Narodowe Centrum Badań Jądrowych
Świerk

Krzysztof Pyszniak

Wykorzystanie zjawisk towarzyszących bombardowaniu jonowemu w diagnostyce procesu implantacji

Rozprawa doktorska

Promotor:
Prof. dr hab. Dariusz Mączka

Świerk 2015

Pamięci moich Rodziców
Anieli i Jana Pyszniaków

Serdecznie dziękuję wszystkim, którzy przyczynili się do powstania niniejszej pracy:
Panu prof. dr. hab. Dariuszowi Mączce za inspirację, opiekę, cierpliwość i okazaną życzliwość;
Panu prof. dr. hab. Jerzemu Żukowi za cenne uwagi oraz za umożliwienie wykonania tej pracy w kierowanym przez Niego Zakładzie Fizyki Jonów i Implantacji Instytutu Fizyki UMCS;
Panu prof. dr. hab. Juliuszowi Sielance za pomoc w wykonaniu obliczeń numerycznych oraz dyskusję otrzymanych wyników;
Kolegom: Markowi Drewniakowi, Andrzejowi Droździelowi, Januszowi Filiksowi, Sławomirowi Prucnalowi, Marcinowi Turkowi oraz Arturowi Wójtowiczowi za udzielenie znaczącej pomocy i wsparcie w trakcie przygotowania rozprawy.

Spis treści

Wstęp 11

Literatura 13

1. Wprowadzenie

1.1. Implantacja jonowa 15

1.2. Zjawiska fizyczne towarzyszące procesowi implantacji jonowej 20

1.3. Cel rozprawy 24

1.4. Literatura 25

2. Oddziaływanie jonów z materią

2.1. Wprowadzenie 35

2.2. Opis zderzeń w układzie laboratoryjnym 39

2.3. Opis zderzeń w układzie środka masy 43

2.4. Przekroje czynne 47

2.5. Potencjały oddziaływania 51

2.6. Strata energii jonów w wyniku hamowania jądrowego 56

2.7. Strata energii jonów w wyniku hamowania elektronowego 62

2.8. Całkowita zdolność hamowania 70

2.9. Zasięg implantowanych jonów 71

2.9.1. Zasięg implantowanych jonów w materiałach wieloskładnikowych 75

2.10. Efekt kanałowania implantowanych jonów 77

2.11. Powstawanie defektów radiacyjnych 84

2.12. Modelowanie numeryczne głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych atomów 90

2.13. Literatura 94

3. Implantator jonów UNIMAS 79

3.1. Wstęp 99

3.2. Wyposażenie małej kopuły implantatora 103

3.3. Wyposażenie dużej kopuły implantatora 104

3.4. Komora tarczowa implantatora 112

3.5. Źródła jonów stosowane w implantatorze UNIMAS 79
3.5.1. Wstęp 118
3.5.2. Plazmowe źródło jonów typu Nielsena 120
3.5.3. Plazmowe źródło jonów z parownikiem wewnętrz nym 124
3.5.4. Źródło jonów z katodą wnękową 128
3.6. Ekstrakcja jonów ze źródła plazmowego 131
3.7. Literatura 133
4. Rozpylanie jonowe
4.1. Wstęp 137
4.2. Zjawiska fizyczne w procesie rozpylania jonowego 138
4.3. Wydajność rozpylania 141
4.4. Zjawisko jonizacji rozpylanych atomów 149
4.4.1. Model tunelowania elektronu 150
4.4.2. Model zrywania wiązań chemicznych 151
4.5. Rozpraszanie wsteczne 152
4.6. Proces rozpylania zaimplantowanych atomów domieszki 153
4.7. Opis stanowiska pomiarowego 164
4.8. Eksperyment i omówienie wyników 174
4.9. Numeryczne modelowanie eksperymentu 187
4.10. Literatura 193
5. Emisja promieniowania rentgenowskiego
5.1. Wprowadzenie 199
5.1.1. Widmo ciągłe promieniowania rentgenowskiego. 200
5.1.2. Emisja charakterystycznego promieniowania re ntgenowskiego 204
5.2. Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z materią
5.2.1. Wprowadzenie 211
5.2.2. Absorpcja fotoelektryczna 212
5.2.3. Rozpraszanie Comptona 218
5.2.4. Rozpraszanie koherentne 223
5.2.5. Tworzenie par elektron-pozyton 226
5.3. Osłabienie wiązki promieniowania rentgenowskiego 229
5.4. Promieniowanie wtórne 233

5.5. Wzbudzanie promieniowania rentgenowskiego w tarczach bombardowanych jonowo
5.5.1. Wprowadzenie ... 234
5.5.2. Kinematyka zderzenia jonu z elektronem ... 235
5.5.3. Jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów lekkimi jonami ... 237
5.5.4. Jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów ciężkimi jonami ... 244
5.5.5. Emisja promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych jonowo ... 247
5.5.6. Osobliwości charakterystycznych widm energetycznych promieniowania rentgenowskiego wzbudzanego w ciele stałym w wyniku bombardowania jonowego ... 249
5.5.7. Energetyczne widmo ciągłe promieniowania X emitowanego z tarcz bombardowanych jonowo ... 250
5.6. Detekcja promieniowania jonizującego
5.6.1. Uwagi wstępne ... 252
5.6.2. Półprzewodnikowe detektory złączowe ... 255
5.6.3. Generacja nośników ładunku elektrycznego w materiale detektora półprzewodnikowego ... 264
5.7. Parametry detektorów promieniowania rentgenowskiego ... 267
5.7.1. Czułość detektora promieniowania rentgenowskiego ... 267
5.7.2. Wydajność półprzewodnikowego detektora promieniowania rentgenowskiego ... 268
5.7.3. Odpowiedź półprzewodnikowego detektora promieniowania X ... 271
5.7.4. Energetyczna zdolność rozdzielcza półprzewodnikowych detektorów promieniowania rentgenowskiego ... 272
5.7.5. Czas odpowiedzi i czas martwy półprzewodnikowego detektora promieniowania rentgenowskiego ... 274
5.8. Spektrometria promieniowania rentgenowskiego
5.8.1. Wprowadzenie ... 275
5.8.2. Metody dyspersji kątowej ... 275
5.8.3. Metody elektroniczne ... 276

5.8.4. Metody filtrowe (absorpcyjne) 278
5.9. Elektroniczny spektrometr promieniowania rentgenowskiego
5.9.1. Wprowadzenie 279
5.9.2. Przedwzmacniacz ładunkowy 280
5.9.3. Linowy wzmacniacz impulsowy 285
5.9.4. Jednokanałowy analizator amplitudy impulsów. 288
5.9.5. Wielokanałowy analizator amplitudy impulsów 290
5.9.6. Zasilacz wysokiego napięcia detektora..... 295
5.10. Cechowanie elektronicznego spektrometru promieniowania rentgenowskiego 295
5.11. Podstawowe parametry spektrometru promieniowania rentgenowskiego z dyspersją energii
5.11.1. Wprowadzenie 296
5.11.2. Zdolność rozdzielcza spektrometru promienio wania rentgenowskiego ..296
5.11.3. Liniowość spektrometru promieniowania rentg enowskiego 297
5.11.3.1. Nieliniowość całkowa spektrometru promien iowania rentgenowskiego 297
5.11.3.2. Nieliniowość różniczkowa spektrometru pro mieniowania rentgenowskiego 298
5.11.4. Maksymalna częstotliwość rejestracji impuls ów w spektrometrze promieniowania rentgenowskiego 299
5.11.5. Stabilność spektrometru promieniowania rent genowskiego 299
5.12. Stanowisko pomiarowe przeznaczone do badania emisji promieniowania X z tarcz bombardowanych jonowo
5.12.1. Wprowadzenie 299
5.12.2. Komora próżniowa 300
5.12.3. Komora eksperymentalna 302
5.12.4. Elektroniczny układ pomiarowy 304
5.12.5. Wyznaczanie charakterystyki energetycznego cechowania spektrometru promieniowania rentgenowskiego 312
5.12.6. Wyznaczanie energetycznej zdolności rozdzie lczej spektrometru promieniowania X z detektorem Si(Li) 316

5.12.7. Wyznaczanie powierzchni czynnej detektora promieniowania rentgenowskiego Si(Li) 317
5.12.8. Pochłanianie promieniowania X w okienkach mylarowych stanowiska pomiarowego 318
5.13. Badanie charakterystycznego promieniowania X emitowanego z tarcz bombardowanych wiązkami jonów średnich energii
5.13.1. Wstęp 320
5.13.2. Badanie emisji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych wiązkami lekkich jonów średnich energii 322
5.13.3. Emisja charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz metalicznych bombardowanych ciężkimi jonami 329
5.13.4. Wpływ dawki jonów Ar^+ o energii 250 keV bombardujących tarczę Mo na wydajność emisji promieniowania rentgenowskiego 333
5.13.5. Emisja promieniowania rentgenowskiego oraz gamma z tarczy palladowej bombardowanej wiązką jonów D_2^+ 369
5.14. Literatura 374
6. Emisja promieniowania optycznego towarzysząca procesowi implantacji jonowej
6.1. Wstęp 381
6.2. Emisja jonowo-fotonowa 383
6.2.1. Rozkłady energetyczne rozpylonych wzbudzonych atomów 384
6.2.2. Modele emisji jonowo-fotonowej 391
6.2.2.1. Model dysocjacji molekularnej 391
6.2.2.2. Model rezonansowego tunelowania elektronu. 393
6.3. Emisja szerokopasmowa i widma ciągłe 398
6.4. Jonoluminescencja 403
6.5. Stanowisko pomiarowe do badania EJF i JL
6.5.1. Konstrukcja stanowiska pomiarowego 407
6.5.2. Wyznaczanie parametrów elektronicznego układu pomiarowego 411
6.5.3. Cechowanie monochromatora 415

6.6. Wyznaczanie głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek metodą SJF
6.6.1. Wprowadzenie 418
6.6.2. Eksperyment i analiza wyników 420
6.7. Jonoluminescencja SiC wzbudzana bombardowaniem jonami H^+
6.7.1. Wstęp 428
6.7.2. Eksperyment i dyskusja wyników 429
6.8. Literatura 433
7. Przykłady wykorzystania techniki implantacji jonowej
7.1. Wytwarzanie diod *p-i-n* metodą implantacji warstw epitaksialnych 4H-SiC jonami glinu 439
7.2. Wpływ implantacji jonowej na generację defektów w strukturach MOSLED 443
7.3. Literatura 447
8. Podsumowanie i wnioski 449
9. Spis publikacji Autora 459

Wstęp

W 1963 r. w Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie rozpoczął pracę pierwszy z Polsce elektromagnetyczny separator izotopów WID 63, natomiast w 1979 r. uruchomiono implantator jonów UNIMAS 79 [1–3]. Problematyka wytwarzania wiązek jonowych oraz ich oddziaływania z ciałem stałym od wielu lat jest głównym i ciągle aktualnym zagadnieniem, którym zajmują się pracownicy Zakładu Fizyki Jonów i Implantacji IF UMCS.

Niniejsza rozprawa zawiera przegląd zjawisk zachodzących podczas bombardowania jonami ciała stałego. Przedstawiono w niej analizę ruchu energetycznych jonów w materiale, a także wpływ parametrów wiązki jonowej (energia, masa oraz liczba atomowa jonu, kąt padania wiązki jonowej, dawka implantacji, natężenie prądu wiązki jonowej) na głębokościowe rozkłady (profile) koncentracji zaimplantowanych domieszek. Przedyskutowano metody doświadczalnego określania tych rozkładów oraz wpływu implantacji jonowej na właściwości bombardowanego jonowo materiału w oparciu o badanie takich zjawisk jak: rozpylanie jonowe, emisja promieniowania rentgenowskiego, emisja jonowo-fotonowa a także jonoluminescencja, które towarzyszą procesowi implantacji jonowej.

Wkładem autora niniejszego opracowania w prowadzone badania związane z implantacją jonową, był znaczący udział w konstrukcji i uruchomieniu trzech unikalnych stanowisk eksperymentalnych:

1) stanowisko do badania rozpylania jonowego[4–8];
2) stanowisko do badania emisji promieniowania rentgenowskiego[9–10];
3) stanowisko do badania emisji jonowo-fotonowej i jonoluminescencji [11–14].

Autor rozprawy brał czynny udział w pracach związanych z projektowaniem i prowadzeniem eksperymentów z analizą otrzymanych wyników.

Rozprawa została podzielona na dziewięć rozdziałów.

Rozdział pierwszy zawiera krótkie omówienie zastosowań implantacji jonowej oraz zjawisk towarzyszących bombardowaniu ciała stałego wiązką energetycznych jonów.

W rozdziale drugim zostały zaprezentowane podstawy teoretyczne, odnoszące się do tematyki oddziaływania wiązek jonowych z ciałem stałym. Omówiono towarzyszące temu procesowi zjawiska i wprowadzono niezbędne pojęcia, wykorzystywane w dalszej części niniejszej pracy, takie jak: zderzenia elastyczne i nieelastyczne, potencjały oddziaływania,

przekroje czynne na zderzenia, hamowanie jądrowe i elektronowe energetycznych jonów penetrujących materiał tarczy, defektowanie próbki w wyniku bombardowania jonowego, kanałowanie padających jonów w materiale krystalicznym, dawka implantacji, zasięgi implantowanych jonów, głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych domieszek.

W rozdziale trzecim omówiono konstrukcję i parametry implantatora UNIMAS 79, który pracuje w Instytucie Fizyki UMCS w Lublinie. Szczególną uwagę zwrócono na budowę i parametry stosowanych źródeł jonowych. Poruszono także problemy związane z ekstrakcją i formowaniem wiązki jonowej, wprowadzonej do komory implantacyjnej.

Rozdział czwarty dotyczy analizy zjawisk rozpylania jonowego i wtórnej emisji jonowej, zachodzących w trakcie implantacji. Omówiona została konstrukcja stanowiska pomiarowego, przeznaczonego do badania rozpylania jonowego i wtórnej emisji jonowej, składającego się z komory eksperymentalnej oraz elektronicznego układu pomiarowego, wyposażonego w analizator energii jonów wtórnych i kwadrupolowy analizator mas. W opracowaniu przedstawiono cały szereg pomiarów testujących z użyciem pierwotnych wiązek jonowych Ar^+ i K^+ oraz tarcz krzemowych i tytanowych. Otrzymane wyniki zostały porównane z obliczeniami wykonanymi przy pomocy numerycznego modelowania procesu rozpylania jonowego z wykorzystaniem programu SATVAL [15, 16].

Rozdział piąty poświęcony został badaniu charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego, emitowanego z tarcz w trakcie implantacji jonowej. Omówiono mechanizmy wzbudzania promieniowania X, zarówno hamowania jak i charakterystycznego. Poruszone zostały także zagadnienia oddziaływania tego rodzaju promieniowania z materią. Zaprezentowano metody jego detekcji, ze szczególnym uwzględnieniem detektorów półprzewodnikowych. Omówione zostały również spektrometry promieniowania X oraz ich podstawowe parametry. W tym rozdziale zawarto opis skonstruowanego stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania emisji promieniowania X, wzbudzanego w bombardowanych jonowo tarczach. Składa się ono z komory eksperymentalnej oraz próżniowej połączonej z traktem jonowym implantatora UNIMAS 79 oraz elektronicznego układu pomiarowego, wyposażonego w detektor Si(Li). Zaprezentowane zostały wyniki badania względnej wydajności emisji charakterystycznego promieniowania X, pochodzącego z wybranych tarcz metalicznych i półprzewodnikowych, bombardowanych wiązkami jonów lekkich: H^+, H^+_2, N^+ oraz jonami ciężkimi Ar^+ w zakresie energii od 100 keV do 300 keV. Wyznaczono wartości energii progowych padających jonów, poniżej których nie rejestruje się fotonów promieniowania X

analizowanej linii emisyjnej. Rozważany jest także wpływ dawki implantacji na względną wydajność emisji promieniowania rentgenowskiego, pochodzącego ze wzbudzonych atomów, zarówno materiału tarczy jak i implantowanej domieszki na przykładzie bombardowania próbki molibdenowej oraz aluminiowej wiązką jonów argonu o energii 250 keV.

W rozdziale szóstym poruszone zostały zagadnienia związane z emisją promieniowania optycznego, zachodzącego zarówno nad, jak i na powierzchni oraz w objętości bombardowanej jonowo tarczy, takie jak emisja jonowo-fotonowa oraz jonoluminescencja. Omówiono konstrukcję stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania emisji jonowo-fotonowej i jonoluminescencji, które składa się z komory eksperymentalnej, komory próżniowej, traktu optycznego oraz elektronicznego toru pomiarowego. Do detekcji słabych sygnałów świetlnych zastosowano technikę opartą na zliczaniu pojedynczych fotonów promieniowania optycznego. W tym rozdziale zaprezentowano metodę wyznaczania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek, wykorzystującą zjawisko emisji jonowo-fotonowej. Badano głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych atomów aluminium w tarczach GaAs i SiC oraz atomów manganu w tarczy krzemowej. Wymienione tarcze bombardowano wiązkami jonów Ar^+ o energiach 80 keV i 120 keV oraz jonami Bi^+ o energii 120 keV. Analizowano także wpływ amorfizacji tarczy, wywołanej bombardowaniem jonowym, na intensywność jonoluminescencji. Próbki SiC były bombardowane jonami H^+ o energiach 120 keV i 180 keV. Zaobserwowano wygaszanie luminescencji w funkcji dawki implantacji.

W rozdziale siódmym zaprezentowano przykłady zastosowania implantacji jonowej.

Rozdział ósmy stanowi podsumowanie niniejszego opracowania.

Rozdział dziewiątym zawiera wykaz publikacji naukowych autora rozprawy.

Literatura

[1] D. Mączka, A. Latuszyński, J. Pomorski, *15 lat elektromagnetycznej separacji izotopów w Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UMCS*, Postępy Fizyki, Tom 31, Zeszyt 3, 1980.

[2] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, *Elektromagnetic isotope separator at Lublin*, Nucl. Instr. Meth., 37, 1963, 249–258.

[3] D. Mączka, *Separacja izotopów i implantacja jonowa w Zakładzie Fizyki Jonów i Implantacji IF UMCS*, Annales UMCS, sectio AAA, vol XLIX, 15, Lublin 1994.

[4] A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Sielanko, M. Turek, A. Wójtowicz, Rapid Comm. Mass Spectrom., 20, 2006, 298–302.

[5] **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Wójtowicz, J. Sielanko, *Secondary ion emission from Ti and Si targets induced by medium energy Ar^+ ion bombardment. Experimental and computer simulation*, Vacuum, 81(10), 2007, 1145.

[6] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, *Stanowisko do badania rozpylania jonowego wiązkami średniej energii,* Elektronika, 10, 2007, 51–54.

[7] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Ustanowka dla issledovaniya protsessov ionnogo raspyleniya pod vliyaniem putschkov ionov srednich energy*, Preprint ZIBJ Dubna, P13, 2008, 145.

[8] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, J. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Project of the test stand for conducting research on ion sputtering caused by ions of medium energies*, Przegląd Elektrotechniczny, 86 (7), 2010, 190–192.

[9] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, **K. Pyszniak**, *250 keV argon induced X-ray emission from metallic targets,* vol. XLVI/XLVII, 24, sectio AAA, Annales UMCS, Lublin, 1991/1992, 217–221.

[10] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, *Influence of bombarding 250 keV Ar^+ ion dose upon X-ray emission from Mo target,* Annales UMCS, vol. L/LI, sectio AAA, Lublin, 1995/1996, 117–135.

[11] **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, M. Turek, *Simultaneous ionoluminescence and SIMS investigations of sputtering induced by medium energy ion beams*, ELTE 2007, Book of Abstrcts, 246.

[12] R. Kuduk, M. Kulik, D. Mączka, **K. Pyszniak**, J. Żuk, Phys. Stat. Sol., (a) 112, 1989, 799.

[13] **K. Pyszniak**, Ł. Gluba, M. Turek, A. Droździel, J. Filiks, A. Wójtowicz, J. Żuk, M. Mączka, Elektronika, 11, 2011, 50–52.

[14] **K. Pyszniak**, J. Żuk, A. Droździel, A. Wójtowicz, S. Prucnal, M. Turek, *Jonoluminescencja SiC wzbudzana bombardowaniem jonami H^+*, Przegląd Elektrotechniczny, 89, 2013, 281–283.

[15] J. Sielanko, W. Szyszko, Nucl. Inst. Meth., B, 16, 1986, 340.

[16] J. Sielanko, W. Szyszko, Surf. Sci., 1985, 161, 101.

1. Wprowadzenie

1.1. Implantacja jonowa

Ze zjawiskiem bombardowania jonowego fizycy zetknęli się w drugiej połowie dziewiętnastego wieku. W 1854 r. M. Faraday zaobserwował, że na obudowie lampy wyładowczej osadza się metaliczna warstwa materiału, jednakże nie potrafił tego faktu zinterpretować we właściwy sposób. Dopiero w 1886 r. F. Goldstein wyjaśnił to zjawisko jako efekt rozpylania powierzchni katody w wyniku bombardowania jej dodatnimi jonami, które powstają w wyładowaniu elektrycznym w lampie. E. Rutherford w 1911 r przeprowadził eksperyment polegający na bombardowaniu cząstkami α o energii 7,68 MeV cienkiej filii wykonanej ze złota. Z pomiarów kąta rozpraszania tych cząstek na folii wywnioskował, że atom składa się z jądra oraz krążących wokół niego elektronów, co miało doniosłe znaczenie w dziedzinie poznania budowy materii. W kolejnych latach fizycy badali oddziaływania cząstek naładowanych o energiach w bardzo szerokim zakresie od kilkunastu eV do kilku MeV z różnymi materiałami, co przyczyniło się do poznania wielu nowych zjawisk [1.1].

Problematykę związaną z bombardowaniem jonowym ciała stałego można podzielić na trzy podstawowe zagadnienia:

1) wytwarzanie jonów [1.2–1.22];
2) formowanie i prowadzenie wiązki jonowej [1.2–1.6, 1.23–1.28];
3) oddziaływanie jonów z ciałem stałym [1.2–1.4, 1.29–1.33].

Jednym z procesów fizycznych, występujących podczas bombardowania ciała stałego wiązką jonów, jest implantacja. Według W. Rosińskiego [1.2, 1.3] implantacja jonowa to proces polegający na wprowadzeniu atomów dowolnego rodzaju do przypowierzchniowej warstwy ciała stałego dzięki energii, jaką one nabywają, po uprzednim ich zjonizowaniu, w przyspieszającym polu elektrycznym. Energia implantowanych jonów zawiera się zwykle w przedziale od kilku keV do kilku MeV, natomiast grubość implantowanych warstw mieści się w przedziale od ułamka do pojedynczych mikrometrów. Bombardowany jonami materiał najczęściej określany jest terminem „tarcza". W niniejszej pracy autor stosuje także termin „próbka". Wymienione terminy stosowane są zamiennie. W niektórych przypadkach implantacji jonowej może towarzyszyć także wnikanie i pozostawanie w tarczy cząstek obojętnych, które wcześniej

uległy neutralizacji i razem ze strumieniem jonów zostały wprowadzone do bombardowanego materiału [1.23].

Wynikiem skomplikowanych zjawisk, zachodzących w ciele stałym i na jego powierzchni podczas implantacji jonowej, jest zmiana właściwości bombardowanej tarczy, spowodowana wprowadzonymi domieszkami. Modyfikacja implantowanego materiału to pojęcie wieloaspektowe, może bowiem oznaczać zarówno zmiany właściwości fizycznych jak i chemicznych [1.34]. Do właściwości fizycznych należy zaliczyć takie jak: elektryczne (elektroniczne), optyczne [1.35–1.52], magnetyczne [1.53], mechaniczne (trybologiczne).

Ogromny postęp, jaki dokonał się w dziedzinie techniki jądrowej po 1945 r., spowodował, że w licznych laboratoriach fizycznych uruchamiano wiele różnych typów akceleratorów cząstek naładowanych oraz elektromagnetycznych separatorów izotopów, które początkowo wykorzystywane były także do wykonywania implantacji jonowych. Udoskonaloną wersją separatorów izotopów przystosowaną dla potrzeb implantacji jonowej są obecnie wyspecjalizowane urządzenia zwane implantatorami [1.2–1.6, 1.23, 1.24, 1.29, 1.54–1.56].

Jednym z pierwszych zastosowań implantacji jonowej było domieszkowanie materiałów półprzewodnikowych, prowadzące do istotnej modyfikacji ich właściwości elektrycznych [1.2 57–1.4, 1.57–1.64]. Domieszkowanie półprzewodników metodą implantacji jonowej odbywa się w warunkach dalekich od równowagi termodynamicznej i jest niezależne od współczynników rozpuszczalności domieszek w materiale tarczy, co ma na przykład miejsce w przypadku zastosowania innych metod. Implantacja jonowa w stosunku do najpopularniejszych technik domieszkowania, takich jak dyfuzja czy wtapianie wykazuje cały szereg zalet wynikających z jej podstaw fizycznych i zastosowanych urządzeń – implantatorów. Proces implantacji jest sterowany elektrycznie – precyzyjnie w szerokich granicach parametrów i co najważniejsze charakteryzuje się doskonałą powtarzalnością [1.56–1.68]. Możliwe jest zadawanie koncentracji zaimplantowanych domieszek, ich zasięgów i profili rozkładów głębokościowych. Dokonuje się tego poprzez odpowiedni i dokładny dobór dawki implantacji, energii jonów, temperatury tarczy oraz jej orientacji względem osi wiązki jonowej. Wymagane dawki jonów w procesie domieszkowania materiałów półprzewodnikowych są rzędu $10^{13} \div 10^{16}$ jonów/cm^2. Stosując implantację wielokrotną (różne dawki i energie jonów) można uzyskać profile rozkładów domieszek, które są niedostępne innymi metodami [1.35]. Proces implantacji jest procesem kierunkowym, w związku z tym charakteryzuje

się bardzo słabym efektem „podmywania brzegów" stref implantowanych. Implantacja może być prowadzona zarówno w temperaturze pokojowej jak również do tarcz ogrzanych lub schłodzonych. Stosuje się wówczas specjalne piecyki lub wymrażarki, np. azotowe. Wygrzewanie tarcz w trakcie lub po implantacji w celu usunięcia powstałych defektów strukturalnych zachodzi w temperaturze znacznie niższej niż w przypadku stosowania innych metod domieszkowania, a więc dyfuzyjne rozmycie profili głębokościowego rozkładu domieszki jest znacznie mniejsze. Bardzo ważną zaletą implantacji jonowej jest fakt, że proces prowadzony jest w wysokiej próżni, a wiązka jonowa charakteryzuje się dużą czystością dzięki zastosowaniu separatora mas. Istotną zaletą implantacji jonowej jest także możliwość bardzo równomiernego rozmieszczenia domieszki w przekroju poprzecznym tarczy z jednorodnością lepszą niż ±1% dzięki rastrowemu przemiataniu wiązki jonowej za pomocą specjalnych układów odchylających. Przekroje stosowanych wiązek jonowych mają średnicę rzędu kilku milimetrów.

Kolejną zaletą procesu implantacji jest możliwość wprowadzania domieszek do materiału poprzez cienkie warstwy, np. tlenków lub azotków. Istotna jest także prostota maskowania przez zastosowanie fotomaski lub maski mechanicznej. W wyniku zastosowania implantacji zanieczyszczenia materiału półprzewodnikowego materiałem maski są praktycznie do pominięcia. Pierwszym, który otrzymał patent na zastosowanie implantacji jonowej do produkcji elementów półprzewodnikowych był W. Shockley (1954 r.) [1.69], współwynalazca tranzystora (1948r.) i laureat nagrody Nobla (1954 r). Na skalę przemysłową technika implantacji jonowej została wykorzystana po raz pierwszy w drugiej połowie lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku do produkcji tranzystorów MOS. Z czasem obszar jej zastosowań uległ znacznemu poszerzeniu i obecnie stosowana jest między innymi do wytwarzania wszelkiego rodzaju diod (np. pojemnościowych, fotodetektorów, ogniw słonecznych), tranzystorów bipolarnych, tranzystorów polarnych, układów CMOS itd. Powszechne zastosowanie technika inplantacji znalazła w procesie wytwarzania izolacji w układach scalonych [1.70]. Użycie procesu implantacji umożliwia także domieszkowanie dowolnym rodzajem jonów o ściśle określonej dawce materiałów supertwardych, takich jak diament czy kubiczny azotek boru [1.71]. Implantacja jonowa znalazła również szerokie zastosowanie do modyfikacji właściwości elektrycznych innych niż krzem i german materiałów półprzewodnikowych: InGaP, InGaAs, InAlAs [1.31]. W tych przypadkach implantacja jest wykorzystywana do wytwarzania płytkich złącz do produkcji urządzeń optoelektronicznych. Nowe zastosowania implantacji jonowej dotyczą wytwarzania izolujących warstw zagrzebanych, modyfikacji struktur wielowarstwowych

(mieszanie studni kwantowych), wytwarzania nanokropek czy nanodrutów kwantowych oraz integracji obszarów o różnych szerokościach pasma zabronionego [1.72–1.78]. Wymienione zastosowania są tylko nielicznymi przykładami wykorzystania procesu implantacji jonowej w produkcji urządzeń półprzewodnikowych.

Sukcesy w domieszkowaniu półprzewodników metodą implantacji, a także postęp w konstrukcji źródeł jonowych używanych w implantatorach spowodował możliwość szerszego zastosowania tej metody do modyfikacji właściwości metali i izolatorów [1.79, 1.80]. Wymagane dawki jonów w tych zastosowaniach są rzędu $10^{16} \div 10^{18}$ jonów/cm^2. W przypadku wprowadzania domieszek takich pierwiastków jak: C, N, Ti i Cr do tarcz metalicznych metodą implantacji jonowej, uzyskuje się interesujące zmiany ich właściwości trybologicznych i chemicznych, do których należy zaliczyć: tarcie, mikrotwardość, wytrzymałość na zmęczenie czy odporność na korozję. Wszystkie wymienione właściwości mają istotne znaczenie w wielu dziedzinach techniki i nie tylko, między innymi w mechanice precyzyjnej, energetyce jądrowej, metalurgii, a nawet w medycynie, np. przy wytwarzaniu implantów chirurgicznych [1.81]. Wprowadzenie domieszek metodą implantacji jonowej do izolatorów skutkuje najczęściej zmianą ich własności optycznych.

Ważnym zagadnieniem staje się implantacja jonów do polimerów, które w wielu zastosowaniach są materiałami bardzo atrakcyjnymi z uwagi na ich właściwości, takie jak niewielki ciężar właściwy, duża rezystancja elektryczna, plastyczność, odporność na korozję. Poważna wada polimerów to ich mała wytrzymałość mechaniczna. Implantacja jonowa jest metodą, umożliwiającą modyfikację wierzchniej warstwy polimeru, która częściowo usuwa wspomnianą wadę materiału [1.82].

Implantacja jonowa jest także metodą pozwalającą testować materiały konstrukcyjne, przeznaczone do techniki reaktorowej, które muszą być odporne na bombardowanie wysokoenergetycznymi atomami helu. Implantacja jonowa znalazła także zastosowanie w spektroskopii jądrowej. Zaimplantowane do tarcz atomy pierwiastków promieniotwórczych mogą służyć jako wskaźniki lub sondy [1.83, 1.84].

Zjawiska zachodzące w czasie implantacji jonowej nie są do końca poznane, dlatego też jednocześnie z pracami doświadczalnymi związanymi z praktycznym wykorzystaniem implantacji jonowej podjęto także działania dotyczące teoretycznego opisu tego procesu. Starano się odpowiedzieć między innymi na następujące pytania:

- jaki jest zasięg penetrujących tarczę jonów i od jakich czynników on zależy?
- jaki jest głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych domieszek?

– jakie zjawiska zachodzą w czasie ruchu jonów w materiale?

Umiejętność teoretycznego przewidywania rozkładu koncentracji zdeponowanych domieszek jest niezbędna do wyjaśnienia zjawisk wpływających na właściwości implantowanego materiału.

Energetyczne jony, wnikając do tarczy, są w niej hamowane na skutek strat energii w oddziaływaniach z jądrami atomowymi i elektronami materiału próbki. Straty te wyznaczają zasięgi jonów w próbce oraz liczbę i rozmieszczenie defektów w jej strukturze, generowanych przez penetrujące jony. Ze względu na mechanizmy wytracania energii przez bombardujące jony, interesujące są takie parametry padających cząstek naładowanych oraz atomów tarczy jak ich liczby atomowe Z_1 i Z_2, masy atomowe M_1 oraz M_2, a także energie padających jonów [1.2–1.4, 1.29, 1.31, 1.33, 1.85].

Proces hamowania jądrowego energetycznych jonów przedstawiany jest zwykle jako zderzenia sprężyste dwóch ciał. Dla zakresu wysokich energii bombardujących jonów straty na hamowanie jądrowe opisywane są za pomocą rozpraszania rutherfordowskiego, w zakresie średnich energii z wykorzystaniem rozpraszania kulombowskiego, natomiast w przypadku niskich energii zderzenia jonów z atomami tarczy są znacznie bardziej skomplikowane. Proces hamowania elektronowego dotyczy oddziaływania jonów z elektronami sieci, czego skutkiem są zjawiska wzbudzania i jonizacji atomów. Całkowita strata energii jonów może być zatem rozważana jako suma w/w składników. W zakresie małych energii implantowanych jonów dominują zderzenia jądrowe, przy wyższych energiach ważniejsze są zderzenia elektronowe.

Analizując zjawiska zachodzące podczas implantacji do ciała stałego jonów o danej energii, rozpatrywać należy dwa odrębne przypadki – bombardowanie ciała bezpostaciowego (amorficznego) i ciała o strukturze kryształu. W sytuacji jonowego domieszkowania materiału amorficznego oddziaływania jon - atom tarczy mają charakter procesu statystycznego, nieskorelowanego. W wyniku wnikania jonów w głąb bombardowanej próbki, otrzymuje się rozkład zaimplantowanej domieszki o profilu, który w pierwszym przybliżeniu może być opisany krzywą Gaussa. Rozkład ten charakteryzuje położenie maksimum koncentracji jonów R_p oraz jej rozrzutu ΔR_p. W przypadku implantacji jonów do kryształów, zarówno zasięg jak i głębokościowy rozkład koncentracji domieszki zależy od orientacji struktury względem kierunku padania wiązki jonowej.

Bardzo ważnym etapem w teoretycznych badaniach, dotyczących oddziaływania wiązek jonowych z ciałem stałym, było zastosowanie numerycznego modelowania

procesów zachodzących w trakcie bombardowania materiału tarczy cząstkami naładowanymi. Programy komputerowe oparte na metodzie Monte Carlo czy dynamiki molekularnej wyparły analityczny, często bardzo skomplikowany, opis zachodzących w tarczy procesów, co umożliwiło określanie zasięgów implantowanych jonów, ich głębokościowych rozkładów, współczynników rozpylania, wielkości dawek zdeponowanych oraz rozkładów powstających defektów [1.86, 1.87].

Zjawiskami, które ograniczają stosowanie procesu implantacji, są miedzy innymi: wielkość dawki domieszki, jaką można wprowadzić do materiału (dawka nasycenia), a także zmiany składu warstwy przypowierzchniowej, wynikające z efektu rozpylania preferencyjnego [1.31].

Poważną wadą implantacji jonowej jest wysoki koszt procesu, co powoduje że stosowana ona jest tylko w produkcji wielkoseryjnej, bądź tam, gdzie konieczne jest wytwarzanie przyrządów o określonych właściwościach niemożliwych do osiągnięcia innymi, tańszymi technikami.

1.2. Zjawiska fizyczne towarzyszące procesowi implantacji jonowej

Implantacja jonowa nie jest jedynym "wyizolowanym" zjawiskiem, występującym w trakcie bombardowania powierzchni ciała stałego energetycznymi jonami. Takiemu bombardowaniu towarzyszy wiele, bardziej lub mniej powiązanych ze sobą zjawisk fizycznych, których udział zależy od różnorodnych czynników, między innymi od właściwości implantowanego materiału, rodzaju bombardujących jonów, ich kąta padania na powierzchnię próbki, dawki implantacji, temperatury tarczy, jakości jej powierzchni, poziomu próżni w komorze implantacyjnej i innych.

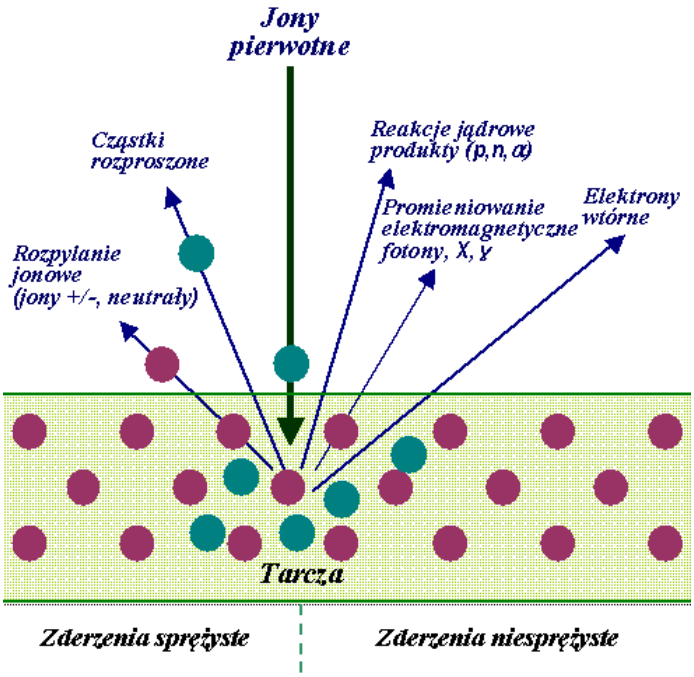
Zjawiska występujące w czasie bombardowania jonowego powierzchni ciała stałego można podzielić na dwie grupy:

- zjawiska zachodzące na powierzchni bombardowanego ciała;
- zjawiska zachodzące w jego warstwie przypowierzchniowej.

Innym kryterium stosowanym w klasyfikacji zjawisk, występujących podczas bombardowania jonowego ciała stałego, jest charakter oddziaływania padających, energetycznych jonów z atomami tarczy. Uwzględnienie tego kryterium pozwala na wyróżnienie dwóch głównych mechanizmów:

1) zderzeń sprężystych;
2) zderzeń niesprężystych.

Przykłady zjawisk występujących podczas bombardowania ciała stałego jonami, będących skutkiem zderzeń sprężystych lub niesprężystych, przedstawiono na rys. 1.1.



Rys. 1.1. Zjawiska fizyczne towarzyszące procesowi implantacji jonowej

Do podstawowych zjawisk towarzyszących implantacji jonowej można zaliczyć rozpylanie jonowe oraz wtórną emisję jonową, polegające na uwalnianiu jednego lub większej ilości atomów lub jonów tarczy dzięki energii nabytej w zderzeniach z bombardującymi ciało cząstkami naładowanymi [1.32, 1.33, 1.81, 1.85, 1.88–1.102]. Innym rodzajem rozpylania jest rozpylanie chemiczne. Ma ono miejsce wówczas, gdy dochodzi do reakcji chemicznych między padającymi jonami a atomami tarczy, czego wynikiem są nowe związki chemiczne uformowane na powierzchni materiału, które następnie mogą być uwalniane z zewnętrznej warstwy próbki w postaci cząsteczek gazu. Rozpylane z bombardowanej jonowo tarczy atomy, w pewnych warunkach mogą ponownie osadzać się na jej powierzchni. Zjawisko to zwane jest zjawiskiem wtórnego osadzania.

Kolejnym procesem związanym z implantacją jest rozpraszanie wsteczne. Padające jony, przekazując część swojej energii kinetycznej atomom materiału w trakcie oddziaływań sprężystych, mogą ulec rozproszeniu wstecznemu. Jeżeli energia jonu jest mała, to przeważają zderzenia pojedyncze, natomiast przy większej energii, ich rozpraszanie jest wynikiem wielokrotnych zderzeń z atomami bombardowanej tarczy.

Procesowi implantacji jonowej towarzyszy także desorpcja cząsteczek i atomów, słabo związanych z bombardowaną powierzchnią. To zjawisko jest głównym czynnikiem powodującym „czyszczenie" tejże powierzchni.

Podczas bombardowania jonowego tarczy obserwuje się również emisję elektronów wtórnych.

Ważnym zjawiskiem fizycznym, towarzyszącym bombardowaniu jonowemu, jest emisja promieniowania elektromagnetycznego, które powstaje w wyniku wzbudzania lub jonizacji atomów tarczy przez padające jony. Już dla małych energii jonów dochodzi do emisji światła [1.103–1.108], natomiast jeżeli ta energia ma odpowiednio dużą wartość, może mieć miejsce także emisja promieniowania rentgenowskiego i towarzysząca mu emisja elektronów Augera [1.109–1.122].

Bardzo ważnym zjawiskiem, powodowanym implantacją jonową, jest defektowanie materiału, które zaburza jego sieć krystaliczną [1.2–1.4].

Jednym z efektów bombardowania jonowego jest nagrzewanie tarczy, co może doprowadzić do desorpcji niektórych jej komponentów lub też rozhartowania powierzchni materiału w przypadku implantacji próbek metalicznych. W związku z tym, w razie potrzeby stosuje się chłodzenie implantowanej tarczy.

Poznanie właściwości modyfikowanego w procesie implantacji materiału, wymaga kompleksowej znajomości procesów zachodzących wewnątrz bombardowanej jonowo tarczy. Aby móc określić związek pomiędzy parametrami implantacji a właściwościami implantowanego materiału, niezbędna staje się umiejętność analizy między innymi składu i struktury zmodyfikowanej warstwy. Znajomość głębokościowego rozkładu koncentracji zdeponowanych w tej warstwie domieszek, jest niezwykle istotna w badaniach podstawowych oraz zastosowaniach technicznych. Umiejętność teoretycznego przewidywania, czy też numerycznego modelowania głębokościowych rozkładów implantowanych jonów w różnych materiałach, wymaga jednak doświadczalnej weryfikacji [1.123].

Podstawą licznych metod badawczych fizyki ciała stałego są różnorodne zjawiska towarzyszące bombardowaniu ciała stałego wiązką jonów. Metody te zalicza się do grupy badawczych metod wiązkowych. W metodach wiązkowych analizowany materiał może być bombardowany wiązką elektronów, protonów, neutronów, jonów lub też fotonów [1.124]. W wyniku oddziaływania wymienionych wiązek z materiałem tarczy dochodzi do wzbudzania promieniowania elektromagnetycznego lub do emisji cząstek neutralnych czy też naładowanych z badanej próbki. Stosowane w analizie wiązki jonowe, bezpośrednio

lub pomocniczo pozwalają na określenie składu ilościowego i jakościowego badanego materiału, umożliwiają wykrywanie domieszek, sporządzanie głębokościowych rozkładów koncentracji implantowanych jonów oraz detekcję defektów sieci krystalicznej próbki. Wybór tej czy innej metody badawczej zależy oczywiście od tego, jaką informację chce się uzyskać. Często istnieje konieczność zastosowania dwu lub kilku metod [1.125].

Najważniejszymi technikami, służącymi do określania głębokościowych rozkładów zaimplantowanych domieszek, w których wykorzystuje się wiązki jonowe, są:

1) SIMS – Secondary ion mass spectroscopy [1.126–1.128];
2) RBS – Rutherford back scattering [1.25, 1.29];
3) ISS(LEISS) – (Low energy) ion scattering spectroscopy [1.130, 1.131];
4) NRA – Nuclear reaction analysis [1.125];
5) BLE – Bombardment-induced light emission [1.106, 1.107].

Techniką jonową, służącą do określania składu jakościowego i ilościowego materiału, wykorzystującą bombardowanie jonowe, jest metoda PIXE – Photon-induced X-ray emission [1.125, 1.129].

Do badania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek najczęściej wykorzystuje się technikę SIMS. Pomiar dokonywany jest z zastosowaniem trawienia jonowego tarczy, które pozwala odkrywać coraz to głębsze warstwy bombardowanego materiału. Po usunięciu każdej kolejnej warstwy, analizowany jest skład powierzchni badanej próbki. Należy nadmienić, iż technika SIMS zalicza się do analitycznych metod niszczących.

Do metod nieniszczących, w których wykorzystuje się bombardowanie jonowe należy zaliczyć: metodę RBS oraz metodę NRA. W tych technikach stosowane są wiązki protonów czy cząstek α o energiach rzędu MeV. Metoda RBS opiera się na zjawisku rozpraszania wstecznego bombardujących jonów na atomach tarczy. W technice NRA w wyniku oddziaływania wysokoenergetycznej wiązki jonowej z jadrami atomów tarczy może dojść do ich wzbudzenia. Na skutek oddziaływań powstają jądra złożone, które w wyniku rozpadu promieniotwórczego emitują protony, neutrony, cząstki α oraz promieniowanie γ o energiach charakterystycznych dla danego rodzaju jąder. Analiza energii emitowanych z materiału cząstek oraz kierunków ruchu, pozwala wyznaczyć miejsce ich powstawania w objętości tarczy.

1.3. Cel rozprawy

Implantacja jonowa jest procesem, w którym kontroluje się wiele parametrów, takich jak:

- wartości napięć i prądów zasilaczy źródła jonów;
- dozowanie gazu do źródła jonów;
- wartość napięcia ekstrakcyjnego;
- wartość napięcia ogniskującego;
- wartość prądu elektromagnesu separującego;
- energia wiązki jonowej (pomiar wartości napięcia przyspieszającego);
- natężenie prądu wiązki jonowej;
- profil wiązki jonowej;
- gęstość prądu jonowego na tarczy;
- kąt padania wiązki jonowej na tarczę;
- dawka implantacji;
- jednorodność implantacji;
- temperatura implantowanej tarczy;
- poziom próżni w trakcie jonowym i komorze implantacyjnej.

W trakcie procesu implantacji nie diagnozuje się natomiast stanu powierzchni implantowanej tarczy, dawki zdeponowanej, dawki nasycenia, rozpylania lub puchnięcia próbki, stopnia zdefektowania implantowanej warstwy. Odpowiednie analizy przeprowadzane są po zakończeniu procesu implantacji z użyciem specjalistycznych i często kosztownych aparatur.

Celem niniejszej pracy była analiza zjawisk towarzyszących implantacji jonowej, takich jak: rozpylanie jonowe, emisja promieniowania rentgenowskiego, emisja jonowo-fotonowa oraz jonoluminescencja, pod kątem wykorzystania ich do monitorowania (on-line) procesu implantacji, polegającego na ocenie stanu czystości powierzchni tarczy, określeniu stopnia jej zdefektowania, czy wyznaczeniu dawki nasycenia. Drugim zagadnieniem było wykorzystanie wiązki jonowej implantatora jako wiązki analizującej w metodzie PIXE lub rozpylającej do wyznaczania wartości współczynników rozpylania zarówno materiału tarczy, jak i zaimplantowanej domieszki, a także określenie głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek z zastosowaniem emisji jonowo-fotonowej.

1.4. Literatura

[1.1] A.K. Wróblewski, *Historia fizyki*, PWN, Warszawa 2006.

[1.2] W. Rosiński, *Implantacja jonowa*, PWN, Warszawa 1975.

[1.3] W. Rosiński, *Wybrane zastosowania implantacji jonów w nauce i technice*, Ossolineum, Wrocław 1982.

[1.4] W. Żuk, *Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów*, PWN, Warszawa 1980.

[1.5] J. Zdanowski, *Wyładowania elektryczne w gazach*, skrypty Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1975.

[1.6] D. Mączka, *Badania nad wywarzaniem jonów dla celów separacji izotopów i implantacji jonowej*, Rozprawa habilitacyjna, UMCS, Lublin 1982.

[1.7] A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka ,**K. Pyszniak**, *Study of some processes in the ion sources at the UMCS mass separator*, Nucl. Inst. Meth., B, 126, 1997, 58–61.

[1.8] D. Mączka, K. Kiszczak, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Multiple ionization in plasma ion source of electromagnetic isotope separator*, Vacuum, 58, 2000, 536–542.

[1.9] A. Latuszynski, A. Drozdziel, **K. Pyszniak**, J. Dupak, D. Mączka, J. Meldizon, *Plasma ion source with hollow cathode*, Vaccum, 70 (2–3), 2003, 451.

[1.10] M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Arc discharge ion source for europium and other refractory metals implantation,* Rev. Sci. Instr., 80, 2009, 043304.

[1.11] M. Turek, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, A. Droździel, J. Żuk, *Źródło jonów dla potrzeb implantacji jonami* Al^{+}, Elektronika, 50(9), 2009, 102.

[1.12] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, J. Żuk, *Arc discharge ion source with an evaporator, computer simulations and experiment*, Przegląd Elektrotechniczny, 86 (7), 2010, 193–195.

[1.13] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, *Compact hollow cathode ion source with an internal evaporator*, Nucl. Instr. Meth., A, 654 (1), 2011, 57–62.

[1.14] M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Versatile plasma ion source with an internal evaporator*, Nucl. Instr. Meth., B, 269 (7), 2011, 700–707.

[1.15] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Plasma ion source with an internal evaporator*, Acta Phys. Pol., A, 120 (1), 2011, 184–187.

[1.16] M. Turek A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal. *Dwie konstrukcje plazmowych źródeł jonów z parownikiem*, Elektronika, LII(11), 2011, 60.

[1.17] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, Yu. Yushkevich, A. Vaganov, *Plasma Sources of Ions of Solids*, Instr.. Exp. Tech., 55, 2012, 469.

[1.18] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *Wytwarzanie jonów podwójnie naładowanych w plazmowym źródle jonów z parownikiem* , Przegląd Elektrotechniczny, 88(116), 2012, 328.

[1.19] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, B. Słowiński, *Production of doubly charged ions using a hollow cathode ion source with an evaporator*, Acta Phys. Pol., A, 123, 2013, 843–846.

[1.20] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Production of Mo^+ beams using an arc discharge ion source*, NEET 2013, Conference Book, 161.

[1.21] M. Turek, D. Mączka, B. Słowiński, Y. Yushkevich, **K. Pyszniak**, J. Zubrzycki, *Electron beam plasma generated ion source for nuclear spectroscopy*, Przegląd Elektrotechniczny, 89, 2013, 290–293.

[1.22] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Production of Mo^+ beams using an arc discharge ion source*, Acta Physica Polonica, A, 94(6), 2014, 1388.

[1.23] Z.A. Kozłowski, *Implantatory ciężkich jonów*, Post. Tech. Jądr., 18, 1974, 343–348.

[1.24] D. Mączka, A. Latuszyński, R. Kuduk, J. Partyka, *Optimization of the ion implantation process*, Nucl. Instr. Meth., B, 21, 1987, 521–522.

[1.25] **K. Pyszniak**, J. Meldizon, A. Droździel, S. Prucnal, J. Sielanko, *Badania rozbieżności wiązki jonowej emitowanej ze źródła z katodą wnękową*, Elektronika, 11/12, 2003, 16.

[1.26] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Sielanko, *Extraction of the ion beam from hollow cathode ion source, experiment and computer simulation*, Vaccum, 78, 2005, 649.

[1.27] **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Latuszyński, D. Mączka, J. Sielanko, Yu.A. Vaganov, Yu V. Yuschkievich. *Ekstrakhtsiya ionov iz puazmiennogo istochnika i formirovane puchkhov*, Preprint JINR Dubna, P13, 2006, 145.

[1.28] **K. Pyszniak**, A. Drozdziel, M. Turek, A. Latuszynski, D. Maczka, J. Sielanko, Y.A. Vaganov, Y.V. Yushkevich, *Extraction of ions from a plasma source and formation of beams,* Instr. Exp. Tech., 50 (4), 2007, 552–556.

[1.29] W. Żuk, *Badania nad oddziaływaniem jonów średnich energii z materią przy zastosowaniu elektromagnetycznych separatorów izotopów*, Post. Fiz., Tom XVI, Zeszyt 6, 1965.

[1.30] A. Benninghoven, F.G. Rüdenauer, H. W. Werner, *Secondary ion mass spectrometry*, Wiley & Sons, New York 1987.

[1.31] J. Martan, *Modelowanie rozkładu koncentracji implantowanych jonów w ciele stałym,* Politechnika Wrocławska, Wrocław 1982.

[1.32] W. Möeller, *Fundamentals of ion-surface interaction,* Short resume of a lecture held at the Technical University of Dresden, issue: Winter 2003/2004.

[1.33] M. Nastasi, J. W. Mayer, *Ion implantation and synthesis of materials*, Springer, 2006.

[1.34] M. Kulik, D. Kołodyńska, A. P. Kobzev, F. F. Komarov, **K. Pyszniak**, *Chemical composition of native oxides on noble gases ion implanted GaAs,* ION 2014, Conference Book, 36.

[1.35] M. Kulik, J. Żuk, W. Rzodkiewicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, S. Prucnal, M. Sochacki J. Szmidt, *Badania optyczne politypów 6H-SiC oraz 15R-SiC poddanych wielokrotnej implantacji jonami glinu w podwyższonej temperaturze,* Elektronika, 7–8, 2008, 15.

[1.36] S. Prucnal, A. Wójtowicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, M. Turek, L. Rebohle, W. Skorupa, *Defect engineering in the MOSLED structure by ion implantation,* Nucl. Inst. Meth., B, 267, 2009, 1311.

[1.37] W. Rzodkiewicz, M. Kulik**, K. Pyszniak,** A. P. Kobzev, *The influence of ion implantation on the optical parameters – refraction and extinction coefficients of the oxygen-enriched layers covering GaAs implanted with indium ions,* Acta Phys. Pol., A, vol. 116, 2009, 129.

[1.38] S. Prucnal, A. Wójtowicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, D. Mączka, M. Turek, *Defect engineering in the MOSLED structure by ion implantation,* IAE Annual Report, 2007, 66.

[1.39] M. Kulik, W. Rzodkiewicz, A. Droździel, **K. Pyszniak,** *Zmiany współczynnika załamania i ekstynkcji warstwy przypowierzchniowej GaAs wywołane implantacją Al^+,* Program i Streszczenia, NANO 2010, 131.

[1.40] M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, K. **Pyszniak, A.** Wójtowicz, S.-Q. Zhou, A. Kanjilal, A. Shalimov, W. Skorupa, J. Żuk, *Własności mikrostrukturalne i optyczne nanostruktur InAs wytworzonych metodami implantacji jonowej i wygrzewania milisekundowego,* Program i Streszczenia, NANO 2010, 296.

[1.41] S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, K. **Pyszniak,** A. Wójtowicz, A. Kanjilal, W. Skorupa, J**.** Żuk, *Optical and microstructural properties of In(As,N) quantum structure made by ion implantation and flash lamp processing,* ION 2010, Abstract Book, Lublin 2010, 58.

[1.42] M. Kulik, W. Rzodkiewicz, A. Droździel, K. **Pyszniak, J.** Żuk, *Application of the fractional dimensional space approach to analysis of optical spectra in Al^+ hot-implantation GaAs,* ION 2010, Abstract Book, Lublin 2010, 134.

[1.43] F. Komarov, L. Vlasukova, O. Milchanin, J. Żuk, A. Mudryi, K. **Pyszniak**, M. Kulik, *Nanocrystal - and dislocation- related luminescence in (As+In) implanted Si,* ION 2010, Abstract Book, Lublin 2010, 53.

[1.44] F. Komarov, L. Vlasukova, O. Milchanin, A. Mudryi, J. Żuk, **K. Pyszniak**, M. Kulik*, Nanocrystal - and dislocation - related luminescence in Si matrix with InAs nanocrystals*, Acta Phys. Pol., A, 120 (1), 2011, 204–207.

[1.45] M. Kulik, W. Rzodkiewicz, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Influence of ion beam on optical properties of GaAs: Calculation using the fractional-derivative-spectrum method*, Phys. Stat. Sol., 8 (4), 2011, 1315–1318.

[1.46] F. Komarov, L. Vlasukova, O. Milchanin, J. Żuk, A. Mudryi, **K. Pyszniak**, *Photoluminescence induced from As+In implantation of crystalline Si*, NEET Confrence Proceedings, 2011, 55.

[1.47] A. Smolarz, M. Kulik, W. Rzodkiewicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, D. Mączka, *Własności optyczne tlenków na powierzchni implantowanego GaAs badane metodami elipsometrii spektralnej*, Materiały XLI Zjazdu Fizyków Polskich, 2011, 212.

[1.48] Ł. Gluba, M. Kulik, W. Rzodkiewicz, J. Żuk, A. P. Kobzev, **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, *Zastosowanie pochodnych ułamkowych w badaniach optycznych warstw półprzewodników modyfikowanych implantacją jonową*, Elektronika, LII(11), 2011, 86.

[1.49] S. Prucnal, J. Żuk, **K. Pyszniak**, A. Droździel, S. Facsko, A. Mücklich, S.Q. Zhou, X. Ou, M.O. Liedke, B. Liedke, M. Turek, W. Skorupa, *Flash Lamp Processing of III/V compound semiconductors on silicon and SOI wafers for functional photronic devices,* ION 2012, Abstract Book, 35.

[1.50] S. Prucnal, L. Rebohle, J. Sun, W. Skorupa, A. Droździel, **K. Pyszniak,** M. Turek, J. Filiks, J. Żuk, *Sensitization of the blue-green electroluminescence by gadolinium coupled to Si nanocluster embedded in a SiO_2 matrix*, Medziagotyra, 19 (2), 2013, 125.

[1.51] S. Prucnal, F. Jiao, K. Zhao, S. Cornelius, M. Turek, **K. Pyszniak**, W. Skorupa, M. Helm, S. Zhou, *Influence of flash lamp annealing on the optical properties of CIGS layer*, NEET 2013, Conference Book, 172.

[1.52] S. Prucnal, F. Jiao, D. Reichel, K. Zhao, S. Cornelius, M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, W. Skorupa, M. Helm, S. Zhou, *Influence of flash lamp annealing on the optical properties of CIGS layer*, Acta Phys. Pol., A, 125, 2014, 1404–1407.

[1.53] O. Yastrubchak, H. Krzyżanowska, M. Kulik, K. **Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, J. Z. Domagała, R. Szymczak, T. Andrearczyk, J. Sadowski, T. Wosiński, *Application of the ion implantation for the synthesis and modification of the (Ga, Mn)As ferromagnetic semiconductors,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 43.

[1.54] W. Żuk, *O niektórych zagadnieniach spektrometrii mas i spektroskopii jądra atomowego*, Postępy Fizyki, Tom XIV, zeszyt 6, 1963.

[1.55] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, *Elektromagnetic isotope separator at Lublin*, Nucl. Instr. Meth., 37, 1963, 249–258.

[1.56] A. Latuszyński, **K. Pyszniak**, A. Droździel, D. Mączka, *Ion implanter – cyclotron apparatus system,* Konf. HIPAN 2002, 09, 02, 26.

[1.57] N. Kwietniewski, K. Pazio, M. Sochacki, J. Szmidt, A. Droździel, M. Kulik, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, M. Rawski, M. Turek, J. Żuk, *Charakteryzacja diod p-i-n wytworzonych metodą implantacji warstw epitaksjalnych 4H-SiC jonami glinu,* Elektronika, 6, 2009, 32.

[1.58] **K. Pyszniak,** S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, W. Skorupa, J. Żuk, *Nanostruktury InN wytworzone metodami implantacji jonowej i wygrzewania milisekundowego*, Program i Streszczenia, NANO 2010, 210.

[1.59] M. Kulik, A. Droździel, L. Li, S. Prucnal, K. **Pyszniak, M.** Rawski, M. Turek, J. Filiks, Ł. Gluba, J. Żuk, *Influence of hot implantation on residual radiation damage in silicon carbide,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 133.

[1.60] W. Wierzchowski, K. Wieteska, D. Mączka, M. Turek, K. **Pyszniak,** *X-ray diffraction studies of strain distribution in 6H-SiC repeatedly implanted with Al ions,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 36.

[1.61] M. Rawski, J. Żuk, M. Kulik, A. Droździel, L. Lin, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, M. Turek, *Influence of hot implantation on residual radiation damage in silicon carbide*, Acta Phys. Pol., A, 120 (1), 2011, 192–195.

[1.62] S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, A. Mucklich, W. Skorupa, J. Żuk, *Nanostruktury AIIIBV zintegrowane z techniką krzemową*, Streszczenia Wystąpień NANO, 2011, 185.

[1.63] M. Turek, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Voelskov, A. Mucklich, J. Żuk, W. Skorupa, *Wpływ parametrów wygrzewania na orientację nanokrystalitów GaAs w krzemie,* Streszczenia Wystąpień NANO, 2011, 212.

[1.64] M. Turek, S. Prucnal, M. Voelskow, A. Mücklich, M.O. Liedke, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, W. Skorupa, *Flash Lamp Processing of III/V Nanostructures in Silicon*, Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies, Conference Proceedings, Kaunas 2012, 632.

[1.65] **K. Pyszniak,** A. Latuszyński, D. Mączka, A. Droździel, *Automatic operating and parameter measurement system of the ion beam of the electromagnetic isotope separator,.* IF UMCS Report, 1996, 145.

[1.66] **K. Pyszniak**, A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka, *Computer monitoring of the ion beam,* IF UMCS Report, 1997, 145.

[1.67] **K. Pyszniak**, A. Droździel, A. Latuszyński, K. Lenik, M. Jakubowski, J. Zubrzycki, *Ion source supply system of the electromagnetic isotope separator,* IF UMCS Report, 1998, 145.

[1.68] A. Droździel, **K. Pyszniak**, A. Latuszyński, S. Prucnal, D. Mączka, *Ion density distribution in the beam emitted from plasma ion source***,** IV Inter. Symp. ION 2002, 67.

[1.69] W. Shockley, *Forming semiconductive devices by ionic bombardment*, U. S. Patent 2787569.

[1.70] B. Boratyński, W. Macherzyński, A. Droździel, **K. Pyszniak,** *Ion implanted ohmic contacts to AlGaN/GaN structures,* Journal of Electrical Engineering, 60 (5), 2009, 273.

[1.71] M. S. Dresselhaus, R. Kalish, *Ion implantation in diamond, graphite and related materials,* Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1992.

[1.72] S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, K. **Pyszniak,** S. Q. Zhou, A. Kanjilal, W. Skorupa, J. Żuk, *Formation of InAs quantum dots in silicon by sequential ion implantation and flash lamp annealing*, Applied Physics B: Lasers and Optics, vol. 101, nr 1–2, 2010, 315–319.

[1.73] S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, A. Wójtowicz, S. Q. Zhou, A. Kanjilal, A. Shalimov, W. Skorupa, J. Żuk, *Optical and microstructural properties of self-assembled InAs quantum structures in silicon*, Central European Journal of Physics, 9 (2), 2011, 338–343.

[1.74] S. Prucnal, M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, L. Rebohle, W. Skorupa, J. Żuk, *Self assembled InN quantum structures in Si3N4 films produced by flash lamp processing*, Elektronika, LII(11), 2011, 48.

[1.75] J. Żuk, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak**, M. Turek, W. Skorupa, *Optical and structural investigation of semiconductor nanocrystals synthetized in Si based matrices by ion implantation and annealing,* Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies, Conference Proceedings, Kaunas 2012, 60.

[1.76] S. Prucnal, L. Rebohle, J. M. Sun, W. Skorupa, A. Droździel, **K. Pyszniak**, M. Turek, J. Żuk, *Sensitization of the Blue-Green Electroluminescence by Gadolinium Coupled to Si Nanocluster Embedded in a SiO2 Matrix,* Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies, Confrence Proceedings, Kaunas 2012, 636.

[1.77] S. Prucnal, Shengqiang Zhou, Xin Ou, H. Reuther, M. O. Liedke, A. Mücklich, M. Helm, J .Żuk, M. Turek, **K. Pyszniak**, W. Skorupa, *InP nanocrystals on silicon for optoelectronic applications*, Nanotechnology, 23, 2012, 485204.

[1.78] M. Turek, K. Gao, S. Zohu, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, W. Skorupa, *III-V quantum dots in dielectrics made by ion implantation and flash lamp annealing*, Acta Phys. Pol., A, 123 (5), 2013, 935.

[1.79] V. Ashwort, A. Grant, R. Procter, *Ion implantation into metals*, Pergamon Press, 1982.

[1.80] B. Rauschenbach, K. Breuer, G. Leonhard, *Characterization of nitrogen ion implanted aluminium*, Nucl. Instr. Meth., B, 2, 1984, 202–203.

[1.81] Z. Kowalski, *Morfologia powierzchni rozpylanej jonami-implikacje technologiczne i biomedyczne*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1989.

[1.82] J. Martan, *An analytical formula for the range of ions in glasses*, Nucl. Instr. Meth., B, 2, 1984, 202–203.

[1.83] E. Krupa, H. Niezgoda, **K. Pyszniak,** W. Tańska-Krupa, W. Żuk, *Wpływ wygrzewania ferromagnetyka na wartość efektywnego pola magnetycznego B(H.f)Fe*, Materiały XXVII Zjazdu Fizyków Polskich, 1981, 45.

[1.84] E. Krupa, H. Niezgoda, **K. Pyszniak**, W. Tańska-Krupa, W. Żuk, *The influence of annealing time of ferromagnetic on the value of effective magnetic field B(H.f)Fe,* Annales Universitatis Mariae Curie-Skłodowska, sectio AAA, vol. 38, 8, 1983, 97–103.

[1.85] P. Sigmund, *Inelastic ion-surface collisions, Academic Press*, New York 1977, 121.

[1.86] J. Sielanko, W. Szyszko, Nucl. Inst. Meth., B, 16, 1986, 340.

[1.87] J. Sielanko, W. Szyszko, Surf. Sci., 1985, 161, 101.

[1.88] J. Sielanko, *Efekt rozpylania jonowego i jego zastosowanie w badaniach warstw implantowanych, UMCS*, Lublin 1986.

[1.89] P. Sigmund, *Sputtering by ion bombardment: Theoretical concepts,* in *Sputtering by particle bombardment*, Topics in Applied Physics, vol. 17, R. Behrish (ed.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1981, 9–71.

[1.90] J. Sielanko, J. Filiks, J. Hereć, *The investigation of the saturation effect during the bombardment with low energy Cs^+ and K^+ ions,* Electron Technology, 30, 1997, 349–351.

[1.91] J. Sielanko, J. Filiks, J. Hereć, *Variation of titanium sputtering yield during low energy N_2^+ and Ar^+ ion implantation,* Elektornika, XLII, 7, 2001, 29–31.

[1.92] J. Sielanko, J. Filiks, J. Hereć, Vacuum, 2003, 70, 381.

[1.93] J. Martan, *Analitical expression for sputter and diffusion modified ion implantation profiles*, Materials Science and Engineering, B, 22, 1994, L1–L4.

[1.94] A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Sielanko, M. Turek, A. Wójtowicz, Rapid Common. Mass Spectrom., 20, 2006, 298–302.

[1.95] **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Wójtowicz and J. Sielanko, *Secondary ion emission from Ti and Si targets induced by medium energy Ar^+ ion bombardment. Experimental and computer simulation*, VI Inter. Symp. ION 2006, 63.

[1.96] **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Wójtowicz, J. Sielanko, *Secondary ion emission from Ti and Si targets induced by medium energy Ar^+ ion bombardment. Experimental and computer simulation*, Vacuum, 81(10), 2007, 1145.

[1.97] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, *Stanowisko do badania rozpylania jonowego wiązkami średniej energii,* Elektronika, 10, 2007, 51–54.

[1.98] **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, M. Turek, *Simultaneous ionoluminescence and SIMS investigations of sputtering induced by me dium energy ion beams*, ELTE 2007, Book of Abstracts, 246.

[1.99] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Ustanowka dla issledovaniya protsessov ionnogo raspyleniya pod vliyaniem putschkov ionov srednich energy*, Preprint ZIBJ Dubna, P13, 2008, 145.

[1.100] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, D. Mączka, J.Sielanko, *Sputtering of Ti target with medium energy Ar beam*, IEA Annual Report, 2007, 75.

[1.101] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Experimental setup for studies of sputtering induce d by medium energy ion beams,* NEET 2009, Abstract Book, 103.

[1.102] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, J. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Project of the test stand for conducting research o n ion sputtering caused by ions of medium energies*, Przegląd Elektrotechniczny, 86 (7), 2010, 190–192.

[1.103] G. E. Thomas, *Bombardment induced light emission*, Surf. Sci., 90, 1979, 381–446.

[1.104] M. Suchańska, *Ion induced photon emission of metals*, Progr. Surf. Sci., 54(2), 1997, 165–209.

[1.105] C. B. Kerdijk, E. W. Thomas, *Photon-emission induced by impact of fast ions on metal surface*, Rad. Effects, 18, 1973 b, 241–244.

[1.106] R. Kuduk, M. Kulik, D. Mączka, **K. Pyszniak**, J. Żuk, Phys. Stat. Sol., (a) 112, 1989, 799.

[1.107] **K. Pyszniak**, Ł. Gluba, M. Turek, A. Droździel, J. Filiks, A. Wójtowicz, J. Żuk, M. Mączka, Elektronika, 11, 2011, 50–52.

[1.108] **K. Pyszniak**, J. Żuk, A. Droździel, A. Wójtowicz, S. Prucnal, M. Turek, *Jonoluminescencja SiC wzbudzana bombardowaniem jona mi* H^+, Przegląd Elektrotechniczny, 89, 2013, 281–283.

[1.109] N. A. Dyson, *Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i ją drowej,* PWN, Warszawa 1978.

[1.110] B. Dziunikowski, *Podstawy rentgenowskiej radioizotopowej analizy fluorescencyjnej, część 1*, Skrypt uczelniany AGH, nr 669, Wydawnictwo AGH, Kraków 1978.

[1.111] J. Kajfosz, *Analiza pierwiastków śladowych przy pomocy charakte rystycznego promieniowania X wzbudzonego przez cząstki naładowa ne*, Postępy Fizyki, tom 25, zeszyt 2, 1974, 159–173.

[1.112] V. M. Kolyda, A. K. Zaychenko, R. V. Dmitrenko, *Rentgeno-spektralnyy analiz s ionnym vozbuzhdeniem,* Atomizdat, Moskva 1974.

[1.113] E. Merzbacher, H. W. Lewis, *X-ray production by heavy charged particles*, in: Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Berlin 1958, vol. 34, 166.

[1.114] J. D. Garcia, R. J. Fortner, T. M. Kavanagh, *Inner-shell vacancy production in ion-atom collisions*, Rev. Mod. Phys., vol. 45, nr 2, 1973, 111.

[1.115] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, **K. Pyszniak**, *250 keV argon induced X-ray emission from metallic targets,* vol. XLVI/XLVII, 24, sectio AAA, Annales UMCS, Lublin 1991/1992, 217–221.

[1.116] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, *Influence of bombarding 250 keV Ar^+ ion dose upon X-ray emission from Mo target,* Annales UMCS, Lublin, vol. L/LI, sectio AAA, 1995/1996, 117–135.

[1.117] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *Absorption of X-radiation in measuring apparatus' windows,* I.F. UMCS Report, 1992, 95.

[1.118] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, *175-250 keV Hydrogen and nitrogen induced X - ray emission from Mo target,* International Conference on Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, Poland 1988, 107.

[1.119] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *Inwestigation of X - radiation from Mo target bombarded with high dose Ar^+ ions,* IF UMCS Report, 1993, 93.

[1.120] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *L-shell X - ray production from Mo target bombarded with Ar^+ ions*, IF UMCS Report, 1994, 103.

[1.121] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, *K X-ray emission of Ar implanted into Al and C samples bombarded with Ar^+ and H^+ ions of energy 225 keV to 300 keV,* IF UMCS Report, 1995, 97.

[1.122] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, *Dependence of X - ray Emission from Pd target bombarded with 100 keV H^+ ions,* IF UMCS Report, 1990, 137.

[1.123] W. Reuter, *Techniques for compositional and chemical state analysis of surfaces and thin films*, Nucl. Instr. Meth., 218, 1983, 391–399.

[1.124] P. J. Schneider, W. Eckstein, H. Verbeek, *Ion desorption spectrometry: a New method of surface analysis*, Nucl. Instr. Meth., 218, 1983, 713–718.

[1.125] C. Boni, G. M. Braga Marcazzan, E. Caruso, E. Cereda, P. Redaelli, *Combined PIXE, RBS and NRA analysis of aerosol particulates*, Nucl. Instr. Meth., B, 15, 1986, 382–385.

[1.126] A. E. Morgan, *A comparison of secondary ion mass spectrometry and Auger electron spectroscopy as surface analytical techniques*, Nucl. Instr. Meth., 218, 1983, 401–408.

[1.127] B. G: Svensson, M. K. Linnarson, B. Mohajderi, *SIMS and depth profiling of semiconductor structures*, Nucl. Instr. Meth., B, 85, 1994, 363–369.

[1.128] H. Oechsner, *in Thin film and depth profile analysis,* ed. H. Oechsner Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1984.

[1.129] J. A. Cookson, *in High energy ion microbeams,* ed. F. Watt and G. W. Grime Adam Hilger, Bristol 1987.

[1.130] T. M. Buck, G. H. Wheatley, *Quantitative analysis of first and second surface layers by LEIS*, Nucl. Instr. Meth., 218, 1983, 324–326.

[1.131] N. Niehus, *Low energy ion scattering for the determination of the locations of surface atoms*, Nucl. Instr. Meth., 218, 1983, 230–234.

2. Oddziaływanie jonów z materią

2.1. Wprowadzenie

Praktyczne zastosowania procesu implantacji jonowej wymagają znajomości głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych atomów, a także związanych z nimi zasięgów penetrujących naświetlaną tarczę jonów. W celu wyznaczenia w/w rozkładów koncentracji i zasięgów implantowanych jonów będą przeanalizowane procesy zachodzące w ciele stałym podczas ruchu naładowanej cząstki, wnikającej do materiału próbki [2.1–2.8].

Całkowita energia jonu E_C, znajdującego się w polu siły elektrostatycznej z potencjałem o symetrii sferycznej, dana jest zależnością:

$$E_C(r) = \frac{M_1 v_1^2}{2} + U(r) , \tag{2.1}$$

gdzie: M_1 – masa jonu,

v_1 – prędkość początkowa bombardującego jonu,

$M_1 v_1^2/2$ – energia kinetyczna jonu,

$U(r)$ – energia potencjalna jonu.

Wartość początkowej energii kinetycznej E_k bombardującego implantowaną tarczę jonu określa równanie:

$$E_k = \frac{M_1 v_1^2}{2} = q \cdot U , \tag{2.2}$$

gdzie: q – ładunek jonu,

U – napięcie akceleracji.

Wnikający do tarczy jon traci energię w wyniku zderzeń z atomami bombardowanego materiału. Ogólna definicja pojęcia „zderzenie” obejmuje wszystkie przypadki wymiany energii między w/w cząstkami [2.9, 2.10]. Jeżeli w tak rozumianych zderzeniach między jonem a atomami tarczy dochodzi do wymiany energii kinetycznej bez zmiany stanu kwantowego uczestniczących w kolizjach cząstek, to takie oddziaływania nazywa się zderzeniami sprężystymi lub elastycznymi [2.6]. W tych zderzeniach całkowita energia kinetyczna układu oddziałujących ciał jest zachowana. Jeżeli natomiast w omawianych oddziaływaniach zachodzi zmiana stanu kwantowego cząstek, to takie zderzenia nazywa się niesprężystymi lub nieelastycznymi.

Można wyróżnić pięć podstawowych typów oddziaływań jonów z ciałem stałym [2.6, 2.11]:

1) elastyczne (sprężyste) zderzenia jonów z jądrami bombardowanego materiału;
2) zderzenia nieelastyczne będące wynikiem oddziaływania jonów z powłokami elektronowymi atomów tarczy;
3) nieelastyczne zderzenia jonów z jądrami materiału próbki;
4) elastyczne (sprężyste) zderzenia jonów z elektronami atomów bombardowanego materiału. W tego typu oddziaływaniach część energii jonu jest przekazywana atomom tarczy;
5) promieniowanie Czerenkowa. Gdy prędkość naładowanej cząstki w danym ośrodku przekracza prędkość rozchodzenia się światła w tym materiale, wówczas można zaobserwować promieniowanie wysyłane przez cząstkę w stożek, którego oś pokrywa się z kierunkiem ruchu jonu (cząstki).

Nieelastyczne zderzenia jonów z jądrami atomów, elastyczne zderzenia jonów z elektronami oraz promieniowanie Czerenkowa rzadko odgrywają istotną rolę w procesie spowalniania (hamowania) cząstek naładowanych w ciele stałym, dlatego też zostaną one pominięte w dalszych rozważaniach. Analiza dotyczyć będzie tylko zagadnień związanych ze stratą energii jonów wynikającą z elastycznych zderzeń z jądrami tarczy i nieelastycznych oddziaływań z jej elektronami.

W pierwszej fazie ruchu bombardujący tarczę jon posiada znaczną energię kinetyczną, a tym samym i relatywnie dużą prędkość.

Prędkość v_1 z jaką jon wchodzi do tarczy można wyznaczyć z zależności (2.2):

$$v_1 = \sqrt{2E/M_1} = \sqrt{2qU/M_1}\,, \tag{2.3}$$

Duża prędkość jonu powoduje, że czasy jego przebywania w sąsiedztwie poszczególnych atomów tarczy są względnie krótkie, co z kolei wpływa na małe prawdopodobieństwo zderzeń elastycznych. W tym okresie jon wytraca swoją energię na wzbudzanie i jonizację atomów próbki. Możliwa jest także strata energii w procesie wymiany elektronów między zderzającymi się cząstkami. Zmniejszenie energii jonu, a co za tym idzie jego prędkości, prowadzi do zwiększenia prawdopodobieństwa zderzeń elastycznych (jądrowych), powodując coraz silniejsze jego hamowanie, aż do momentu całkowitego zatrzymania.

W procesie jądrowego spowalniania penetrujących tarczę jonów, jej atomy w wyniku oddziaływania mogą być wybite ze swoich położeń początkowych, a uzyskaną energię tracić będą w podobny sposób jak jony bombardujące. Efektem tego typu

oddziaływań jest wytworzenie w próbce defektów radiacyjnych. Jeżeli energia przekazana przemieszczonym atomom jest dostatecznie duża, to wybity atom odda z kolei swą energię w elastycznych zderzeniach sąsiednim atomom tarczy, czemu towarzyszy wytworzenie kaskady wybiciowej. Sprężyste zderzenia jądrowe odpowiedzialne są za duże jednostkowe straty energii jonu oraz znaczne odchylenia kątowe jego trajektorii.

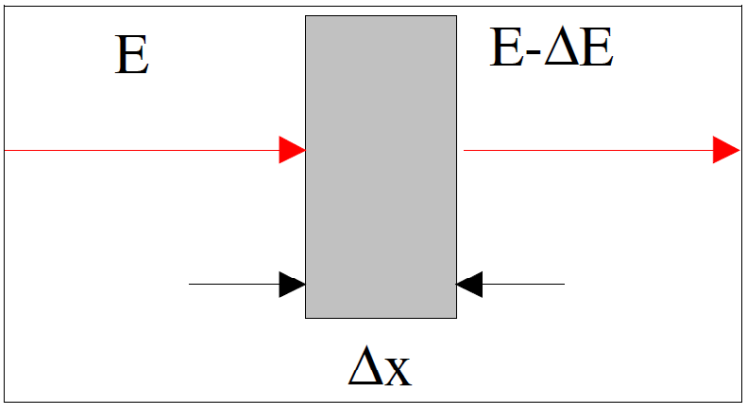
W zderzeniach elektronowych, z powodu dużego stosunku masy jonu do masy elektronu, tylko mała część jego energii może zostać przekazana elektronom atomów tarczy i dlatego procesy elektronowe prowadzą do małych odchyleń trajektorii i niewielkich strat energetycznych jonu oraz nieznacznych uszkodzeń radiacyjnych materiału tarczy.

Miarą strat energii dE, jakich doznaje penetrujący tarczę jon na jednostkowej drodze dx (rys. 2.1), jest zdolność hamowania $S(E)$ (zwana także zdolnością spowalniania, mocą hamowania lub przekrojem czynnym na hamowanie) [2.1–2.8, 2.12]:

$$S(E) = \frac{1}{N}\left(-\frac{dE}{dx}\right), \tag{2.4}$$

gdzie N jest gęstością atomową materiału tarczy.

Jak wynika z równania (2.4), zdolność hamowania przedstawia straty energii jonu na jednostkowej drodze unormowane do gęstości atomowej materiału tarczy. Jednostką zdolności hamowania (spowalniania) jonu w materiale tarczy jest eVcm^2/atom.



Rys. 2.1. Strata energii jonu ΔE na drodze Δx [2.7]

Biorąc pod uwagę mechanizmy hamowania energetycznego jonu w próbce, średnią stratę energii dE na drodze dx można przedstawić w postaci liniowej kombinacji zdolności hamowania jądrowego w procesie zderzeń elastycznych i zdolności hamowania elektronowego w oddziaływaniach nieelastycznych z atomami tarczy:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_n + \left(\frac{dE}{dx}\right)_e = -N\left[S_n(E) + S_e(E)\right], \tag{2.5}$$

gdzie: $S_n(E)$ – zdolność hamowania jądrowego,

$S_e(E)$ – zdolność hamowania elektronowego.

Oczywiście należy się spodziewać pewnych korelacji między zderzeniami jonów z ekranowanymi jądrami i zderzeniami z elektronami tarczy, ponieważ lokalna gęstość elektronów jest różna dla różnych wartości parametru zderzenia. Jednakże traktowanie hamowania jądrowego i elektronowego, jako dwóch niezależnych procesów, pozwala pominąć w analizie ruchu jonu w ciele stałym powiązania między tymi procesami.

W analizie zderzeń jonów z atomami tarczy stosuje się dwa modele [2.6, 2.11]:

1) model BCA (Binary Collision Aproximation) [2.13];
2) model CDM (Classical Dynamic Model) [2.14, 2.15].

W modelu BCA zakłada się, że w zderzeniu uczestniczą tylko dwie cząstki, natomiast sąsiednie atomy nie wpływają na przebieg kolizji. Ponadto energia bombardującego jonu w porównaniu z energią wiązania atomu w sieci krystalicznej, którą przyjmuje się jako równą średnio 14 eV [2.4, 2.6], jest znacznie większa, co pozwala w analizie zderzeń uważać układ jon-atom za izolowany. Założenia modelu BCA przestają obowiązywać dla małych energii padającego jonu. Przyjmuje się, że graniczną wartością energii jest 10 eV, kiedy to wpływ sąsiednich atomów, niebiorących bezpośredniego udziału w zderzeniu, zaczyna odgrywać istotną rolę.

W modelu CDM analizuje się ruch jonu (atomu) w ciele stałym w funkcji czasu i uwzględnia siły pochodzące od sąsiednich atomów. Tor poruszającej się cząstki można opisać równaniem Newtona:

$$M_i \frac{d^2 x_i(t)}{dt^2} = \sum_{j=1}^{N} F_{ji}, \tag{2.6}$$

gdzie: M_i – masa cząstki,

N – liczba atomów w tarczy,

F_{ji} – siła oddziaływania atomu i na atom j.

Zakłada się, że $F_{ji} = F_{ij}$ $(i \neq j)$, atom nie może oddziaływać sam ze sobą (tzn. $F_{ii} = 0$) oraz siły działające na poruszającą się cząstkę są siłami zachowawczymi, czyli że do ich wyznaczenia niezbędna jest znajomość potencjału oddziaływania $V(r_{ij})$, gdzie r_{ij} to odległość pomiędzy atomem i a atomem j.

Szczególnie ważnym zagadnieniem, o którym należy pamiętać, jest określenie granic stosowalności zasad mechaniki klasycznej do analizy procesu zderzenia dwu ciał.

Z poruszającym się z prędkością v_1 jonem o masie M_1 związana jest długość fali de Broglie'a określona wyrażeniem:

$$\lambda = \frac{h}{M_1 v_1}, \tag{2.7}$$

gdzie: λ – długość fali de Broglie'a,

h – stała Plancka.

Jeżeli długość tej fali jest porównywalna z charakterystycznym rozmiarem sieci krystalicznej bombardowanego materiału (typowa wartość odległości międzyatomowych w kryształach to 0,25 nm), wówczas analizę przebiegu zderzenia należy przeprowadzić z zastosowaniem mechaniki kwantowej. W procesie implantacji jonowej najczęściej wykorzystuje się wiązki jonów o energii w przedziale od 20 keV do 500 keV. Dla jonów wspomnianych energii długość fali de Broglie'a jest znacznie krótsza od stałej sieci materiału tarczy, wobec czego w analizie oddziaływania jonu z atomami sieci krystalicznej można zaniedbać zjawiska falowe. Przykładowo, fala o długości 0,1 nm związana jest z protonem o energii 0,28 eV, w przypadku jonu argonu energia ta wynosi $2 \cdot 10^{-3}$ eV.

Prędkości jonów średnich energii (w zakresie szczególnie ważnym w technice implantacji) są znacznie mniejsze od prędkości światła, a więc w analizie zderzeń sprężystych jonów z atomami ciała stałego można stosować prawa mechaniki klasycznej.

2.2. Opis zderzeń w układzie laboratoryjnym

Warunkiem koniecznym analizy ruchu ciał jest wybór odpowiedniego układu odniesienia. Do opisu zderzeń elastycznych jonu z atomami tarczy stosuje się dwa rodzaje układów odniesienia [2.1, 2.16, 2.17]:

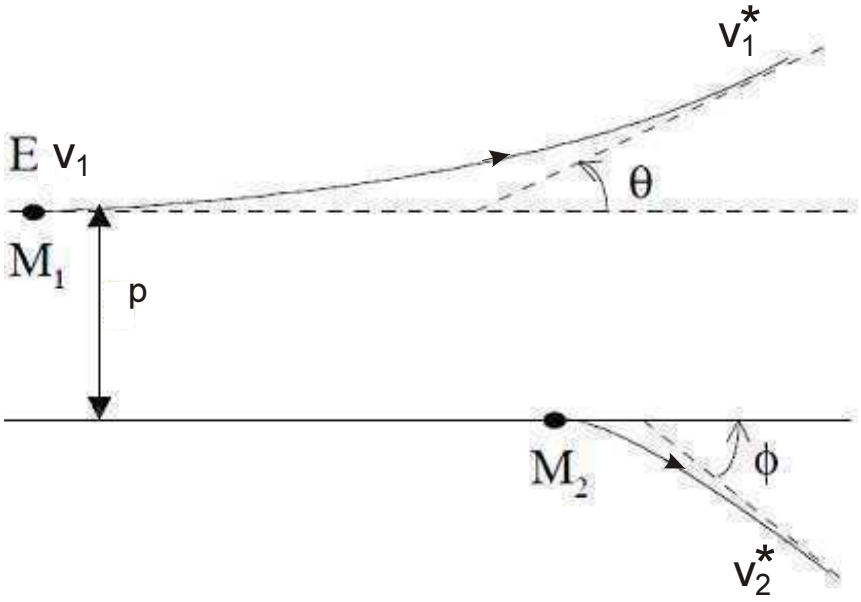
- układ odniesienia laboratoryjny (L);
- układ odniesienia środka masy (S).

W laboratoryjnym układzie odniesienia jego współrzędne związane są na stałe z laboratorium, w którym wykonywany jest eksperyment. W układzie odniesienia środka masy, współrzędne związane zostały ze środkiem masy zderzających się ciał. Jest to jedyny układ odniesienia, w którym całkowity pęd ciał biorących udział w zderzeniu równa się zero.

Siły wzajemnego oddziaływania elektrostatycznego występujące pomiędzy nadlatującym jonem, a nieruchomym jądrem atomu tarczy są siłami długozasięgowymi. Teoretycznie zasięg działania tych sił jest nieskończony, a ich wartość wynika z prawa

Coulomba – $\left(F = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\varepsilon_0 r^2\right)$. W warunkach rzeczywistego eksperymentu można przyjąć, że siły elektrostatycznego oddziaływania jon-atom tarczy mają skończony zasięg, z uwagi na efekt ekranowania ładunkami przeciwnego znaku (elektronami). Jeżeli dwa naładowane elektrycznie ciała (bombardujący jon i jądro atomu tarczy) znajdują się bardzo daleko od siebie (w „nieskończoności"), to siły ich wzajemnego oddziaływania można zaniedbać. W wyniku zbliżania się do siebie, ich oddziaływanie wzajemne wzrasta, po czym oddalają się tak, że oddziaływanie to stopniowo słabnie. Na skutek takiego zachowania zmienia się stan ruchu ciał związany z wymianą pędu i energii między nimi.

Niech jon o masie M_1 i ładunku jądra eZ_1 (gdzie: Z_1 – liczba atomowa, e – ładunek elementarny) porusza się z prędkością $\mathbf{v_1}$ w laboratoryjnym układzie odniesienia z „nieskończoności", po torze prostoliniowym o parametrze zderzenia p w kierunku nieruchomego atomu tarczy ($\mathbf{v_2} = 0$) o masie M_2 (rys. 2.2). Wskutek zderzenia zostaje on odchylony o kąt θ zmieniając swą prędkość na $\mathbf{v_1^*}$. Atom tarczy natomiast, w wyniku oddziaływania uzyska prędkość $\mathbf{v_2^*}$ w kierunku określonym kątem Φ. Prędkości ciał $\mathbf{v_1}$ i $\mathbf{v_2}$ dotyczą stanu początkowego przed kolizją, gdy ciała jeszcze ze sobą nie oddziaływały, natomiast prędkości $\mathbf{v_1^*}$ i $\mathbf{v_2^*}$ odnoszą się do stanu końcowego (po zderzeniu), gdy ciała już na siebie nie oddziałują (wytłuszczoną czcionką oznaczono wielkości wektorowe).



Rys. 2.2. Geometria rozpraszania cząstek w układzie laboratoryjnym

Wspomniany parametr zderzenia p definiuje się jako odległość między prostą wzdłuż której porusza się jon w pewnej odległości od atomu tarczy (znacznie większej od rozmiaru jego jądra), a prostą równoległą do niej i przechodzącą przez punkt, w którym umieszczony jest ten atom. Parametr zderzenia odgrywa bardzo istotną rolę w procesie oddziaływania dwóch ciał, ponieważ od jego wartości zależy, czy ich zderzenie nastąpi czy też nie. W przypadku, gdy ma on dostatecznie dużą wartość, to oddziaływanie między ciałami jest tak słabe, że można je pominąć.

Wyrażenie na całkowitą energię kinetyczną dwóch w/w ciał, zderzających się sprężyście i umieszczonych w laboratoryjnym układzie odniesienia, można zapisać w postaci równania:

$$\frac{M_1 v_1^2}{2} = \frac{M_1 v_1^{*2}}{2} + \frac{M_2 v_2^{*2}}{2}. \tag{2.8}$$

Z uwagi na fakt, że dwa rozpatrywane ciała (przed i po kolizji) znajdują się w znacznej odległości od siebie, ich energia potencjalna, wynikająca ze wzajemnego oddziaływania, jest bardzo mała i może być pominięta.

Zasadę zachowania całkowitego pędu zderzających się ciał w układzie laboratoryjnym można zapisać w postaci dwóch równań skalarnych dla składowych: wzdłuż osi X, będącej kierunkiem ruch ciała M_1 przed zderzeniem i osi Y (składowe pędu wzdłuż osi Z przed i po zderzeniu są równe zero):

$$\begin{aligned} M_1 v_1 &= M_1 v_1^* \cos\theta + M_2 v_2^* \cos\Phi, \\ 0 &= M_1 v_1^* \sin\theta - M_2 v_2^* \sin\Phi. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Powyższy zapis wynika z faktu, że skoro pęd jest wielkością wektorową, to każda ze składowych całkowitego pędu musi być zachowana. Równania te są spełnione pod warunkiem, że rozpatrywany układ ciał (jon-atom tarczy) jest układem zamkniętym i izolowanym. Układ jest zamknięty wówczas, gdy całkowita liczba cząstek biorących udział w oddziaływaniu pozostaje stała (przed i po zderzeniu), natomiast jest on izolowany, jeżeli nie działają na niego żadne siły zewnętrzne lub też wypadkowa tych sił jest równa zero. W rzeczywistych warunkach eksperymentalnych, pewne siły zewnętrzne występują, ale są one na ogół bardzo małe w porównaniu z siłami wewnętrznymi i w związku z tym układ ciał można traktować jako izolowany. Jeżeli zderzenie zachodzi w układzie zamkniętym i izolowanym, to pędy zderzających się cząstek mogą się zmieniać, natomiast całkowity pęd układu pozostaje stały.

Jak można wywnioskować z trzech niezależnych równań wynikających z praw zachowania energii i pędu, znajomość stanu początkowego układu ciał przed zderzeniem, zdefiniowanego trzema znanymi wielkościami ($\mathbf{v_1}$, M_1 i M_2) nie pozwala określić jednoznacznie stanu końcowego układu po zderzeniu, opisanego czterema niewiadomymi ($\mathbf{v_1^*}$, $\mathbf{v_2^*}$, θ i Φ). Stan ten można opisać jedynie pod warunkiem uzyskania dodatkowej informacji o jednym z wymienionych parametrów, ustalonym na podstawie eksperymentu. Najprościej, dostarczyć jej może wyznaczenie kąta rozproszenia jednej ze zderzających się cząstek.

Zaprezentowane trzy równania pozwalają podać wyrażenie na ubytek energii kinetycznej padającej cząstki, który jest równy energii odrzutu, jaką uzyskuje atom tarczy w procesie zderzenia z jonem, wyrażonej w funkcji kąta Φ:

$$T = \frac{M_2 v_2^{*2}}{2} = \frac{4 M_1 M_2}{\left(M_1 + M_2\right)^2} E_0 \cos^2 \Phi \,, \tag{2.10}$$

gdzie: T – energia kinetyczna odrzutu atomu tarczy,

$E_0 = M_1 v_1^2/2$ – energia początkowa padającego jonu,

Φ – kąt, pod jakim został odrzucony atom tarczy,

M_1 i M_2 – masy jonu i atomu tarczy.

Maksymalną porcję energii T_{max} bombardujący jon traci w zderzeniu centralnym, to znaczy gdy $\Phi = 0$:

$$T_{\max} = \frac{4 M_1 M_2}{\left(M_1 + M_2\right)^2} E_0 \,. \tag{2.11}$$

Równanie (2.10) można przedstawić w postaci:

$$T = T_{\max} \cos^2 \theta \,. \tag{2.12}$$

Energię kinetyczną E_1, którą posiada jon po zderzeniu przedstawia wyrażenie:

$$E_1 = E_0 - T \,. \tag{2.13}$$

Energię E_1 rozproszonego po zderzeniu z atomem tarczy jonu można także wyznaczyć jako funkcję kąta rozproszenia θ:

$$E_1 = k^2 E_0 \,, \tag{2.14}$$

gdzie:

$$k^2 = \frac{1}{\left(M_1 + M_2\right)^2} \left(M_1 \cos\theta \pm \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta} \right)^2 . \tag{2.14a}$$

Współczynnik k nazywa się czynnikiem kinematycznym, który zależy tylko od mas oddziaływujących cząstek i kąta rozproszenia θ. Czynnik kinematyczny jest szczególnie przydatny w technice RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) [2.5].

Znak dodatni przed pierwiastkiem w równaniu (2.14a) występuje wówczas, gdy masa jonu-pocisku jest mniejsza od masy atomu tarczy $M_1 \leq M_2$. W tym przypadku kąt rozproszenia θ może mieć dowolną wartość w przedziale od zera do 2π. Jeżeli $M_2 > M_2$ wówczas w powyższym wzorze równie dobrze wystąpi znak dodatni jak i ujemny. Gdy ciężkie jony zderzają się z atomami tarczy, kąt rozproszenia θ przyjmuje wartości jedynie z przedziału od zera do $\pi/2$. Maksymalną wartość kąta θ dla danego układu oddziałujących ciał określa wówczas formuła:

$$\theta_{max} = arc\sin\left(M_2/M_1\right), \tag{2.15}$$

która bierze się z warunku wynikającego z równania (2.14a):

$$M_2^2 - M_1^2 \sin^2\theta = 0 \,. \tag{2.16}$$

Wartość zerową kąt θ przyjmuje dla dwóch różnych parametrów zderzenia:

1) dla parametru zderzenia $p=0$, gdy dochodzi do zderzenia centralnego;
1) dla bardzo dużej wartości parametru zderzenia $p \approx \infty$.

Rozproszenie bombardującego jonu pod tym samym kątem θ może mieć miejsce dla dwóch różnych wartości parametru zderzenia, co koresponduje ze znakiem plus lub minus przed pierwiastkiem we wzorze (2.14a).

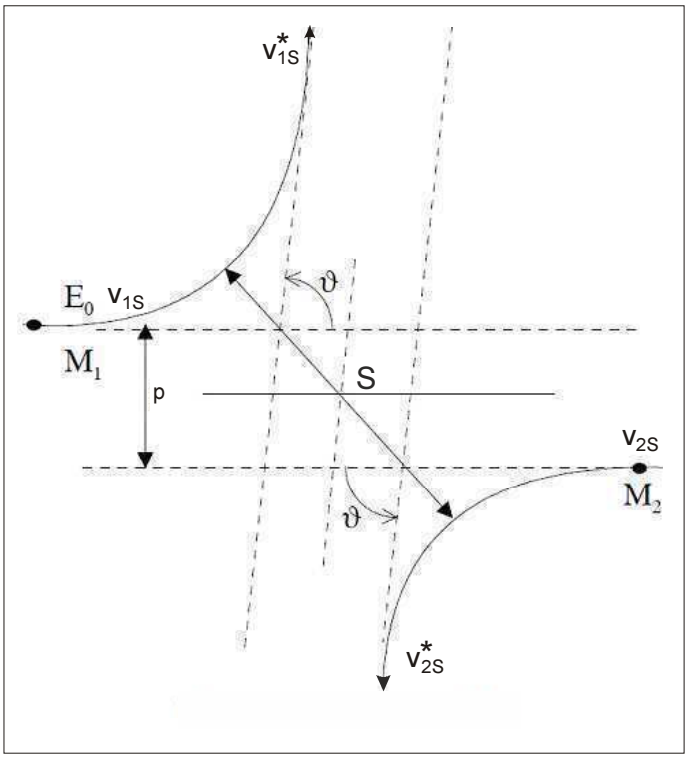
Czynnik kinematyczny przyjmuje najmniejszą wartość dla kąta rozproszenia $\theta = 180°$ niezależnie od stosunku masy jonu i atomu tarczy dla dowolnej pary mas.

2.3. Opis zderzeń w układzie środka masy

Zderzenie jonu z atomem tarczy można opisać także w układzie odniesienia, związanym ze środkiem masy oddziałujących ciał (rys. 2.3) [2.1, 2.16, 2.17]. Środek masy dwóch cząstek o masach M_1 i M_2 to punkt leżący na prostej łączącej te dwa ciała, a jego położenie jest jednoznacznie określone i zależy od wartości tych mas oraz ich wzajemnego rozmieszczenia.

Niech prędkości dwóch cząstek, mierzone w układzie ich środka masy, przed zderzeniem wynoszą odpowiednio $\mathbf{v}_{1S}$ i $\mathbf{v}_{2S}$, a po kolizji $\mathbf{v}^*_{1S}$ i $\mathbf{v}^*_{2S}$. Z punktu widzenia obserwatora, umieszczonego w środku masy, zderzenie wygląda tak, że oba ciała zbliżają

się do punktu *S*, który jest środkiem masy, następnie zaś rozbiegają się w przeciwne strony.



Rys. 2.3. Geometria rozpraszania cząstek w układzie środka masy

Pędy ciał w układzie środka masy przed zderzeniem wynoszą:

$$\mathbf{P_{1S}} = M_1\mathbf{v_{1S}}, \qquad \mathbf{P_{2S}} = M_2\mathbf{v_{2S}}, \tag{2.17}$$

natomiast po zderzeniu:

$$\mathbf{P^*_{1S}} = M_1\mathbf{v^*_{1S}}, \qquad \mathbf{P^*_{2S}} = M_2\mathbf{v^*_{2S}}. \tag{2.18}$$

Zgodnie z definicją układu środka masy całkowity pęd układu ciał jest równy zero, a więc:

$$0 = M_1\mathbf{v_{1S}} + M_2\mathbf{v_{2S}}, \qquad 0 = M_1\mathbf{v^*_{1S}} + M_2\mathbf{v^*_{2S}}. \tag{2.19}$$

Z powyższych równań wynika, że wartości prędkości poszczególnych ciał przed i po zderzeniu są takie same:

$$v_{1S} = v^*_{1S} \qquad \text{i} \qquad v_{2S} = v^*_{2S}, \tag{2.20}$$

co implikuje, że kąt rozproszenia wynosi odpowiednio dla ciała o masie M_1 (jonu) – ϑ, a dla ciała o masie M_2 (atomu tarczy) $\pi - \vartheta$.

Całkowita energia kinetyczna dwóch ciał w omawianym układzie jest równa:

$$E_S = \frac{1}{2}M_1v_{1S}^2 + \frac{1}{2}M_2v_{2S}^2 = \frac{1}{2}M_1v_{1S}^{*2} + \frac{1}{2}M_2v_{2S}^{*2}. \tag{2.21}$$

Znajomość pędów i energii kinetycznych ciał, wyznaczonych w układzie laboratoryjnym, pozwala określić ich pędy oraz energie kinetyczne w układzie środka masy i odwrotnie. W układzie laboratoryjnym środek masy zachowuje się tak, jak gdyby cała masa układu ciał została w nim skupiona, a wszystkie siły zewnętrzne były przyłożone właśnie w tym punkcie. Ruch dwóch ciał można rozłożyć na ruch środka masy w układzie laboratoryjnym oraz ich ruch względem środka masy. Całkowity pęd ciał w układzie laboratoryjnym da się zatem zapisać w postaci wyrażenia:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P_{SM}} + \mathbf{P_S}, \tag{2.22}$$

gdzie: $\mathbf{P}$ – całkowity pęd ciał w układzie laboratoryjnym,

$\mathbf{P_{SM}}$ – pęd środka masy w układzie laboratoryjnym,

$\mathbf{P_S}$ – całkowity pęd ciał w układzie ich środka masy.

Ponieważ z definicji układu środka masy $\mathbf{P_S} = 0$, więc prędkość środka masy w układzie laboratoryjnym określa zależność:

$$\mathbf{v_{SM}} = \frac{\mathbf{P}}{M}, \tag{2.23}$$

przy czym $M = M_1 + M_2$ – całkowita masa układu ciał.

Całkowitą energię kinetyczną ciał w układzie laboratoryjnym można przedstawić w postaci zależności:

$$E = E_S + \frac{1}{2} M v_{SM}^2, \tag{2.24}$$

gdzie E_S oznacza „wewnętrzną" energię kinetyczną ciał, mierzoną względem ich środka masy, natomiast wyrażenie $1/2\, M v_{SM}^2$ opisuje energię kinetyczną ruchu tych ciał jako całości (ruch środka masy).

Wyrażenia (2.23) i (2.24) są wzorami transformującymi pęd i energię kinetyczną ciał pomiędzy omawianymi układami odniesienia.

Analizę zderzenia dwu ciał w układzie środka masy da się znacznie uprościć, sprowadzając ją do zagadnienia ruchu jednego ciała o tzw. masie zredukowanej μ:

$$\mu = \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2}. \tag{2.25}$$

Pędy cząstek $\mathbf{P_{1S}}$ i $\mathbf{P_{2S}}$ w układzie środka masy można zapisać w postaci:

$$\mathbf{P_{1S}} = M_1 \mathbf{v_{1S}} = \mu \mathbf{v_{12}}, \quad \mathbf{P_{2S}} = M_2 \mathbf{v_{2S}} = -\mu \mathbf{v_{12}}, \tag{2.26}$$

gdzie $\mathbf{v}_{12} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ jest prędkością względną ciał. Energia kinetyczna układu dwu ciał względem ich środka masy jest równa energii kinetycznej jednego ciała o masie zredukowanej μ i prędkości równej prędkości względnej:

$$E_S = \frac{1}{2}\mu v_{12}^2 . \tag{2.27}$$

W procesie implantacji jonowej, kiedy to rozpędzone jony bombardują nieruchome atomy tarczy, energia kinetyczna E_0 jonu (w układzie laboratoryjnym) i jego energia kinetyczna E_S (w układzie środka masy) związane są zależnościami:

$$E_S = \frac{\mu}{M_1} \cdot E_0 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \cdot E_0 \tag{2.28}$$

oraz

$$E_S = \frac{1}{2}\mu v_1^2 . \tag{2.29}$$

Związek pomiędzy kątami rozproszenia cząstek (bombardującego jonu i atomu tarczy), mierzonymi w układzie laboratoryjnym (θ, Φ) i układzie środka masy (ϑ), przedstawiają zależności:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin\vartheta}{\cos\vartheta + \dfrac{M_1}{M_2}}, \qquad \Phi = \frac{\pi - \vartheta}{2}, \qquad \vartheta = \theta + \arcsin\left(\frac{M_1}{M_2}\sin\theta\right). \tag{2.30}$$

Wielkość energii T (mierzonej w układzie laboratoryjnym), przekazanej atomowi tarczy w wyniku zderzenia z bombardującym jonem, można wyznaczyć w funkcji kąta rozproszenia ϑ:

$$T = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0 \sin^2(\vartheta/2), \tag{2.31}$$

gdzie: M_1, M_2 – masy jonu i atomu tarczy,

ϑ – kąt rozproszenia cząstek w układzie środka masy,

$E_0 = M_1 v_1^2/2$ – energia jonu w układzie laboratoryjnym,

Maksymalną energię T_{max} atom uzyskuje w trakcie zderzenia centralnego, gdy kąt rozproszenia $\vartheta = \pi$. Wyrażenie na energię T można zapisać w postaci:

$$T = T_{max} \sin^2(\vartheta/2). \tag{2.32}$$

Analizując oddziaływanie jonu z atomem tarczy na małych odległościach, koniecznie należy uwzględnić potencjał wzajemnego oddziaływania $V(r)$. Znajomość postaci tego potencjału pozwala wyznaczyć kąt rozproszenia jonu w zależności

od wartości jego energii i parametru zderzenia p. W układzie środka masy kąt rozproszenia ϑ wyznacza się z zależności [2.6, 2.18]:

$$\vartheta = \pi - 2b\int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2\left(1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{V(r)}{E_S}\right)^{1/2}}, \tag{2.33}$$

gdzie: p – parametr zderzenia,

$V(r)$ – potencjał oddziaływania jon - atom tarczy,

$E_S = E_0 \frac{M_2}{M_1 + M_2}$ – energia kinetyczna cząstki bombardującej w układzie środka masy,

r – odległość między zderzającymi się cząstkami,

r_0 – odległość najmniejszego zbliżenia cząstek zdefiniowana jako odległość, dla której kąt rozproszenia $\vartheta = 0$.

Wielkość r_0 określa się z warunku:

$$1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{V(r)}{E_S} = 0\,. \tag{2.34}$$

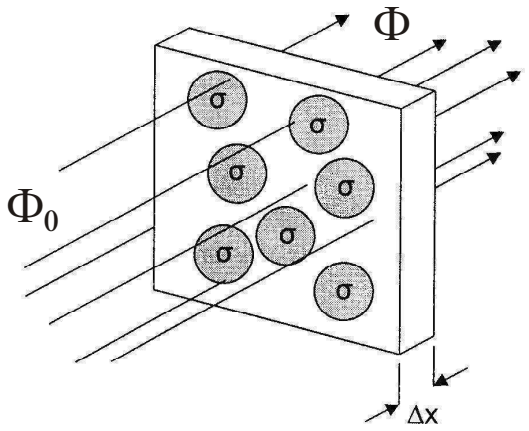
Całkę ze wzoru (2.33) (tzw. całkę zderzeń) można obliczyć pod warunkiem, że kształt potencjału $V(r)$ będzie znany.

Znajomość kąta rozproszenia pozwala wyznaczyć trajektorię ruchu jonu oraz traconą przez niego energię w akcie pojedynczego zderzenia z atomem tarczy w funkcji posiadanej energii E_0 oraz parametru zderzenia p.

2.4. Przekroje czynne

W eksperymentach, w których wiązka jonów-pocisków o określonej energii bombarduje tarczę zawierającą atomy-cele, nie sposób jest śledzić tory pojedynczych cząstek. Wynika stąd, że ich parametry zderzenia nie są kontrolowane i nie można stwierdzić czy określony jon weźmie udział w zderzeniu, a jeżeli tak, to gdzie i kiedy takie zdarzenie będzie miało miejsce. Dlatego też, w praktyce określa się prawdopodobieństwo wystąpienia zderzenia określonego typu. Na podstawie obserwacji tego prawdopodobieństwa można uzyskać szczegółowe informacje o kolizji, której nie sposób zaobserwować bezpośrednio. Do opisu omawianego prawdopodobieństwa wprowadzono pojęcie przekroju czynnego [2.1, 2.2, 2.5, 2.8, 2.16, 2.17, 2.19].

Niech na tarczę o powierzchni S i grubości dx pada prostopadle strumień jonów Φ_0 (rys. 2.4). Każdy atom tarczy stanowi dla nadlatującego jonu pewne, małe centrum rozpraszania o powierzchni $\sigma = \pi \cdot p^2$, gdzie p jest parametrem zderzenia. Nie należy utożsamiać tej powierzchni wprost z rozmiarami atomu tarczy. Jeżeli gęstość objętościowa atomów tarczy wynosi N, wówczas całkowita powierzchnia tarczy zasłonięta przez wszystkie centra rozpraszania jest równa $\sigma N S dx$.



Rys. 2.4. Schematyczny obraz tarczy bombardowanej strumieniem jonów Φ_0 z zaznaczonymi efektywnymi obszarami rozpraszania σ

W rozważaniach pomija się prawdopodobieństwo wzajemnego przesłaniania atomów, gdyż jest ono niewielkie przy wyborze znikomo małej grubości tarczy dx. Prawdopodobieństwo trafienia jonów w centra rozpraszania, czyli stosunek liczby jonów, które uległy rozproszeniu do liczby wszystkich cząstek padających $d\Phi/\Phi_0$, jest równe stosunkowi pola zasłoniętego przez centra rozpraszania do całkowitego pola powierzchni rozpatrywanej tarczy:

$$\frac{d\Phi}{\Phi_0} = \frac{\sigma N S dx}{S}, \tag{2.35}$$

stąd

$$d\Phi = \Phi_0 \sigma N dx, \tag{2.36}$$

a więc liczba usuniętych z wiązki jonów jest proporcjonalna do grubości tarczy, liczby bombardujących cząstek oraz gęstości objętościowej atomów próbki. Współczynnik proporcjonalności σ (wyrażony w jednostkach powierzchni) nazywa się przekrojem czynnym całkowitym na zderzenia (rozpraszanie) padających jonów z atomami tarczy. Ujmując problem intuicyjnie można stwierdzić, iż przekrój czynny całkowity to taka powierzchnia każdego z centrum rozpraszania, że trafiająca na nią cząstka oddziaływuje

z tym centrum. Do wyrażenia przekroju czynnego w fizyce atomowej czy jądrowej używa się specjalnej jednostki zwanej barnem – 1b (barn) $=10^{-28}$ m^2. Przekrój czynny całkowity można wyznaczyć mierząc strumień Φ_x cząstek przechodzących bez zderzenia przez tarczę o grubości x i porównując ten strumień ze strumieniem Φ_0 cząstek padających. Dla małych grubości tarczy słuszny jest związek:

$$\sigma = \frac{\Phi_0 - \Phi_x}{\Phi_0 N x}, \tag{2.37}$$

gdzie N jest gęstością objętościową atomów tarczy.

W analizie zderzeń jonów z atomami próbki interesujące jest także prawdopodobieństwo rozproszenia oddziałującej cząstki pod kątem θ i φ (w ujęciu współrzędnych sferycznych) w element kąta bryłowego $d\Omega$, wzdłuż kierunku określonego przez w/w kąty. Do opisania tego prawdopodobieństwa wprowadza się pojęcie różniczkowego przekroju czynnego, zdefiniowanego jako [2.8, 2.20]:

$$d\sigma = \sigma(\theta,\varphi)\, d\Omega, \tag{2.38}$$

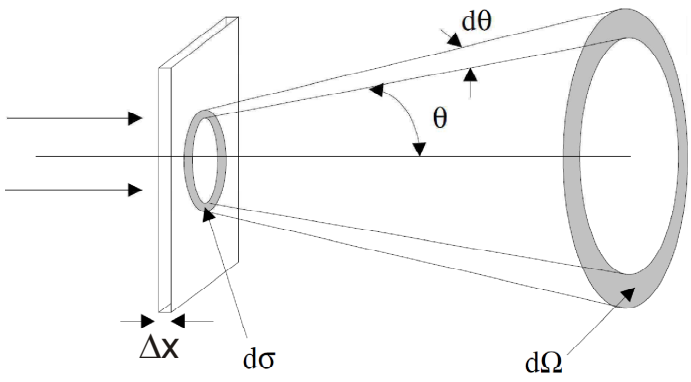
gdzie $d\sigma$ oznacza pole o takiej powierzchni, że gdy padający jon w nie trafi, wtedy ulegnie rozproszeniu pod kątem θ, φ w kąt bryłowy $d\Omega$, natomiast $\sigma(\theta,\varphi)$ jest przekrojem czynnym, określającym prawdopodobieństwo rozproszenia jonu w jednostkowy element kąta bryłowego, wyrażonym w barnach na steradian. Ponieważ proces zderzenia charakteryzuje się na ogół symetrią osiową względem kąta padania cząstek, więc w takim przypadku:

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta, \tag{2.39}$$

czyli

$$d\sigma = 2\pi\sigma(\theta)\sin\theta\, d\theta. \tag{2.40}$$

Ilustrację pojęcia różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie przedstawiono na rys. 2.5.



Rys. 2.5. Schematyczna ilustracja różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie

Niech na centra rozpraszania pada strumień jonów Φ_0. Liczba cząstek, które mają parametry zderzenia zawarte w przedziale p i $p+dp$ wynosi:

$$d\Phi = \Phi_0 \, 2\pi \, p \, dp \,, \tag{2.41}$$

gdzie $2\pi pdp$ oznacza powierzchnię pierścienia zawartego między okręgami o promieniach p i $p+dp$. Zależność (2.41) określa więc liczbę cząstek, dla których kąt rozproszenia jest zawarty w przedziale między θ i $\theta + d\theta$, a zatem przekrój czynny na rozpraszanie cząstek pod kątem θ wynosi:

$$d\sigma = \frac{d\Phi}{\Phi_0} = 2\pi p \, dp \,. \tag{2.42}$$

Przyrównując wyrażenie (2.42) do zależności (2.40), otrzymuje się równanie, z którego można wyznaczyć $\sigma(\theta)$:

$$2\pi p|dp| = 2\pi\sigma(\theta)\sin\theta|d\theta|\,, \tag{2.43}$$

czyli

$$\sigma(\theta) = \frac{p}{\sin\theta}\left|\frac{dp}{d\theta}\right|. \tag{2.44}$$

W powyższych wzorach zastosowano zapis z wartościami bezwzględnymi, ponieważ najczęściej wyrażenie $dp/d\theta$ ma wartość ujemną, zaś $\sigma(\theta)$ jest zdefiniowany jako wielkość dodatnia.

Między przekrojem czynnym całkowitym, a różniczkowym zachodzi zależność:

$$\sigma = 2\pi\int_0^{\pi}\sigma(\theta)\sin\theta\, d\theta = \int_0^{4\pi}\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega \,. \tag{2.45}$$

Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie (rutherfordowskie) w polu kulombowskim, wyznaczony w układzie środka masy, dany jest wzorem [2.21]:

$$d\sigma_S = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_S}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)}d\Omega\,, \tag{2.46}$$

przy czym E_S – energia kinetyczna rozpraszanej cząstki w układzie środka masy. Powyższe wyrażenie jest znanym wzorem Rutherforda.

Wzór (2.46) w układzie laboratoryjnym przyjmuje postać [2.22]:

$$d\sigma = \frac{\left(1 + 2A^{-1}\cos\vartheta + A^{-2}\right)^{3/2}}{1 + A^{-1}\cos\vartheta}d\sigma_S\,, \tag{2.47}$$

gdzie $A = M_2/M_1$.

Różniczkowy przekrój czynny może także wyrażać prawdopodobieństwo transferu energii T od rozproszonego jonu do atomu tarczy:

$$d\sigma = \frac{1}{4}\pi\, p^2 \frac{T_{max}}{T^2} dT\,, \tag{2.48}$$

gdzie T jest określone wzorem (2.10), a T_{max} wyrażeniem (2.11).

2.5. Potencjały oddziaływania

Jak wcześniej wspomniano, określenie kątów rozpraszania zderzających się ciał, czy też sił działających na penetrujący tarczę jon, jest możliwe dzięki znajomości potencjału oddziaływania między zderzającymi się cząstkami. Potencjał ten ma charakter elektrostatyczny i może być długo– lub krótkozasięgowy. Oddziaływanie długozasięgowe pomiędzy dwiema naładowanymi cząstkami opisuje prawo Culomba, w którym wyrażenie na siłę oddziaływania elektrostatycznego dane jest wzorem:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2}, \tag{2.49}$$

gdzie: Z_1 i Z_2 liczby atomowe,

e – ładunek elementarny,

r – odległość,

ε_0 – przenikalność dielektryczna próżni.

Potencjał kulombowski ma natomiast postać:

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}\,. \tag{2.50}$$

Jak wynika z równania (2.50) wartość tego potencjału zależy od liczb ładunkowych oddziałujących atomów oraz ich wzajemnej odległości.

Oddziaływania krótkozasięgowe mają inne własności, które pozwalają między innymi na powstawanie wiązań chemicznych.

Implantowane jony mają energię początkową rzędu ~ keV, znacznie przewyższającą energię wiązania atomów w bombardowanej tarczy (~ eV). Mogą mieć miejsce oddziaływania dalekiego jak i krótkiego zasięgu, w zależności od energii zderzenia.

Istnieje wiele funkcji opisujących potencjały oddziaływania. Są one stosowane w zależności od rodzaju i energii bombardującego jonu, a także materiału tarczy. Potencjały te ogólnie można podzielić na trzy grupy [2.6]:

1) potencjały oparte na ekranowanym potencjale kulombowskim,

2) potencjały typu Borna-Mayera,

3) pozostałe potencjały.

Ad 1. Potencjały należące do tej grupy mają postać iloczynu nieekranowanego potencjału Coulomba i funkcji ekranowania $\Psi(r/a)$:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Psi\left(\frac{r}{a}\right), \tag{2.51}$$

gdzie: $V(r)$ – potencjał oddziaływania,

Z_1 i Z_2 – liczby atomowe jonu i atomu tarczy,

e – ładunek elementarny,

r – odległość między oddziałującymi ciałami,

a – stała ekranowania zależna od Z_1 i Z_2.

Potencjał kulombowski prawidłowo opisuje wzajemne oddziaływania jon-atom tarczy tylko dla małej energii bombardującego jonu i niewielkich odległości zderzających się ciał. Można wówczas pominąć ekranujące działanie elektronów. W razie większych odległości należy uwzględnić ekranowanie jądra przez elektrony. W tym przypadku wartość potencjału Coulomba należy zmniejszyć, mnożąc ją przez odpowiednią funkcję ekranowania. Funkcja ta jest tak dobrana, aby przy zmianie odległości r od 0 do ∞ jej wartość malała od 1 do 0. Funkcję ekranowania często przedstawia się w postaci wielomianu [2.23]:

$$\Psi\left(\frac{r}{a}\right) = \sum_{i=1}^{n} C_i \exp\left(-d_i \frac{r}{a}\right), \tag{2.52}$$

gdzie: C_i, d_i – stałe,

n – liczba składników sumy,

a – stała ekranowania.

Ogólne wyrażenie na stałą ekranowania ma postać:

$$a = 0{,}8853\ a_0 \frac{1}{\left(Z_1^x + Z_2^x\right)^y}, \tag{2.53}$$

przy czym: a_0 – promień atomu Bohra ($5{,}29 \cdot 10^{-9}$ cm),

x, y – stałe (ich wartość zależy od stosowanego potencjału).

Potencjał, w którym wykorzystano eksponencjalną funkcję ekranowania nazywany jest potencjałem Bohra $V_B(r)$. Opisuje on w zadowalający sposób potencjał rzeczywisty w przypadku, gdy odległość jon-atom jest porównywalna z promieniem atomu Bohra. Kształt tego potencjału określa wyrażenie [2.24]:

$$V_B(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a_B}\right), \tag{2.54}$$

gdzie a_B – parametr ekranowania Bohra,

$$a_B = \frac{a_0}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}. \tag{2.55}$$

Inny potencjał, wykorzystywany w analizie oddziaływania dwu ciał, to potencjał Thomasa-Fermiego $V_{TF}(r)$ [2.25, 2.26]:

$$V_{TF}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Psi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right), \tag{2.56}$$

gdzie a_{TF} – parametr ekranowania Thomasa-Fermiego [2.27-2.29],

$$a_{TF} = \frac{0{,}8853\, a_0}{\left(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}\right)^{2/3}}. \tag{2.57}$$

Wyrażenie $\Psi(r/a_{TF})$ we wzorze (2.56) nazywa się funkcją ekranowania Thomasa-Fermiego i zostało stabelaryzowane. Przybliżenie analityczne tej funkcji ma postać:

$$\Psi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) = \frac{r/a_{TF}}{\left[\left(r/a_{TF}\right)^2 + C\right]^{1/2}}. \tag{2.58}$$

Wartość C dobiera się w ten sposób, aby zależność była najlepiej dopasowana do tej części funkcji, która w danym przypadku jest najbardziej interesująca. Najczęściej przyjmuje się wartość $C \approx \sqrt{3}$ [2.26].

Kolejnym stosowanym potencjałem jest potencjał Thomasa-Fermiego-Firsowa $V_{TFF}(r)$ [2.30, 2.31]:

$$V_{TFF}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Psi\left[\left(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}\right)^{2/3} \frac{r}{a_{TFF}}\right], \tag{2.59}$$

przy czym $a_{TFF} = 4{,}68 \cdot 10^{-9}$ cm. Potencjał ten stosuje się wówczas, gdy odległość oddziałujących cząstek odpowiada podwójnemu promieniowi atomu Bohra.

Jednym z najczęściej stosowanych jest potencjał zwany „potencjałem uniwersalnym" lub też potencjałem ZBL (nazwa ta pochodzi od pierwszych liter nazwisk jego twórców, tj. Zieglera, Birsacka i Littmarka) [2.8, 2.13]. Naukowcy ci zastosowali 522 kombinacje jon-atom i dla każdej z nich obliczyli w sposób numeryczny funkcję ekranowania. Jako najlepszą aproksymację 522 indywidualnych funkcji ekranowania wybrali wyrażenie o następującej postaci [2.13]:

$$\Psi\left(\frac{r}{a_u}\right) = 0{,}028171\exp\left(-0{,}20162\frac{r}{a_u}\right) + 0{,}28022\exp\left(-0{,}4029\frac{r}{a_u}\right) + 0{,}50986\exp\left(-0{,}99229\frac{r}{a_u}\right) + 0{,}18175\exp\left(-3{,}1998\frac{r}{a_u}\right), \tag{2.60}$$

gdzie parametr ekranowania a_u dany jest zależnością:

$$a_u = \frac{0{,}8853\ a_0}{\left(Z_1^{0,23} + Z_2^{0,29}\right)}. \tag{2.61}$$

Innym potencjałem wzajemnego oddziaływania dwu ciał jest potencjał Moliere'a o funkcji ekranowania wyrażonej wzorem [2.32, 2.33] :

$$\Psi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) = 0{,}35\exp\left(-0{,}3\frac{r}{a_{TF}}\right) + 0{,}55\exp\left(-1{,}2\frac{r}{a_{TF}}\right) + 0{,}10\exp\left(-6{,}0\frac{r}{a_{TF}}\right), \tag{2.62}$$

gdzie a_{TF} - parametr ekranowania Thomasa-Fermiego (2.57).

Wartość tego potencjału gwałtownie maleje przy wzroście odległości między ciałami. Służy on tylko do opisu wysokoenergetycznych zderzeń atomowych, podczas których jądra oddziałujących atomów zbliżają się do siebie na bardzo małe odległości rzędu kilku dziesiątych Å.

Obecnie często stosowany jest potencjał KrC [2.34]. Używa się go przede wszystkim do opisu oddziaływań wysokoenergetycznych, gdy odległości pomiędzy ciałami są niewielkie. Funkcja ekranowania ma postać:

$$\Psi(r) = \sum_{i=1}^{n} C_i e^{-b_i r/a_{TF}}\ , \tag{2.63}$$

gdzie: C_i, b_i – parametry,

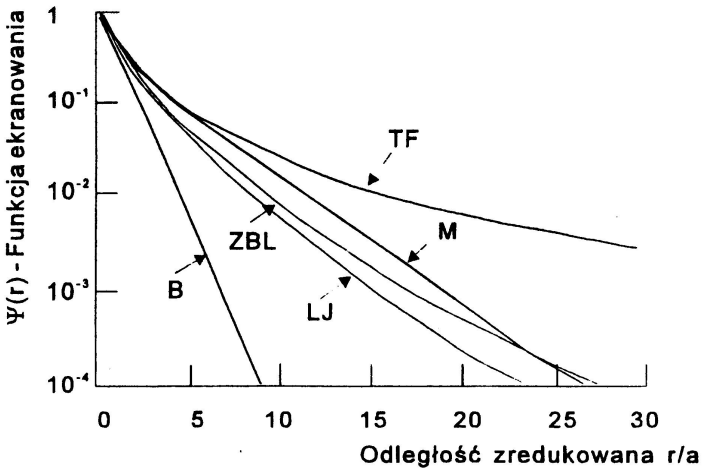
a_{TF} – stała ekranowania Thomasa-Fermiego (2.57).

Oprócz wymienionych potencjałów do opisu oddziaływania jon-atom stosuje się też inne potencjały jak na przykład potencjał Lenza-Jensena. Funkcję ekranowania, zastosowaną w tym potencjale, przedstawia równanie [2.13, 2.35, 2.36]:

$$\Psi_{LJ}(x) = \left(1 + y + 0{,}3344\,y^2 + 0{,}0485\,y^3 + 0{,}002647\,y^4\right)e^{-y}, \tag{2.64}$$

przy czym: $y = \sqrt{9{,}67\,x}$, $x=r/a$.

Przebiegi niektórych funkcji ekranowania w zależności od zredukowanej odległości (r/a) przedstawiono na rys. 2.6.



Rys. 2.6. Przebieg różnych funkcji ekranowania w zależności od zredukowanej odległości; B – potencjał Bohra, TF – potencjał Thomasa-Fermiego, M – potencjał Moliere'a, LJ – potencjał Lenza-Jensena, ZBL – potencjał uniwersalny [2.6]

Ad 2. Ogólną postać potencjału typu Borna-Mayera opisuje wyrażenie [2.37]:

$$V(r) = A_{BM} \exp\left(-\frac{r}{a_{BM}}\right), \tag{2.65}$$

gdzie: A_{BM} – parametr energii,

a_{BM} – parametr ekranowania,

Anderson i Sigmund zaproponowali uniwersalny zestaw wartości A_{BM} i a_{BM} :

$$A_{MB} = \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^{3/4}, \qquad a_{MB} = 0{,}219\ \text{Å}, \tag{2.66}$$

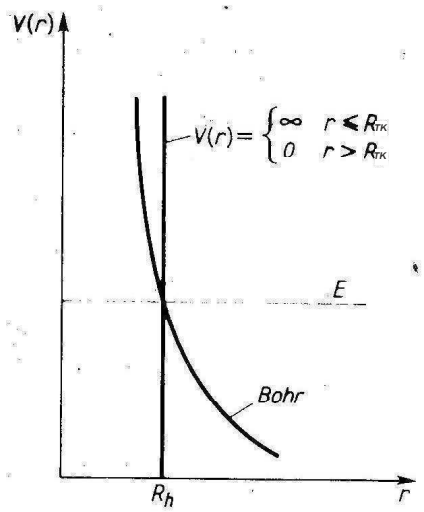
W praktyce wartości tych parametrów określa się osobno dla każdej pary jon-atom tarczy. Potencjał Borna-Mayera znalazł zastosowanie w analizie ruchu jonów w tarczach krystalicznych.

Ad 3. Do tej grupy zalicza się między innymi potencjały złożone, uwzględniające jednoczesne działanie zarówno sił przyciągania jak i odpychania, np. potencjał Morse'a [2.38] lub potencjał Lennarda-Jonesa [2.39], który często wykorzystywany jest w procesie symulacji komputerowej zderzenia dwóch ciał. Kolejnymi potencjałami, zaliczanymi do tej grupy, są tzw. potencjały kombinowane, które otrzymuje się przez złożenie potencjałów z grupy 1 lub 2 z potencjałem Morse'a. Najbardziej znane z nich to potencjały Borna-Mayera-Morse'a i Moliere'a-Morse'a [2.6]. Stosowane są również potencjały empiryczne, a także bardzo prosty potencjał twardych kul [2.1]. Funkcja tego potencjału dla odległości między ciałami mniejszej bądź równej od pewnej wartości R_{TK}, stromo rośnie do nieskończoności.

Dla wartości *r* większych od R_{TK} funkcja ta jest równa zero.

$$\begin{aligned} r \le R_{TK}, \qquad & V(r) = \infty \ , \\ r > R_{TK}, \qquad & V(r) = 0 \ . \end{aligned} \tag{2.67}$$

Przyjęcie takiej funkcji potencjału jest oczywiście znacznym uproszczeniem. Na rys. 2.7 przedstawiono porównanie potencjału twardych kul z potencjałem Bohra.



Rys. 2.7. Potencjał twardych kul i potencjał Bohra [2.1]

Przedstawione rozważania wykazują, że nie istnieje „najlepszy" potencjał oddziaływania. Wybór potencjału powinien być adekwatny do konkretnego przypadku, czyli układu jon-atom, energii jonu i metody analizy. Można stwierdzić, że w modelach BCA stosuje się wyłącznie potencjały, które uwzględniają jedynie działanie sił odpychających, to znaczy oparte na ekranowanym potencjale Coulomba lub też Borna-Mayera. W modelu CDM, oprócz wymienionych wyżej potencjałów, stosuje się także inne potencjały, na przykład Moliere-Morse'a.

2.6. Strata energii jonów w wyniku hamowania jądrowego

Korzystając z zasady zachowania energii i pędu w zderzeniach elastycznych ciał, można wyznaczyć stratę energii jonu *dE* na drodze *dx* w wyniku hamowania jądrowego [2.1–2.8]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = N\int_0^\infty T(E,p)\,d\sigma \ , \tag{2.68}$$

gdzie: T – strata energii jonu o masie M_1 podczas zderzenia z atomem tarczy o masie M_2,

N – gęstość atomowa materiału tarczy,

E – energia jonu przed zderzeniem,

p – parametr zderzenia,

$d\sigma$ – różniczkowy przekrój czynny na zderzenie.

Wartość energii T, przekazanej przez jon atomowi tarczy, spełnia nierówność:

$$0 \le T \le \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}E\,, \tag{2.69}$$

Równanie (68) jest słuszne przy założeniu, że zderzenie jonu z atomem tarczy zachodzi bez oddziaływania z pozostałymi atomami sieci ciała stałego. Wprowadzając pojęcie zdolności hamowania jądrowego $S_n(E)$ (używa się także terminów: zdolność spowalniania jądrowego lub moc hamowania jądrowego), równanie (68) można zapisać jako:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = NS_n(E). \tag{2.70}$$

Wyrażenie na zdolność hamowania jądrowego jonu $S_n(E)$ przyjmuje postać [2.6]:

$$S_n(E) = \int_0^\infty T(E,p)\,d\sigma = \int_0^\infty 2\pi T(E)p\,dp = 2\pi\gamma E\int_0^{P_{max}} \sin^2\frac{\vartheta}{2}\,p\,dp\,, \tag{2.71}$$

gdzie: $\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}$,

ϑ – kąt rozproszenia jonu w układzie środka masy,

p_{max} – maksymalny parametr zderzenia,

pozostałe oznaczenia jak we wzorze (2.68).

Wielkość p_{max} określa się jako odległość, powyżej której wartość potencjału oddziaływania, a co za tym idzie przekazana przez jon atomowi tarczy energia T, ma wartość zerową. Wielkość p_{max} można wyznaczyć z zależności:

$$\pi(p_{\max})^2 = N^{-2/3}, \tag{2.72}$$

gdzie N jest gęstością atomową materiału tarczy.

Jak już było wspomniane, funkcje $T(E,p)$ i $d\sigma$ można określić, jeżeli znana jest postać wyrażenia opisującego potencjał oddziaływania $V(r)$ między zderzającymi się cząstkami. Funkcja $V(r)$ zależy od sił działających pomiędzy jądrami atomowymi oraz sił będących wynikiem nakładania się zapełnionych powłok elektronowych jonu i atomu tarczy.

Lindhard, Scharff i Schiott [2.8, 2.20] (twórcy teorii LSS, której nazwa pochodzi od pierwszych liter nazwisk duńskich uczonych) uprościli wyrażenie na zdolność hamowania

zarówno jądrowego jak i elektronowego, wprowadzając nowe, bezwymiarowe parametry: ε – jako odpowiednik energii, ρ – długości oraz t – rozpraszania. Wartości tych parametrów wyznacza się z poniższych zależności:

$$\varepsilon = \frac{a}{e^2}\frac{M_2}{Z_1 Z_2 (M_1 + M_2)} E\,, \tag{2.73}$$

$$\rho = 4\pi a^2 N \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} R\,, \tag{2.74}$$

$$t = \varepsilon^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}\,, \tag{2.75}$$

gdzie: a – parametr ekranowania,

e – ładunek elektronu,

E – energia jonu,

R – zasięg jonu,

M_1, M_2 – masy jonu i atomu tarczy,

N – gęstość atomowa tarczy,

ϑ – kąt rozproszenia w układzie środka masy.

Parametr ε jest proporcjonalny do energii jonu, parametr długości ρ jest proporcjonalny do całkowitego zasięgu jonu w tarczy R (zasięg jonu jest wyrażony w $\mu g/cm^2$), natomiast parametr rozproszenia t jest funkcją parametru energii ε oraz kąta rozproszenia ϑ, określonego w układzie środka masy.

Z zależności na ε i ρ wynika też, że parametry energii oraz długości są nie tylko funkcjami odpowiednio E i R, ale także ładunków jąder i mas cząstek biorących udział w zderzeniu. Dla tych samych energii, ich wartości dla różnych jąder i atomów tarczy będą różne. Autorzy teorii LSS w celu wyznaczenia zdolności hamowania jądrowego $S_n(E)$ przyjęli funkcję ekranowanego potencjału Thomasa-Fermiego (2.56) i założyli niezależność procesów hamowania jądrowego i elektronowego. Wprowadzenie oznaczeń (2.73, 2.74 i 2.75) pozwoliło określić uniwersalną, bezwymiarową funkcję hamowania jądrowego $s_n(\varepsilon)$, niezależną od rodzaju jonu i materiału tarczy:

$$-\left(\frac{d\varepsilon_{TF}}{d\rho_{TF}}\right)_n = S_n(\varepsilon) = k_n \varepsilon^{1/2}\,. \tag{2.76}$$

Parametry ε_{TF} i ρ_{TF}, to odpowiednio zredukowana energia jonu oraz zredukowana długość, wyznaczone z zastosowaniem potencjału Thomasa-Fermiego:

$$\varepsilon = \frac{32{,}5\, M_2\, E\,[keV]}{(M_1 + M_2) Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}, \tag{2.77}$$

$$\rho = \frac{166{,}8\, M_1}{(M_1 + M_2)^2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)} R\,[\mu g/cm^2]. \tag{2.78}$$

W teorii LSS wprowadzono również funkcję parametru rozpraszania $f(t^{1/2})$, nazywaną uniwersalną funkcją rozpraszania dla zderzeń sprężystych, którą określa poniższa formuła:

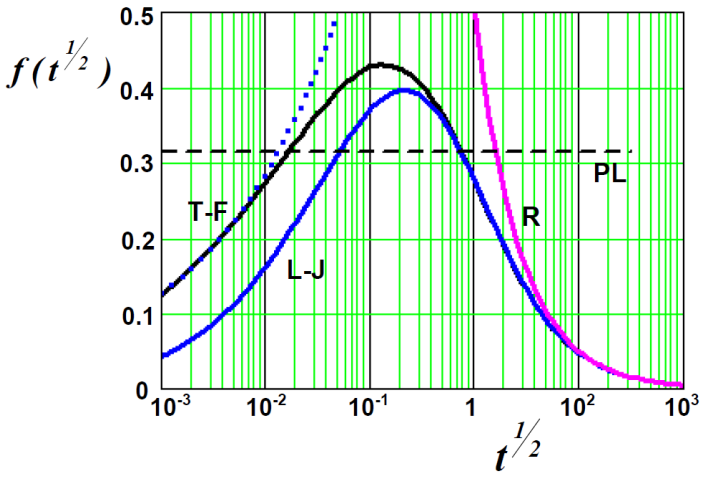
$$f\left(t^{1/2}\right) = \left(\frac{2}{\pi a^2}\right) t^{3/2} \frac{d\sigma}{dt}, \tag{2.79}$$

gdzie $t^{1/2} = \varepsilon \sin\left(\vartheta/2\right)$ (ϑ – kąt rozproszenia w układzie środka masy).

Znajomość $f(t^{1/2})$ pozwala wyznaczyć różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie:

$$d\sigma = \pi a^2 f\left(t^{1/2}\right) \frac{dt}{2t^{3/2}}. \tag{2.80}$$

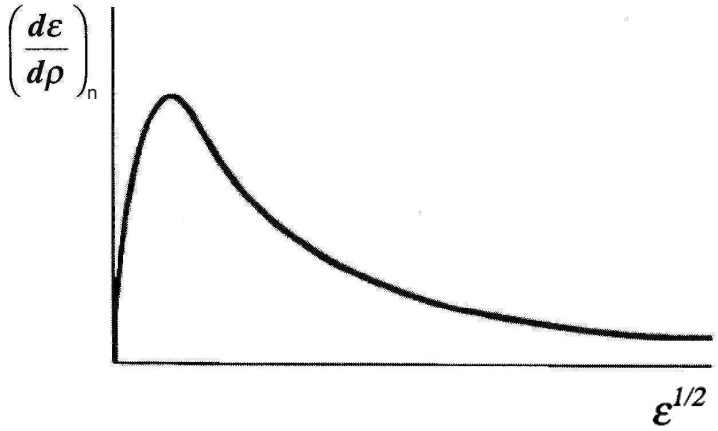
Na rys. 2.8 pokazane są wykresy funkcji rozpraszania $f(t^{1/2})$ dla różnych postaci potencjałów oddziaływania jon-atom.



Rys. 2.8. Przebieg uniwersalnej funkcji rozpraszania $f\left(t^{1/2}\right)$ dla różnych potencjałów oddziaływania; (T-F) – Thomasa-Fermiego, (L-J) – Lenza-Jensena, (R) – Rutherforda, (PL) – $1/r^2$ [2.7]

Zależność zredukowanej straty energii w wyniku zderzeń elastycznych jonu z atomami tarczy od zredukowanej energii ε, a dokładniej od $\varepsilon^{1/2}$ proporcjonalnej do prędkości jonu ($\varepsilon^{1/2} \sim v$) pokazano na rys. 2.9. Z przedstawionego rysunku wynika, że w zakresie małych energii implantowanego jonu, strata jego energii jest prawie liniowo zależna od $\varepsilon^{1/2}$, a następnie po osiągnięciu wartości maksymalnej powoli maleje. Oznacza

to, że największa liczba przemieszczeń atomów sieci w wyniku zderzeń będzie miała miejsce w ostatniej fazie ruchu bombardującego jonu, gdy jego energia jest mała. Wykres ten potwierdza fakt, iż silne hamowanie penetrującego tarczę jonu zachodzi po znacznym zmniejszeniu jego prędkości w materiale tarczy, spowodowanym hamowaniem elektronowym.



Rys. 2.9. Teoretyczna zależność zdolności hamowania jądrowego od energii zredukowanej

Wyrażenie na zdolność hamowania jądrowego w funkcji zdefiniowanej wcześniej zredukowanej energii ε ma postać:

$$S_n(E) = \frac{4\pi a_{TF} M_1 Z_1 Z_2 e^2}{M_1 + M_2} S_n(\varepsilon). \tag{2.81}$$

Zredukowana zdolność hamowania jądrowego $S_n(\varepsilon)$ dla potencjału Thomasa-Fermiego została stabelaryzowana przez Lindharda [2.40]. Wartości $S_n(\varepsilon)$ i $S_n(E)$ można również wyznaczyć, stosując odpowiednie przybliżenia podane przez Lindharda [2.41], Birsacka i Zieglera [2.23] czy Yudina [2.42].

Ziegler, Biersack i Littmark wykorzystując potencjał uniwersalny (ZBL) zwiększyli dokładność obliczeń zdolności hamowania jądrowego. W modelu tym zredukowaną energię jonu ε_{ZBL} określa formuła [2.8]:

$$\varepsilon_{ZBL} = \frac{32{,}53 M_2 E}{Z_1 Z_2 (M_1 + M_2)\left(Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23}\right)}. \tag{2.82}$$

Funkcję zredukowanej jądrowej zdolności hamowania dla $\varepsilon_{ZBL} \le 30$ opisuje wzór:

$$S_n(\varepsilon_{ZBL}) = \frac{\ln(1 + 1{,}1383\varepsilon_{ZBL})}{2\left(\varepsilon_{ZBL} + 0{,}01321\varepsilon_{ZBL}^{0,21226} + 0{,}19593\varepsilon_{ZBL}^{0,5}\right)}. \tag{2.83}$$

Dla $\varepsilon_{ZBL} > 30$ wyrażenie na $S_n(\varepsilon_{ZBL})$ ma postać:

$$S_n(\varepsilon_{ZBL}) = \frac{\ln(\varepsilon_{ZBL})}{2\varepsilon_{ZBL}}. \tag{2.84}$$

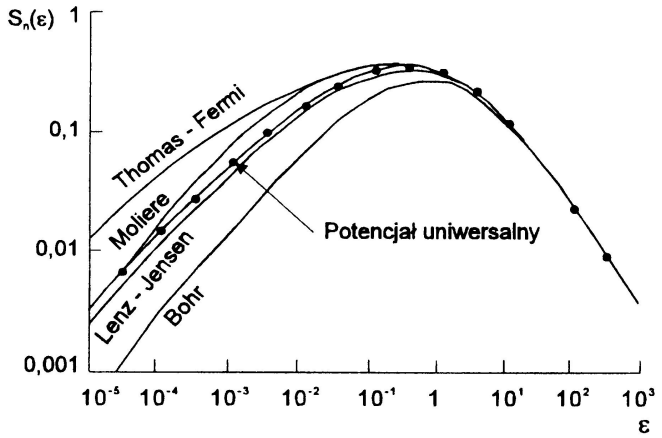
Zdolność hamowania jądrowego w funkcji zdefiniowanej zredukowanej energii ε_{ZBL} określa wyrażenie:

$$S_n(E) = \frac{8{,}462 \cdot 10^{15} Z_1 Z_2 M_1}{(M_1 + M_2)\left(Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23}\right)} S_n(\varepsilon_{ZBL}). \tag{2.85}$$

Jeszcze inną formułę określającą $S_n(\varepsilon)$ zaproponował Eckstein [2.43, 2.44]. Przyjął on, że straty energii bombardującego jonu następują wskutek oddziaływań, które opisuje się potencjałem KrC [2.34]. Z wyliczeń Ecksteina wynika, iż zredukowaną zdolność hamowania jądrowego można wyznaczyć stosując poniższe wyrażenie:

$$S_n(\varepsilon) = \frac{0{,}5 \ln(1 + 1{,}2288\varepsilon)}{\varepsilon + 0{,}1728\sqrt{\varepsilon} + 0{,}008\varepsilon^{0,1504}}. \tag{2.86}$$

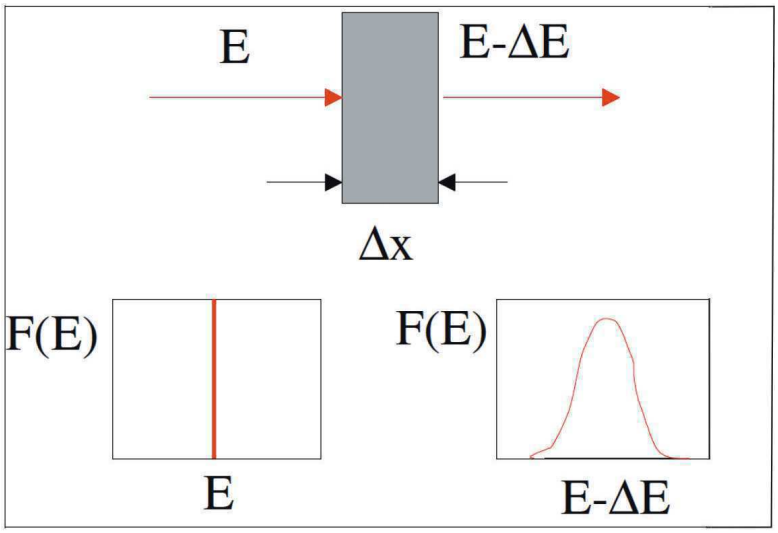
Na rys. 2.10 przedstawiono przebieg funkcji hamowania jądrowego dla różnych potencjałów w zależności od zredukowanej energii.



Rys. 2.10. Przebieg funkcji hamowania jądrowego dla różnych potencjałów oddziaływania w funkcji energii zredukowanej [2.6]

Ze względu na statystyczny charakter zjawiska oddziaływania jonów z atomami tarczy wprowadza się pojęcie rozrzutu strat energii (stragglingu), który towarzyszy procesowi strat energii i zwiększa się wraz z przebytą drogą penetrującego implantowaną tarczę jonu. Na rys. 2.11 schematycznie przedstawiono rozrzut strat energii pocisku po przejściu przez warstwę materiału próbki o grubości Δx. Średni rozrzut zdolności hamowania jądrowego Q_n określa następujący wzór [2.45]:

$$Q_n(\varepsilon) = \int T^2 d\sigma = 2\pi\gamma E^2 N \int_0^{p_{max}} \sin^4 \frac{\vartheta}{2}\, dp\,. \tag{2.87}$$



Rys. 2.11. Schematyczne przedstawienie zwiększenia rozrzutu strat energii wiązki jonowej po przejściu przez warstwę materiału o grubości Δx [2.7]

Wyrażenie, z którego można wyznaczyć średni zredukowany rozrzut wartości zdolności hamowania jądrowego $\omega(\varepsilon)$ w postaci bezwymiarowej, przedstawia równanie:

$$\omega(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{2\pi\gamma^2 E^2} Q_n(E). \tag{2.88}$$

Jeżeli w obliczeniach zastosowany zostanie potencjał uniwersalny ZBL, rozrzut $\omega(\varepsilon)$ można wyznaczyć z poniższej zależności [2.13]:

$$\omega(\varepsilon_{ZBL}) = \frac{1}{4 + 0{,}197\,\varepsilon^{-1{,}6991} + 6{,}584\,\varepsilon^{-1{,}0494}}. \tag{2.89}$$

gdzie ε_{ZBL} – zredukowana energia określona dla potencjału ZBL.

2.7. Strata energii jonów w wyniku hamowania elektronowego

Implantowane jony, wnikając do wnętrza ciała stałego, tracą swoją energię nie tylko z powodu zderzeń sprężystych z jądrami atomów tarczy, ale także w wyniku oddziaływania z elektronami jej atomów. Natura tych oddziaływań jest bardzo złożona, o czym świadczy możliwość wystąpienia szeregu procesów powodujących straty energii jonu [2.1–2.8]:

- wzbudzenie lub jonizacja atomów tarczy;
- wzbudzenie lub jonizacja cząstki bombardującej;
- wymiana elektronów pomiędzy jonem a atomem tarczy;
- bezpośrednie zderzenie elektron-elektron.

Straty te opisuje funkcja hamowania (spowalniania lub mocy hamowania) elektronowego $S_e(E)$, która wyraża wielkość energii dE, jaką traci jon w wyniku oddziaływań elektronowych na drodze dx, unormowana do gęstości atomowej materiału tarczy. Pierwsze prace dotyczące tych procesów prowadzili Thomason i Darwin [2.46]. Założyli oni, że poruszający się jon przekazuje energię na rzecz swobodnych elektronów w tarczy. Problemem tym zajmował się także Bohr [2.47], który przyjął, iż tarcza złożona jest z zespołu harmonicznych oscylatorów o częstotliwości drgań v. Wielkość straty energii nadlatującego jonu zależy od wzajemnej korelacji czasu kolizji i okresu drgań oscylatora $1/v$. Jeżeli czas oddziaływania jest krótki, to proces zderzenia staje się adiabatyczny i wówczas nie ma przepływu energii od jonu do atomu tarczy. Według Bohra, przy założeniu, że jon wnika do ośrodka jednorodnego, składającego się z atomów tarczy o liczbie ładunkowej Z_2, średnia strata energii dE na jednostkę drogi dx daje się przedstawić w postaci wyrażenia:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = 4\pi Z_2 \frac{Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} \int_0^\infty \frac{1}{p^2} p\, dp\,, \tag{2.90}$$

gdzie: m_e – masa elektronu,

v_1 – prędkość jonu,

Z_1 i Z_2 – liczby atomowe jonu i atomu tarczy,

e – ładunek elementarny,

p – parametr zderzenia.

Powyższa całka jest rozbieżna, gdy p dąży do zera. Należy wprowadzić dolne ograniczenie na parametr zderzenia p_{min}. Do określenia odległości najmniejszego zbliżenia, a tym samym największego transferu energii, wykorzystuje się elastyczne, dwuciałowe rozproszenie Rutherforda. Przybliżona wartość p_{min} wynosi:

$$p_{min} \approx \frac{2Z_1 e^2}{m_e v_1^2}\,. \tag{2.91}$$

Całka ze wzoru (2.90) jest również rozbieżna dla p dążącego do nieskończoności, należy zatem wprowadzić także górne ograniczenie na parametr zderzenia p_{max}:

$$p_{max} \approx \frac{v_1}{v}\,. \tag{2.92}$$

Podstawiając wartości graniczne do równania (2.90) otrzymuje się klasyczną formułę Bohra na stratę energii jonu związaną z oddziaływaniem elektronowym [2.47]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = 4\pi Z_2 \frac{Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} \ln\left(\frac{m_e v_1^3}{Z_1 e^2 v}\right). \tag{2.93}$$

Fermi i Teller [2.6] założyli z kolei, że tarcza jest swobodnym gazem elektronowym (plazmą), czyli zbiorem oddziałujących elektronów. Jednym z rezultatów przyjętego założenia było określenie straty energii powolnych jonów, wynikającej z hamowania typu elektronowego, jako proporcjonalnej do ich prędkości v_1:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \rho^{1/3} v_1, \tag{2.94}$$

gdzie przez ρ oznaczono gęstość elektronów.

Lindhard w swoich pracach (teoria LSS) [2.20], opisując straty energetyczne jonu poruszającego się w jednorodnym gazie elektronowym, przyjął następujące założenia:

- gaz elektronowy ma stałą gęstość;
- swobodny gaz elektronowy składa się z elektronów, których temperatura jest równa zeru;
- ładunek elektronów równoważony zostaje przez równomiernie rozłożony ładunek dodatni, a więc wypadkowy ładunek układu równa się zero;
- oddziaływanie jonu z gazem elektronowym traktowane jest jako zaburzenie;
- nie uwzględnia się efektów relatywistycznych.

Penetrujący takie środowisko jon traci energię w wyniku nieelastycznych zderzeń ze swobodnymi elektronami (oddziaływanie bliskie), a także podczas plazmowego rezonansu elektronów odległych (oddziaływanie dalekie). Dla podanych założeń zdolność hamowania elektronowego jest proporcjonalna do prędkości jonu v_1 pod warunkiem, że ta prędkość ma mniejszą wartość od prędkości Fermiego elektronów tworzących swobodny gaz elektronowy:

$$v_1 \le Z_1^{2/3} v_0, \tag{2.95}$$

gdzie $v_0 = 2{,}18 \cdot 10^6$ m/s – prędkość Bohra.

Warunek (2.95) można także przedstawić w postaci energetycznej:

$$E \le 29{,}88\, Z_1^{4/3} M_1 \text{[keV]}, \tag{2.96}$$

przy czym E jest energią bombardującego jonu.

Strata energii jonu, związana z hamowaniem elektronowym, określona jest wzorem:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = -NS_{eLSS}(E) = -K_e E^{1/2}, \tag{2.97}$$

natomiast zdolność hamowania elektronowego przedstawia wyrażenie:

$$S_{eLSS}(E) \approx 8\pi e^2 a_0 Z_1^{1/6} \frac{Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{3/2}} \cdot \frac{v_1}{e^2/\hbar}, \tag{2.98}$$

gdzie: $S_{eLSS}(E)$ – zdolność hamowania elektronowego (teoria LSS),

a_0 – promień atomu Bohra,

Z_1, Z_2 – liczby atomowe jonu i atomu tarczy,

v_1 – prędkość jonu,

$e^2/\hbar = v_0$ – prędkość Bohra,

K_e – współczynnik proporcjonalności zależny od prędkości jonu oraz liczb atomowych jonu i atomu tarczy.

Stosując pojęcia zredukowanej energii ε i zredukowanej długości ρ, zredukowaną zdolność hamowania elektronowego określa formuła:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_{eLSS} = -S_{eLSS}(\varepsilon) = -k_e \varepsilon^{1/2} \tag{2.99}$$

przy czym:

$$S_{eLSS}(\varepsilon) = 0{,}0793 Z_1^{1/6} \frac{Z_1^{1/2} Z_2^{1/2}}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{3/4}} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} + M_2^{1/2}} \varepsilon^{1/2}, \tag{2.100}$$

natomiast k_e jest współczynnikiem zależnym od Z_1, Z_2, M_1 M_2.

Wartość k_e zmienia się w przedziale od 0,1 do 0,2 pod warunkiem, że masa jonu nie jest znacznie mniejsza od masy atomu tarczy.

Związek pomiędzy współczynnikami K_e i k_e można zapisać w postaci wyrażenia:

$$K_e = k_e \left(\frac{E}{\varepsilon}\right)^{1/2} \left(\frac{\rho}{x}\right). \tag{2.101}$$

Lindhard i Winther [2.48] wykazali, iż liniowa zależność funkcji $(d\varepsilon/d\rho)_{eLSS}$ od prędkości jonu v_1 pozostaje słuszna wówczas, gdy prędkość implantowanych cząstek v_1 jest mniejsza od prędkości swobodnych elektronów tarczy, tzn:

$$v_1 < Z_1^{2/3} e^2/\hbar. \tag{2.102}$$

Warunek ten znacznie ogranicza zakres stosowalności równania (2.99) w przypadku implantacji lekkich jonów. Przykładowo, gdy wiązka protonów bombarduje tarczę krzemową, zdolność hamowania elektronowego rośnie liniowo wraz z prędkością jonów tylko do energii $E \le 25\,keV$. Zaproponowana przez Lindharda (teoria LSS) postać funkcji hamowania elektronowego dobrze opisuje zderzenia takich jonów jak B^+, P^+ czy As^+

z atomami tarczy Si. W przypadku, gdy tarcza Si jest implantowana jonami H^+ czy He^+, rozbieżności między teoretycznymi wartościami $S_{eLSS}(E)$, a wynikami eksperymentalnymi są rzędu kilkudziesięciu procent [2.49].

Firsow [2.49, 2.50], chcąc wyznaczyć zdolność hamowania elektronowego jonów o małej prędkości, uwzględnił wymianę elektronów pomiędzy atomami tarczy a implantowanym jonem. Według Firsowa, energia tracona przez jon w wyniku tego procesu wynosi:

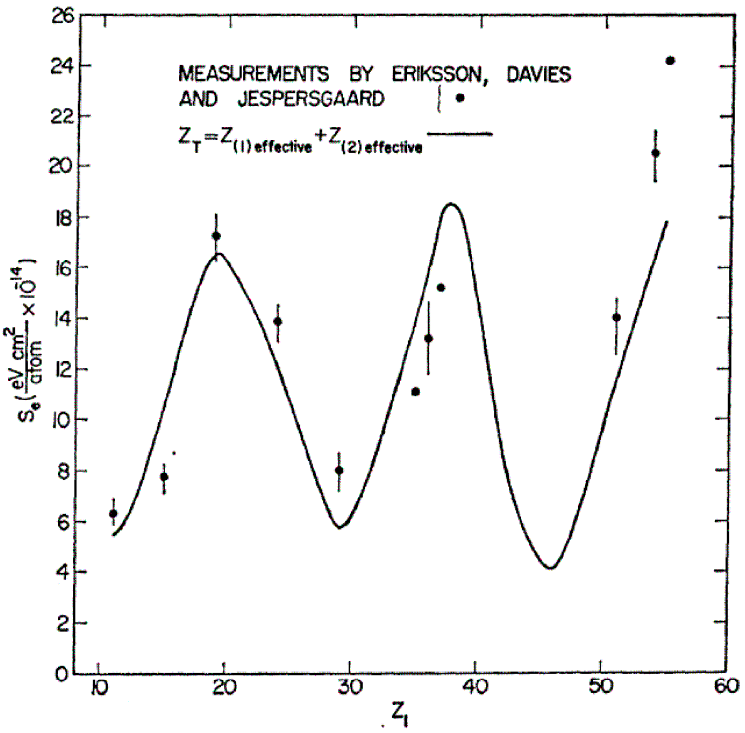
$$S_{eF}(E) = 51{,}5\,(Z_1 + Z_2)\frac{v_1}{v_0}\ [\text{eV Å}^2]. \tag{2.103}$$

Z teorii LSS, a także obliczeń przeprowadzonych przez Firsowa wynika, że funkcja $S_e(E)$ jest monotonicznie rosnącą w zależności od Z_1 dla ustalonej wartości Z_2. Tymczasem dane eksperymentalne nie potwierdzają tych przewidywań. W wielu pracach doświadczalnych [2.51–2.54] wykazano oscylacyjny przebieg funkcji $S_e(E)$ ze wzrostem Z_1, wynikający z istnienia powłok elektronowych w atomie. Najbardziej wyraźne minima i maksima można zaobserwować w przypadku implantacji jonów do tarcz krystalicznych, kiedy to jon traci prawie całą swoją energię w wyniku oddziaływań elektronowych. Firsow w swoim modelu założył, że podczas zderzenia implantowanego jonu z atomami tarczy w wymianie mogą uczestniczyć wszystkie ich elektrony Z_1 i Z_2. W rzeczywistości tylko część elektronów bierze udział w tej wymianie, co modyfikuje warunki ekranowania, które są określone przez najsilniej związane z jądrem elektrony powłok wewnętrznych. Wobec powyższego, w jego rozważaniach należałoby raczej zastosować zredukowane wartości Z_1 i Z_2 [2.26].

Jak już było wspomniane, teoretyczny opis procesu nie zawsze zgadza się z wynikami eksperymentalnymi. Szczególnie daje się to zaobserwować podczas implantacji do tarcz wykonanych z materiałów półprzewodnikowych, natomiast w mniejszym stopniu do metali. W tarczach metalicznych za straty energii jonu, spowodowane hamowaniem elektronowym, odpowiadają głównie elektrony z pasma przewodnictwa, traktowane jako gaz elektronowy. W przypadku półprzewodników, istnienie pasma zabronionego powoduje wystąpienie większej liczby procesów wzbudzania niż ma to miejsce w metalach. Porównując dane eksperymentalne z teoretycznymi można przyjąć, że dla tarcz półprzewodnikowych o względnie wąskim paśmie zabronionym (Si, Ge) słuszniejsza niż wyrażenie (2.103) jest zależność, w której $S_e \sim v_1^{0,7}$, czyli $S_e \sim E^{0,35}$ [2.6].

Podsumowując należy stwierdzić, iż niedostatek teorii dotyczy przede wszystkim nieuwzględniania oscylacyjnego charakteru zależności S_e od Z_1 i Z_2 oraz pominięcia faktu istnienia pasm zabronionych w materiałach półprzewodnikowych.

El-Hoshy i Gibbons uwzględnili zjawiska ekranowania ładunku jądra, modyfikując wartości Z_1 i Z_2 [2.55]. Wprowadzając czynnik korekcyjny uzyskali efekt modulowania $S_e(E)$ ze względu na różnice w budowie powłok elektronowych. Na rys. 2.12 przedstawiono uzyskaną przez w/w fizyków teoretyczną zależność wartości hamowania elektronowego od liczby atomowej Z_1 jonów bombardujących krystaliczną, wolframową tarczę w kierunku <110>. Zależność ta porównana jest z wynikami otrzymanymi na drodze eksperymentalnej. Jak łatwo zauważyć, uzyskano bardzo dobrą zgodność obliczeń teoretycznych z danymi doświadczalnymi.



Rys. 2.12. Zależność zdolności hamowania elektronowego od liczby atomowej jonu bombardującego tarczę wolframową <110>. Porównanie obliczeń teoretycznych z danymi eksperymentalnymi [2.64]

Teorię elektronowej zdolności hamowania jonów o dużych energiach opracował Bethe [2.56], a następnie została ona udoskonalona przez Blocha [2.57]. O dużym zakresie energii mówi się wówczas, gdy prędkość jonu przekracza potrojoną wartość prędkości Fermiego elektronów tarczy. W takim przypadku uznaje się, że cząstka jest całkowicie zjonizowana i w dalszych rozważaniach można ją traktować jako ładunek kulombowski,

a układ jon-atom tarczy należy uważać za oscylator. Powyższe założenia były podstawą do wyznaczenia średniej wartości zdolności hamowania elektronowego:

$$S_{eB} = \frac{4\pi N Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e v_1^2} \ln \frac{2 m_e v_1^2}{I}, \tag{2.104}$$

gdzie: N – gęstość atomowa materiału tarczy,

Z_1 – liczba atomowa jonu,

Z_2 – liczba atomowa materiału tarczy,

m_e – masa elektronu,

v_1 – prędkość jonu,

I – średni potencjał jonizacji atomu tarczy.

Wartość I określa się na drodze doświadczalnej albo wykorzystuje dostępne formuły aproksymacyjne. Jedną z nich jest formuła podana przez Blocha [2.57]:

$$I = 10 \cdot Z_2 \text{ [eV]} \tag{2.105}$$

Równanie Bethe-Blocha wymaga podania stałej wartości ładunku bombardującej cząstki. Przy niższych energiach jon zdolny jest do schwytania elektronu tarczy i częściowego lub całkowitego zneutralizowania ładunku jądra. Jon o wysokiej energii może natomiast zostać obdarty z pozostałych elektronów. Wszystkie atomy (z wyjątkiem atomów wodoru i helu) mają elektrony umieszczone na kilku powłokach. Do całkowitej jonizacji takiego atomu niezbędna jest duża energia. Stopień jonizacji poruszającego się w ciele stałym jonu zależy od jego prędkości v_1. W celu określenia stopnia jonizacji cząstki wprowadzono pojęcie ładunku efektywnego $Z_1^*(v_1)$. Formułę, która pozwala wyznaczyć ładunek efektywny podał Northcliff [2.58, 2.59]:

$$Z_1^*(v_1) = Z_1 \left[1 - \exp\left(\frac{-v_1}{v_0 Z_1^{2/3}} \right) \right], \tag{2.106}$$

gdzie: Z_1 – liczba atomowa jonu,

v_1 – prędkość jonu,

v_0 – prędkość Bohra.

Gdy prędkość jonu jest mniejsza od prędkości Bohra, wówczas prawdopodobieństwo jonizacji maleje. Jeżeli natomiast $v_1 > v_0$, wtedy cząstka traci elektrony nie tylko z orbity zewnętrznej, ale także z orbit wewnętrznych. Dla odpowiednio dużych prędkości $Z_1^* = Z_1$, ponieważ jon jest wówczas całkowicie pozbawiony elektronów.

Traktując jako kryterium wzajemne korelacje prędkości bombardującego jonu i prędkości Fermiego elektronów tarczy, gdzie prędkość Fermiego v_F zdefiniowana jest jako:

$$v_F = \frac{\hbar}{m_e}\left(3\pi^2\rho\right)^{1/3}, \tag{2.107}$$

przy czym: $\hbar$ – zredukowana stała Plancka ($\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Js),

m_e – masa elektronu,

ρ – gęstość plazmy,

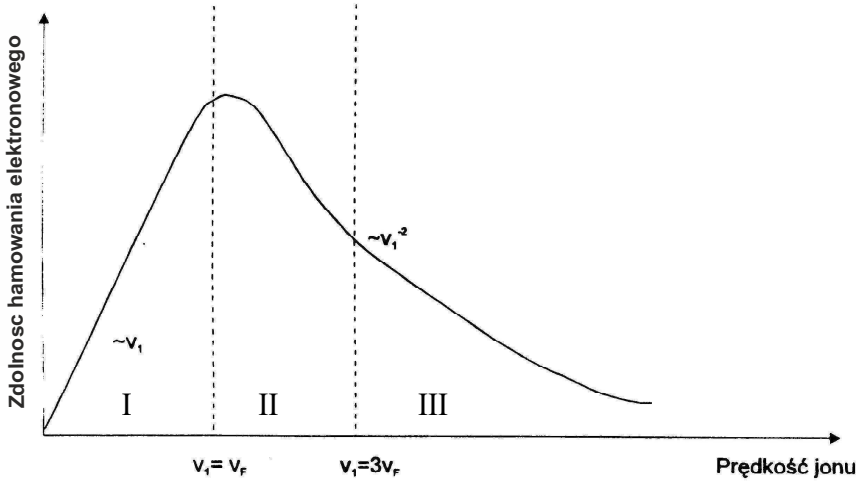
wyróżnia się trzy zakresy oddziaływań [2.6]:

I – zakres małych prędkości ($v_1 < v_F$), zwany często zakresem małych energii;

II – zakres średnich prędkości ($v_F < v_1 < 3v_F$), zwany zakresem średnich energii;

III – zakres dużych prędkości ($v_1 > 3v_F$), zwany zakresem dużych energii.

Na rys. 2.13 zaprezentowano przebieg funkcji zdolności hamowania elektronowego w zależności od prędkości jonu. Zakres małych energii opisuje teoria LSS czy Firsowa, natomiast zakres dużych energii jonów analizowany jest w teorii Bethe-Blocha.



Rys. 2.13. Zależność zdolności hamowania elektronowego od prędkości jonu [2.6]

Jak wynika z rys. 2.13, pomiędzy I i III zakresem energii jonów znajduje się zakres, w którym funkcja zdolności hamowania elektronowego wykazuje względnie szerokie maksimum. Próbę opisu tego zakresu energii podjęli Vareles i Biersack [2.60], podając wyrażenie na zdolność hamowania elektronowego S_e:

$$\frac{1}{S_e} = \frac{1}{S_{eLSS}} + \frac{1}{S_{eB}}. \tag{2.108}$$

Ziegler, Biersack i Littmark wykorzystali natomiast pojęcie ładunku efektywnego Z_1^* i zaproponowali poniższą formułę, w której wartość zdolności hamowania elektronowego uzależnili od iloczynu kwadratu Z_1^* i zdolności hamowania elektronowego dla protonu o identycznej prędkości, co rozpatrywany jon:

$$S_e = \left[Z_1^*(v_1)\right]^2 S_{ep}(v_1), \tag{2.109}$$

gdzie $S_{ep}(v_1)$ – zdolność hamowania elektronowego protonu o prędkości v_1.

Podobnie jak w zderzeniach jonu z jądrami atomu tarczy, jego oddziaływanie z elektronami ciała stałego ma charakter statystyczny. Z uwagi na ten fakt wprowadzono pojęcie rozrzutu strat energii Q_e. Dla jonów posiadających małe energie (zdolność hamowania elektronowego jest proporcjonalna do prędkości jonu) wielkość Q_e została określona przez Firsowa [2.61]:

$$Q_{eF} = 80(Z_1 + Z_2)^{8/3} N\left(\frac{v_1}{v_0}\right)^2, \tag{2.110}$$

gdzie: Q_{eF} – rozrzut strat energii jonów na hamowanie elektronowe,

N – gęstość atomowa materiału tarczy,

v_1 – prędkość jonu,

v_0 – prędkość Bohra,

Z_1, Z_2 – liczby atomowe jonu i atomu tarczy.

Dla jonów posiadających dużą energię wyrażenie na Q_e zaproponował Bohr [2.47]:

$$Q_{eB} = 4\pi e^4 Z_1^2 Z_2 N\,. \tag{2.111}$$

W przypadku jonów o energii powyżej 1 MeV wpływ rozrzutu energii Q_e na głębokość wnikania jonów do tarczy jest pomijalnie mały [2.62, 2.63].

2.8. Całkowita zdolność hamowania

Jak już było wspomniane, na całkowitą zdolność hamowania jonu w ciele stałym składają się dwa główne czynniki: zdolność hamowania jądrowego $S_n(E)$ i zdolność hamowania elektronowego $S_e(E)$. Dla przypomnienia strata energii dE jonu na drodze dx wyraża się zależnością:

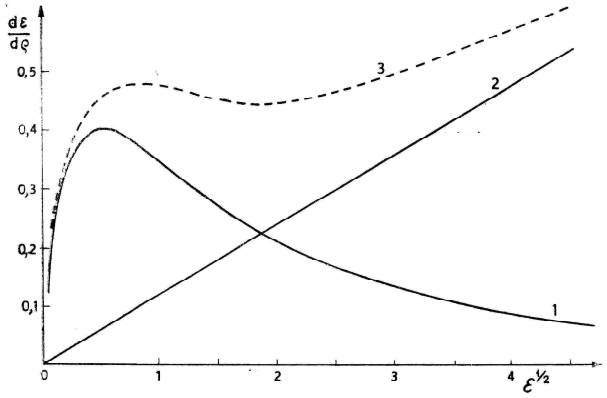
$$\frac{dE}{dx} = -N\left[S_n(E) + S_e(E)\right], \tag{2.112}$$

gdzie N jest gęstością atomową materiału tarczy.

Całkowitą zredukowaną stratę energii z obu w/w tytułów $d\varepsilon/d\rho$ przedstawia wyrażenie:

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho} = -\left[S_n(\varepsilon) + S_e(\varepsilon)\right]. \tag{2.113}$$

Na wykresach (rys. 2.14) zaprezentowano zredukowane straty energii $(d\varepsilon/d\rho)_n$, $(d\varepsilon/d\rho)_e$ oraz omawianą zależność $(d\varepsilon/d\rho)_n + (d\varepsilon/d\rho)_e$ w funkcji $\varepsilon^{1/2}$.



Rys. 2.14. Teoretyczna zależność zredukowanej zdolności hamowania $(d\varepsilon/d\rho)_e$ (1), $(d\varepsilon/d\rho)_n$ (2) oraz $(d\varepsilon/d\rho)_e + (d\varepsilon/d\rho)_n$ (3) od $\varepsilon^{1/2}$, obliczona dla funkcji ekranowania Thomasa-Fermiego [2.4]

Wykresy tych zależności zostały wyznaczone za pomocą obliczeń numerycznych w oparciu o teorię LSS, z zastosowaniem potencjału Thomasa-Fermiego. Wynika z nich, że dla małych wartości parametru ε $\left(\varepsilon^{1/2} < 1\right)$ przeważa hamowanie jądrowe (wykres 1), natomiast dla większych wartości ε strata energii padających jonów związana jest z hamowaniem elektronowym (wykres 2). Ponadto dla pewnej wartości ε $\left(\varepsilon^{1/2}\right)$ udział hamowania jądrowego i elektronowego jest identyczny:

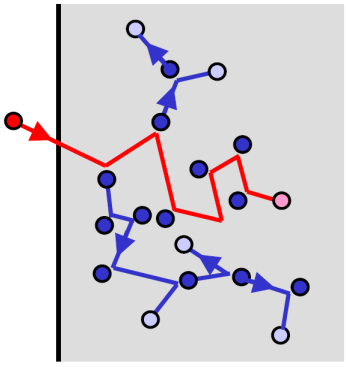
$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e. \tag{2.114}$$

Wykres 3 przedstawia zależność całkowitej zredukowanej straty energii jonów w funkcji $\varepsilon^{1/2}$. Jak łatwo zauważyć, do wartości $\varepsilon^{1/2} = 3$ jest ona prawie stała.

2.9. Zasięg implantowanych jonów

Energetyczny jon, padając na tarczę, traci swoją energię w oddziaływaniach z atomami próbki. Najczęściej zostaje on zahamowany i po zneutralizowaniu pozostaje w naświetlanym materiale. Straty energii naładowanego, penetrującego tarczę pocisku,

w wyniku pojedynczych zderzeń sprężystych, są na tyle duże, że w efekcie prowadzą do znacznej zmiany jego prędkości oraz kierunku ruchu. W takim zderzeniu wartość energii, przekazywanej atomowi materiału próbki, ma zwykle większą wartość od energii wiązania tego atomu w sieci krystalicznej i może powodować jego przemieszczenie. W rezultacie, torem bombardującego jonu jest linia łamana, wzdłuż której powstają uszkodzenia materiału tarczy (rys. 2.15). W przypadku oddziaływania bombardującego jonu z elektronami atomów próbki strata energii w pojedynczym zderzeniu nie prowadzi do znaczącej zmiany kierunku poruszającego się jonu oraz powstawania uszkodzeń radiacyjnych.

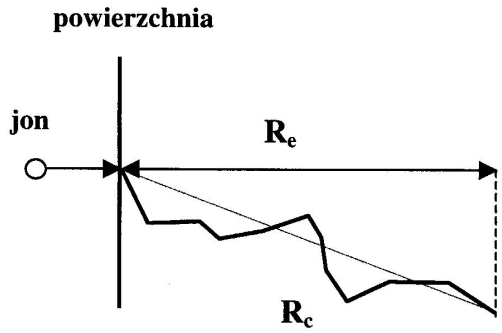


Rys. 2.15. Schematyczne przedstawienie drogi przebytej przez jon w ciele stałym [2.7]

Biorąc pod uwagę sposób oddziaływania energetycznych jonów z ciałem stałym można wywnioskować, iż hamowanie naładowanego pocisku w materiale tarczy ma charakter statystyczny. Powyższe stwierdzenie jest prawdziwe jedynie dla próbek amorficznych.

W wyniku zderzeń implantowanych jonów z atomami tarczy, trajektorie pocisków o tych samych masach, ładunkach, energiach i kątach padania na próbkę mogą ulegać różnym odchyleniom od początkowego kierunku padania wiązki jonowej na powierzchnię próbki. W konsekwencji przebywają one różne drogi w implantowanym materiale. Długość drogi, wzdłuż której porusza się w ciele stałym bombardujący jon, od punktu wejścia do tarczy, aż do miejsca całkowitego zatrzymania, nazywa się zasięgiem całkowitym jonu i oznacza symbolem R_c [2.1 – 2.8]. Wielkość ta, w zasadzie jako niemierzalna jest mało interesująca, dlatego też w praktyce stosuje się pojęcie zasięgu efektywnego R_e. Zasięg ten definiuje się jako rzut zasięgu R_c na kierunek ruchu jonu, jaki miał on przed wniknięciem w ciało stałe. Oczywiście stosunek R_e/R_c jest mniejszy od jedności. Dla płaskiej tarczy, bombardowanej wiązką jonów, można wyznaczyć jedynie

głębokość, na jakiej zostały one zahamowane, a więc zasięg R_e. Geometryczne zależności pomiędzy R_e a R_c ilustruje rys. 2.16.



Rys. 2.16. Ilustracja trajektorii jonu w ciele stałym oraz pojęcia zasięgu całkowitego R_c i efektywnego R_e [2.7]

Wartość zasięgu R_c zależy od mechanizmów hamowania jonu przez atomy tarczy. Mechanizmy te opisuje teoria LSS, z której wynika, iż strata energii bombardujących jonów jest sumą strat pochodzących z hamowania jądrowego i elektronowego:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)=\left(\frac{dE}{dx}\right)_n+\left(\frac{dE}{dx}\right)_e=-N\left[S_n(E)+S_e(E)\right], \tag{2.115}$$

gdzie: N – gęstość atomowa materiału tarczy,

$S_n(E)$ – zdolność hamowania jądrowego,

$S_e(E)$ – zdolność hamowania elektronowego.

Całkując powyższe wyrażenie w granicach od E do 0, można wyznaczyć średni, całkowity zasięg jonów $\overline{R}_c$ pod warunkiem, że funkcje $S_n(E)$ i $S_e(E)$ są znane:

$$\overline{R}_c(E)=\int_E^0\frac{dE}{dE/dx}=-\frac{1}{N}\int_E^0\frac{dE}{\left[S_n(E)+S_e(E)\right]}=\frac{1}{N}\int_0^E\frac{dE}{\left[S_n(E)+S_e(E)\right]}. \tag{2.116}$$

Średni, całkowity, zredukowany zasięg jonu $\overline{\rho}(\varepsilon)$ określa się, stosując zredukowane zdolności hamowania $S_n(\varepsilon)$ i $S_e(\varepsilon)$:

$$\overline{\rho}(\varepsilon)=\int_0^{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{S_n(\varepsilon)+S_e(\varepsilon)}. \tag{2.117}$$

Wielkościami najczęściej stosowanymi w opisie głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek są: zasięg najbardziej prawdopodobny R_p oraz standardowe odchylenie tego zasięgu ΔR_p (wielkości te można wyznaczyć eksperymentalnie). Głębokościowy rozkład koncentracji wprowadzonej domieszki $N(x)$ opisuje ogólna formuła:

$$N(x) = N_0 \, f(x). \tag{2.118}$$

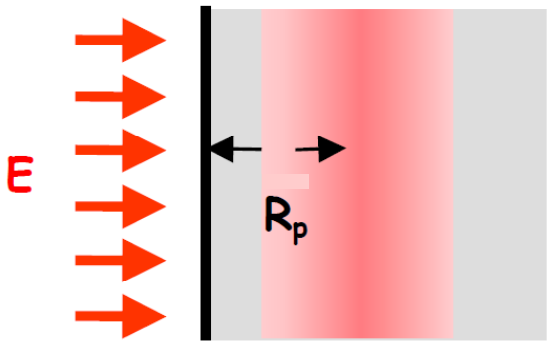
gdzie: N_0 – maksymalna koncentracja zaimplantowanych jonów,

$f(x)$ – funkcja rozkładu zasięgu R_e.

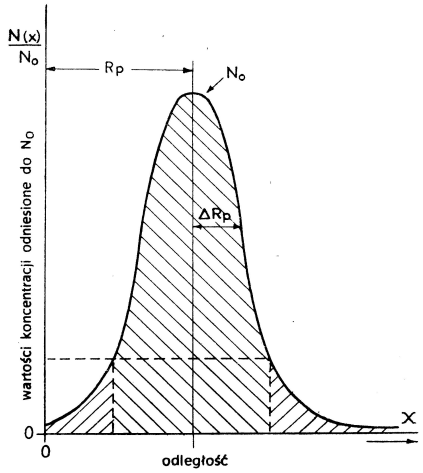
Statystyczny charakter zjawiska hamowania bombardującego jonu w materiale tarczy pozwala przypuszczać, że rozkład koncentracji zaimplantowanej domieszki powinien mieć postać zbliżoną do symetrycznej krzywej Gaussa, której maksimum wyznacza zasięg R_p:

$$N(x) = N_{0,x=R_p} \exp\left[-\frac{(R_p - x)^2}{2\Delta R_p^2}\right]. \tag{2.119}$$

Wartość ΔR_p określa kształt krzywej rozkładu gęstości. Jeżeli energia implantowanych jonów zmienia się od niższej do wyższej, to nie tylko zwiększa się zasięg jonów, lecz także zmianie ulega kształt krzywej rozkładu, który staje się bardziej płaski. Na rys. 2.17a i 2.17b przedstawiono interpretację graficzną wielkości R_p i ΔR_p.



Rys. 2.17a. Schematyczne przedstawienie głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanej domieszki [2.7]



Rys. 2.17b. Gaussowski, względny, głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych domieszek [2.7]

Mówiąc w dalszej części tekstu o zasięgu implantowanych jonów, pojęcie to będzie utożsamiane z wielkością R_p. Całkując wyrażenie (2.119) można otrzymać wartość implantowanej dawki jonów D w postaci:

$$D = 2{,}5\, N_0\, \Delta R_p\,. \tag{2.120}$$

Pod pojęciem dawki implantacji rozumie się liczbę jonów padających na jednostkę powierzchni tarczy (np. 1 cm^2). Jeżeli znana jest dawka, to łatwo można określić maksymalną wartość koncentracji jonów N_0 [2.1].

Lindhard podał analityczne wzory, pozwalające przewidzieć wartość zasięgu R_p implantowanych jonów w tarczy amorficznej. Według niego, stosunek $\overline{R}_c/R_p$ (dla przypadku, gdy $M_2 < M_1$) dany jest poniższą zależnością:

$$\frac{\overline{R}_c}{R_p} \approx 1 + 0{,}33\, M_2/M_1\,, \tag{2.121}$$

gdzie M_1 i M_2 – masy jonu i atomu tarczy.

Wartość R_p dla $M_2/M_1 \le 3$ i $k_e \le 0{,}3$ przy $\varepsilon < 0{,}5$ wynosi:

$$R_p \approx 0{,}15\, M_2 \frac{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}{Z_1 Z_2} E\,, \tag{2.122}$$

gdzie: R_p – ma wymiar $\mu\mathrm{g}/\mathrm{cm}^2$, E – energia jonu wyrażona w keV.

Dla ε zawartej w przedziale pomiędzy 0,5 i 10, wartość R_p można wyznaczyć z zależności:

$$R_p = C\left(M_2/M_1\right) M_2 \frac{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}{Z_1 Z_2} E\,, \tag{2.123}$$

gdzie C jest stałą zależną od stosunku mas M_2/M_1.

Podając powyższe zależności, Lindhard przyjął uproszczoną formułę potencjału oddziaływania pomiędzy bombardującym jonem, a atomem tarczy ($V \sim 1/r^2$).

2.9.1. Zasięg implantowanych jonów w materiałach wieloskładnikowych

Proces implantacji jonów do tarcz wieloskładnikowych spotyka się z dużym zainteresowaniem naukowców, ze względu na coraz szersze wykorzystywanie tej metody do modyfikacji właściwości półprzewodników wieloskładnikowych, materiałów nadprzewodzących czy polimerów. Dlatego też, problem określenia zasięgu i koncentracji zaimplantowanych jonów do w/w materiałów staje się bardzo istotny.

Określenie zasięgu implantowanych jonów w tarczach złożonych z różnych pierwiastków sprowadza się do problemu wyznaczenia zdolności hamowania jonu w wyżej wymienionym materiale. Analiza zagadnienia oparta jest na regule Bragga [2.65]. Przyjmuje się, że każdy atom materiału próbki ma swój wkład w proces strat energii jonu niezależnie od innych:

$$S(E) = \sum c_i S_i(E), \tag{2.124}$$

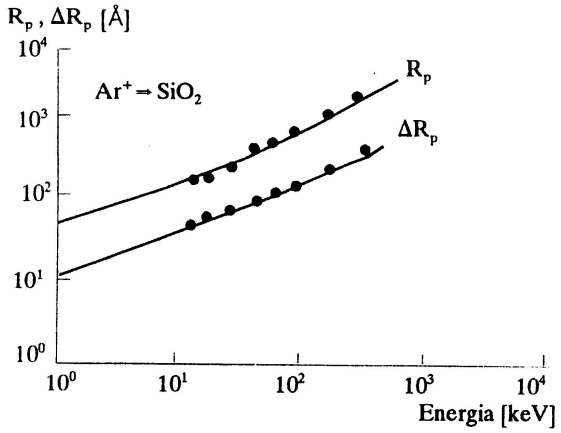
gdzie: c_i – współczynnik stechiometryczny,

$S_i(E)$ – zdolność hamowania dla poszczególnych i-tych elementów.

Koncentracje atomowe składników tarczy spełniają natomiast równanie:

$$\sum c_i = 1. \tag{2.125}$$

Słuszność powyższej reguły była wielokrotnie weryfikowana na drodze eksperymentalnej. Na rys. 2.18 przedstawiono zależność R_p i ΔR_p jonów Ar^+ implantowanych do tarczy SiO_2 od ich energii [2.66]. Jak wynika z rysunku, zgodność obliczeń teoretycznych z danymi eksperymentalnymi jest bardzo dobra.

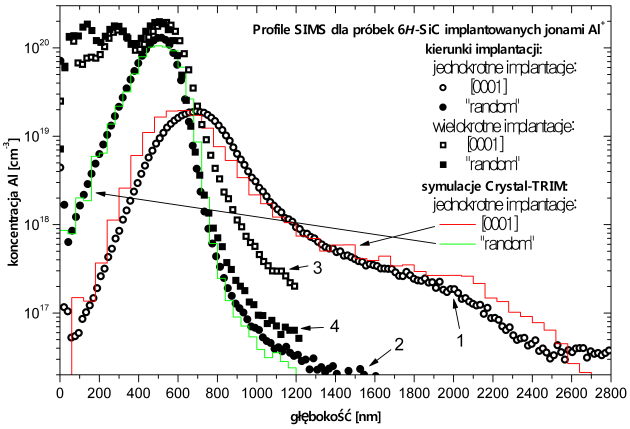


Rys. 2.18. Zależność zasięgu R_P i rozrzutu ΔR_P od energii jonów. Porównanie wyników doświadczalnych z teoretycznymi [2.66]

Reguła Bragga zakłada, że oddziaływanie bombardującego jonu z atomami tarczy nie zależy od otoczenia. Wiązania chemiczne elementów tworzących próbkę nie są uwzględniane. W rzeczywistości, stan fizyczny i chemiczny materiału próbki ma wpływ na stratę energii penetrującego jonu. Obserwuje się odchylenia od reguły Bragga (rzędu 10÷20 %), szczególnie w ośrodkach takich jak: azotany, wodorotlenki i niektóre tlenki [2.67].

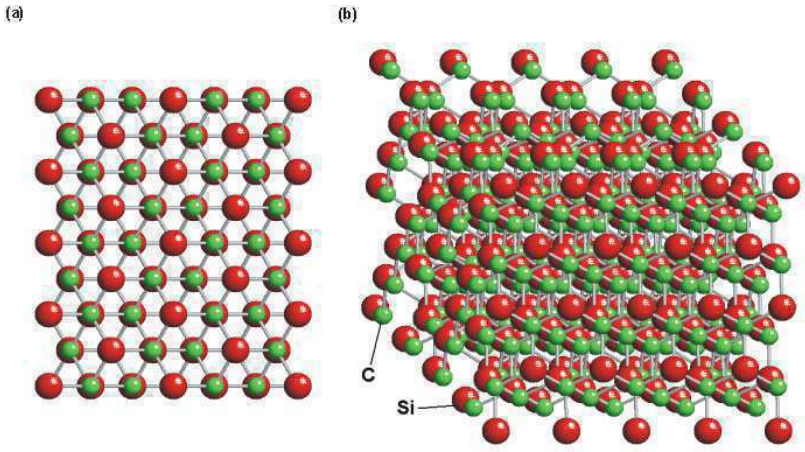
2.10. Efekt kanałowania implantowanych jonów

W przypadku implantacji jonów do tarcz krystalicznych, ich zasięg oraz głębokościowe rozkłady koncentracji są całkowicie różne od tych, które uzyskuje się w ciałach amorficznych. Wynika to z mniejszej lub większej „przezroczystości" kryształu dla bombardujących jonów w wybranych kierunkach krystalograficznych. Zjawisko to zwane kanałowaniem (channeling) zostało przewidziane przez Starka w 1912 r. [2.68]. Efekt kanałowania doświadczalnie zaobserwował Rol w 1969 r. [2.69], analizując wydajności rozpylania jonowego tarcz krystalicznych w zależności od orientacji kryształu. Wydłużony zasięg ciężkich jonów w polikryształach Al i W zauważył natomiast Davies [2.70, 2.71]. Wyniki doświadczalne potwierdzono także w eksperymentach numerycznych. Robinson i Oen [2.72] zaobserwowali znaczne wydłużenie drogi penetracji jonów o energiach z przedziału od 1 keV do 10 keV w przypadku, gdy wiązka jonowa padała na tarczę równolegle do jej głównej osi krystalograficznej. Przykładowe, głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych atomów Al do krystalicznej tarczy 6H-SiC, otrzymane metodą SIMS oraz rozkłady, uzyskane z zastosowaniem programu Crystal-TRIM, przedstawiono na rys. 2.19a.



Rys. 2.19a. Profile głębokościowe zaimplantowanych atomów Al, otrzymane metodą SIMS oraz za pomocą programu Cristal-TRIM dla próbek nr 1, 2, 3 i 4 (tab 2.1.) [2.74]

Proces implantacji prowadzony był wzdłuż kierunku krystalograficznego <0001> a także w kierunku „random", rys. 2.19b. Zestawienie energii i dawek implantacji zawarto w tabeli 1. Efekt kanałowania zaimplantowanych jonów Al^+ wyraźnie widoczny jest w przypadku próbki 1. W porównaniu z profilem implantacji uzyskanym dla próbki 3, maksimum rozkładu wyznaczone dla próbki 1 znajduje się na większej głębokości, a sam rozkład charakteryzuje się znacznie wydłużonym „ogonem".



Rys. 2.19b. Widok struktury krystalicznej 6H-SiC; (a) wzdłuż kierunku [0001], (b) wzdłuż kierunku „random" [2.74]

Tabela 2.1. Energie i dawki implantacji jonów Al^+ do czterech próbek 6H-SiC [2.74]

Nr próbki	Energia [keV]	Dawka [cm^{-2}]	Orientacja	Koncentracja nominalna [cm^{-3}]
1	450	$3.4x10^{15}$	[0001]	10^{20} w maksimum
2	450	$3.4x10^{15}$	"*random*"	10^{20} w maksimum
3	450 240 115 50	$3.4x10^{15}$ $16.6x10^{14}$ $9.6x10^{14}$ $5.2x10^{14}$	[0001]	10^{20} średnio
4	450 240 115 50	$3.4x10^{15}$ $16.6x10^{14}$ $9.6x10^{14}$ $5.2x10^{14}$	"*random*"	10^{20} średnio

Węglik krzemu jest materiałem półprzewodnikowym, który z uwagi na szeroką przerwę energetyczną (2,86 eV) znalazł zastosowanie w produkcji elementów półprzewodnikowych dużej mocy.

Efekt kanałowania możliwy jest dzięki regularnemu ułożeniu atomów w sieci krystalicznej implantowanego materiału. W związku z tym, w krysztale można wyróżnić takie kierunki, w których jon poruszający się pomiędzy atomami rozmieszczonymi w szeregach lub płaszczyznach, napotyka wolne przestrzenie umożliwiające mu na znaczne wnikanie w głąb krystalicznej tarczy. Te wolne przestrzenie nazywa się kanałami o powierzchniach przekrojów zależnych od kierunku krystalograficznego.

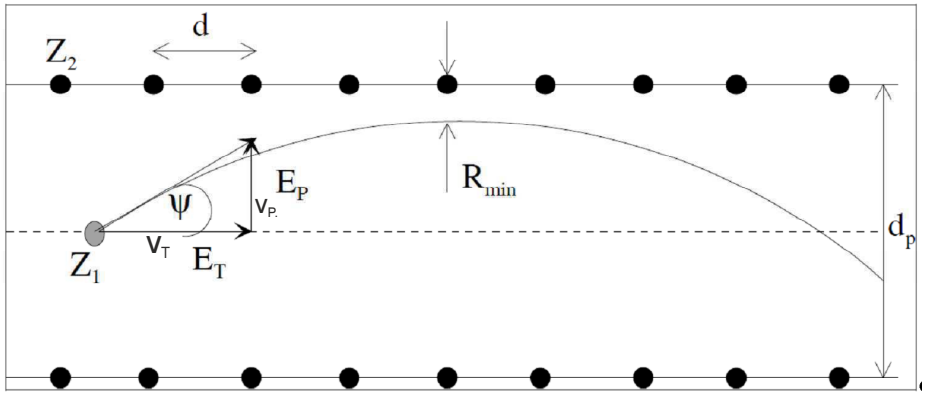
Przestrzenne, uporządkowane rozmieszczenie atomów sieci generuje odpowiedni rozkład pola elektrycznego, które działa odpychająco na jony nadmiernie zbliżające się do

atomów tworzących ściany kanałów, automatycznie korygując niedostatecznie równoległą do osi kanału wiązkę jonową.

Ważnym warunkiem wystąpienia efektu kanałowania jest dobra równoległość wiązki jonowej do osi kanału. Jeżeli kąt, pod którym cząstka naładowana wchodzi do kanału, przekracza określoną wartość krytyczną (ok. 1°) w/w efekt nie wystąpi, gdyż jon zostanie rozproszony w oddziaływaniach elastycznych z atomami sieci. Pod pojęciem kąta krytycznego ψ_c rozumie się maksymalny kąt między wybraną osią lub płaszczyzną krystalograficzną, a kierunkiem wiązki jonów, które padając na tarczę mogą poruszać się wewnątrz kanału.

Ponieważ kanałowane jony nie mogą zbliżyć się do atomów sieci na odległości mniejsze od promienia ekranowania (ok. 0,2 Å) w wyniku oddziaływania pola odpychającego, w związku z tym nie ulegają zderzeniom sprężystym z tymi atomami, ani nie wzbudzają ich wewnętrznych powłok elektronowych. Poruszające się w kanałach jony są spowalniane wyłącznie w oddziaływaniach nieelastycznych, skutkujących wzbudzaniem zewnętrznych powłok elektronowych atomów sieci.

W celu wyznaczenia kąta krytycznego rozpatrzony będzie przypadek oddziaływania jonu z dwoma równoległymi rzędami atomów, tworzącymi kanał, w który zostaje skierowana naładowana cząstka pod kątem ψ w odniesieniu do wybranej osi krystalograficznej materiału tarczy (rys. 2.20) [2.3, 2.4, 2.75].



Rys. 2.20. Ilustracja drogi jonu w kanale oraz rozkładu wektora prędkości na dwie składowe: v_T i v_P [2.3, 2.4]

Kanał w krysztale może być oczywiście utworzony przez kilka równoległych rzędów atomów sieci. Przedstawiony przypadek jest uproszczeniem rozpatrywanego problemu. Nie uwzględnia on obecności w sieci krystalicznej atomów międzywęzłowych, czy atomów domieszek, których średnice mogą być znacznie większe od wymiarów atomów

macierzystych. W tym miejscu należy podkreślić, że zaimplantowane atomy domieszki równie dobrze mogą znajdować się w pozycjach węzłowych jak i międzywęzłowych. W półprzewodnikach ma to istotny wpływ na wartość przewodności elektrycznej, bowiem tylko w pozycji węzłowej domieszka jest aktywna elektrycznie.

Wartość kąta krytycznego daje się obliczyć pod warunkiem znajomości potencjału oddziaływania jon-atomy kanału. Postać takiego potencjału zaproponował Lindhard [2.20, 2.73]. Założył on, że ładunek elektryczny związany z atomami tworzącymi kanał, jest równomiernie rozłożony wzdłuż osi tego kanału, w związku z tym uśredniony potencjał oddziaływania można traktować jako ciągły. Obliczony przez Lindharda potencjał oddziaływania rzędu ładunków wynosi:

$$V(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\varepsilon d} \ln\left[\left(\frac{C a_{TF}}{R}\right)^2 + 1\right]. \tag{2.126}$$

W celu uwzględnienia ekranującego wpływu elektronów zastosowano funkcję ekranowania Thomasa-Fermiego. Wartość $C^2 \approx 3$, natomiast a_{TF} jest parametrem (promieniem) ekranowania. Pozostałe wielkości w powyższym wzorze pokazane są na rys. 2.20.

Posługując się wyrażeniem (2.126) można wyznaczyć wartość R_{min}, a zatem i kąt krytyczny ψ_c, po przekroczeniu którego nastąpi ucieczka jonu z kanału. Jak wynika z rys. 2.20, w celu obliczenia wartości kąta krytycznego wprowadza się pojęcie „energii poprzecznej", związanej ze składową pędu jonu prostopadłą do osi kryształu. Warunkiem pozostawania jonu w kanale jest spełnienie następującego równania:

$$V(R_{min}) = E_P = E \sin^2 \psi_c, \tag{2.127}$$

gdzie E jest energią początkową padającego jonu.

Dla małych kątów równanie (2.127) można zapisać w postaci:

$$V(R_{min}) = E \psi_c^2. \tag{2.128}$$

Gdy jon porusza się równolegle do rzędu atomów w odległości R_{min}, to w celu utrzymania go w kanale musi być spełniony dodatkowy warunek, związany z podłużną (v_T) i poprzeczną (v_P) składową prędkości jonu:

$$\frac{R_{min}}{v_P} \geq \frac{d}{v_T}, \tag{2.129}$$

co oznacza, że

$$R_{min} \geq \psi_c \, d \, . \tag{2.130}$$

Podstawiając (2.130) do (2.128), dla energii $E \geq E_0$

$$\psi_c \leq \sqrt{\frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{\varepsilon \, E \, d}} \, , \tag{2.131}$$

gdzie E_0 określona jest formułą:

$$E_0 = \frac{2 Z_1 Z_2 e d}{\varepsilon \, a_{TF}^2} \quad \text{[eV]}, \tag{2.132}$$

przy czym: a_{TF} – parametr ekranowania, ε – przenikalność dielektryczna.

W przypadku, gdy $E << E_0$:

$$\psi_c \leq \sqrt{\frac{C a_{TF} \sqrt{Z_1 Z_2 e^2}}{\sqrt{\varepsilon \, d^3 E}}} \, . \tag{2.133}$$

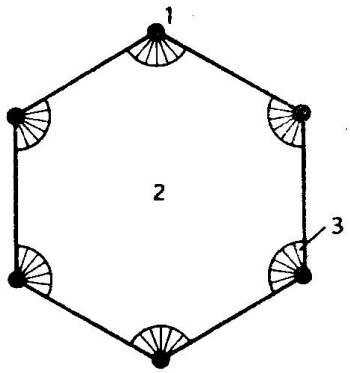
Jak wynika z zależności (2.131) i (2.133), wartość kąta krytycznego silnie zależy od energii padającego w kanał jonu (im większa energia, tym mniejszy kąt krytyczny). Powyższe zależności pozwalają obliczyć wartości kąta krytycznego ψ_c dla tarcz wykonanych z dowolnych materiałów oraz dla dowolnych jonów. Jeżeli kąt ψ przekroczy wartości wynikające z równań (2.131) i (2.133), wówczas nastąpi ucieczka jonu z kanału [2.20].

W przypadku implantacji jonów do tarczy monokrystalicznej, gdy istnieje potrzeba wyeliminowania wpływu zjawiska kanałowania na głębokość wnikania atomów domieszki do próbki, celowo ustawia się ją tak, aby wybrana oś krystalograficzna tarczy była odchylona o kąt 7°÷ 8° od kierunku padania wiązki jonowej.

W warunkach kanałowania, głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych jonów zależy nie tylko od kierunku padania wiązki jonowej względem osi krystalicznej tarczy, ale także od dawki implantacji, stanu powierzchni próbki i wreszcie temperatury kryształu. Wzrost dawki implantacji powoduje zwiększenie nieporządku sieciowego przy powierzchni bombardowanego materiału, w wyniku czego coraz więcej jonów ulega odchyleniu od nadanego im uprzednio kierunku wzdłuż osi krystalograficznej. Istotny jest również stan chemiczny powierzchni tarczy. Jeżeli próbkę pokrywa np. warstwa tlenku, to efekt kanałowania praktycznie nie występuje, gdyż padające jony po przejściu przez amorficzną warstwę tlenku wnikają do monokryształu pod przypadkowymi kątami.

Gdy monokrystaliczna tarcza zostanie ustawiona dokładnie tak, aby kierunek dobrze zogniskowanej wiązki jonów był zgodny z osią kanału, to cały strumień bombardujących

cząstek można podzielić na część wnikającą w kanał i część rozpraszaną przez atomy znajdujące się na powierzchni próbki w położeniach węzłowych. Na rys. 2.21 pokazano przykładowe rozmieszczenie atomów tarczy na płaszczyźnie prostopadłej do osi kanału. Jeżeli bombardujące jony przetną powierzchnię kryształu w odległościach większych niż promień ekranowania od atomów tworzących kanał, to zostaną one odchylone o kąt mniejszy od krytycznego i pobiegną wzdłuż kanału. Natomiast jony padające w odległości mniejszej niż promień ekranowania wywołują przemieszczenia atomów węzłowych i równocześnie zmieniają kierunek swojego ruchu w zależności od parametrów zderzenia.



Rys. 2.21. Ilustracja rozkładu strumienia jonów przy powierzchni tarczy na część rozproszoną przez atomy umieszczone w węzłach sieci (1) i na część rozpraszającą się w kanale (2) (obszar rozpraszania zakreskowany (3)) [2.4]

Na ogół rozproszone jony nie pozostają w kanale. Część strumienia cząstek, które są w ten sposób eliminowane z kryształu wynosi od 1% do 10% i można ją wyznaczyć posługując się zależnością [2.1, 2.3, 2.4]:

$$f_{rozp} = \pi a_{TF}^2 N d \,, \tag{2.134}$$

gdzie: N – liczba atomów materiału tarczy w jednostce objętości,

d – odległość między atomami sieci w kierunku hamowania,

a_{TF} – promień ekranowania w potencjale Thomasa-Fermiego, utożsamiany w tym przypadku z R_{min}, czyli najmniejszą odległością, na jaką może zbliżyć się jon do atomów sieci krystalicznej. Przyjmuje się, że $a_{TF} \approx 0{,}2$ Å.

Ponieważ (patrz równanie 2.130)

$$R_{min} = a_{TF} = \psi_c \, d \,, \tag{2.135}$$

zatem

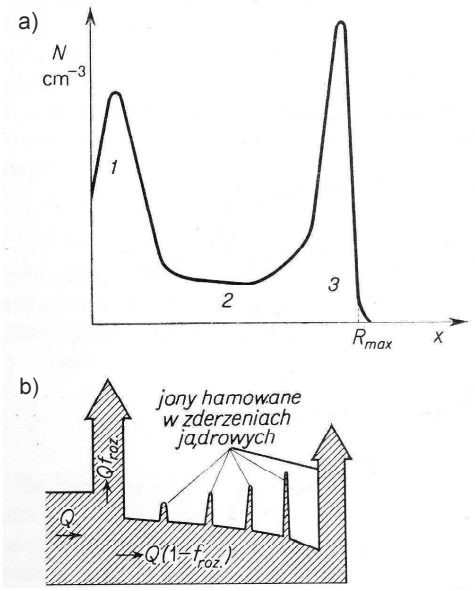
$$f_{rozp} = \pi \psi_c^2 N \, d^3 \,. \tag{2.136}$$

Reszta jonów $(1 - f_{rozp})$ jest kanałowana, a ich spowalnianie zachodzi głównie w wyniku hamowania elektronowego.

Zasięgi jonów implantowanych do tarcz krystalicznych bardzo silnie zależą od temperatury materiału próbki. Tłumaczy się to pozornym zwiększeniem promienia ekranowania w wyniku drgań cieplnych atomów sieci. Jeżeli ρ oznacza średnią amplitudę drgań atomów w kierunku prostopadłym do osi kanału, to korzystając z wyrażenia (2.134) część jonów rozproszonych można wyznaczyć z zależności:

$$f_{rozp} = N\,d\pi\left(a_{TF}^2 + \rho^2\right). \tag{2.137}$$

Przykładowy rozkład zaimplantowanych atomów do tarczy krystalicznej, ustawionej w kierunku najmniejszego upakowania w odniesieniu do kierunku padania wiązki jonowej, przedstawiono na rys. 2.22 [2.4].



Rys. 2.22. Rozkład domieszek a) w przypadku kanałowania jako suma rozkładów; 1 – pochodzącego od jonów rozproszonych na powierzchni, 2 – pochodzącego od jonów rozpraszanych w kanale, 3 – część jonów silnie hamowanych w zderzeniach jądrowych, b) – bilans reprezentujący sposób ucieczki jonów z kanału [2.3]

W zaprezentowanym rozkładzie można wyróżnić trzy obszary:

1) obszar zasięgu amorficznego. Jeżeli całkowity strumień padających na tarczę jonów ma gęstość Q, to jego część rozproszona $Q \cdot f_{ropz}$ (2.13b) będzie miała przypadkowe kierunki ruchu w stosunku do osi sieci monokryształu i penetruje ona materiał próbki tak, jakby był on ciałem bezpostaciowym;
2) obszar w którym lokują się jony rozproszone w kanale. Część z nich $Q(1 - f_{ropz})$ porusza się w kanale i jest silnie hamowana elektronowo, a słabo jądrowo, ponieważ

dla większości jonów spełniony jest warunek (2.129), wynikający z dużej wartości składowej prędkości jonu v_T;

3) obszar silnego hamowania jądrowego poruszających się jonów. Wskutek hamowania elektronowego prędkość v_T przestaje spełniać warunek (2.129) i następuje gwałtowne hamowanie jądrowe w wyniku dużych wartości kątów rozpraszania ψ. Wysokość wierzchołka 3 zależy od stopnia rozpraszania jonów wzdłuż kanału.

Maksymalny zasięg bombardujących jonów R_{max} uzyskuje się w przypadku dokładnego zorientowania wiązki w kierunku osi krystalicznej tarczy, odpowiadającej największej jej przezroczystości, dużej czystości materiału oraz małej dawki implantacji.

Z punktu widzenia praktycznych zastosowań implantacji jonowej, efekt kanałowania jonów w tarczach krystalicznych ma małe znaczenie, gdyż nie gwarantuje on dobrej powtarzalności tego procesu. Jednakże zjawisko poruszania się jonu wzdłuż kanału daje dużo korzyści, jako metoda badania porządku sieciowego materiału tarczy, a w szczególności defektów występujących podczas implantacji i sposobów ich usuwania [2.76].

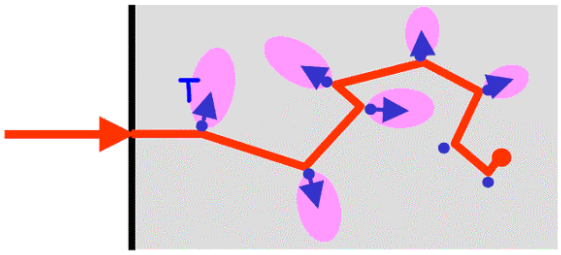
2.11. Powstawanie defektów radiacyjnych

Padający na powierzchnię tarczy jon o energii początkowej E_1, po pewnym czasie zostaje wyhamowany w wyniku oddziaływania z elektronami i jądrami atomów materiału próbki. Obydwa wspomniane procesy spowalniania są bardzo istotne przy określaniu zasięgu i rozkładu koncentracji zaimplantowanych jonów. W większości materiałów, w wyniku hamowania jądrowego, czyli zderzenia sprężystego jonu z atomem tarczy, może dojść do przemieszczenia tego atomu z położenia węzłowego, a więc powstania defektu radiacyjnego. Należy stwierdzić, iż procesowi implantacji jonowej towarzyszy zjawisko defektowania naświetlanej tarczy [2.1, 2.3, 2.4, 2.6]. Liczba i rodzaj defektów, które zostały wytworzone wzdłuż toru penetrującego próbkę jonu, zależy od wielu różnych czynników; takich jak: masy, ładunku, energii i dawki implantowanych jonów, masy atomów tarczy, jej struktury krystalicznej, koncentracji domieszek, czy wreszcie temperatury. Aby doszło do zerwania wiązania chemicznego i przemieszczenia atomu z węzła sieci krystalicznej, energia przekazana przez jon atomowi sieci musi być większa od pewnej energii progowej E_d. Dla większości materiałów półprzewodnikowych zawiera się ona w granicach od 8 eV do 30 eV [2.77]; dla tarczy krzemowej energia ta wynosi

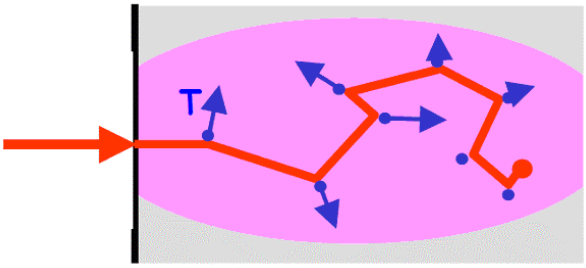
14 eV. Przyjmując, że energia progowa, niezbędna do usunięcia atomu z położenia węzłowego wynosi E_d, a energia przekazana temu atomowi podczas zderzenia z jonem jest równa T, to atom ten uzyskuje energię kinetyczną $T - E_d$, która może znacznie przewyższać wartość E_d. Wybite atomy posiadając odpowiednio dużą energię, stają się więc niejako pociskami wtórnymi, będącymi w stanie spowodować przemieszczenie sąsiednich atomów sieci, a zatem do wytworzenia lawiny zderzeń, czyli powstania tzw. kaskady wybiciowej.

Ponieważ wartość energii T jest różna dla poszczególnych aktów zderzeń elastycznych, więc powstające kaskady wybiciowe będą się od siebie różniły zgodnie z prawami statystyki rządzącymi tymi procesami.

W przypadku małych dawek implantowanych jonów (np. 10^{12} jon./cm^2, gdzie dawka definiowana jest jako liczba cząstek naładowanych padających na jeden cm^2 powierzchni tarczy), na obraz uszkodzeń radiacyjnych w bombardowanym materiale składają się pojedyncze obszary, o dużej koncentracji defektów (rys. 2.23). Zwiększenie dawki implantacji (np. 10^{16} jon./cm^2) powoduje, że objętości uszkodzonych obszarów mogą się powiększać do tego stopnia, iż w pewnym momencie zaczynają one na siebie zachodzić, wypełniając dość równomiernie całą implantowaną warstwę, prowadząc w konsekwencji do jej całkowitej amorfizacji (rys. 2.24). Przykładowo, bombardowanie tarczy diamentowej dużą dawką jonów skutkuje wytworzeniem przypowierzchniowej warstwy grafitu w implantowanym krysztale.



Rys. 2.23. Ilustracja formowania pojedynczych kaskad wybiciowych [2.7]

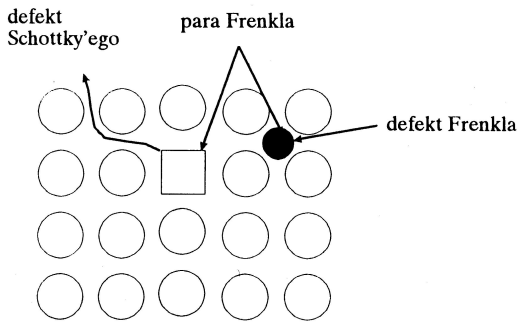


Rys. 2.24. Ilustracja formowania obszaru nakładających się kaskad wybiciowych [2.7]

Gęstość powstających kaskad wybiciowych jest proporcjonalna do dawki implantacji. Jednakże po przekroczeniu pewnej wartości ustala się stan nasycenia i to tym szybciej im niższa jest temperatura naświetlanej tarczy.

Pojęcie amorfizacji jest pojęciem umownym, oznacza ono bowiem tylko duży stopień nieporządku sieciowego, powodującego, że zamorfizowana warstwa materiału wykazuje właściwości np. optyczne, czy elektryczne analogiczne do tych obserwowanych w ciałach bezpostaciowych. Warstwa zamorfizowana tarczy półprzewodnikowej charakteryzuje się przykładowo małą przewodnością elektryczną.

Powstające w implantowanej próbce defekty radiacyjne można w zasadzie podzielić na dwa rodzaje: punktowe oraz liniowe. Najprostszym defektem punktowym, jaki może powstać w wyniku oddziaływania energetycznego jonu z materiałem próbki, jest defekt Schottky'ego (wakans), charakteryzujący się brakiem atomu w węźle sieci. Innym typem uszkodzenia struktury krystalicznej jest defekt Frenkla, polegający na przesunięciu atomu z węzła sieci do położenia międzywęzłowego. W przypadku, gdy miejsce po wybitym atomie zajmie jon pochodzący z bombardującej wiązki, a atom materiału tarczy ulokuje się w pozycji międzywęzłowej, to takie zderzenie nosi nazwę zderzenia podstawieniowego. Powstały defekt składa się z obcego atomu, umieszczonego w węźle sieci i rodzimego atomu, usytuowanego w pozycji międzywęzłowej. Na rys. 2.25 przedstawiono podstawowe defekty punktowe, powstające w sieci krystalicznej implantowanej tarczy. Duża generacja wakansów, która ma miejsce w przypadku powstawania kaskad wybiciowych, może skutkować tworzeniem dwuwakansów, czy kompleksów wakansów, prowadzących do utworzenia dyslokacji liniowych lub pętlowych. Dwuwakanse powstają wówczas, gdy bombardujący pocisk wybija z położeń węzłowych dwa sąsiednie atomy tarczy. W wyniku dyfuzji i aglomeracji powstałych defektów, wytworzonych w trakcie implantacji, mogą powstawać także dyski wakansów lub atomów międzywęzłowych.



Rys. 2.25. Podstawowe defekty, spowodowane bombardowaniem jonowym; ○ – atom materiału, • – implantowany jon, □ – wakans [2.6]

Jak już było wspomniane, rodzaj i liczba wytworzonych defektów zależą między innymi od masy i energii implantowanych atomów. Padające na tarczę lekkie jony o niewielkiej prędkości, tracąc energię kinetyczną w procesach sprężystego rozpraszania na jądrach atomów próbki, generują wzdłuż przebytej drogi głównie defekty punktowe. Ich całkowita liczba, zwłaszcza w początkowej fazie procesu implantacji, może wielokrotnie przewyższać liczbę wprowadzonych atomów. Dla jonów o masach $M_1 \geq 10$ i energiach rzędu kiloelektronowoltów, odległości między miejscami, w których dochodzi do kolejnych zderzeń, skutkujących wybiciem atomów z położeń węzłowych, są praktycznie równe odległościom między sąsiednimi atomami w krysztale. Ponadto porcje energii kinetycznej, przekazywane przez jon atomom tarczy w akcie zderzenia, mogą być na tyle duże, aby z kolei te atomy mogły wywołać szereg wtórnych przemieszczeń. W wyniku tego procesu w krysztale powstają obszary o rozmiarach rzędu 100 Å i znacznej koncentracji defektów punktowych. Generacja defektów w takim obszarze (pojedynczej kaskady zderzeń) trwa około 10^{-11} s, następnie w czasie rzędu 10^{-9} s ma miejsce rozproszenie energii i może dojść do lokalnego przegrzania, a nawet stopienia materiału (tzw. thermal spike). Temperatury wewnątrz omawianych obszarów mogą być rzędu 1000°C.

Bardzo istotnym zagadnieniem jest określenie liczby wytworzonych defektów radiacyjnych w implantowanej tarczy. Zagadnieniem przewidywania liczby powstających przemieszczeń atomów sieci wskutek zderzeń z bombardującymi jonami zajmowali się między innymi Kinchin, Pease [2.83] oraz Sigmund [2.79]. Ze względu na skuteczność oddziaływania jonu na atomy sieci wyróżniono trzy charakterystyczne zakresy jego energii: E_A, E_B, E_C, które zostały określone w następujący sposób [2.3]:

$$1)\ E_A = 2E_R Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2} \frac{M_1 + M_2}{M_2}, \tag{2.138}$$

gdzie E_R – energia wiązania dla atomu wodoru (E_R = 13,6 eV);

$$2)\ E_B = \frac{M_1 M_2}{\left(M_1 + M_2\right)^2} \frac{E_A^2}{E_d}, \tag{2.139}$$

przy czym E_d – energia progowa niezbędna do wybicia atomu z węzła sieci krystalicznej;

$$3)\ E_C, \text{ dla której } S_e\left(E_C\right) = S_n\left(E_C\right). \tag{2.138}$$

Gdy energia bombardującego jonu E_1 jest mniejsza niż E_A $\left(E_1 < E_A\right)$, z obliczeń wynika, iż liczba przemieszczonych atomów sieci wynosi:

$$N_d = \frac{E_1}{2E_d}. \tag{2.140}$$

W przypadku, kiedy $E_1 > E_B$, tylko połowa energii zderzenia zostaje zużytkowana na przemieszczenie atomu. Druga połowa, zwiększa drgania termiczne sieci. Wartość N_d określa się z zależności:

$$N_d = \frac{E_1}{4E_d}. \tag{2.141}$$

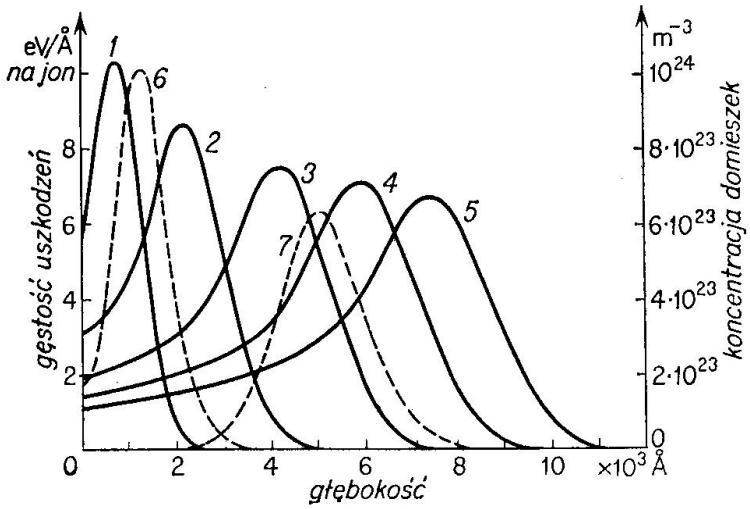
Jeżeli natomiast $E_1 > E_C$, liczbę przemieszczonych atomów oblicza się ze wzoru:

$$N_d = \left[P\left(E_1 - E_C\right) + bE_C\right]\frac{1}{N_d}, \tag{2.142}$$

przy czym: P – wynosi około 10^{-3}, współczynnik b przyjmuje wartość 1/2, gdy $E_B > E_C$ i 1/4 dla $E_B < E_C$ [2.3].

Ważnym zagadnieniem, dotyczącym powstawania uszkodzeń radiacyjnych w implantowanych materiałach, jest głębokościowy rozkład koncentracji wytworzonych defektów, który w oczywisty sposób zależy od profilu strat energii deponowanej w tarczy przez jon w zderzeniach elastycznych z jej atomami. W celu wyznaczenia w/w rozkładu, należy określić całkowitą energię, wydatkowaną na procesy zderzeń sprężystych, zarówno bombardującego jonu, jak i przemieszczanych atomów próbki.

Kolejnym etapem rozważań jest określenie, w jaki sposób energia tracona w zderzeniowych procesach jądrowych zmienia się wraz z głębokością w tarczy. Wyniki doświadczalne [2.80–2.82] oraz rozważania teoretyczne [2.78, 2.79, 2.83] świadczą, iż głębokościowy rozkład koncentracji powstałych uszkodzeń radiacyjnych ma kształt asymetryczny z maksimum przesuniętym ku powierzchni względem maksimum rozkładu koncentracji zaimplantowanych atomów. Wynika to stąd, iż uszkodzenia występują z największą intensywnością przed miejscem ostatecznego wyhamowania bombardującego jonu (rys. 2.26) [2.3, 2.81]. Głębokość, na której funkcja $\left(dE/dx\right)_{def}$ osiąga maksimum, nazywana jest zasięgiem efektywnym defektów R_{def}. Oczywiście stosunek R_{def}/R_p jest zawsze mniejszy od jedności. Ogólnie można stwierdzić, że w zakresie głębokości $0 \div 0{,}8R_p$, licząc od powierzchni tarczy, powstaje strefa wzbogacona w wakanse, natomiast w zakresie głębokości $R_p \div 2R_p$ przeważającymi defektami są atomy międzywęzłowe [2.6].



Rys. 2.26. Zależność gęstości uszkodzeń radiacyjnych w przypadku boru implantowanego do krzemu od głębokości (linie ciągłe) oraz rozkładu domieszek (linie przerywane); 1 – 40 keV, 2 – 100 keV, 3 – 200 keV, 4 – 300 keV, 5 – 400 keV, 6 – 40 keV, 7 – 200 keV [2.3, 2.81]

Usunięcie dużej części defektów, spowodowanych przez bombardujące tarczę jony, można osiągnąć dzięki wygrzewaniu próbki w trakcie lub po zakończeniu implantacji. Istnieje zależność pomiędzy likwidacją uszkodzeń, a temperaturą wygrzewania, przy czym im jest ona wyższa, tym większa jest efektywność procesu. W przypadku implantowanego kryształu krzemu, skuteczność usuwania defektów zależy od stopnia uszkodzenia struktury tarczy [2.4]. Okazuje się, że jeżeli obszar jest uszkodzony w wyniku całkowitego nakładania się kaskad wybiciowych, to jego rekrystalizacja następuje w temperaturze niższej niż wówczas, gdy poszczególne kaskady na siebie nie zachodzą [2.4]. Usunięcie uszkodzeń radiacyjnych nie jest na ogół całkowite, ponieważ rekrystalizacji towarzyszy najczęściej generacja pętli dyslokacyjnych, które można dopiero zlikwidować lub poważnie zredukować wygrzewając próbkę w temperaturze powyżej 1000ºC w próżni.

W procesie wygrzewania, który ma na celu usunięcie uszkodzeń poimplantacyjnych, obserwuje się zjawisko wzmożonej dyfuzji wprowadzonych atomów domieszki. Wynika ona stąd, że bombardujące jony generują w próbce wakanse i atomy międzywęzłowe. Atomy te mogą migrować atermicznie wzdłuż kanałów, powodując anomalny rozkład zaimplantowanej domieszki. Jednocześnie powstałe wakanse podlegają dyfuzji zależnej od temperatury tarczy. Obecność wakansów silnie wpływa na wartość współczynnika dyfuzji implantowanej domieszki D_a zgodnie z zależnością:

$$D_a = D_0\, n(x), \tag{2.143}$$

gdzie: D_0 – współczynnik dyfuzji wakansów,

$n(x)$ – koncentracja uszkodzeń poimplantacyjnych.

Ten rodzaj dyfuzji zaimplantowanej domieszki nazywa się dyfuzją wspomaganą bombardowaniem jonowym RED (ang. Radiation Enhanced Diffusion) [2.84].

W pewnym przedziale temperatur tarczy, współczynnik dyfuzji D_a może być kilka rzędów wielkości większy od współczynnika dyfuzji termicznej D_T. Wypadkowy współczynnik dyfuzji określa poniższe wyrażenie:

$$D = D_a + D_T . \tag{2.144}$$

Analiza literatury dotyczącej procesu implantacji jonowej wskazuje, że dyfuzja termiczna zaimplantowanych atomów oraz dyfuzja typu RED, mają znaczny wpływ na kształt głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanych domieszek [2.6].

2.12. Modelowanie numeryczne głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych atomów

Modelując numerycznie „historię" drogi jonu, penetrującego ciało stałe, można uzyskać informacje dotyczące parametrów jego ruchu oraz dane o skutkach oddziaływania z atomami tarczy takimi jak: tworzenie kaskad wybiciowych, powstawanie wakansów, rozpylanie jonowe, jonizacja atomów itd. Uzyskane informacje dla dużej ilości jonów, które następnie zostają uśrednione, pozwalają otrzymać np. głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów czy rozkłady powstałych uszkodzeń radiacyjnych.

Jedną z najbardziej dokładnych i najczęściej stosowanych metod analizy ruchu jonu w ciele stałym, jest metoda Monte Carlo. Na tej metodzie opiera swoje działanie wiele programów komputerowych: TRIM [2.37], TRIDYN [2.85], MARLOVE [2.86], SATVAL [2.18]. W wymienionych programach stosuje się przybliżenie BCA (patrz rozdział 2.1). Różnice między programami sprowadzają się do podejścia w opisie zderzeń sprężystych i niesprężystych, a także struktury materiału tarczy. Jak wiadomo, dokładność uzyskanych wyników zależy przede wszystkim od sposobu określenia mocy hamowania jądrowego i elektronowego, a te z kolei zależą od przyjętego potencjału oddziaływania jon-atom. Poszczególne programy w różny sposób traktują opis struktury materiału tarczy. Jeżeli zakłada się, że tarcza jest amorficzna, to wybór atomu, z którym nastąpi kolejne zderzenie jonu zachodzi na drodze losowej. Jeżeli natomiast przyjmuje się, iż materiał tarczy ma strukturę krystaliczną, to w sposób losowy określa się tylko parametry pierwszego zderzenia jonu z atomem próbki. Parametry kolejnych zderzeń są zdeterminowane, ponieważ w tarczy krystalicznej położenie atomów jest znane i ustalone. Rozwój eksperymentalnych technik pomiarowych, służących do określania R_p i ΔR_p, umożliwia

określenie niedokładności wyników otrzymanych na drodze teoretycznej, co z kolei skutkuje pojawieniem się doskonalszych wersji programów. W literaturze przedmiotu istnieje wiele prac, w których porównywane są wartości zasięgów jonów w ciele stałym, otrzymanych za pomocą różnych kodów komputerowych, z wynikami uzyskanymi doświadczalnie [2.87].

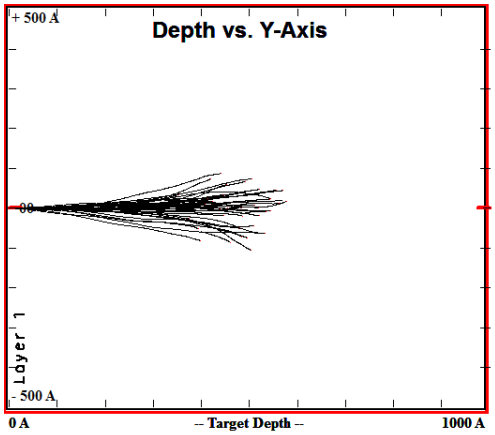
Jednym z najczęściej stosowanych programów symulacyjnych jest kod SRIM opracowany przez Zieglera i Biersacka. W jego skład wchodzą trzy grupy parametrów:

1) program symulacyjny TRIM (Transport of Ions in Matter);
2) program wyznaczający zdolność hamowania dla wielu kombinacji jon-tarcza (Stopping Range Tables);
3) baza danych eksperymentalnych (Experimental Stopping Powers).

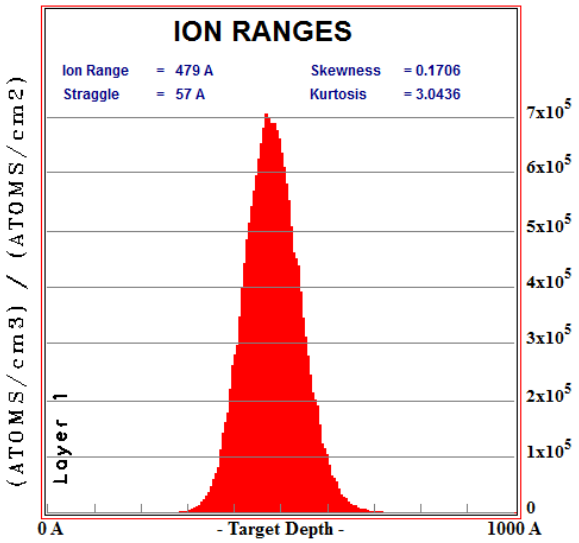
Stosując tę grupę programów, można modelować ruch jonów w tarczach amorficznych w szerokich granicach jego energii kinetycznej. Najnowsze wersje tego programu wykorzystują w obliczeniach ekranowy potencjał Coulomba w postaci potencjału uniwersalnego ZBL (patrz rozdział 2.5).

Na rysunkach 2.27 do 2.30 przedstawione są przykłady obliczeń numerycznych trajektorii penetrujących tarcze jonów oraz głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych domieszek z wykorzystaniem kodu SRIM 2010 dla różnych kombinacji pocisk-tarcza:

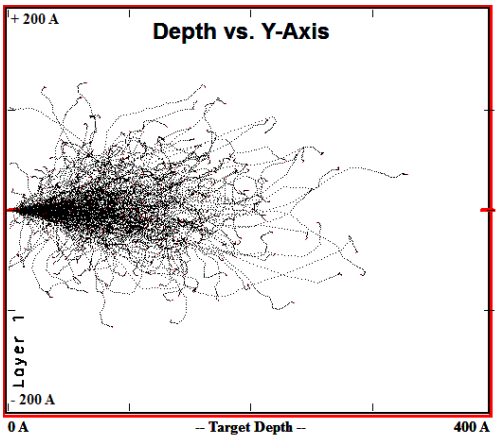
– lekki jon (He^+) → ciężka tarcza (Mo), rys. 2.27 a i b;
– ciężki jon (Bi^+) → ciężka tarcza (Mo), rys. 2.28 a i b;
– lekki jon (He^+) → lekka tarcza (Be), rys. 2.29 a i b;
– ciężki jon (Bi^+) → lekka tarcza (Be), rys. 2.30 a i b.



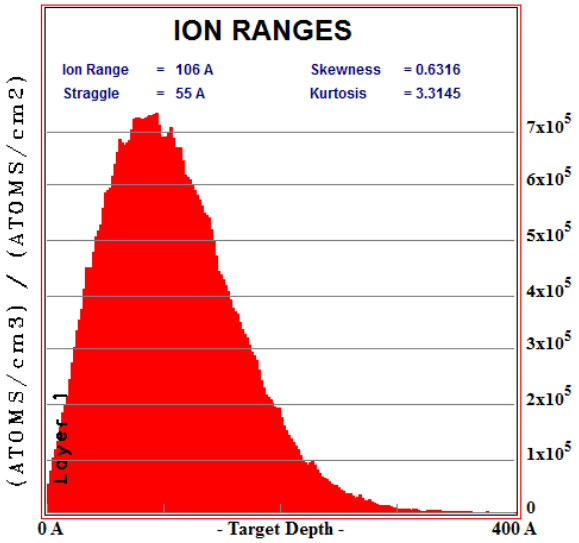
Rys. 2.27a. Trajektorie jonów He^+ o energii początkowej 100 keV, penetrujących tarczę molibdenową



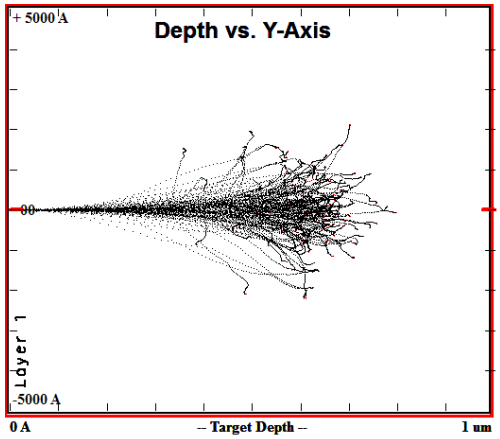
Rys. 2.27b. Głębokościowy rozkład koncentracji jonów He^+ o energii 100 keV, zaimplantowanych do tarczy molibdenowej



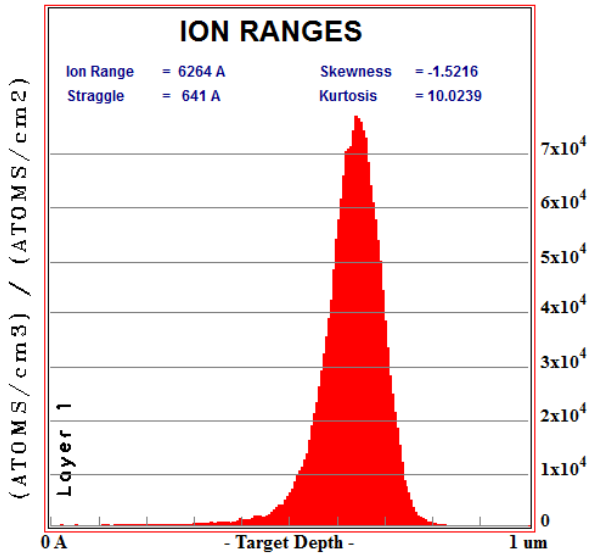
Rys. 2.28a. Trajektorie jonów Bi^+ o energii początkowej 100 keV, penetrujących tarczę molibdenową



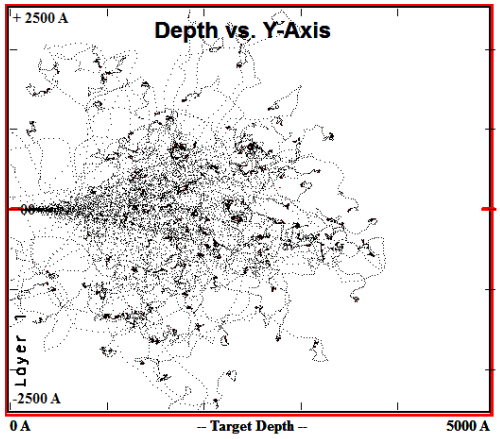
Rys. 2.28b. Głębokościowy rozkład koncentracji jonów Bi^+ o energii 100 keV, zaimplantowanych do tarczy molibdenowej



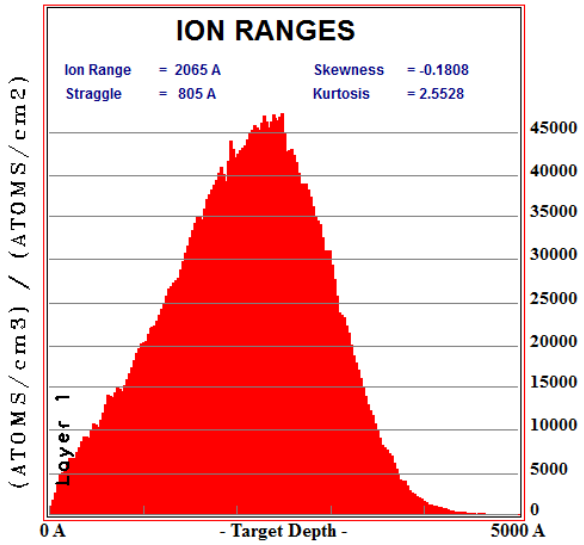
Rys. 2.29a. Trajektorie jonów He^+ o energii początkowej 100 keV, penetrujących tarczę berylową



Rys. 2.29b. Głębokościowy rozkład koncentracji jonów He^+ o energii 100 keV, zaimplantowanych do tarczy berylowej



Rys. 2.30a. Trajektorie jonów Bi^+ o energii początkowej 100 keV, penetrujących tarczę berylową



Rys. 2.30b. Głębokościowy rozkład koncentracji jonów Bi^+ o energii 100 keV, zaimplantowanych do tarczy molibdenowej

2.13. Literatura

[2.1] W. Żuk, Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów, PWN, Warszawa 1980.

[2.2] W. Żuk, *Badania nad oddziaływaniem jonów średnich energii z materią przy zastosowaniu elektromagnetycznych separatorów izotopów*, Post. Fiz., tom XVI, zeszyt 6, 1965.

[2.3] W. Rosiński, *Implantacja Jonowa,* Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1980.

[2.4] W. Rosiński, *Wybrane zastosowania implantacji jonów w nauce i technice*, Ossolineum, Wrocław 1982.

[2.5] A. Benninghoven, F. G. Rüdenauer, H. W. Werner, *Secondary ion mass spectrometry*, Wiley & Sons, New York, 1987.

[2.6] J. Martan, *Modelowanie rozkładu koncentracji implantowanych jonów w ciele stałym,* Politechnika Wrocławska, Wrocław 1982.

[2.7] W. Möeller, *Fundamentals of ion-surface interaction,* Short resume of a lecture held at the Technical University of Dresden, issue: Winter 2003/2004.

[2.8] M. Nastasi, J. W. Mayer, *Ion implantation and synthesis of materials*, Springer, 2006.

[2.9] J. Zdanowski, *Wyładowania elektryczne w gazach,* Skrypty Politechniki Wrocławskiej, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1975.

[2.10] P. Sigmund, *Sputtering by ion bombardment*: *Theoretical concept*, in: *Sputtering by particle bombardment*, topic in Applied Physics, vol. 17, R. Behrisch (ed.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1981, 9 – 71.

[2.11] H. Ryssel, I. Ruge, *Ionenimplantation,* B. G. Taubner, Stuttgart 1978.
[2.12] H. Gnaser, *Low-energy ion irradiation of solid surfaces,* Springer Tracts in Modern Physics, vol. 146, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1999.
[2.13] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark, *The stopping and range of ions in solids*, J. F. Ziegler (ed.), Pergamon Press, 1985.
[2.14] T. Ohaski, K. Migake, K. Ohaski, *Molecular dynamic simulation of non equilibrium low energy (1÷100 keV) ion beam deposition processes,* Nucl. Instr. Meth., B, 91, vol. 240, 1994, 593–596.
[2.15] R. S. Averback, M. Ghaly, *Studies of interactions of low energy particles and clusters with surface*, Nucl. Instr. Meth., B, 90, 1994, 191–201.
[2.16] A. K. Wróblewski, J. A. Zakrzewski, *Wstęp do fizyki*, tom 1, PWN, Warszawa 1984.
[2.17] H. A. Enge, M. R. Wehr, J. A. Richards, *Wstęp do fizyki atomowej*, PWN, Warszawa 1979.
[2.18] J. Sielanko, *Efekt rozpylania jonowego i jego zastosowanie w badaniach warstw implantowanych*, UMCS, Lublin 1986.
[2.19] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN, Warszawa 1979.
[2.20] J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schiott, *Range concepts and heavy ion ranges*, Mat. Fiz. Medd. Dan. Vid. Selsk., 33, 1965, 14.
[2.21] E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine, 21, 1911, 669.
[2.22] G. C. Darwin, Philosophical Magazine, 28, 1914, 499.
[2.23] J. P. Biersack, J. F. Ziegler, Springer Series in Electrophysics, vol. 10, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1982.
[2.24] A. N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 24, 19, 1948.
[2.25] L. Chadderton, *Radiation damage in crystals*, London 1965.
[2.26] J. Gibbons, *Ion implantation in semiconductors*, IEEE Proc., 56, 3, 196.
[2.27] E. Fermi, Zeit. F. Physik, 48, 1928, 73.
[2.28] L. H. Thomas, Proc., Camb. Phil. Soc., 23, 1927, 542.
[2.29] H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys., 9, 1937, 69.
[2.30] O. Firsow, *Wyczyslenije potiencjała wzaimnodiejstwija atomow*, Żurnał Ekspierimentalnoj i Tieorieticzeskoj Fizyki, 33, 3 (9), 1957.
[2.31] M. A. Kumachov, F. F. Komarov, *Energeticeskije poteri i probiegi ionov v tverdych telach*, Izd. Minsk 1979.
[2.32] G. Molière, Z. Naturforsch, A2, 1974, 133.
[2.33] I. M. Torrens, *Interatomic potencials*, Academic Press, New York and London 1972.
[2.34] W. D. Wilson, L. G. Haggmark, J. P. Biersack, Phys. Rev., B, 15, 1977, 2958.
[2.35] W. Lenz, Z. Physik, 77, 1932, 713.

[2.36] H. Jensen, Z. Physik, 77, 1932, 722.
[2.37] W. Eckstein, *Computer Simulation of ion-solid interactions*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1991.
[2.38] P. M. Morse, Phys. Rev., 34, 1929, 57.
[2.39] J. E. Lennard-Jones, Proc. R. Soc. Land., A 100, 1924, 463.
[2.40] J. Lindhard, K. Dansk, Vidensk, Selsk, Met. Fys. Medd., 34, 1965, 14.
[2.41] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, Met. Fys. Dan. Vid. Selk., 36, 1968, 10.
[2.42] V. Yudin, Appl. Phys., 15, 1978, 223.
[2.43] W. Eckstein, C. Garcia-Rosales, J. Rath, W. Ottenberger, IPP 9/82, 1993.
[2.44] Y. Yamamura, H. Tawara, *Energy dependence of ion-induced sputtering yields from monoatomic solids AT normal incidence,* NIFS-DATA-23, 1995.
[2.45] J. H. Liung, G. Kulcinski, *Projected ranges of energetic ions in solids,* J. Nucl. Mat., 183, 1991, 202–215.
[2.46] J. F. Ziegler, *Ion implantation technology*, J. F. Ziegler (ed.), Nord Holand 1992.
[2.47] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Kgl. Dan. Vid. Selsk., 18, 8, 1948.
[2.48] J. Lindhard, A. Winter, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 34, 2, 1964, 1.
[2.49] J. F. Ziegler, Nucl. Instr. Meth., 149, 1978, 129.
[2.50] O. B. Firsow, Ż. Eksp. i Teoret. Fiz., 32, 1957, 1464.
[2.51] L. Eriksson, J. A. Davies, P. Jespergard, Phys. Rev., 161, 1967, 219.
[2.52] F. H. Eisen, Can. J. Phys., 46, 1968, 561.
[2.53] N. Pietsch, U. Hauser, W. Neuwirth, Nucl. Instr. Meth., 132, 1976, 79.
[2.54] W. J. Land, J. G. Brennan, Nucl. Instr. Meth., 132, 1976, 89.
[2.55] A. H. El-Hoshy, J. F. Gibbons, Phys. Rev., 173, 1971, 7.
[2.56] H. Bethe, Ann. Phys., Leipzig, 5, 1930, 325.
[2.57] F. Bloch, Z. Phys., 81, 1933, 363.
[2.58] L. C. Northcliffe, Phys. Rev., 120, 1960, 1744.
[2.59] E. C. Montenegro, S. A. Cruz, C. Vargus-Aburato, *An universal equation for the electronic stopping of ions in solids*, Physics Letters, vol. 92 A, 4, 1982, 145–202.
[2.60] N. Hecking, *Dissertation der Universität Dortmund*, Dortmund 1989.
[2.61] P. Hvelplund, *Energy loss and straggling of 100÷500 keV atoms with* $2 \le Z_1 \le 12$ *in various gases*, Mat. Fiz. Medd., 38, 4, 1971, 1–25.
[2.62] J. P. Biersack, *Three dimensional distribution of ion range and damage recoil transport*, Nucl. Instr. Meth., B, 19-20, 1987, 32–39.
[2.63] J. P. Biersack, *Basic physical aspect of high energy implantation*, Nucl. Inst. Meth., B, 35, 1988, 205–2014.
[2.64] A. H. El-Hoshy, J. F. Gibbons, *Periodic dependence of the electronic stopping cross section for energetic heavy ions in solids,* Phys. Rev., vol. 173, 2, 1968, 454.
[2.65] W. H. Bragg, R. Kleeman, Philos. Mag., 10, 1905, 318.

[2.66] K. Wang, B. Shi, *Calculation of mean projected range and range straggling of heavy ions in polyatomic targets*, J. Phys. D. Appl. Phys., 23, 1990, 1282–1289.
[2.67] J. F. Ziegler, J. M. Manogan, Nucl. Instr. Meth., B, 35, 1988, 215.
[2.68] J. Stark, Phys. Z., 13, 1912, 973.
[2.69] P. K. Rol, J. M. Fluit, F. P. Viehbock, M. DeJong, Proc. Fourth Inter. Conf. On Ionization Phenomena in Gases, (ed.), N. R. Nilsson, North Holland, Amsterdam 1960, 257.
[2.70] J. A. Davies, J. Friensen, J. D. McIntyre, Can. J. Chem., 38, 1960, 1526.
[2.71] J. A. Davies, J. D. McIntyre, R. L. Cushing, M. Lounsbury, Can. J. Chem., 38, 1960, 1535.
[2.72] M. T. Robinson, O. S. Oen, Phys. Rev., 132, 1963, 2385.
[2.73] L.C. Feldman, J.W. Mayer, S.T. Picraux, *Materials analysis by ion channeling*, Academic Press in London Ltd, 1982.
[2.74] J. Romanek, *Badania implantowanego jonowo węglika krzemu metodami jądrowymi i optycznymi,* Praca doktorska, UMCS, Lublin 2004.
[2.75] K. Pudłowski, *Analiza strat energetycznych lekkich jonów w kryształach dla energii 0.1÷4.0 MeV*, Praca doktorska, Uniwersytet Łódzki, Łódź 2006.
[2.76] O. Mayer, Proc. Conf. on Special Techniques and Materials for Semiconductor Detectors (Ispra), 1969, 161.
[2.77] J. Corbett et al., *Mechanisms of defect production, Radiation damage and defects in semiconductors*, Adlord and Son, (ed.), Dorking, England 1973.
[2.78] D. Brice, *Spatial distribution of ion on a solid target as a function of instantaneous energy*, Rad. Eff., 11, 1972, 227–240.
[2.79] P. Sigmund, J. Sanders, *Spatial distribution of energy deposited by ionic bombardement*, Proc. Int. Conf. on Applications of Ion Beams to Semiconductor Technology, OPHRYS, Grenoble 1967.
[2.80] S. Armitage, *Damage studies in ion implanted CdS*, Ion implantation, Peter Peregrinus, (ed.), Stevenage, England 1970.
[2.81] D. Brice, *Spatial distribution of energy deposited into atomic processes in ion implanted silicon*, Rad. Eff., 6, 1970, 77–78.
[2.82] W. Brown, *Analysis of crystalline defects by ion beam techniques*, Radiation Damage and Defects in Semiconductors, Adlard and Son, ed., Dorking (England) 1973.
[2.83] G. Kinchin, R. Pease, *The displacement of atoms in solids by radiation*, Rep. Progr. Phys., 18, 1955, 2–50.
[2.84] J. Martan, *Analytical expressions for sputter and diffusion modified ion implantation profiles*, Materials Science and Engineering, B, 22, 1994, 21–24.

[2.85] W. Möller, W. Eckstein, J. P. Biersack, *TRIDYN – Binary collision simulation of atomic collision and dynamic composition changes in solids,* Computer Physics Comunications, 51, 1987, 355–369.

[2.86] M. Hou, M. T. Robinson, *Computer simulation of low energy sputtering in the binary collision approximation,* Apl. Phys., 18, 1979, 381–389.

[2.87] P. D. Cole, G. M. Crean, J. Lorenz, L. Dupas, *Comparision of models for calculation ion implantation moments of implanted boron, phosphorus and arsenic dopants in thin film silicides*, Nucl. Instr. Meth., B, 55, 1991, 763–768.

3. Implantator jonów UNIMAS 79

3.1. Wstęp

Urządzenie, które umożliwia umieszczanie atomów pożądanego rodzaju w określonym obszarze ciała stałego, nazywa się implantatorem jonów [3.1–3.17]. Współczesne implantatory powinny spełniać cały szereg wymagań:

- wiązka bombardująca tarczę musi składać się z wybranego rodzaju jonów o określonej energii;
- parametry geometryczne wiązki jonowej (średnica, rozkład gęstości w przekroju poprzecznym, zbieżność, miejsce i kąt padania na tarczę) winny być kontrolowane i regulowane;
- zakres energii jonów powinien zapewniać uzyskanie wymaganych zasięgów implantowanej domieszki; najczęściej stosowane energie jonów znajdują się w przedziale od 30 keV do 400 keV;
- dawka implantowanych jonów musi być dokładnie określona, powtarzalna i jednorodna na całej powierzchni naświetlanej próbki;
- temperatura bombardowanej tarczy winna być regulowana w szerokim zakresie (np. od 77 K do 1300 K) zarówno w czasie trwania procesu implantacji jak i podczas wygrzewania próbek po naświetlaniu.

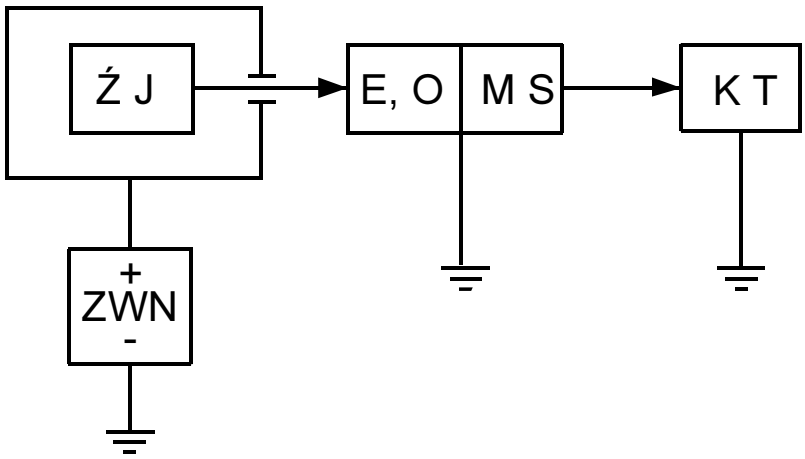
Najważniejsze części implantatora to: źródło jonów, układ przyspieszający oraz komora tarczowa. Spełnienie wyszczególnionych powyżej zadań wymaga jednakże zastosowania w urządzeniu wielu dodatkowych podzespołów takich jak: elektromagnes separujący, układ wstępnego przyspieszania jonów, układy ogniskujące, szczelina analizująca, układ skanowania wiązki jonowej itd. Można stwierdzić, że implantator jonów jest udoskonaloną wersją elektromagnetycznego separatora izotopów przystosowaną do potrzeb implantacji.

Istnieją trzy podstawowe warianty konstrukcyjne implantatorów, różniące się miejscem podłączenia uziemienia:

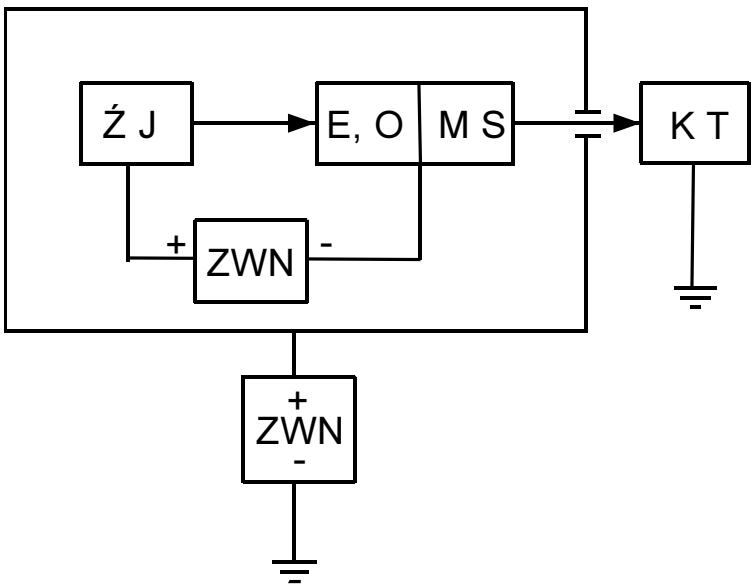
1) źródło jonów znajduje się na wysokim potencjale, a układ ekstrakcji i ogniskowania wraz z elektromagnesem separującym i komorą tarczową są uziemione;
2) źródło jonów, układ ekstrakcji i ogniskowania oraz elektromagnes separujący umieszczone są na wysokim potencjale, natomiast komora tarczowa jest uziemiona;

3) źródło jonów i komora tarczowa znajdują się na wysokich potencjałach, a układ ekstrakcji i ogniskowania oraz elektromagnes separujący zostały uziemione.

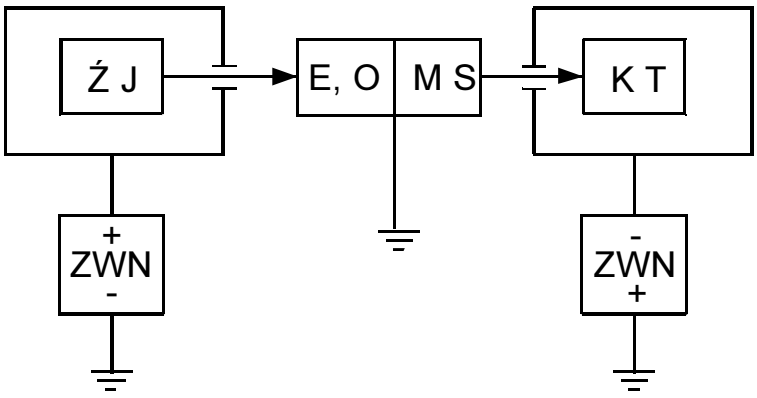
Wymienione warianty konstrukcyjne implantatorów schematycznie przedstawione są odpowiednio na rysunkach 3.1, 3.2, 3.3. W większości nowoczesnych implantatorów stosuje się wariant z uziemioną komorą tarczową.



Rys. 3.1. Wariant konstrukcyjny implantatora ze źródłem jonów na wysokim potencjale i uziemionym elektromagnesem separującym oraz komorą tarczową; ŹJ – źródło jonów, E, O – układ ekstrakcji i ogniskowania, MS – magnes separujący, KT – komora tarczowa, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia [3.3]



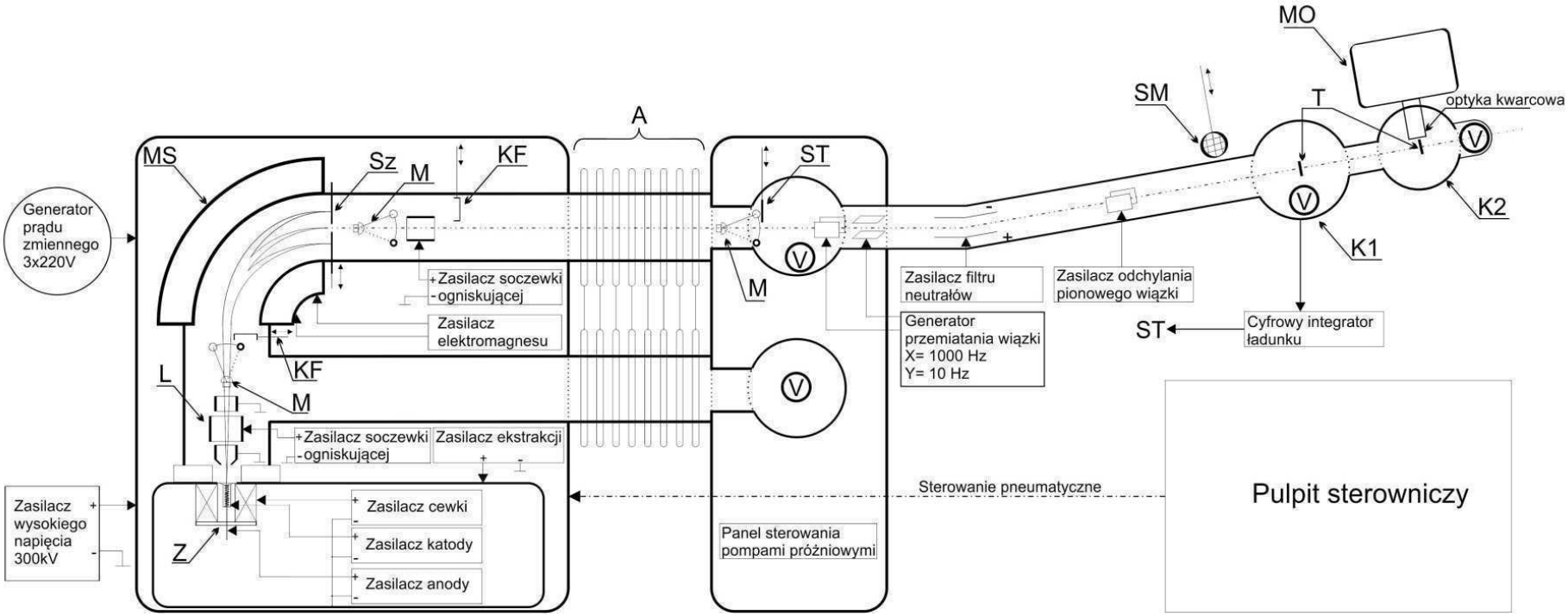
Rys. 3.2. Wariant konstrukcyjny implantatora ze źródłem jonów i elektromagnesem separującym na wysokim potencjale oraz uziemioną komorą tarczową; ŹJ – źródło jonów, E, O – układ ekstrakcji i ogniskowania, MS – magnes separujący, KT – komora tarczowa, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia [3.3]



Rys. 3.3. Wariant konstrukcyjny implantatora ze źródłem jonów i komorą tarczową na wysokim potencjale oraz uziemionym elektromagnesem separującym; ŹJ – źródło jonów, E, O – układ ekstrakcji i ogniskowania, MS – magnes separujący, KT – komora tarczowa, ZWN – zasilacz wysokiego napięcia [3.3]

W Instytucie Fizyki UMCS pracuje od 1979 r. implantator jonów UNIMAS 79, który został skonstruowany przez zespół naukowców i inżynierów z Instytutu Badań Jądrowych (IBJ) w Świerku. Implantator ten może wytwarzać wiązki jonowe większości pierwiastków w zakresie mas od 1 j.m.a. do 210 j.m.a. oraz energii od 70 keV do 330 keV w przypadku jonów jednokrotnie naładowanych. Wymiary fizyczne urządzenia wynoszą: długość – 840 cm, szerokość – 218 cm i wysokość – 265 cm. Omawiany implantator, którego schemat przedstawiono na rys. 3.4, pracuje w systemie z uziemioną komorą tarczową, natomiast źródło jonów i elektromagnes separujący, a więc cały elektromagnetyczny separator izotopów umieszczony jest na wysokim, dodatnim względem ziemi potencjale do 300 kV. Urządzenia części wysokonapięciowej implantatora konstrukcyjnie zamknięte są w specjalnej metalowej kopule (zwanej dalej dużą kopułą lub też kopułą 300 kV) o wymiarach 220 cm · 205 cm · 145 cm, spoczywającej na czterech izolacyjnych kolumnach o wysokości 120 cm każda. Wygląd w/w kopuły przedstawia fotografia 3.1.

Samo źródło jonów wraz z zespołem niezbędnych zasilaczy i urządzeń pomocniczych, umieszczono w małej kopule, która zamknięta jest w zewnętrznej, dużej kopule implantatora, opierając się na jej szkielecie konstrukcyjnym za pomocą ośmiu izolatorów ceramicznych. Mała kopuła może znajdować się na dodatnim potencjale do 30 kV w stosunku do potencjału dużej kopuły (maksymalnie na potencjale 330 kV względem ziemi). Najczęściej stosuje się potencjał wynoszący 25 kV. W dalszej części rozdziału omawiane będą kolejne przyrządy wchodzące w skład małej kopuły, dużej kopuły oraz komory tarczowej wraz z innymi urządzeniami znajdującymi się na potencjale ziemi.



Rys. 3.4. Schemat implantatora UNIMAS 79; Z – źródło jonów, L – soczewki elektrostatyczne, KF – puszka Faradaya, M – monitor wiązki jonowej, MS – elektromagnes separatora, Sz – szczelina, A – rura akceleracyjna, ST – stoper wiązki jonowej, SM – system monitorowania wiązki jonowej, T – tarcza, K1 – komora implantacyjna, K2 – komora do badań emisji promieniowania rentgenowskiego i emisji jonowo-fotonowej, MO – monochromator, V – pompa próżniowa



Fot. 3.1. Widok implantatora UNIMAS 79 od strony dużej kopuły (na pierwszym planie zasilacz wysokiego napięcia 300 kV i generator prądu przemiennego)

3.2. Wyposażenie małej kopuły implantatora

W małej kopule implantatora znajdują się następujące urządzenia:

- źródło jonów wraz z elektromagnesem;
- przyrządy zasilające źródło jonów: zasilacz katodowy, zasilacz anodowy, zasilacz elektromagnesu źródła jonów, zasilacz grzejnika źródła;
- tablica mierników cyfrowych wraz z zespołem zasilaczy +5 V;
- zespół chłodzenia źródła jonów;
- układ dozowania gazu nośnego;
- mechanizm przesuwu parownika źródła jonów;
- pomocniczy zasilacz zespołu sterowania.

Parametry elektryczne zasilaczy źródła jonów zawarto w tabeli 3.1. Ponieważ wszystkie wymienione podzespoły implantatora znajdują się na wysokim potencjale (do 330 kV względem ziemi), załączenie oraz sterowanie w/w urządzeniami odbywa się zdalnie z pulpitu operatora za pomocą systemu przekaźników pneumatyczno-elektrycznych. Zespół mierników cyfrowych umieszczonych na specjalnej tablicy umożliwia pomiary następujących wielkości elektrycznych: natężenia prądu żarzenia katody, napięcia katodowego, natężenia prądu oraz napięcia anodowego, natężenia prądu elektromagnesu źródła jonów, natężenia prądu grzejnika. Wskazania poszczególnych mierników można obserwować na monitorze znajdującym się na pulpicie operatora za

pośrednictwem kamery TV. Układ chłodzenia źródła składa się z chłodnicy napełnionej wodą destylowaną, pompy tłoczącej oraz dmuchawy powietrza napędzanej silnikiem elektrycznym. Obszar próżniowy źródła jonów połączony jest z komorą ekstrakcyjną umieszczoną w dużej kopule (na potencjale do 300 kV względem ziemi) za pośrednictwem śluzy próżniowej i izolatora wykonanego z pleksiglasu o grubości 50 mm. Zastosowanie śluzy próżniowej umożliwia wymianę źródła jonów bez konieczności zapowietrzania całego jonowodu.

Tabela 3.1. Parametry elektryczne zasilaczy źródła jonów implantatora UNIMAS 79

Typ zasilacza	Rodzaj stabilizacji	Zakres regulacji prądowej	Napięcie maksymalne	Współczynnik stabilizacji prądowej
Zasilacz katody	prądowa	6 A ÷ 60 A	20 V	0,1%
Zasilacz anody	prądowa	0,5 A ÷ 5 A	200 V	0,1%
Zasilacz grzejnika	prądowa	6 A ÷ 60 A	20 V	0,1%
Zasilacz elektromagnesu źródła	prądowa	0,1 A ÷ 20 A	30 V	0,1%

3.3. Wyposażenie dużej kopuły implantatora

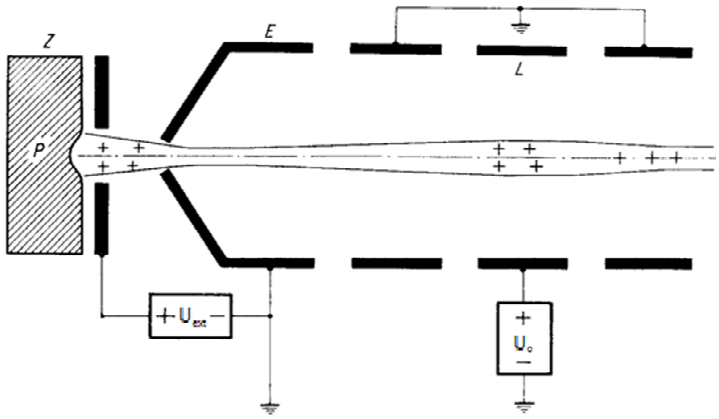
W dużej kopule implantatora znajduje się (oprócz małej kopuły omówionej powyżej) elektromagnes separujący z odpowiednim zasilaczem, a także układ ekstrakcji i ogniskowania wiązki jonowej wraz z zasilaczami: ekstrakcji i wstępnego przyspieszania jonów, ogniskowania oraz ogniskowania dodatkowego. Są to zasilacze wysokostabilne, regulowane w zakresie od 0,1 kV do 30 kV, typu PNC 30000-5pos firmy Heinzinger. Maksymalny prąd obciążenia zasilaczy wynosi 5 mA, natomiast współczynnik stabilizacji napięciowej jest lepszy niż $1 \cdot 10^{-4}$. Ponadto kopuła 300 kV zawiera:

- trzy jednofazowe, połączone w gwiazdę transformatory separacyjne o znamionowym napięciu izolacji 30 kV służące do zasilania urządzeń umieszczonych w małej kopule;
- napęd elektryczny przesuwu układu elektrod ekstrakcji i ogniskowania;
- dwa monitory wiązki jonowej (skanery wiązki jonowej);
- dwie pomiarowe, przesuwane ręcznie puszki Faradaya;
- ustawiana ręcznie szczelina analizująca umieszczona na wyjściu elektromagnesu separującego;
- układ soczewek elektrostatycznych ogniskowania dodatkowego;

– tablica mierników cyfrowych;
– system chłodzenia uzwojeń elektromagnesu separującego (rozwiązanie identyczne jak w przypadku chłodzenia źródła jonów);
– zasilacze pomocnicze o napięciach wyjściowych 5 V, 12 V i 24 V.

Sterowanie w/w urządzeniami zainstalowanymi w kopule 300 kV odbywa się zdalnie z pulpitu operatora za pośrednictwem przekaźników pneumatyczno-elektrycznych. Mierniki cyfrowe umieszczone na wspomnianej tablicy służą do pomiaru natężenia prądu przepływającego przez uzwojenia elektromagnesu separującego, napięcia elektrody ekstrakcyjnej, napięcia elektrody ogniskującej i napięcia elektrody ogniskowania dodatkowego. Ponadto na tablicy mierników znajdują się lampki sygnalizujące położenie elektrody ekstrakcyjnej względem źródła jonów. Wskazania mierników i położenie elektrody ekstrakcyjnej obserwuje się z wykorzystaniem kamery TV na ekranie monitora ustawionego na pulpicie operatora.

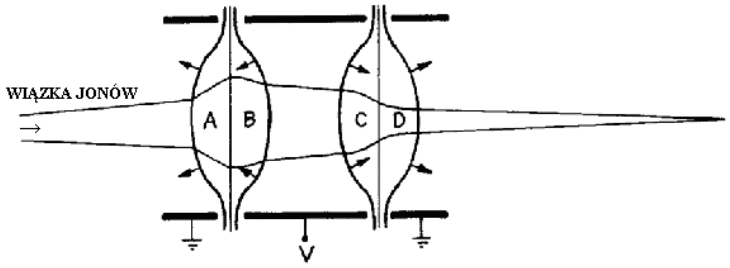
System ekstrakcji i ogniskowania wiązki jonowej, umieszczony w komorze ekstrakcyjnej, skonstruowano w postaci klasycznego, czteroelektrodowego układu o regulowanej odległości źródło-elektroda ekstrakcyjna (rys. 3.5). W opisywanym implantatorze elektroda ekstrakcyjna znajduje się na potencjale masy dużej kopuły, czyli ma potencjał ujemny w stosunku do potencjału źródła jonów. Właściwy układ ogniskujący składa się z trzech współosiowych, cylindrycznych elektrod, z których pierwsza i ostatnia są na potencjale masy, środkowa zaś ma względem niej wysoki potencjał dodatni.



Rys. 3.5. Układ ekstrakcji i ogniskowania wiązki jonowej w implantatorze UNIMAS 79; P – plazma, Z – źródło jonów, E – elektroda ekstrakcyjna, L – elektrody ogniskujące, U_{ext} – zasilacz napięcia ekstrakcji, U_o – zasilacz napięcia ogniskowania [3.2]

Efekt ogniskowania wiązki jonowej występuje dzięki działaniu na poruszające się jony sił radialnych wynikających z rozkładu linii sił pól elektrycznych panujących pomiędzy

odpowiednimi elektrodami. Na rys. 3.6 pokazano trójelektrodową soczewkę elektrostatyczną z zaznaczeniem linii ekwipotencjalnych i odpowiadające im wektory sił dla soczewki symetrycznej, pracującej w układzie opóźniająco-przyspieszajacym. Najsilniejsze ogniskowanie ma miejsce w strefach B i C, ponieważ jony mają tu najmniejszą prędkość, a promień przekroju poprzecznego wiązki jest duży (siły ogniskujące są proporcjonalne do odległości jonu od osi wiazki). Opisany układ ogniskowania nie spełnia prawidłowo swojego zadania w przypadku, gdy przepływający strumień jonów osiąga znaczne gęstości natężenia prądu rzędu mA/cm^2. Dochodzi wówczas do zniekształcenia linii sił pola elektrycznego soczewek ładunkiem przestrzennym wiązki jonowej. Wpływ ładunku przestrzennego ujawnia się nie tylko w obszarze soczewek elektrostatycznych, ale na całej drodze biegu wiązki, powodując jej poszerzenie.



Rys. 3.6. Działanie trójelektrodowej, symetrycznej soczewki elektrostatycznej pracującej w układzie opóźniająco-przyspieszającym; A, B, C, D – strefy ogniskowania wiązki jonowej [3.3]

Uformowana w układzie ogniskującym wiązka jonowa musi być następnie oczyszczona z jonów implantowanego materiału o masie lub ładunku różniącym się od założonego, a także z jonów innych pierwiastków, np. zastosowanego gazu nośnego, materiału źródła jonów, czy tła gazów resztkowych występujących w układzie próżniowym urządzenia. Cel ten w implantatorze UNIMAS 79 osiągnięto umieszczając na drodze wiązki jonowej 90° sektor pola magnetycznego (elektromagnes) zwany dalej separatorem mas. Maksymalna wartość indukcji magnetycznej mierzona w szczelinie elektromagnesu jest równa 0,725 T. Nominalny promień krzywizny tego sektora wynosi 500 mm, natomiast szerokość szczeliny elektromagnesu jest równa 30 mm. Do zasilania uzwojeń elektromagnesu, zastosowano zasilacz typu PTN 65-40 firmy Heinzinger. Maksymalna wartość napięcia wyjściowego zasilacza jest równa 65 V, maksymalna wartość natężenia prądu wynosi 40 A, natomiast współczynnik stabilizacji prądowej jest lepszy niż $2 \cdot 10^{-5}$.

Zasada pracy separatora mas wynika z działania siły Lorentza na poruszające się w polu magnetycznym cząsteczki naładowane elektrycznie. Jeżeli w obszar jednorodnego, sektorowego pola magnetycznego, dla którego wektor indukcji magnetycznej jest równy B, wchodzi prostopadle wiązka jonowa, to można zapisać wyrażenie równości siły dośrodkowej i siły Lorentza, działającej na pojedynczy jon o masie m, ładunku q i poruszający się z prędkością v:

$$\frac{mv^2}{R} = qvB\,, \tag{3.1}$$

gdzie R jest promieniem krzywizny toru poruszającego się jonu w polu magnetycznym, natomiast $q=n\cdot e$ (e jest elementarnym ładunkiem elektrycznym, zaś n to krotność jonizacji).

Przekształcając równanie (3.1) można wyznaczyć R:

$$R = \frac{mv}{qB}\,. \tag{3.2}$$

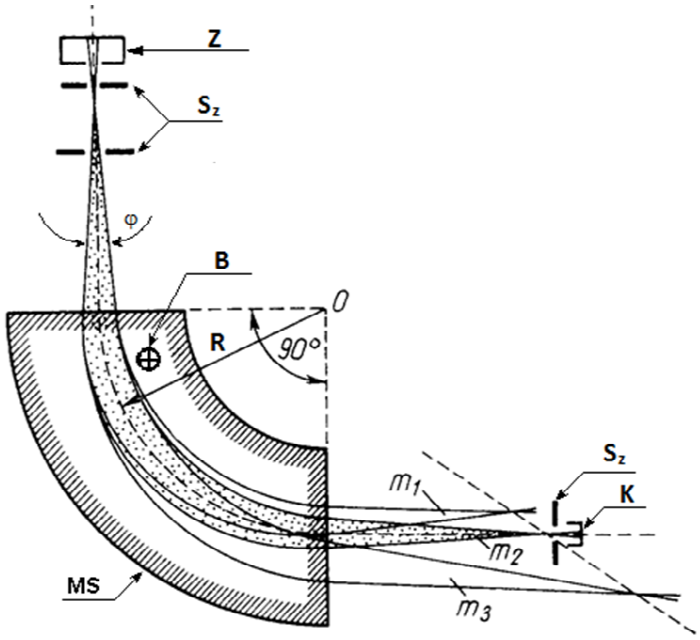
Powyższa zależność wykazuje, że promień krzywizny toru jest wprost proporcjonalny do pędu jonu mv. W przypadku, gdy do obszaru sektorowego, jednorodnego pola magnetycznego wchodzi rozbieżna wiązka jonowa o kącie rozwarcia φ, to jony o identycznej wartości pędu oraz krotności jonizacji będą po wyjściu z tego pola ogniskowane. Wynika stąd wniosek, że sektorowe pole magnetyczne analizuje pędy poruszających się cząstek naładowanych. W szczególności do sektora jednorodnego pola magnetycznego można wprowadzić monoenergetyczną wiązkę jonów uzyskaną dzięki przyspieszeniu ich określoną różnicą potencjałów U. Energię kinetyczną jonu określa równanie:

$$qU = mv^2/2\,. \tag{3.3}$$

Eliminując v ze wzorów (3.2) i (3.3) otrzymuje się wyrażenie

$$\frac{m}{q} = \frac{R^2B^2}{2U}\,. \tag{3.4}$$

Jak widać, za pomocą sektorowego, jednorodnego pola magnetycznego, działającego na monoenergetyczną wiązkę jonów, można rozseparować jony o określonym stosunku m/q, a przy znanej krotności jonizacji, wprost jony o określonej masie. Na rys. 3.7 przedstawiono działanie ogniskujące i dyspersyjne 90° sektora magnetycznego na rozbieżną, monoenergetyczną wiązkę jonową zawierającą jony o masach $m_1 < m_2 < m_3$.



Rys. 3.7. Działanie ogniskujące i dyspersyjne 90° sektora pola magnetycznego na monochromatyczną wiązkę jonową zawierającą jony o masach $m_1 < m_2 < m_3$; Z – źródło jonów, φ – kąt rozwarcia wiązki jonowej, B – indukcja pola magnetycznego, R – promień środkowy sektora pola magnetycznego, m_1, m_2, m_3 – wiązki jonowe, Sz – szczeliny, K – kolektor jonów, MS – elektromagnes separujący [3.2]

Zastosowany w implantatorze UNIMAS 79 separator jest przeznaczony do analizy mas implantowanych jonów w zakresie od 1 j.m.a. do 210 j.m.a. i maksymalnej energii równej 30 keV (w przypadku jonów jednokrotnie naładowanych). Zapewnia on ogniskowanie wiązki jonowej w dwóch prostopadłych płaszczyznach. Sektorowe, jednorodne pole magnetyczne ogniskuje poruszające się jony o tej samej masie, krotności jonizacji i energii jedynie w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wektora *B*. W wyniku tego ogniskowania na płycie kolektora otrzymuje się obraz w postaci oddzielnych prążków. Ogniskowanie w drugiej płaszczyźnie (prostopadłej do poprzedniej), otrzymano wykorzystując składową poziomą pól magnetycznych, rozproszonych na krawędziach biegunów elektromagnesu dla jonów, których kierunek wlotu i wylotu nie jest prostopadły do tych krawędzi. Aby zapewnić właściwe formowanie rozproszonego pola na krawędziach, zastosowano na wejściu i wyjściu elektromagnesu specjalne ekrany magnetyczne.

W separatorze mas działającym na wyżej opisanej zasadzie promień krzywizny R_0 jest stały i zdefiniowany względami konstrukcyjnymi. Widmo mas jonów analizowanej wiązki można otrzymać w dwojaki sposób: ustalając napięcie przyspieszające jony *U*, a tym samym ich energię i zmieniając wartość indukcji magnetycznej *B* lub też przy stałej

wartości B zmieniać napięcie przyspieszające. W pierwszym przypadku wzór (3.4) można zapisać w postaci:

$$\frac{m}{q} = C_1 B^2, \tag{3.5}$$

natomiast w drugim:

$$\frac{m}{q} = C_2 \frac{1}{U}, \tag{3.6}$$

gdzie C_1 i C_2 są to odpowiednie stałe.

W separatorach mas stosuje się najczęściej pierwszy przypadek z ustaloną wartością U, ponieważ zmiana tego napięcia może wpływać na ogniskowanie wiązki jonowej. Ograniczając się do jonów jednokrotnie naładowanych, wzór (3.5) można przedstawić w postaci

$$m = C_3 B^2, \tag{3.7}$$

gdzie C_3 jest stałą zależną od promienia krzywizny R_0 toru jonu w polu magnetycznym i wybranego napięcia przyspieszającego U. W widmie mas uzyskanym metodą zmiany wartości B, skala mas jak to wynika z zależności (3.7), jest kwadratowa.

Wielkością, która określa możliwość rozdzielania w separatorze jonów o identycznej krotności, lecz różnych masach jest zdolność rozdzielcza RP i równa się ona liczbie masowej, dla której dwie sąsiednie linie różniące się o $\Delta M = 1$ *j.m.a.* są jeszcze rozdzielone. Przyjmuje się, że ma to miejsce wówczas, gdy odległość pomiędzy M i $M+1$ odpowiada szerokości linii masowej w połowie jej wysokości $FWHM$ (ang. Full Width at Half Maximum). W przypadku 90° sektora magnetycznego oraz odwzorowania symetrycznego, zdolność rozdzielcza wyraża się wzorem:

$$RP = \frac{R_0}{FWHM}. \tag{3.8}$$

Ponieważ (jak już wcześniej wspomniano) promień R_0 krzywizny toru jonu w sektorze magnetycznym został ustalony wymiarami elektromagnesu, zdolność rozdzielcza zależy od szerokości połówkowej linii masowej ($FWHM$). $FWHM$ jest funkcją wielu czynników: stabilności indukcji pola magnetycznego związanej ze stabilnością natężenia prądu przepływającego przez uzwojenia elektromagnesu separującego, stabilności napięcia przyspieszającego jony, gęstości i monoenergetyczności wiązki jonowej, dobroci układu soczewek elektrostatycznych i magnetycznej, a także poziomu próżni w jonowodzie.

Poszerzenie linii widmowej wynikające z fluktuacji napięcia przyspieszającego (ekstrakcyjnego) i natężenia prądu przepływającego przez uzwojenia elektromagnesu separującego wyrażają się wzorami:

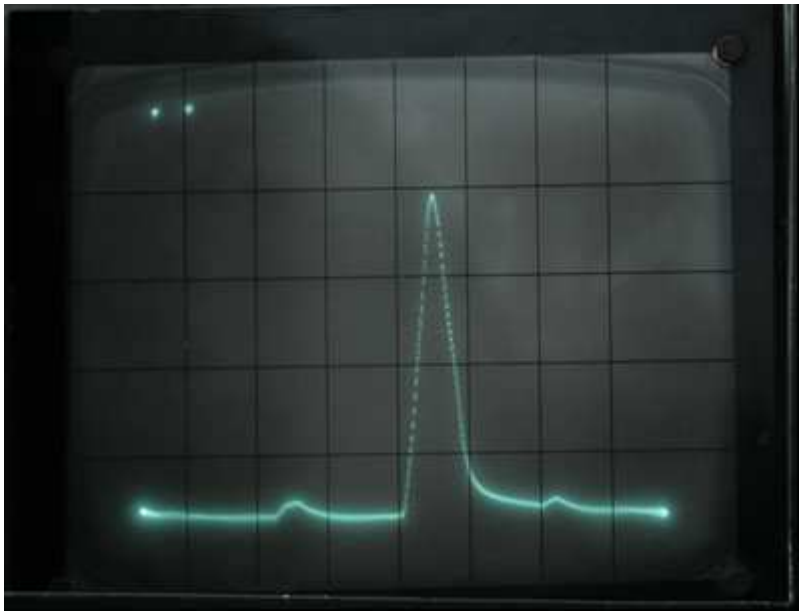
$$FWHM_U = R_0 \frac{\Delta U}{U}, \qquad FWHM_I = 2R_0 \frac{\Delta I}{I}. \tag{3.9}$$

W przypadku implantatora UNIMAS 79, w którym zastosowano wysokiej klasy zasilacze, współczynnik stabilizacji napięciowej zasilacza elektrody ekstrakcyjnej i prądowej zasilacza prądu elektromagnesu wynoszą odpowiednio: $\Delta U/U = 1 \cdot 10^{-4}$, $\Delta I/I = 2 \cdot 10^{-5}$. Wyznaczone ze wzorów (3.9) poszerzenia linii widmowej, przy założeniu, że $R_0 = 500$ mm są równe: $FWHM_U = 0{,}05$ mm, $FWHM_I = 0{,}01$ mm. Jak wynika z przeprowadzonych obliczeń, poszerzenie masowej linii widmowej związane z fluktuacjami napięcia przyspieszającego i natężenia prądu elektromagnesu jest niewielkie. Najistotniejszy wpływ na szerokość linii widmowych ma kąt rozwarcia wiązki jonowej wchodzącej w obszar pola magnetycznego, oddziaływanie ładunku przestrzennego wiązki na jony oraz zjawisko rozpraszania jonów pod małymi kątami związane z obecnością w jonowodzie gazów resztkowych. W wyniku zderzenia jonu z cząstką gazu, traci on niewielką część swojej energii, wskutek czego jego tor niewiele odbiega od torów jonów nierozproszonych. W efekcie obserwuje się poszerzenie linii w widmie mas. Zdolność rozdzielcza omawianego separatora jest równa 1000, natomiast dyspersja określona dla $\Delta M/M = 0{,}01$ wynosi 10 mm. Oczywiście wielkości te są słuszne jedynie dla małej wartości natężenia prądu wiązki jonowej nie przekraczającej kilku mikroamperów.

W pewnej odległości od wyjścia separatora znajduje się pionowa szczelina analizująca o ręcznie regulowanym położeniu oraz szerokości. Szerokość szczeliny w znacznym stopniu rzutuje na zdolność rozdzielczą aparatury. Należy jednak pamiętać, że jej zwężenie wywołuje zmniejszenie natężenia prądu wybranego fragmentu wiązki jonowej, dlatego też wybór szerokości szczeliny jest kwestią kompromisu.

W trakcie prowadzenia wiązki jonowej, należy znać jej pozycję, rozmiary oraz wartość natężenia prądu w różnych punktach jonowodu. Kompletny obraz zarówno rozkładu gęstości jonów w przekroju poprzecznym wiązki jak i jej pozycję, pozwala określić przyrząd zwany monitorem lub też skanerem wiązki jonowej. W dużej kopule umieszczone są dwa monitory wiązki jonowej: jeden w komorze ekstrakcyjnej przed wejściem wiązki jonowej w obszar separatora mas, a drugi za szczeliną w komorze szczelinowej (rys. 3.4). Monitor wiązki jonowej to periodycznie drgająca (przelatująca) sonda (ang. flying wire scanner), która przesłania co najwyżej kilka procent wiązki, wobec

tego jej profil może być kontrolowany w czasie implantacji w sposób ciągły. Zmierzony sygnał elektryczny z drgającej sondy po wzmocnieniu podawany jest na wejście Y oscyloskopu, natomiast do wejścia X doprowadza się sygnał napięciowy, zsynchronizowany z ruchem sondy. Na ekranie oscyloskopu wyświetlany jest przebieg proporcjonalny do rozkładu gęstości prądu wiązki w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu sondy (fot. 3.2). W ten sposób można otrzymać także informację o położeniu wiązki. Operator implantatora obserwuje za pomocą kamery TV profil wiązki jonowej na ekranie monitora umieszczonego na pulpicie sterowniczym.



Fot. 3.2. Profile wiązek jonowych na ekranie monitora (skanera) wiązki jonowej

Pomiar całkowitego natężenia prądu wiązki jonowej wchodzącej w obszar separatora mas oraz natężenie prądu wybranego fragmentu wiązki jonowej za szczeliną w komorze szczelinowej, możliwy jest dzięki ręcznie wprowadzanym na drogę wiązki puszkom Faradaya. Na wyjściu komory szczelinowej umieszczono trójelektrodową, symetryczną soczewkę elektrostatyczną służącą do końcowego zogniskowania wybranego fragmentu wiązki jonów na implantowanej tarczy (rys. 3.4).

Zespół wysokonapięciowy (kopuła 300 kV) implantatora połączono z częścią aparatury znajdującej się na potencjale ziemi za pośrednictwem ceramicznej rury akceleracyjnej. Składa się ona z 10 sekcji o stałym natężeniu pola elektrycznego wynoszącym maksymalnie 5 kV/cm. Napięcie na jednej sekcji może osiągać największą wartość równą 30 kV. Rura akceleracyjna konstrukcyjnie wyposażona została w pułapkę elektronową mającą na celu obniżenie tła promieniowania rentgenowskiego. Poszczególne sekcje rury akceleracyjnej zasilane są z oporowego dzielnika napięcia połączonego

z zasilaczem WN. Do wytwarzania wysokiego napięcia zastosowano regulowany od zera zasilacz typu OLH 300 firmy Wallis Hivolt, działający na zasadzie kaskadowego powielacza napięcia Villarda. Maksymalna wartość napięcia wyjściowego zasilacza wynosi 300 kV, maksymalne natężenie prądu obciążenia jest równe 1,5 mA, natomiast współczynnik stabilizacji napięciowej jest lepszy niż $1 \cdot 10^{-4}$.

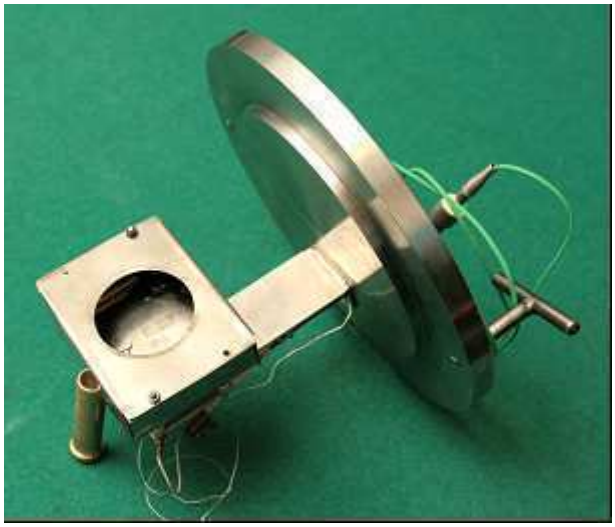
Zasilanie wszystkich urządzeń umieszczonych na wysokim potencjale w kopule 300 kV zapewnia generator prądu przemiennego (3·220 V), czyli samowzbudna, trójfazowa prądnica asynchroniczna o mocy 10 KW, która napędzana jest za pośrednictwem wału izolacyjnego, trójfazowym silnikiem elektrycznym o mocy 24 kW będącym na potencjale ziemi.

3.4. Komora tarczowa implantatora

Wytworzona w źródle jonów, a następnie przyspieszona, uformowana, rozseparowana i poddana końcowej akceleracji wiązka jonów zostaje wprowadzona do odcinka jonowodu znajdującego się na potencjale ziemi. Na wejściu tego jonowodu zamontowano kolejny (trzeci) monitor wiązki jonowej, pozwalający ocenić jej kształt po procesie końcowego przyspieszania (rys. 3.4). Wyjście jonowodu, za pośrednictwem izolatora i śluzy próżniowej, połączone jest z komorą tarczową, która stanowi swego rodzaju dużą puszkę Faradaya. Zastosowanie śluzy próżniowej pozwala wymieniać przeznaczone do implantacji tarcze bez konieczności zapowietrzania całego traktu jonowego. W górnej pokrywie w/w komory zamontowano wymrażarkę azotową wraz z czteropozycyjnym, obrotowym stolikiem przeznaczonym do mocowania implantowanych próbek (fot. 3.3). Najczęściej powierzchnie tarcz ustawiane są pod kątem 90° w stosunku do kierunku padania wiązki jonowej. Istnieje także możliwość usytuowania ich powierzchni pod kątem nieco większym niż 90° (maksymalnie 90° ± 15°), w celu wyeliminowania efektu kanałowania, który może mieć miejsce w przypadku implantacji do podłoży krystalicznych. Zastosowanie wymrażarki azotowej pozwala obniżyć temperaturę naświetlanej próbki do temperatury ciekłego azotu (77 K). Jeżeli ze względów technologicznych implantowana tarcza powinna być utrzymywana w temperaturze wyższej niż pokojowa, należy wówczas zastosować pokrywę komory ze stolikiem umieszczonym na specjalnym piecyku próżniowym (fot. 3.4). Do podgrzewania stolika używa się piecyka typu Boralelectric Heater 2" firmy Tectra, wyposażonego w odpowiednią termoparę i regulator temperatury.



Fot. 3.3. Pokrywa komory tarczowej implantatora UNIMAS 79



Fot. 3.4. Pokrywa komory tarczowej implantatora UNIMAS 79 wyposażona w piecyk próżniowy

Pomiaru natężenia prądu padającej na tarczę wiązki jonowej oraz dawki implantowanych jonów, która jest równoważna wartości ładunku elektrycznego doprowadzonego do próbki, dokonywany jest za pomocą integratora natężenia prądu jonowego RRAJ1. Przyrząd ten posiada cztery prądowe zakresy pomiarowe: 10^{-8} A, 10^{-6} A, 10^{-4} A i 10^{-2} A. Istnieje szereg zjawisk, które mogą obarczać znacznym błędem pomiar natężenia prądu jonowego w komorze tarczowej. Związane są one głownie z bombardowaniem jonowym naświetlanej próbki. Uderzające w tarczę jony wybijają z niej elektrony wtórne, zjonizowane atomy oraz molekuły materiału próbki, lub też same mogą ulegać rozproszeniu od jej powierzchni. O ile ostatnie z wymienionych zjawisk nie wnoszą dużego błędu pomiarowego, o tyle obecność elektronów wtórnych może znacznie zmienić wartość mierzonego natężenia prądu wiązki jonowej. Strumień tych elektronów

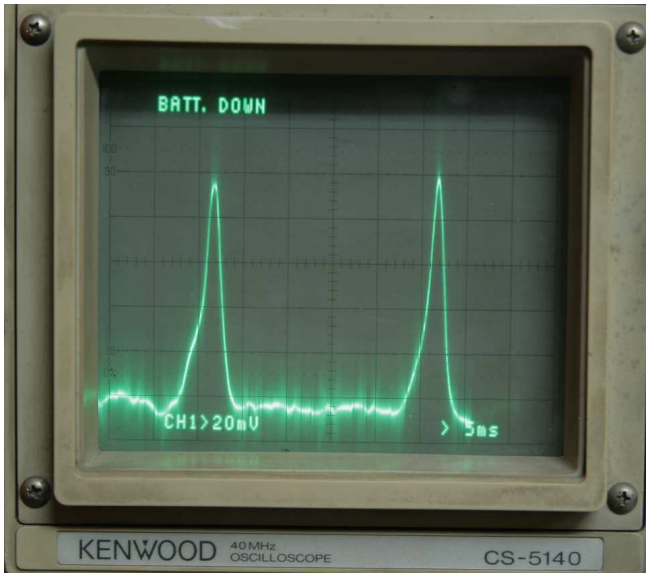
zależy zarówno od natężenia, energii, ładunku jonów wiązki jak i materiału naświetlanej tarczy. Wynikiem ucieczki elektronów wtórnych z komory tarczowej jest zwiększenie wartości mierzonego natężenia prądu jonowego. Zmiany te mogą być duże w porównaniu z rzeczywistym natężeniem prądu wiązki. Aby pomiar tego prądu miał jakąkolwiek wagę, jedynie poza stwierdzeniem obecności wiązki, należy wyeliminować efekt związany z wtórną emisją elektronową. W implantatorze UNIMAS 79 eliminacji wpływu w/w zjawisk na pomiar natężenia prądu dokonuje się, stosując specjalny układ osłon, który uniemożliwia ucieczkę elektronów wtórnych, a także jonów wtórnych i rozproszonych z obszaru komory tarczowej.

Pomiar dawki ładunku elektrycznego, zbieranego na implantowanej tarczy, realizowany jest metodą konwersji mierzonego natężenia prądu jonowego na częstotliwość. Przetwornik I-f stanowi zasadniczy układ omawianego integratora natężenia prądu. Liczba zarejestrowanych w części cyfrowej integratora impulsów elektrycznych jest wprost proporcjonalna do dawki doprowadzonego do tarczy ładunku elektrycznego. Maksymalna częstotliwość konwersji związana z górną wartością każdego prądowego zakresu pomiarowego wynosi 100 kHz. Znając pole powierzchni naświetlanej tarczy oraz wartość zmierzonego ładunku elektrycznego, można określić dawkę implantacji, która wyraża się liczbą jonów padających na 1 cm^2 naświetlanej powierzchni. Żądaną dawkę implantacji, przeliczoną na porcję ładunku elektrycznego, można zaprogramować z pulpitu części cyfrowej integratora. Pole implantowanej powierzchni determinuje, znajdująca się na potencjale ziemi, kołowa diafragma o średnicy 5 cm, ustawiona w jonowodzie przed komorą tarczową. Wynika stąd, że maksymalne pole powierzchni implantowanej tarczy nie może przekroczyć 20 cm^2. Zarejestrowanie w integratorze zaprogramowanej porcji ładunku elektrycznego (dawki implantacji) skutkuje pojawieniem się na wyjściu przyrządu impulsu elektrycznego sygnalizującego zakończenie procesu implantacji. Sygnał ten steruje pracą elektromagnesu, który porusza przesłoną wiązki jonowej zwaną także stoperem wiązki jonowej. Przesłonę wykonano z blachy molibdenowej w kształcie tarczy o średnicy 5 cm. W chwili rozpoczęcia procesu implantacji jest ona podnoszona, a po jego zakończeniu zostaje opuszczona, co powoduje przesłonięcie wiązki jonowej. Przesłona ta służy także do pomiaru natężenia prądu jonowego podczas przygotowania wiązki do naświetlania. Zastosowanie sterowanego sygnałem z integratora stopera wiązki jonowej zapewnia dużą jednorodność implantacji oraz powtarzalność dawki.

Jednorodność implantacji tarczy (pole naświetlanej powierzchni wynosi 20 cm^2) wiązką jonów o małym polu przekroju poprzecznego (zwykle mniejszym niż 0,5 cm^2)

realizuje się, stosując równomierne i jednostajne przesuwanie wiązki po nieruchomej próbce. W tym celu wykorzystywane jest zmienne pole elektryczne powodujące periodyczne odchylanie wiązki w płaszczyźnie pionowej i poziomej w stosunku do powierzchni implantowanej próbki. Pola te wytwarzane są pomiędzy dwoma parami płytek odchylania poziomego X i odchylania pionowego Y, do których przyłożono napięcia o przebiegach piłokształtnych i maksymalnych amplitudach ±8 kV. Napięcia te wytwarzane są za pomocą specjalnego, lampowego generatora przebiegów piłokształtnych. Na płyty odchylania poziomego podaje się przebiegi o częstotliwości 1000 Hz, natomiast na płyty odchylania pionowego przebiegi o częstotliwości 10 Hz. Wymagana jest duża liniowość zmian napięcia piłokształtnego (maksymalne odchylenie od liniowości nie powinno przekraczać ±1%) Płyty odchylania poziomego umieszczone są w odległości 205 cm przed naświetlaną tarczą, natomiast płyty odchylania pionowego w odległości 235 cm. Maksymalny kąt odchylenia wiązki jonowej od jej osi wynosi 0,7°.

Monitorowanie procesu przemiatania wiązki jonowej w płaszczyźnie pionowej zapewnia układ składający się z dwóch połączonych ze sobą poziomych sond, ustawionych w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku padania wiązki. Umieszczone są one w jonowodzie przed kołową diafragmą określającą pole powierzchni implantacji. Odległość między sondami wynosi 4,4 cm. Periodycznie odchylana (z częstotliwością 10 Hz) w płaszczyźnie pionowej wiązka jonowa, pada kolejno na sondy, z których impulsy prądowe po wzmocnieniu i konwersji na sygnały napięciowe zostają podane na wejście Y oscyloskopu. Do wejścia X oscyloskopu przykładane jest napięcie proporcjonalne do napięcia piłokształtnego odchylającego wiązkę jonową. Takie rozwiązanie pozwala uzyskać zgodność faz ruchu plamki na ekranie oscyloskopu z ruchem wiązki jonowej. W przypadku prawidłowego dobrania amplitudy napięcia piłokształtnego (napięcia przemiatania), na ekranie oscyloskopu obserwuje się dwa jednakowej wysokości wierzchołki (fot. 3.5). Prawie identyczny układ zastosowano w celu monitorowania przemiatania wiązki jonowej w płaszczyźnie poziomej z częstotliwością 1000 Hz. Jedyna różnica polega na tym, że sondy pomiarowe ustawione są pionowo. W trakcie implantacji tarczy układ sond jest usunięty z toru wiązki jonowej. Opisany system przemiatania oraz monitorowania położenia wiązki jonowej zapewnia małe odchylenie od jednorodności implantacji, które nie przekracza 1%.



Fot. 3.5. Ekran oscyloskopu; kontrola jednorodności naświetlania tarczy

W wyniku niedoskonałej próżni, jaka panuje w jonowodzie implantatora w obszarze pomiędzy separatorem a komorą tarczową, dochodzi do neutralizacji części jonów poruszającej się wiązki. Zneutralizowane atomy powstają w procesie przeładowania, czyli w wyniku niesprężystych zderzeń jonów z cząsteczkami (atomami) gazów resztkowych (w szczególności tlenu), wypełniających objętość jonowodu. Prawdopodobieństwo neutralizacji jonów rośnie wraz ze wzrostem ciśnienia gazów resztkowych w obszarze przelotowym wiązki. Poruszający się w kierunku implantowanej tarczy strumień zneutralizowanych atomów, który nie podlega działaniu pól elektrycznych układu przemiatania wiązki jonowej, może powodować niejednorodne naświetlanie tarczy, i zafałszowanie żądanej dawki implantacji. W celu wyeliminowania wpływu zneutralizowanych atomów na jakość procesu implantacji, w jonowodzie wytwarzana jest wysoka próżnia oraz stosuje się „złamanie osi wiązki jonowej" za pomocą filtru cząstek neutralnych. W omawianym implantatorze filtr ten wykonano w postaci 5° wycinka kondensatora cylindrycznego, do którego okładek przyłożone jest regulowane napięcie elektryczne o maksymalnej wartości ±10 kV. Wytworzone pomiędzy okładkami kondensatora pole elektryczne rozdziela wiązkę jonów od strumienia cząstek neutralnych. Źródłem napięcia przyłożonego do okładek filtru cząstek neutralnych są dwa współbieżnie regulowane zasilacze firmy Heizinger typu LNC 10000-2pos i LNC 10000-2neg.

Filtr cząstek neutralnych pozwala skierować wiązkę jonową na środek implantowanej tarczy w kierunku poziomym. Do naprowadzenia wiązki na tarczę w kierunku pionowym służy para płyt umieszczona bezpośrednio przed komorą tarczową.

Do tych płyt przyłożone jest także napięcie o maksymalnej wartości ±10 kV wytworzone przez dwa współbieżnie regulowane (identyczne jak w/w wymienione) zasilacze.

Naprowadzanie wiązki jonowej na środek implantowanego pola monitorowane jest za pomocą dwóch skrzyżowanych w kierunkach X i Y sond, które są usuwane z toru wiązki przed rozpoczęciem implantacji.

Próżnię w jonowodzie implantatora wytwarzają trzy pompy wysokopróżniowe, współpracujące z trzema pompami próżni wstępnej typu BL 30 produkcji ZAP w Koszalinie o wydajności pompowania 30 m^3/h. Próżnię w obszarze źródła jonów oraz w komorze ekstrakcyjnej wytwarza dyfuzyjna pompa olejowa typu PDO 2002 (ZAP Koszalin) o wydajności pompowania 2000 l/s. Próżnia w komorze szczelinowej, rurze akceleracyjnej oraz komorze tarczowej otrzymywana jest za pomocą dwóch pomp turbomolekularnych typu Turbovac 1100C firmy Leybold o wydajności pompowania 1050 l/s. Wartość ciśnienia w komorze ekstrakcyjnej wynosi $2 \cdot 10^{-4}$ Pa, w komorze szczelinowej oraz rurze akceleracyjnej jest równa $1 \cdot 10^{-4}$ Pa, natomiast w komorze tarczowej wynosi $2 \cdot 10^{-5}$ Pa. Do pomiaru poziomu ciśnienia w obszarze wysokiej próżni użyto mierników typu TPG 261 współpracujących z głowicami jonizacyjnymi typu IKR 251 firmy Pfeiffer Vaccum. Wartość ciśnienia w obszarze próżni wstępnej mierzona jest za pomocą próżniomierzy termoelektrycznych typu PT-3 produkcji ZAP w Bolesławcu.

Najważniejsze dane techniczne implantatora UNIMAS 79 zebrano w tabeli 3.2.

Tabela 3.2. Najważniejsze dane techniczne implantatora UNIMAS 79

Zakres energii jonów jednokrotnie naładowanych	70keV ÷ 330keV
Zakres mas jonów	1j.m.a. ÷ 210j.m.a.
Maksymalna wartość napięcia akceleracyjnego	300 kV
Kąt odchylenia wiązki jonowej	90°
Nominalny promień krzywizny toru jonów	500 mm
Wielkość szczeliny elektromagnesu	30 mm
Liczba zwojów cewki elektromagnesu	672
Maksymalna wartość indukcji magnetycznej	0,725 T
Maksymalna wartość energii analizowanych jonów pojedynczo naładowanych	30 keV
Maksymalne natężenie prądu wzbudzenia elektromagnesu	27,6 A
Maksymalna moc wzbudzenia elektromagnesu	2070 W

Zdolność rozdzielcza	1000
Dyspersja dla Δm/m = 100	10 mm
Maksymalna wartość uzyskiwanego natężenia prądu jonowego	200 μA
Średnica tarczy	48 mm
Niejednorodność implantacji	< 1%
Statyczne ciśnienie w komorze tarczowej	$3 \cdot 10^{-5}$ Pa

3.5. Źródła jonów stosowane w implantatorze UNIMAS 79

3.5.1. Wstęp

Zadaniem źródła jonów jest zjonizowanie atomów lub cząsteczek używanych w procesie implantacji [3.2, 3.3, 3.18–3.42]. Z tego też względu jest ono najbardziej eksponowanym podzespołem implantatora, który decyduje o efektywności w/w procesu.

Najważniejsze wymagania dotyczące źródeł jonowych można sformułować następująco:

- źródło powinno generować jony określonego rodzaju, z jak najmniejszą liczbą jonów domieszek;
- źródło winno dawać wiązkę jonów o określonej wartości natężenia prądu i odpowiednich parametrach optycznych;
- źródło powinno umożliwiać wytwarzanie wiązek jonowych różnych pierwiastków;
- ekstrahowana ze źródła wiązka jonowa powinna charakteryzować się małym rozrzutem energii poszczególnych jonów;
- źródło powinno zużywać możliwie małe ilości gazu czy też innej substancji separowanej z uwagi na konieczność utrzymania odpowiednio dobrej próżni w obszarze formowania wiązki;
- jest pożądane, aby straty mocy elektrycznej w samym źródle były możliwie małe;
- źródło musi być niezawodne, proste w konstrukcji, zasilaniu i sterowaniu, a także powinno zapewniać długi okres stabilnej pracy bez konieczności wymiany katody, czy oczyszczania izolatorów.

Do podstawowych parametrów opisujących działanie źródła jonów należy zaliczyć:

- natężenie prądu jonowego I_j oraz odpowiadającą mu gęstość prądu jonowego

$$j_j = I_j / S_0 \,, \tag{3.10}$$

gdzie S_0 jest powierzchnią otworu ekstrakcyjnego źródła;

– wydajność energetyczną źródła w, zdefiniowaną jako stosunek natężenia prądu jonowego I_j do wartości całkowitej mocy elektrycznej P dostarczonej do źródła:

$$w = I_j / P \quad [A/W]; \tag{3.11}$$

– wydajność jonizacji, tj. iloraz liczby zjonizowanych atomów N^+ wchodzących w skład wiązki do liczby atomów N jonizowanej substancji wprowadzonej do źródła:

$$k = N^+ / N . \tag{3.12}$$

Ponadto pracę źródła jonowego charakteryzuje się, podając widmo energetyczne oraz masowe wiązki, a także rozkład gęstości prądu w jej przekroju poprzecznym (tzw. profil wiązki).

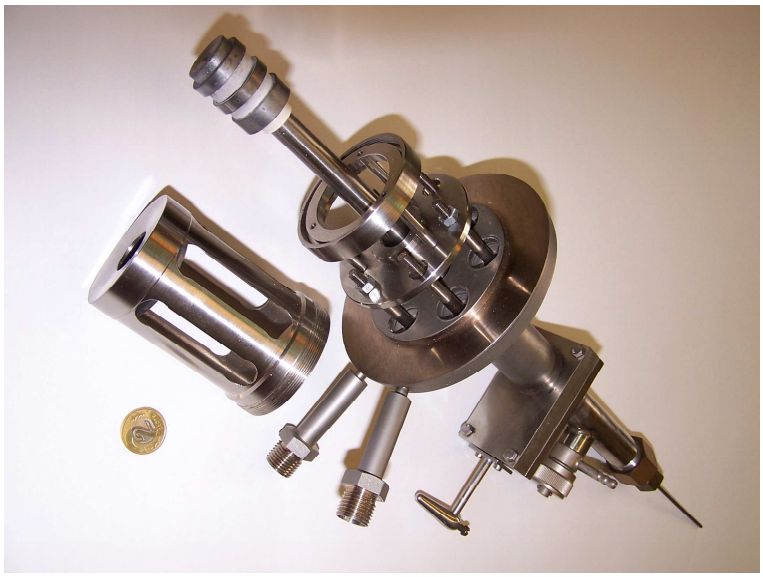
Podstawowy parametr określający jakość wiązki jonowej ekstrahowanej ze źródła to emitancja, która jest miarą równoległości trajektorii poszczególnych jonów do wyznaczonego kierunku biegu wiązki. Jeszcze inną wielkością, opisującą wiązkę jonową, jest luminancja. Luminancja określa gęstość prądu jonowego, emitowanego w jednostkowy kąt bryłowy w zadanym kierunku.

Z uwagi na rodzaj zjawisk fizycznych, które prowadzą do jonizacji atomów w źródle, urządzenia te można ogólnie podzielić na trzy grupy:

– z jonizacją zderzeniową elektronami;
– z jonizacją zderzeniową jonami;
– z jonizacją powierzchniową.

W technice implantacji najczęściej stosuje się źródła jonów z jonizacją elektronami, a w szczególności te, w których występuje wyładowanie w rozrzedzonym gazie lub w parach separowanej substancji, prowadzące do powstania plazmy w komorze wyładowań. Ponieważ powstała plazma jest emiterem jonów, źródła działające na tej zasadzie noszą nazwę źródeł plazmowych. Sposób uzyskania plazmy w poszczególnych rozwiązaniach konstrukcyjnych źródeł może być bardzo różny. Można wytworzyć plazmę w wyładowaniu jarzeniowym, wyładowaniu łukowym, wyładowaniu wielkiej częstotliwości, lub też z wykorzystaniem elektronowego rezonansu cyklotronowego.

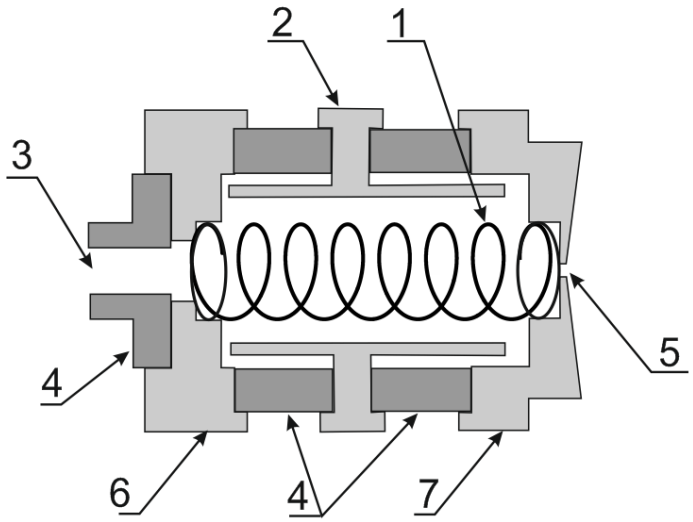
W implantatorze UNIMAS 79 stosuje się plazmowe źródła jonowe z niesamodzielnym (z podgrzewaną katodą), niskociśnieniowym wyładowaniem łukowym typu Nielsena [3.18] oraz typu Sideniusa [3.19]. Wygląd źródła jonów typu Nielsena, stosowanego w implantatorze UNIMAS 79, przedstawia fot. 3.6.



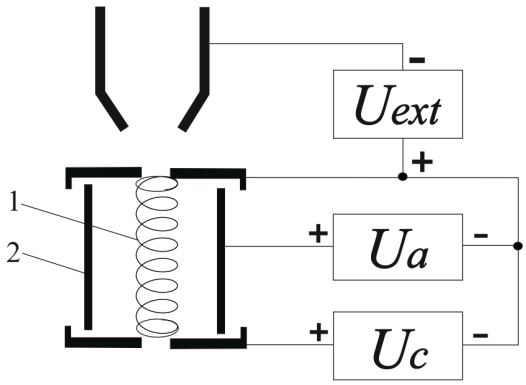
Fot. 3.6. Plazmowe źródło jonów typu Nielsena stosowane w implantatorze UNIMAS 79

3.5.2. Plazmowe źródło jonów typu Nielsena

Poglądowy schemat stosowanego w implamtatorze UNIMAS 79 wariantu konstrukcyjnego plazmowego źródła jonów typu Nielsena, a także sposób jego zasilania przedstawiono odpowiednio na rys. 3.8 i 3.9. Podstawową częścią urządzenia jest komora wyładowań, wewnątrz której umieszczono żarzoną prądem stałym katodę, emitującą elektrony podtrzymujące wyładowanie. Katoda wykonana jest z drutu wolframowego o średnicy 0,75 mm i ma kształt podłużnej, liczącej dziewięć zwojów spirali. Jej długość wynosi 20 mm, natomiast średnica zewnętrzna 7 mm. Wartość natężenia prądu żarzenia katody zawiera się w przedziale od 25 A do 35 A, natomiast średnia moc prądu elektrycznego, wydzielona w katodzie, wynosi około 400 W. Elementy mocujące katodę w komorze wyładowań wykonane są z trudnotopliwego metalu, jakim jest molibden, stanowiąc jednocześnie doprowadzenie prądu żarzenia. W jednym z detali mocujących znajduje się osiowy otwór, umożliwiający dozowanie gazu do komory wyładowań, natomiast w drugim detalu jest także osiowy otwór, lecz o średnicy 0,8 mm, służący do ekstrakcji wytworzonych w źródle jonów. Rolę anody pełni molibdenowy cylinder otaczający katodę o średnicy 9,7 mm i długości 19 mm. Anoda została odizolowana od elementów mocujących katodę dwoma izolatorami wykonanymi w kształcie pierścieni z azotku boru. Średnia moc wydzielana w obwodzie anodowym źródła wynosi 150 W.



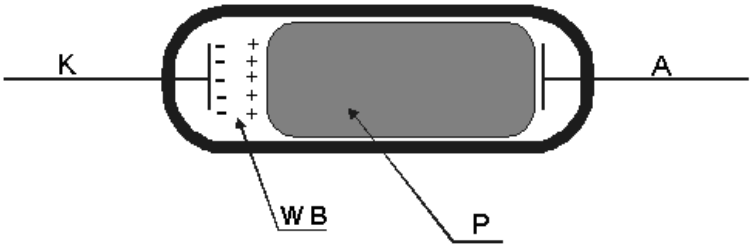
Rys. 3.8. Konstrukcja plazmowego źródła jonów typu Nielsena; 1 – katoda, 2 – anoda, 3 – wlot gazu, 4 – izolatory, 5 – otwór ekstrakcyjny, 6, 7 – elementy mocujące katodę [3.37]



Rys. 3.9. Zasilanie plazmowego źródła jonów typu Nielsena; 1 – katoda, 2 – anoda [3.37]

Zainicjowanie wyładowania łukowego wymaga zapewnienia odpowiedniego ciśnienia jonizowanego gazu w komorze wyładowań na poziomie od 10^{-4} hPa do 10^{-2} hPa oraz przyłożenia pomiędzy anodę i katodę różnicy potencjałów około 100 V. Przyłożone napięcie powoduje nadanie elektronom emitowanym z katody dostatecznej energii, aby mogło powstać stabilne wyładowanie łukowe. W takich warunkach w komorze wyładowań powstaje plazma wyładowania łukowego. Katoda otoczona zostaje warstwą ładunku przestrzennego o grubości znacznie mniejszej od średniej drogi swobodnej elektronów, a więc w warstwie tej występuje bardzo mało zderzeń elektronów z atomami gazu. Warstwa ta ma charakter warstwy podwójnej (bipolarnej); rys. 3.10. Po stronie katody przeważa ładunek ujemny, a po stronie zewnętrznej (po stronie plazmy) dodatni. Różnica potencjałów na tej najistotniejszej strefie wyładowania nosi nazwę spadku katodowego. W tej właśnie strefie elektrony uzyskują energię niezbędną do jonizacji atomów

(cząsteczek) gazu, natomiast jony – do dogrzewania katody. Wielkość spadku katodowego w przybliżeniu równa jest potencjałowi jonizacji gazu. Do tej wartości obniża się również napięcie anodowe z uwagi na dużą przewodność obszaru plazmy.



Rys. 3.10. Uproszczony schemat wyładowania łukowego; K – katoda, A – anoda, P – plazma, WB – warstwa bipolarna [3.3]

Przez warstwę podwójną płyną dwa prądy: jonowy w kierunku katody i elektronowy w kierunku obszaru plazmy. Jeżeli wartość natężenia prądu termoemisji elektronowej jest mniejsza od wartości natężenia prądu nasycenia, którą może w danej temperaturze dostarczyć rozgrzana katoda, wówczas zarówno natężenie prądu elektronowego jak i jonowego są ograniczone ładunkiem przestrzennym. Gęstości tych prądów można wyznaczyć stosując znane prawo Langmuira:

$$j_e = \frac{1}{9\pi}\sqrt{\frac{2e}{m_e}}\frac{U^{3/2}}{d^2}, \tag{3.13}$$

$$j_j = \frac{1}{9\pi}\sqrt{\frac{2e}{m_+}}\frac{U^{3/2}}{d^2}, \tag{3.14}$$

gdzie: j_e, j_j – gęstości prądów elektronowego i jonowego,

m_e, m_+ – masy elektronu i jonu dodatniego,

d – grubość warstwy podwójnej,

U – różnica potencjałów na warstwie podwójnej.

Korzystając z powyższych równań (dzieląc je stronami i uwzględniając przypadek, kiedy natężenie prądu jest równe natężeniu prądu nasycenia) otrzymuje się wyrażenie wiążące gęstość prądu jonowego z gęstością prądu elektronowego, płynących przez warstwę bipolarną:

$$j_+ \geq j_e \gamma \sqrt{\frac{m_e}{m_+}}, \tag{3.15}$$

gdzie γ jest współczynnikiem o wartości $1/3 \div 1/2$, zależnym od jakości i kształtu geometrycznego źródła.

Zaprezentowana nierówność wyraża warunek istnienia stabilnej warstwy podwójnej, a tym samym stabilnego wyładowania w źródle. Jeżeli liczba wytworzonych jonów, przypadająca na każdy emitowany z katody elektron, zmniejszy się poniżej wartości granicznej opisanej wyrażeniem (3.15), wówczas wyładowanie łukowe pali się niestabilnie lub przechodzi w inne formy wyładowania. Jak już było powiedziane, wytworzona w komorze wyładowań plazma generuje jony dodatnie implantowanego pierwiastka. Jony te są wyciągane poprzez otwór ekstrakcyjny z powierzchni plazmy w wyniku działania pola elektrycznego, powstałego pomiędzy źródłem a elektrodą ekstrakcyjną.

Źródło jonów znajduje się na wysokim potencjale (np. 25 kV) w stosunku do potencjału elektrody ekstrakcyjnej. Gęstość prądu jonowego ekstrahowanego ze źródła można wyrazić wzorem:

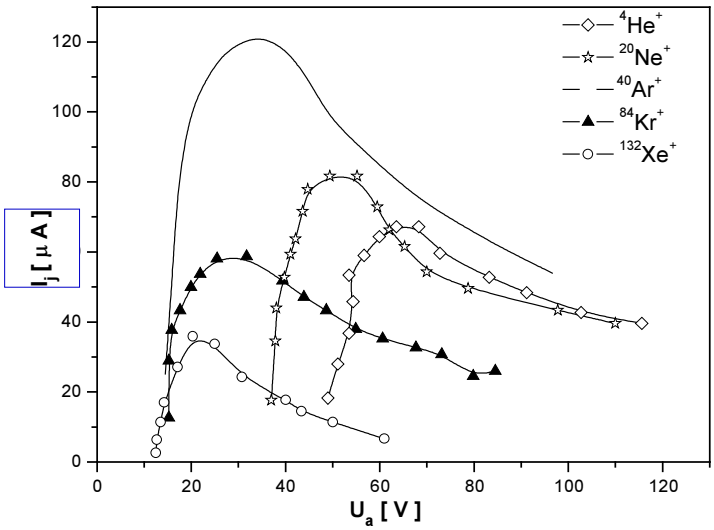
$$j_+ = \frac{en_+}{9}\sqrt{\frac{kT_e}{m_+}}\ , \tag{3.16}$$

gdzie: n_+ – koncentracja jonów dodatnich w źródle,

T_e – temperatura elektronów plazmy,

k – stała Boltzmana.

Gęstość wypływającego ze źródła prądu jonowego można zwiększyć, umieszczając je w silnym niejednorodnym polu magnetycznym, którego linie sił są równoległe do osi źródła. W wyniku działania takiego pola, droga elektronów w plazmie ulega wydłużeniu, co w konsekwencji prowadzi do zwiększenia liczby jonów. Jednocześnie ma miejsce kolimacja wiązki elektronowej wzdłuż osi źródła, w wyniku której środkowa część komory wyładowań staje się obszarem zwiększonej jonizacji. Ponieważ obszar ten znajduje się w pobliżu otworu ekstrakcyjnego, otrzymana ze źródła wiązka jonowa osiąga znaczne wartości natężenia prądu. Omawiany typ źródła stosowany jest w implantatorze UNIMAS 79 do wytwarzania jonów z fazy gazowej. Typowe zależności natężeń prądów jonowych, uzyskiwanych z omawianego źródła, od napięcia anodowego przedstawia rys. 3.11. Znaczne różnice w natężeniach prądów jonowych argonu i pierwiastków o niższych potencjałach jonizacji (kryptonu i ksenonu) wynikają stąd, iż mierzone były wyłącznie natężenia prądów jonowych ich głównych izotopów. Maksymalne wartości natężeń prądów jonowych kilku pierwiastków i moleku ł uzyskanych ze źródła o podanych wymiarach i konstrukcji przedstawia tabela 3.3.



Rys. 3.11. Zależność natężeń prądów jonowych od napięcia anodowego dla głównych izotopów gazów szlachetnych [3.22]

Tabela 3.3. Przykładowe wartości natężeń prądów jonowych wybranych pierwiastków i molekuł uzyskiwane z plazmowego źródła jonów typu Nielsena stosowanego w implantatorze UNIMAS 79 [3.22]

Jon	H^+	N^+	N_2^+	O^+	O_2^+	CO^+	CO_2^+	Cl^+	Cl_2^+	He^+	Ne^+	Ar^+	Kr^+	Xe^+
I_j[μA]	60	70	160	20	50	60	50	70	45	70	85	220	180	150

Opisywane źródło, oprócz jonów pojedynczo naładowanych, wytwarza także w zadowalającym procencie jony podwójnie, a nawet potrójnie naładowane. Jony wielokrotnie naładowane uzyskują w procesie akceleracji odpowiednio większe energie:

$$E = neU\,, \tag{3.17}$$

gdzie: n – oznacza krotność jonizacji,

e – ładunek elementarny,

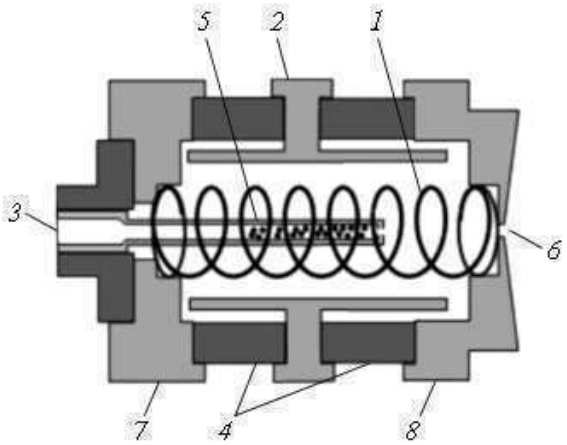
U – napięcie przyspieszające jony w implantatorze.

Uzyskanie wyższych energii jonów pozwala zwiększyć zasięg ich implantacji w materiale tarczy.

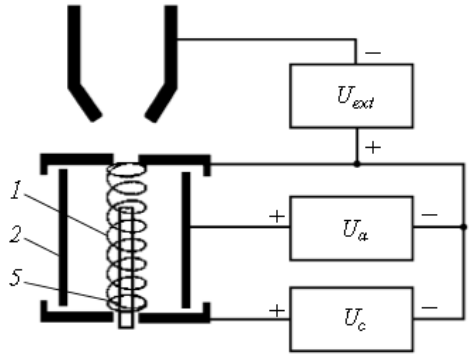
3.5.3. Plazmowe źródło jonów z parownikiem wewnętrznym

Do wytwarzania jonów pierwiastków występujących w normalnych warunkach w postaci stałej, a w szczególności jonów metali, opracowano w IF UMCS nową konstrukcję źródła opartą na wariancie plazmowego źródła typu Nielsena [3.30–3.40].

Poglądowy schemat tego źródła oraz sposób jego zasilania przedstawiono odpowiednio na rys. 3.12 i 3.13.



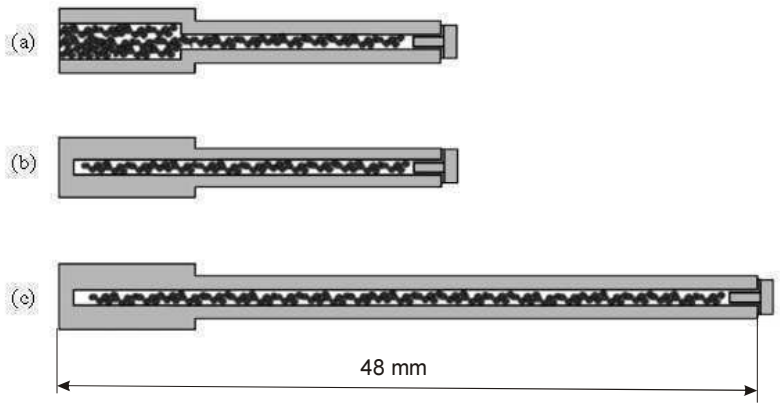
Rys. 3.12. Konstrukcja plazmowego źródła jonów z parownikiem wewnętrznym; 1 – katoda, 2 – anoda, 3 – wlot gazu, 4 – izolatory, 5 – parownik, 6 – otwór ekstrakcyjny, 7, 8 – elementy mocujące katodę [3.37]



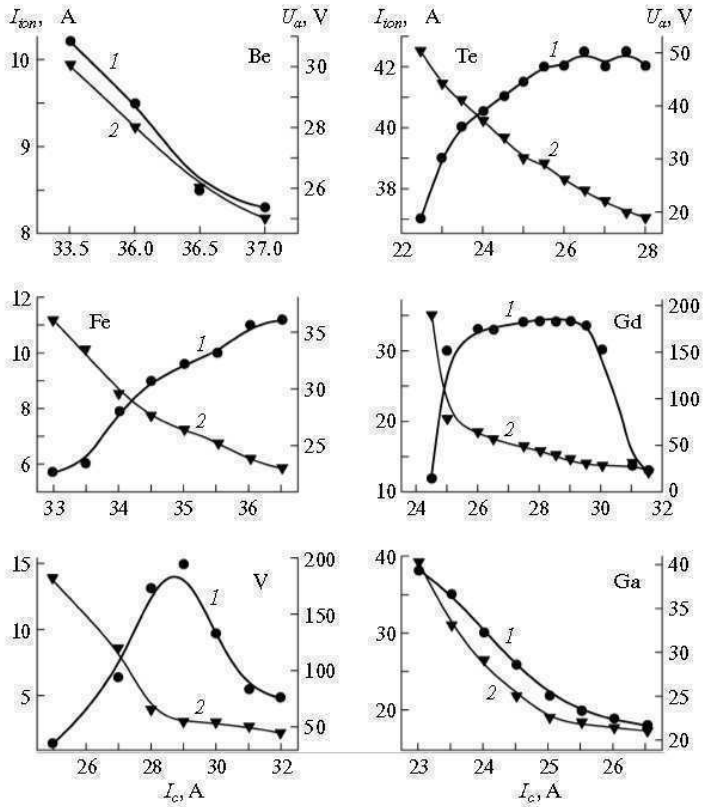
Rys. 3.13. Zasilanie plazmowego źródła jonów z parownikiem wewnętrznym [3.37]

Podstawową częścią przyrządu jest komora wyładowań o średnicy 11 mm i długości 20 mm. Wewnątrz niej znajduje się żarzona prądem stałym katoda, która emituje elektrony podtrzymujące wyładowanie. Katoda wykonana jest z drutu wolframowego o średnicy 0,75 mm i ma kształt podłużnej, zawierającej dziewięć zwoi spirali, której długość wynosi 20 mm, a średnica zewnętrzna 6 mm. Stosowane natężenie prądu żarzenia katody zawarte jest w przedziale od 31 A do 38 A. Anoda oraz elementy mocujące katodę i stanowiące jednocześnie doprowadzenia elektryczne prądu żarzenia, wykonane są z molibdenu. Anodę izoluje się od detali mocujących katodę dwoma izolatorami wykonanymi z azotku boru. Parownik w kształcie cienkiego walca (o przykładowej długości 17 mm i średnicy zewnętrznej 3,5 mm i wewnętrznej 2 mm) wykonany jest również z molibdenu z uwagi na wysoką temperaturę pracy (ok. 2000 °C). Parownik

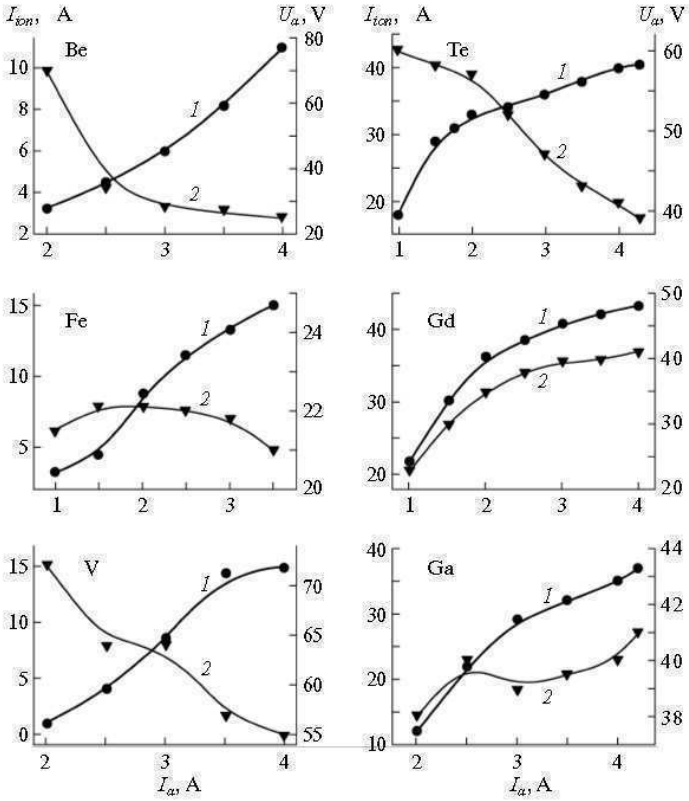
z umieszczonym w nim sproszkowanym metalem (np. glinem) wsuwa się osiowo do wnętrza spiralnie nawiniętej katody. Elementem ustalającym położenie parownika jest izolator z azotku boru. Konstrukcja parownika umożliwia ograniczenie wypływu par jonizowanej substancji przez zastosowanie specjalnej zatyczki. Odpowiednią temperaturę pracy osiąga on w wyniku nagrzewania promieniowaniem termicznym katody, jak i plazmy wyładowania łukowego. Temperatura parownika zależy również od głębokości, na jaką jest on wsunięty w obszar katody. Np. w przypadku wytwarzania jonów glinu Al^+ (temperatura topnienia glinu – 660 °C), głębokość ta wynosi około dwóch trzecich długości katody. Takie rozwiązanie konstrukcyjne umożliwia wprowadzenie odparowanych atomów jonizowanej substancji bezpośrednio do obszaru plazmy. Aby ułatwić zapłon wyładowania łukowego, do wnętrza komory może być dozowany gaz np. argon. W zależność od właściwości substancji przeznaczonej do jonizacji (np. temperatura topnienia czy temperatura sublimacji) stosuje się różne warianty parowników, których przykładowe konstrukcje przedstawiono na rys. 3.14. Moc prądu elektrycznego pobierana przez źródło jest stosunkowo niewielka i zawiera się w przedziale od 350 W do 500 W. Źródło jonów umieszcza się w zewnętrznym polu magnetycznym, wytworzonym przez specjalny elektromagnes. Linie sił pola magnetycznego są równoległe do osi źródła. Zastosowanie pola magnetycznego ma na celu wydłużenie drogi, jaką pokonują w źródle elektrony, co zwiększa wydajność jonizacji. Wytworzone w plazmie jony wyciąga się ze źródła przez otwór o średnicy 0,8 mm, dzięki działaniu pola elektrycznego, pochodzącego od elektrody ekstrakcyjnej. Zazwyczaj stosowana wartość napięcia ekstrakcyjnego wynosi 25 kV. Przykładowe charakterystyki pracy omawianego źródła uzyskane w trakcie wytwarzania wiązek jonowych Be^+, Te^+, Fe^+, Cd^+, V^+ i Ga^+ przedstawiono na rysunkach 3.15, 3.16 oraz 3.17.



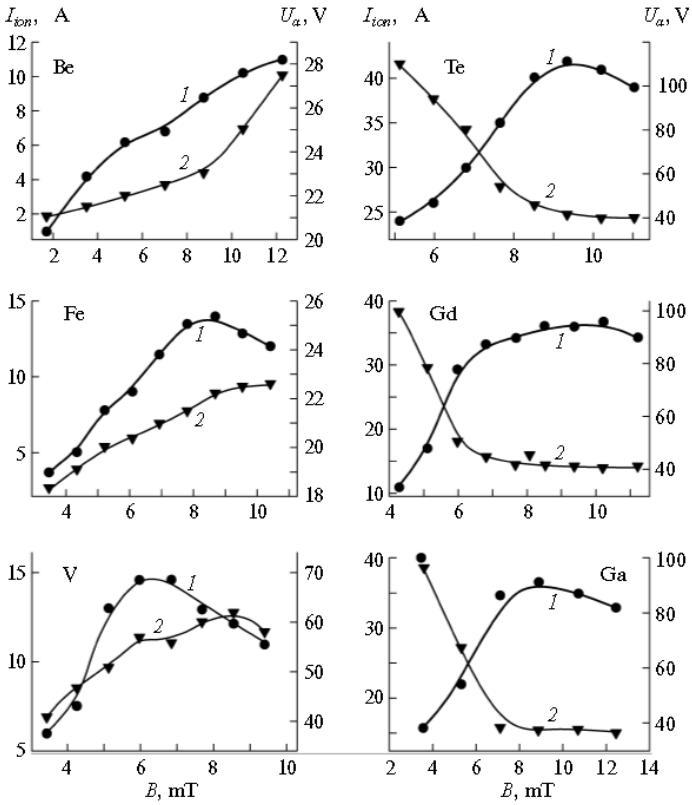
Rys. 3.14. Trzy typy stosowanych parowników; a) z możliwością wprowadzania gazu, b) dla substancji trudnotopliwych, c) dla substancji o niskiej temperaturze topnienia [3.37]



Rys. 3.15. Zależność natężenia prądu jonowego (kropki) i napięcia anodowego (trójkąty) od natężenia prądu żarzenia katody dla Ga, Be, Cd, Te, V i Fe [3.37]



Rys. 3.16. Zależność natężenia prądu jonowego (kropki) i napięcia anodowego (trójkąty) od natężenia prądu wyładowania łukowego dla Ga, Be, Cd, Te, V i Fe [3.37]



Rys. 3.17. Zależność natężenia prądu jonowego (kropki) i napięcia anodowego (trójkąty) od indukcji pola magnetycznego źródła dla Ga, Be, Cd, Te, V i Fe [3.37]

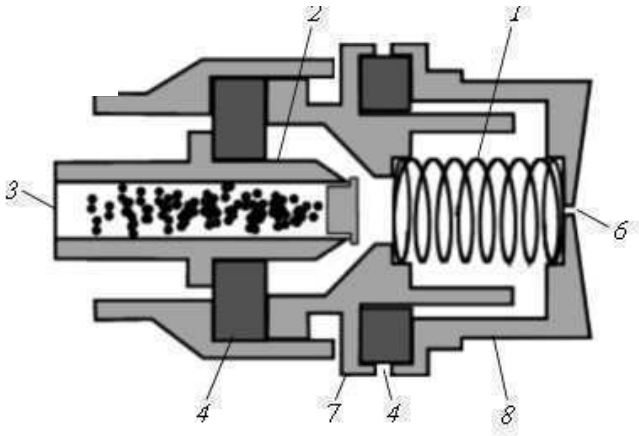
3.5.4. Źródło jonów z katodą wnękową

Innym typem źródła jonów, stosowanym w implantatorze UNIMAS 79, jest plazmowe źródło jonów z katodą wnękową (Sideniusa). W źródle tym jonizacja ma miejsce w plazmie niskociśnieniowego wyładowania łukowego z podgrzewaną katodą. Istnieją dwie wersje konstrukcyjne omawianego źródła:

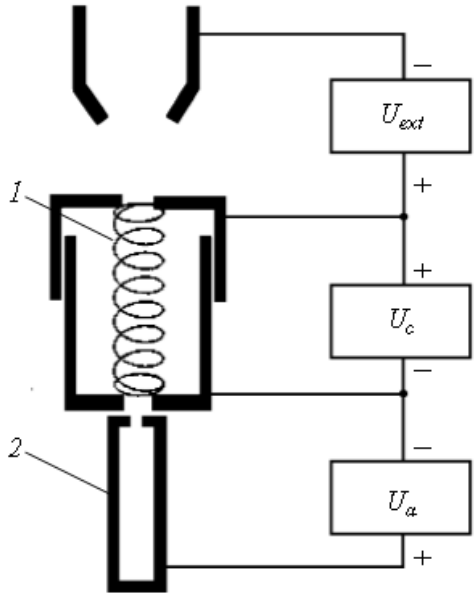
- z ekstrakcją anodową, co znaczy, że jony wyciągane są z plazmy polem elektrycznym poprzez otwór umieszczony w anodzie [3.3, 3.19];
- z ekstrakcją katodową, w którym jony wypływają ze źródła pod wpływem pola elektrycznego poprzez otwór znajdujący się w katodzie [3.3, 3.19].

Opracowany w IF UMCS wariant źródła z ekstrakcją katodową i sposób jego zasilania zaprezentowano odpowiednio na rys. 3.18 i 3.19. Katodę stanowi molibdenowy cylinder wraz z emiterem elektronów wykonanym w postaci podłużnej spirali o długości 12 mm i średnicy zewnętrznej 6 mm, nawinięty z drutu wolframowego o średnicy 0,75 mm. Wnęka katodowa ma długość 11 mm i średnicę 9 mm. Molibdenowa anoda posiada kształt wydrążonej tulei o długości 35 mm, średnicy zewnętrznej 6 mm

i wewnętrznej 4 mm. Niezbędne izolatory wchodzące w skład konstrukcji źródła wykonano z azotku boru. Jeżeli w źródle spełnione są odpowiednie warunki, tzn. gdy natężenie prądu żarzenia ma wartość ok. 30 A, ciśnienie wewnątrz komory wyładowań wynosi 10^{-3} hPa, natomiast różnica potencjałów przyłożona pomiędzy anodę i katodę jest równa 70 V, wówczas zostaje zainicjowane niskonapięciowe wyładowanie łukowe, a wytworzona plazma wypełnia wnękę katodową.



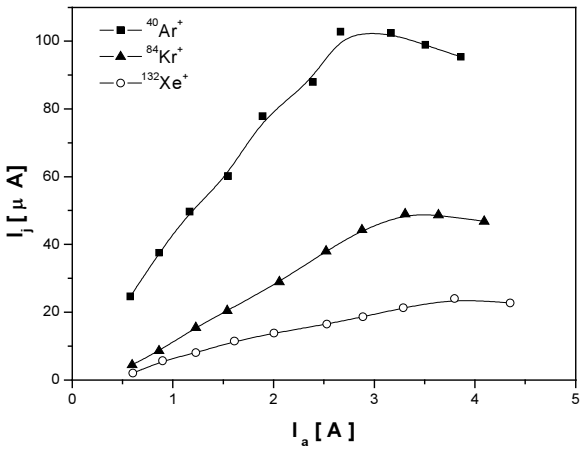
Rys. 3.18. Konstrukcja źródła jonów z katodą wnękową (wariant z ekstrakcją katodową); 1 – emiter elektronów (część składowa katody), 2 – anoda, 3 – wlot gazu, 4 – izolatory, 5 – otwór ekstrakcyjny, 6, 7 – katoda (elementy mocujące emiter elektronów) [3.37]



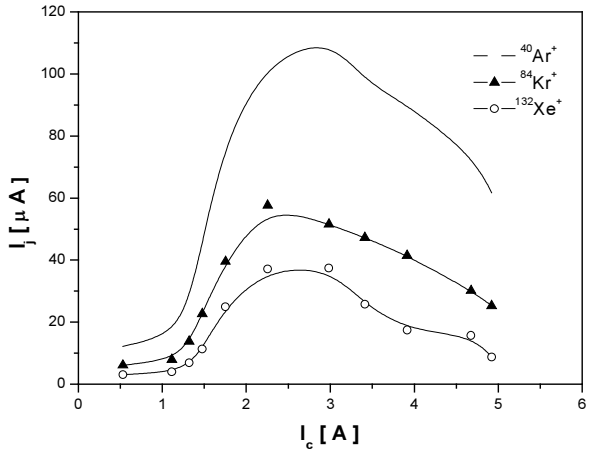
Rys. 3.19. Zasilanie plazmowego źródła jonów typu Sideniusa; 1 – emiter elektronów (część składowa katody), 2 – anoda [3.37]

Powstała plazma ekranuje się od katody warstwą bipolarną, w której zlokalizowana jest praktycznie cała różnica potencjałów anoda-katoda. W tej warstwie emitowane z gorącej katody elektrony uzyskują dostateczną energię do jonizacji atomów lub cząsteczek gazu.

Jeżeli wewnątrz wnęki katodowej nie istnieje pole magnetyczne (pole powstałe w wyniku przepływu prądu żarzenia przez spiralę jest skompensowane polem zewnętrznym wytworzonym za pomocą specjalnej cewki), pierwotne elektrony poruszają się prostopadle do osi źródła. Po przejściu przez obszar plazmy są one hamowane, a następnie z powrotem przyspieszane w kierunku plazmy w wyniku działania pola elektrycznego pochodzącego od różnicy potencjałów na warstwie podwójnej. Ten proces może być powtarzany wielokrotnie, czyli emitowane z katody elektrony oscylują wewnątrz wnęki katodowej. Oscylacyjny ruch elektronów pierwotnych znacznie zwiększa prawdopodobieństwo jonizacji atomów gazu, a tym samym prowadzi do wzrostu gęstości prądu jonowego emitowanego ze źródła. Opisywane źródło jonów służy nie tylko do otrzymywania jonów substancji będących w normalnych warunkach w fazie gazowej, lecz także do wytwarzania jonów z ciała stałego. Substancję przeznaczoną do jonizacji (w postaci proszku) umieszcza się we wnętrzu wydrążonej anody. Anoda, która staje się w ten sposób także parownikiem, nagrzewana jest do wysokiej temperatury plazmą wyładowania łukowego, co powoduje topienie materiału umieszczonego w jej wnętrzu. Wytworzone pary substancji trafiają w obszar wyładowania, gdzie ulegają jonizacji. Istnienie gradientu temperatury wzdłuż tulei-anody pozwala dostosować jej położenie do rodzaju parującego materiału i pożądanego ciśnienia par w komorze wyładowań. Natężenia prądów jonowych w przypadku substancji gazowych uzyskiwane z prezentowanego źródła, są porównywalne z natężeniami prądów otrzymywanych ze źródła typu Nielsena. Przykładowe zależności natężeń prądów jonowych $^{40}Ar^{+}$, $^{84}Kr^{+}$ i $^{132}Xe^{+}$ od natężenia prądu anodowego oraz natężenia prądu cewki kompensującej pole magnetyczne emitera elektronów przedstawiono odpowiednio na rys. 3.20 i rys. 3.21.



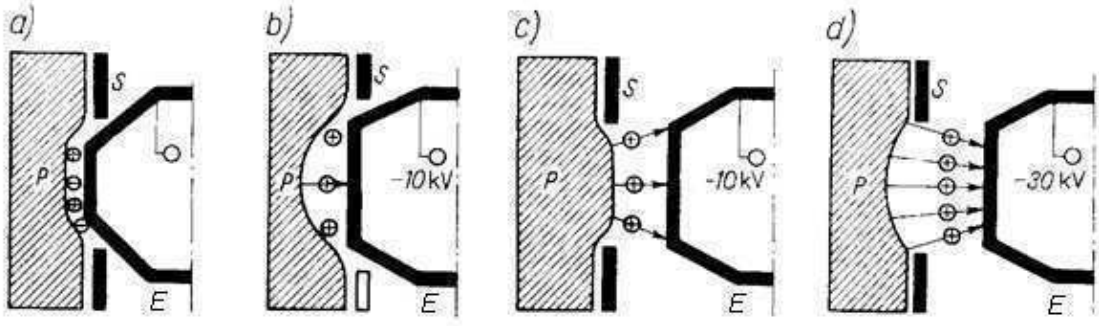
Rys. 3.20. Zależność natężeń prądów jonowych $^{40}Ar^{+}$, $^{84}Kr^{+}$ i $^{132}Xe^{+}$ od natężenia prądu anodowego [3.22]



Rys. 3.21. Zależność natężeń prądów jonowych $^{40}Ar^+$, $^{84}Kr^+$ i $^{132}Xe^+$ od natężenia prądu cewki kompensującej pole magnetyczne emitera elektronów [3.22]

3.6. Ekstrakcja jonów ze źródła plazmowego

Bardzo ważnym zagadnieniem dotyczącym procesu formowania wiązki jonowej jest ekstrakcja jonów z wytworzonej w źródle plazmy [3.2, 3.3, 3.26–3.29]. Ekstrakcja i wstępne przyspieszenie jonów odbywa się za pomocą specjalnej elektrody umieszczonej w pobliżu otworu ekstrakcyjnego i mającej potencjał ujemny w stosunku do potencjału źródła jonów. Na rys. 3.22 zaprezentowano różne położenia tej elektrody i wartości potencjałów w stosunku do otworu ekstrakcyjnego.



Rys. 3.22. Ekstrakcja jonów ze źródła plazmowego; E – elektroda ekstrakcyjna, S – otwór ekstrakcyjny źródła, P – plazma [3.2]

Rys. 3.22a przedstawia elektrodę izolowaną elektrycznie. W takim przypadku docierają do niej zarówno elektrony jak i jony dodatnie. W związku z dużą ruchliwością elektronów, które poruszają się znacznie szybciej od ciężkich jonów, elektroda ładuje się ujemnie w stosunku do plazmy. Wartość wytworzonego potencjału (pod warunkiem, iż w stanie

stacjonarnym gęstości prądów elektronowego i jonowego dopływających do elektrody, są sobie równe) określa zależność:

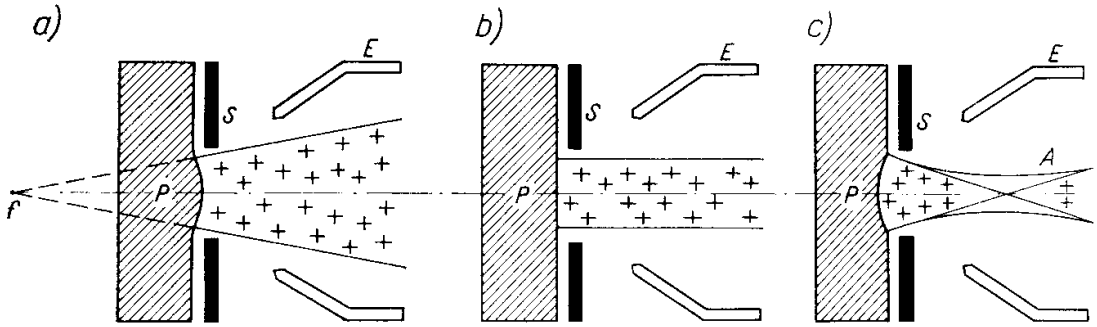
$$V = \frac{kT_e}{e} \ln \sqrt{\frac{8\,m_+}{m_e}} \ , \tag{3.18}$$

gdzie: e – ładunek elektronu, m_+ i m_e – masy jonu i elektronu, T_e – temperatura elektronów w plazmie.

Z uwagi na duże przewodnictwo plazmy, które praktycznie wyklucza istnienie w niej pola elektrycznego, powstała różnica potencjałów zlokalizowana jest w pobliżu elektrody na wytworzonej, ekranującej plazmę warstwie. Gdy do elektrody zostanie przyłożony pewien potencjał ujemny (rys. 3.22b), wówczas elektrony nie będą w stanie do niej dotrzeć. W obwodzie będzie rejestrowany prąd jonów dodatnich. Powierzchnia plazmy przemieści się do wnętrza źródła przyjmując kształt menisku wklęsłego. Jeżeli elektroda zostanie wysunięta z obszaru otworu ekstrakcyjnego, plazma w wyniku zjawiska dyfuzji wypłynie z komory wyładowań, a jej powierzchnia utworzy menisk wypukły (rys. 3.22c). W przypadku przyłożenia do elektrody dużego potencjału ujemnego, plazma z powrotem przemieści się do wnętrza źródła, natomiast jej powierzchnia przyjmie ponownie kształt menisku wklęsłego (rys. 3.22d).

Wielkość i kształt menisku mają duży wpływ na proces formowania wiązki jonowej, szczególnie w przypadku gdy gęstość ekstrahowanego prądu jonowego osiąga względnie duże wartości rzędu mA/cm^2. Wytworzenie odpowiedniego menisku plazmy jest wówczas praktycznie jedynym sposobem pozwalającym uzyskać wymagany kształt wiązki.

Na rys. 3.23 pokazano trzy sposoby formowania wiązki jonowej w zależności od kształtu menisku plazmy. Rys. 3.23a przedstawia przypadek ekstrakcji jonów z powierzchni plazmy w postaci menisku wypukłego. Uzyskana wiązka jonowa jest rozbieżna, a jej ognisko leży na lewo od otworu ekstrakcyjnego źródła. Podobny kształt ma wiązka jonów emitowana z powierzchni plazmy, która przyjęła formę menisku wklęsłego (rys. 3.23c). W tym jednak przypadku ognisko wiązki znajduje się po prawej stronie otworu ekstrakcyjnego. Jak wynika z przedstawionych rysunków, przemieszczanie się menisku plazmy w otworze ekstrakcyjnym źródła ma duży wpływ na kształt emitowanej wiązki jonowej.



Rys. 3.23. Trzy sposoby formowania menisku plazmy; E – elektroda ekstrakcyjna, S – otwór ekstrakcyjny źródła, P – plazma [3.2]

3.7. Literatura

[3.1] J. B. A. England, *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*, PWN, Warszawa 1980.

[3.2] W. Żuk, *Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów*, PWN, Warszawa 1980.

[3.3] J. Zdanowski, *Wyładowania elektryczne w gazach*, skrypty Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1975.

[3.4] W. Rosiński, *Implantacja jonowa*, PWN, Warszawa 1975.

[3.5] W. Rosiński, *Wybrane zastosowania implantacji jonów w nauce i technice*, Ossolineum, Wrocław 1982.

[3.6] D. Mączka, *Badania nad wywarzaniem jonów dla celów separacji izotopów i implantacji jonowej*, Rozprawa habilitacyjna, UMCS, Lublin 1982.

[3.7] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN, Warszawa 1979.

[3.8] W. Żuk, *O niektórych zagadnieniach spektrometrii mas i spektroskopii jądra atomowego*, Postępy Fizyki, tom XIV, zeszyt 6, 1963.

[3.9] D. Mączka, A. Latuszyński, J. Pomorski, *15 lat elektromagnetycznej separacji izotopów w Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UMCS*, Postępy Fizyki, tom 31, zeszyt 3, 1980.

[3.10] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, *Elektromagnetic isotope separator at Lublin*, Nucl. Instr. Meth., 37, 1963, 249–258.

[3.11] Z.A. Kozłowski, *Implantatory ciężkich jonów*, Post. Tech. Jądr., 18, 1974, 343–348.

[3.12] W. Żuk, *Badania nad oddziaływaniem jonów średnich energii z materią przy zastosowaniu elektromagnetycznych separatorów izotopów*, Post. Fiz., tom XVI, zeszyt 6, 1965.

[3.13] D. Mączka, A. Latuszyński, R. Kuduk, J. Partyka, *Optimization of the ion implantation process*, Nucl. Instr. Meth., B, 21, 1987, 521–522.

[3.14] D. Mączka, *Separacja izotopów i implantacja jonowa w Zakładzie Fizyki Jonów i Implantacji IF UMCS*, Annales UMCS, sectio AAA, Vol XLIX, 15, Lublin 1994.
[3.15] *Instrukcja obsługi implantatora UNIMAS 79*, IBJ Świerk 1979.
[3.16] A.T. Forrester, *Large ion beams*, A. Wiley-Interscience Publication, USA 1988.
[3.17] J. Koch (ed.), *Electromagnetic isotope separators and applications of electromagnetically enriched isotopes*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1958.
[3.18] K.O. Nielsen, *The development of magnetic ion sources for an electromagnetic isotope separator,* Nucl. Instr. Meth., vol. 1, Issue 6, 1957, 289–301.
[3.19] G. Sidenius, *The high temperature hollow cathode ion of source*, Nucl. Instr. Meth., vol. 38, 1965, 19–22.
[3.20] I.G. Brown (ed.), *The Physics and Technology of Ion Sources*, Wiley-VCH, Berlin 2004.
[3.21] H. Zhang, *Ion sources*, Springer, Berlin 1999.
[3.22] A. Droździel, *Wytwarzanie i wykorzystanie wiązek jonowych dla celów implantacji jonowej*, Rozprawa doktorska, IEA POLATOM, Otwock-Świerk 2009.
[3.23] A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka ,**K. Pyszniak**, *Study of some processes in the ion sources at the UMCS mass separator*, Nucl. Inst. Meth., B, 126, 1997, 58–61.
[3.24] D. Mączka, K. Kiszczak, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Multiple ionization in plasma ion source of electromagnetic isotope separator*. Vacuum, 58, 2000, 536–542.
[3.25] A. Latuszynski, A. Drozdziel, **K. Pyszniak**, J. Dupak, D. Mączka, J. Meldizon, *Plasma ion source with hollow cathode*, Vaccum, 70 (2–3), 2003, 451.
[3.26] **K. Pyszniak**, J. Meldizon, A. Droździel, S. Prucnal, J. Sielanko, *Badania rozbieżności wiązki jonowej emitowanej ze źródła z katodą wnękową*, Elektronika, 11/12, 2003, 16.
[3.27] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Sielanko, *Extraction of the ion beam from hollow cathode ion source, experiment and computer simulation*, Vaccum, 78, 2005, 649.
[3.28] **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Latuszyński, D. Mączka, J. Sielanko, Yu.A. Vaganov, Yu V. Yuschkievich. *Ekstrakhtsiya ionov iz puazmiennogo istochnika i formirovane puchkhov*, Preprint JINR Dubna, P13, 2006, 145.
[3.29] **K. Pyszniak**, A. Drozdziel, M. Turek, A. Latuszynski, D. Maczka, J. Sielanko, Y.A. Vaganov, Y.V. Yushkevich, *Extraction of ions from a plasma source and formation of beams,* Instr. Exp. Tech., 50 (4), 2007, 552–556.
[3.30] M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Arc discharge ion source for europium and other refractory metals implantation,* Rev. Sci. Instr., 80, 2009, 043304.

[3.31] M. Turek, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, A. Droździel, J. Żuk, *Źródło jonów dla potrzeb implantacji jonami Al^+*, Elektronika, 50(9), 2009, 102.

[3.32] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, J. Żuk, *Arc discharge ion source with an evaporator, computer simulations and experiment*, Przegląd Elektrotechniczny, 86 (7), 2010, 193–195.

[3.33] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, *Compact hollow cathode ion source with an internal evaporator*, Nucl. Instr. Meth., A, 654 (1), 2011, 57–62.

[3.34] M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Versatile plasma ion source with an internal evaporator*, Nucl. Instr. Meth., B, 269 (7), 2011, 700–707.

[3.35] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Plasma ion source with an internal evaporator*, Acta Phys. Pol., A, 120 (1), 2011, 184–187.

[3.36] M. Turek A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal. *Dwie konstrukcje plazmowych źródeł jonów z parownikiem*, Elektronika, LII(11), 2011, 60.

[3.37] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, Yu. Yushkevich, A. Vaganov, *Plasma Sources of Ions of Solids*, Instrum. Exp. Tech., vol. 55, 2012, 469.

[3.38] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *Wytwarzanie jonów podwójnie naładowanych w plazmowym źródle jonów z parownikiem*, Przegląd Elektrotechniczny, 88(116), 2012, 328.

[3.39] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, B. Słowiński, *Production of doubly charged ions using a hollow cathode ion source with an evaporator*, Acta Phys. Pol., A, 123, 2013, 843–846.

[3.40] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Production of Mo^+ beams using an arc discharge ion source*, NEET 2013, Conference Book, 161.

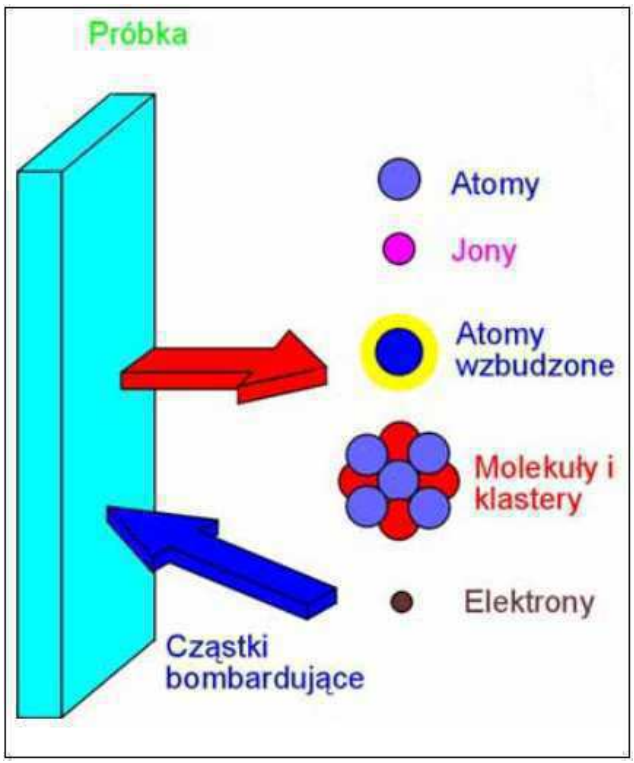
[3.41] M. Turek, D. Mączka, B. Słowiński, Y. Yushkevich, **K. Pyszniak**, J. Zubrzycki, *Electron beam plasma generated ion source for nuclear spectroscopy*, Przegląd Elektrotechniczny, 89, 2013, 290–293.

[3.42] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Production of Mo^+ beams using an arc discharge ion source*, Acta Phys. Pol., A, 94(6), 2014, 1388.

4. Rozpylanie jonowe

4.1. Wstęp

Pod pojęciem „rozpylanie jonowe” należy rozumieć zjawisko polegające na emisji z ciała stałego atomów, cząsteczek, a także klasterów w wyniku bombardowania jej powierzchni wiązką jonów [4.1–4.7]. Powyższe zjawisko jest możliwe, ponieważ podczas bombardowania oraz penetracji jonów w głąb tarczy dochodzi do przekazania energii i pędu tychże jonów atomom materiału. Rozpylane atomy i cząsteczki mogą być neutralne lub zjonizowane, a ich średnia energia kinetyczna zawiera się w przedziale od kilku do kilkudziesięciu elektronowoltów. Ponadto z bombardowanej próbki emitowane są także elektrony. W nomenklaturze stosowanej do opisu zjawiska rozpylania jonowego, cząstki uderzające w powierzchnię materiału nazywa się często pociskami lub pierwotną wiązką jonową, natomiast bombardowany materiał określany jest mianem tarczy. Na rys. 4.1 przedstawione są produkty rozpylania jonowego.



Rys. 4.1. Produkty wybijane z tarczy w trakcie rozpylania jonowego

Omawiane zjawisko w mniejszym lub większym stopniu towarzyszy procesowi implantacji jonowej [4.2, 4.3, 4.8], w trakcie którego, w wyniku rozpylania, z naświetlanej tarczy wybijane są zarówno atomy jej składników, jak również już zaimplantowane atomy

domieszki. W związku z powyższym, rzeczywista dawka zaimplantowanych jonów (zdeponowanych w tarczy) nie może być utożsamiana z dawką implantacji, to jest liczbą padających na tarczę jonów pierwotnych, którą określa się mierząc doprowadzony do próbki ładunek elektryczny.

Proces rozpylania jonowego, wpływając na wartość dawki zaimplantowanych atomów, modyfikuje przewidywany kształt (profil) głębokościowego rozkładu koncentracji wprowadzonej domieszki. Dlatego też, uwzględnienie zjawiska rozpylania występującego w trakcie trwania implantacji jonowej jest bardzo istotne nie tylko dla poprawnej oceny dawki zaimplantowanych jonów, ale także do określenia ostatecznego kształtu głębokościowego rozkładu koncentracji wprowadzonej domieszki. Jest oczywiste, że zjawisko rozpylania modyfikuje w/w profil rozkładu koncentracji, szczególnie w przypadku stosowania dużych dawek implantowanych jonów. W literaturze przedmiotu jako dolną granicę implantacji dużymi dawkami uważa się dawki $10^{15} \div 10^{16}$ jonów/cm^2 [4.3]. Podczas implantacji małymi dawkami wpływ zjawiska rozpylania jonowego na kształt rozkładu koncentracji można pominąć.

4.2. Zjawiska fizyczne w procesie rozpylania jonowego

Podstawowym zagadnieniem w teorii rozpylania jonowego jest fizyczna analiza procesów, które towarzyszą przekazywaniu energii padającego pocisku atomom tarczy oraz dalszej propagacji energii wewnątrz materiału, co w konsekwencji może doprowadzić do emisji cząstek. Głównym kryterium, stosowanym w klasyfikacji procesów występujących podczas rozpylania, jest sposób deponowania energii w ciele stałym. Uwzględnienie tego właśnie kryterium pozwala na wyróżnienie dwóch głównych mechanizmów rozpylania [4.6, 4.9]:

1) zderzeniowego;
2) elektronowego.

Do rozpylania typu zderzeniowego dochodzi wówczas, gdy energia bombardującego jonu deponowana jest w systemie jądrowym ciała stałego za pośrednictwem zderzeń sprężystych z atomami tarczy.

W przypadku, gdy energia pocisku zostaje zdeponowana w systemie elektronowym ciała stałego, a więc jeśli rozpylanie jest spowodowane przez tę część energii jonów, którą tracą one na wzbudzanie lub/i jonizację atomów próbki, należy wówczas mówić o rozpylaniu typu elektronowego. W niektórych materiałach (np. kryształach jonowych)

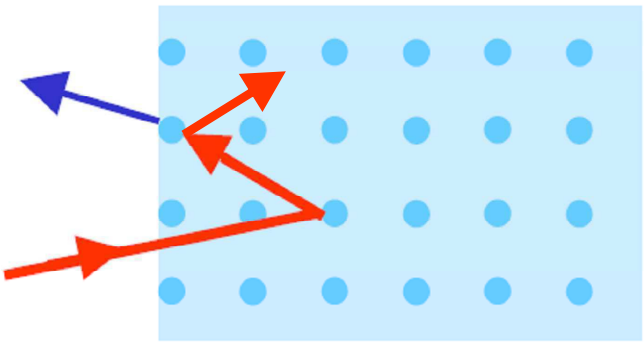
taki przekaz energii może doprowadzić do emisji cząstek z powierzchni tarczy. Ma to miejsce np. w przypadku halogenków metali alkalicznych [4.10].

Rozpylanie typu zderzeniowego określa się terminami: rozpylanie sprężyste lub elastyczne. Rozpylanie typu elektronowego, w którym dochodzi do zmiany stanu kwantowego oddziałujących cząstek, jest nazywane rozpylaniem niesprężystym, bądź nieelastycznym.

Procesy prowadzące do wybicia (rozpylenia) atomów z bombardowanej jonowo tarczy generalnie można opisać, korzystając z jednego z trzech głównych modeli analitycznych [4.11]:

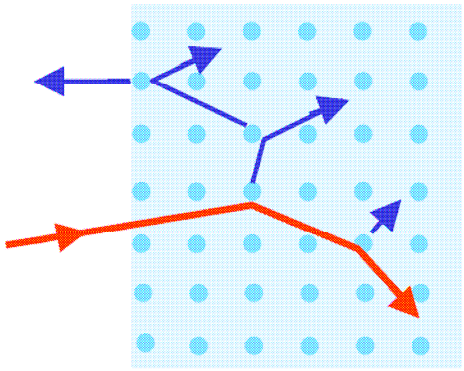
1) recoil sputtering;
2) liniowa kaskada zderzeń;
3) procesy nieliniowe (impuls termiczny tzw. thermal spike lub kaskada o wysokiej gęstości).

Ad 1. Terminem „recoil sputtering" określa się przypadek, w którym lekki pocisk np. H^+ lub He^+ o energii mniejszej od 1 keV, bombarduje tarczę złożoną z atomów posiadających dużą masę (rys. 4.2a). Taki jon wnika w głąb kilku przypowierzchniowych warstw materiału, nim trafi w atom, od którego odbije się sprężyście, zmieniając kierunek swojego ruchu ku powierzchni próbki. Energia przekazywana atomom tarczy przez penetrujący jon nie jest zbyt duża, rzędu kilku elektronowoltów, w związku z tym większość oddziałujących z nim atomów nie zmienia znacząco swoich położeń. Mała strata energii kinetycznej jonu sprawia, iż posiada on wystarczająco dużą energię, aby wybić do obszaru próżni znajdujący się na jego drodze atom leżący w pierwszej warstwie rozpylanego materiału. Oczywiście do wybicia atomu dojdzie wówczas, gdy przekazana przez jon energia wystarcza, aby uderzony atom mógł pokonać powierzchniową barierę potencjału. Prawdopodobieństwo zajścia takiego procesu jest zwykle mniejsze od jedności (najczęściej dużo mniejsze) [4.11].



Rys. 4.2a. Schematyczne przedstawienie zjawiska „recoil sputtering" [4.12]

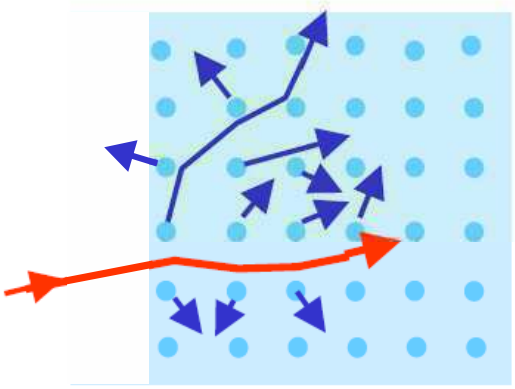
Ad 2. Jeżeli energia przekazywana przez bombardujący jon atomowi tarczy jest wystarczająco duża, to może dojść do wybicia tego atomu z węzła sieci krystalicznej. Aby taki proces miał miejsce, energia którą uzyskał atom musi być większa od jego energii wiązania. Przykładowo, dla większości materiałów półprzewodnikowych zawarta jest ona w granicach od 8 eV do 30 eV; w przypadku krzemu energia ta wynosi 14 eV [4.2]. Padający jon, przekazując podczas zderzenia sprężystego część swojej energii atomowi materiału, wybija go z położenia równowagi. Ten wybity atom może przekazać swoją energię w elastycznych zderzeniach atomom sąsiednim, a te z kolei następnym itd. (rys. 4.2b). Atomy tarczy stają się więc niejako pociskami wtórnymi i mając odpowiednio dużą energię są w stanie wywołać całą kaskadę zderzeń. Powstającą kaskadę uważa się za liniową, jeżeli do oddziaływania dochodzi jedynie pomiędzy poruszającym się atomem i jego nieruchomym sąsiadem [4.13]. Część atomów tarczy w wyniku w/w zderzeń w procesie kaskadowym lub też podczas bezpośredniego oddziaływania z jonem pierwotnym, uzyskuje pęd w kierunku powierzchni granicznej ciała stałego. Aby przekroczyć tę powierzchnię, atom musi pokonać powierzchniową barierę potencjału. Niezbędna energia progowa dla takiego atomu zawiera się zwykle w przedziale od 10 eV do 30 eV w zależności od materiału tarczy [4.2].



Rys. 4.2b. Schemat powstawania liniowej kaskady zderzeń [4.12]

Ad 3. Efekty nieliniowe mają miejsce wówczas, gdy proces przekazu energii padającego jonu prowadzi do wybicia z położenia równowagi tylu atomów, iż kolejne zderzenia cząstek zachodzą pomiędzy poruszającymi się atomami (rys. 4.2c). Zjawisko to pojawia się pod warunkiem, że średnia energia przekazana atomowi tarczy przekracza pewną wartość progową, charakterystyczną dla bombardowanej próbki. Za energię progową przyjmowana jest powierzchniowa energia wiązania atomu w materiale [4.11]. Zderzenia zachodzące pomiędzy będącymi w ruchu atomami, wpływają na zmniejszenie strat energii

pocisku wnikającego w głąb materiału próbki, przypadające na jednostkę długości jego drogi w tarczy. Fakt ten ma znaczący wpływ na wzrost wydajności procesu rozpylania. Pojawieniu się efektów nieliniowych towarzyszy powstanie krateru w miejscu uderzenia pocisku. Zbocza krateru utworzone są przez atomy, które w procesie rozpylania uzyskały pędy skierowane ku powierzchni tarczy, jednak ich energie kinetyczne miały niewystarczające wartości, aby pokonać powierzchniową barierę potencjału.



Rys. 4.2c. Schematyczne przedstawienie powstawania kaskady zderzeń o wysokiej gęstości (thermal spike) [4.12]

4.3. Wydajność rozpylania

Ilościową miarą zjawiska rozpylania jonowego oraz podstawowym parametrem charakteryzującym ten proces jest wydajność rozpylania Y (zwana także współczynnikiem rozpylania), którą definiuje się jako średnią liczbę atomów wybitych z tarczy przypadającą na jeden jon bombardujący jej powierzchnię [4.1–4.6]:

$$Y = \frac{N_w}{N_p}, \tag{4.1}$$

gdzie: N_w – liczba atomów wyemitowanych z tarczy,

N_p – liczba bombardujących jonów.

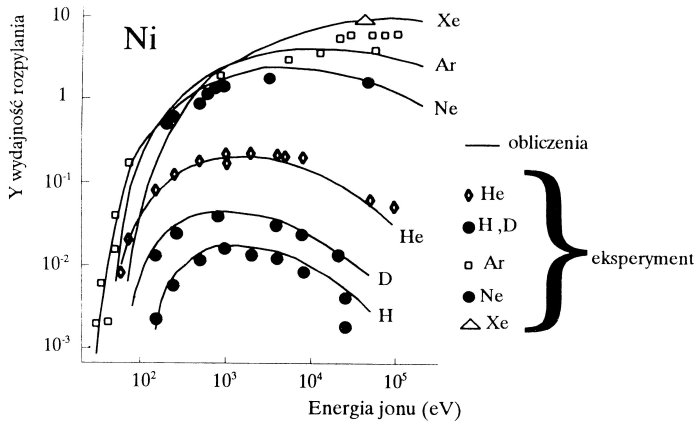
Dla pojedynczego pocisku, niezależnie od tego, czy jest on jednoatomowy, czy też wieloatomowy, N_p jest zawsze równe 1. Odmianą całkowitego współczynnika rozpylania jest parcjalny współczynnik rozpylania określający liczbę wyemitowanych z tarczy atomów lub cząsteczek danego rodzaju.

Współczynnik rozpylania, opisujący to zjawisko zarówno od strony badań eksperymentalnych jak i teoretycznych, jest skomplikowaną funkcją wielu zmiennych,

a jego wartość zawiera się w granicach od 0,001 do około 40. Do najważniejszych zmiennych należy zaliczyć:

- energię jonów bombardujących tarczę [4.14–4.16];
- liczbę i masę atomową bombardujących jonów [4.17, 4.18];
- liczbę i masę atomową składników tarczy [4.19, 4.20];
- strukturę krystaliczną tarczy oraz orientację jej sieci krystalicznej względem kierunku padania pierwotnej wiązki jonowej [4.21, 4.22];
- stan powierzchni (chropowatość) rozpylanego materiału [4.1, 4.23, 4.24];
- dawkę bombardujących jonów [4.25, 4.26];
- temperaturę tarczy [4.25, 4.26].

Cytowaną zależność współczynnika rozpylania od energii jonów bombardujących tarczę przedstawiono na rys. 4.3.



Rys. 4.3. Zależność wydajności rozpylania Y w funkcji energii bombardujących jonów; wyniki eksperymentalne i obliczenia teoretyczne [4.2]

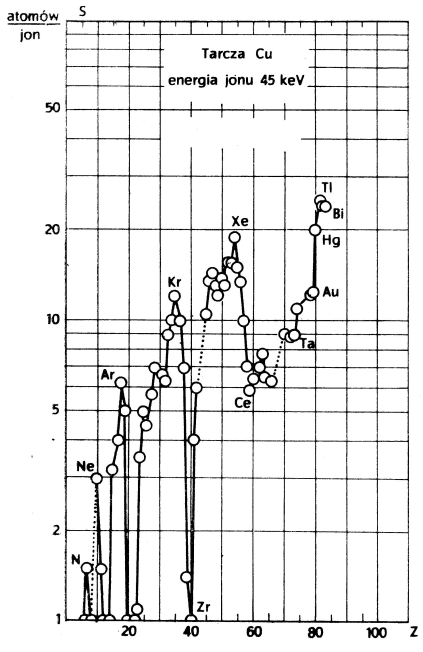
Zaprezentowany przykład dotyczy wydajności rozpylania tarczy niklowej wiązkami różnych jonów, które padają prostopadle na jej powierzchnię. Dla małej energii jonów, poniżej pewnej energii progowej (około 20 eV÷40 eV), efekt rozpylania w zasadzie nie występuje. Ze zwiększaniem energii wiązki jonów pierwotnych rośnie wartość wydajności rozpylania. Osiąga ona maksimum położone w zakresie energii od 500 eV do 100 keV, które przesuwa się ku większym energiom wraz ze wzrostem masy jonów. Spadek wydajności przy dalszym wzroście energii spowodowany jest zmniejszonym przekrojem czynnym na hamowanie jądrowe. Zwiększona penetracja jonów w ciele stałym powoduje, że znaczna część ich energii przekazywana jest atomom położonym w głębi bombardowanej tarczy. W przypadku lekkich jonów, takich jak H^+ czy He^+, proces jej

rozpylania praktycznie pomija się w całym zakresie energii bombardującego próbkę pocisku.

Wspomniana wartość energii progowej jonów, poniżej której nie obserwuje się zjawiska rozpylania, zależy od rodzaju i kąta padania bombardujących jonów oraz materiału tarczy. Wyniki eksperymentalne wskazują na istnienie ścisłej zależności energii progowej od ciepła sublimacji materiału tarczy, a to ostatnie zależy z kolei od wypełnienia zewnętrznych powłok elektronowych atomów i zmienia się sekwencyjnie w poszczególnych okresach tablicy Mendelejewa [4.4].

Średnia energia kinetyczna rozpylonych cząstek jest skorelowana z wydajnością rozpylania tarczy – największą energię mają cząstki materiałów trudno rozpylających się. Gdy energia bombardujących jonów zawiera się w przedziale od 20 keV do 60 keV, wówczas średnia energia cząstek rozpylanych słabo zależy od energii jonów, a silnie od kąta ich padania na powierzchnię tarczy. Ze wzrostem tego kąta energia wybitych atomów maleje. Ponadto, średnia energia rozpylanych cząstek zależy od masy bombardujących jonów i jest tym większa, im lżejsze są jony [4.4].

Należy również zwrócić uwagę na wyraźną zależność wartości współczynnika rozpylania od rodzaju jonu bombardującego ciało stałe [4.27]. Wartość tego współczynnika rośnie w miarę wypełniania zewnętrznej powłoki elektronowej pocisku, osiągając maksimum dla gazu szlachetnego, należącego do danego okresu tablicy Mendelejewa (rys. 4.4).



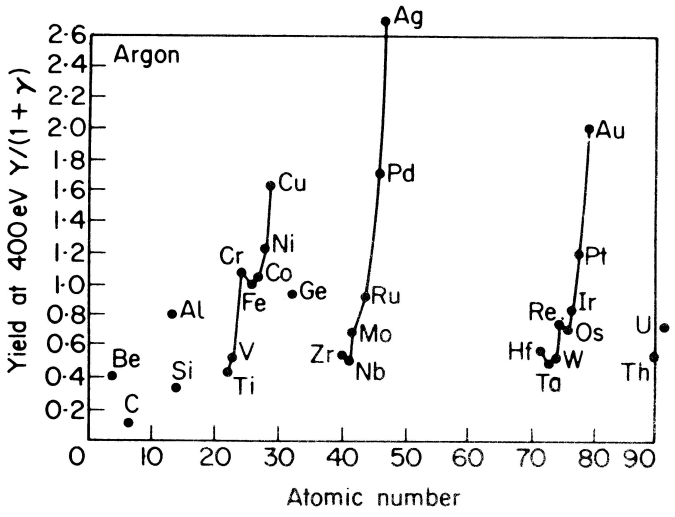
Rys. 4.4. Zależność wydajności rozpylania jonowego miedzi od liczby Z bombardującego jonu [4.27]

Podczas przechodzenia do kolejnego okresu wydajność rozpylania gwałtownie maleje, po czym proces narastania powtarza się. W tabeli 4.1 zebrano wydajności rozpylania tarczy Ag oraz Cu jonami gazów szlachetnych.

Tabela 4.1. Wydajności rozpylania tarcz Ag i Cu wiązkami jonów gazów szlachetnych [4.4]

Jon	Masa atomowa jonu m	Wydajność rozpylania		
		Tarcza Ag 108		Tarcza Cu 63,6
		250 eV	10 keV	10 keV
He^+	4	0,25	<1	-
Ne^+	20	0,75	5	3
Ar^+	40	1,6	10	6
Kr^+	84	1,2	14	8
Xe^+	131	-	15	10

Stwierdzono także istnienie korelacji między wydajnością rozpylania, a liczbą atomową materiału próbki [4.6]. Im bardziej jest wypełniona zewnętrzna powłoka elektronowa atomów tarczy, tym materiał staje się mniej „przezroczysty" dla bombardujących jonów. Maleje głębokość ich penetracji, w rezultacie czego rośnie wydajność rozpylania (nie jest ona rosnąca monotonicznie). Zależność wydajności rozpylania od liczby Z atomu tarczy bombardowanej jonami argonu o energii 400 eV przedstawia rysunek 4.5.



Rys. 4.5. Wydajność rozpylania jonowego w funkcji masy atomowej składnika tarczy, dla bombardujących jonów Ar^+ o energii 400 eV ($\gamma = M_1M_2/(M_1+M_2)^2$, gdzie M_1 i M_2 – masy jonu i atomu tarczy) [4.6]

Dla tarcz polikrystalicznych wydajność rozpylania rośnie ze wzrostem kąta padania wiązki jonowej. Często obserwuje się istnienie maksimum tej wydajności, które występuje zwykle w zakresie kątów od 60° do 80°. W przypadku tarcz monokrystalicznych pojawia się natomiast kilka ekstremów. Ich liczba i rozmieszczenie jest różne dla różnych orientacji krystalograficznych rozpylanej powierzchni. Kierunki, maksymalnie zbliżone do trzech głównych kierunków gęstego upakowania, charakteryzują się zwykle kilkukrotnym (2-5-krotnym) wzrostem wartości współczynnika rozpylania w stosunku do innych kierunków padania jonów [4.28].

Wpływ różnorodnych czynników na wartość współczynnika rozpylania spowodował, że nie powstała jednolita teoria, która opisuje w dokładny sposób zjawisko rozpylania jonowego dla szerokiego zakresu energii wiązki jonów bombardujących oraz różnych kombinacji jon-tarcza.

Jedną z pierwszych i bardziej znanych teorii dotyczących rozpylania jonowego jest teoria stworzona przez Henschkego, która wyjaśnia zależność progowej energii rozpylania od kąta padania jonów na tarczę [4.4]. Nie tłumaczy ona jednak faktu, iż w wielu przypadkach wartość współczynnika rozpylania jest większa od jedności. Teorię tę można zastosować tylko w zakresie małych energii jonów (do około 200 eV), gdzie daje wyniki zgodne z doświadczeniem. Henschke założył, że zderzające się cząstki zachowują się jak sprężyste kule. Ponadto przyjął także, iż jon wiązki pierwotnej może zderzyć się maksymalnie z trzema atomami tarczy. Podał on również wzór na progową energię rozpylania E_p:

$$E_p = c\left(\frac{M_1 + M_2}{4M_1M_2}\right)^2 Q_s, \tag{4.2}$$

gdzie: M_1 i M_2 – masy jonu i atomu tarczy,

Q_s – ciepło sublimacji,

c – stała.

Teoria Henschkiego została rozszerzona przez Langberga [4.4]. Założył on, że bombardujący jon przekazuje pęd atomom tarczy, które z kolei stają się pociskami wtórnymi wybijającymi kolejne atomy materiału.

Za najdokładniejszą uważa się obecnie teorię rozpylania jonowego stworzoną przez Petera Sigmunda, którą przedstawił w 1969 r. w swojej przełomowej publikacji [4.29]. Zaproponowany przez niego model opiera się na statystycznych procesach zderzeniowych, równaniu Boltzmanna i ogólnej teorii transportu.

W przypadku, gdy energia jonu pierwotnego (bombardującego) jest odpowiednio duża, wówczas możliwe jest powstanie kaskady zderzeń. Jeżeli dodatkowo kaskada ta „przetnie" powierzchnię tarczy, to niektóre uczestniczące w niej atomy o energiach większych od wartości odpowiadającej powierzchniowej barierze potencjału U_0, mogą ulec rozpyleniu. W przypadku, gdy gęstość prądu bombardującej tarczę wiązki jonowej jest niewielka, wówczas zderzenia są dość rzadkie, co oznacza, że średnia droga swobodna każdego poruszającego się w kaskadzie atomu jest stosunkowo duża. Dzięki temu można uznać, iż istnieje liniowa zależność pomiędzy liczbą atomów uczestniczących w podziale początkowej energii padającego jonu, a energią przekazaną przez tenże pocisk do materiału tarczy [4.11]. Powyższe stwierdzenie okazuje się być bardzo istotne w analitycznym przewidywaniu wartości współczynnika rozpylania. Sigmund wykazał, że po przyjęciu powyższych upraszczających założeń oraz ograniczając rozważania do modelu oddziaływań dwucząstkowych, gdy jedna z cząsteczek przed zderzeniem była nieruchoma, współczynnik rozpylania Y jest proporcjonalny do gęstości energii $F_D(E,\theta)$ deponowanej przez jon w obszarze przypowierzchniowym tarczy [4.11, 4.30]:

$$Y = \Lambda F_D(E,\theta), \tag{4.3}$$

gdzie F_D określa wielkość zdeponowanej energii jonu na jednostkę głębokości tarczy, natomiast Λ jest stałą zależną od właściwości bombardowanego materiału i pocisku.

Gęstość energii F_D można zapisać w następującej postaci:

$$F_D(E,\theta) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_n \alpha = \alpha N S_n(E), \tag{4.4}$$

w której (dE/dx) oznacza stratę energii jonu powstałą w materiale w wyniku oddziaływania z jądrami atomów tarczy na jednostkę długości (roz. 2), α jest bezwymiarową funkcją zależną od kąta padania wiązki jonowej θ, energii kinetycznej bombardującego jonu oraz ilorazu mas atomowych atomu tarczy i jonu M_2/M_1 [4.9, 4.31, 4.32]. Zależność parametru α od stosunku mas M_2/M_1 przedstawiono na rys. 4.6.

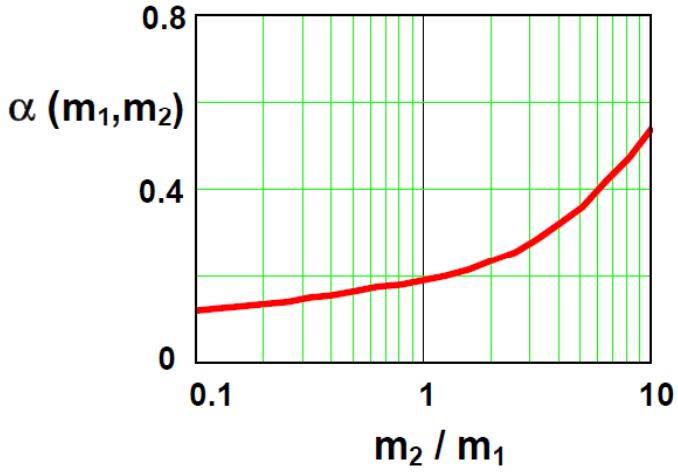
Współczynnik proporcjonalności Λ, wiążący wielkości występujące w równaniu (4.3), opisany jest wzorem:

$$\Lambda = \frac{\Gamma_\gamma}{8(1-2\gamma)} \cdot \frac{1}{N C_\gamma U_0^{1-2\gamma}}, \tag{4.5}$$

gdzie: N – gęstość atomowa materiału tarczy,

U_0 – powierzchniowa energia wiązania,

γ, C_γ, Γ_γ – bezwymiarowe parametry, związane z przekrojem czynnym na zderzenia jonu z atomem tarczy (stałe materiałowe) [4.30].



Rys. 4.6. Zależność współczynnika α od stosunku mas atomowych atomów tarczy i jonu [4.2]

Dla zderzeń niskoenergetycznych w kaskadach, gdy energia bombardujących jonów jest mniejsza od 1 keV, Sigmund założył potencjał oddziaływania Borna-Mayera (roz. 2). Współczynnik rozpylania dany jest wówczas wzorem [4.1, 4.2, 4.30, 4.31]:

$$Y(E) = \frac{3}{4\pi^2}\alpha\frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2}\frac{E}{U_0}. \tag{4.6}$$

Dla wyższych energii jonów o masach od średnich do dużych (tzw. ciężkich jonów), przyjął on natomiast potencjał Thomasa-Fermiego (roz. 2). W tym przypadku współczynnik rozpylania określa formuła [4.1, 4.2, 4.30, 4.31]:

$$Y(E) = 0{,}042\alpha\frac{4\pi Z_1Z_2e^2a}{U_0}\left(\frac{M_1}{M_1+M_2}\right)S_n(\varepsilon), \tag{4.7}$$

gdzie: $\varepsilon = [M_2E/(M_1+M_2)]\left(a/Z_1Z_2e^2\right)$,

$a \cong 0{,}885a_0\left(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3}\right)^{-1/2}$,

$a_0 = 0{,}529$ Å,

$S_n(\varepsilon)$ – uniwersalna funkcja hamowania jądrowego.

Stosując model liniowej kaskady, zaproponowany przez Sigmunda, można wyznaczyć rozkład energii kinetycznej rozpylanych cząstek:

$$\Phi(\theta_e, E_k)\,d\Omega dE_k = \frac{E_k}{(E_k+U)}\cdot\cos\theta_e d\Omega\, dE_k, \tag{4.8}$$

w którym $\Phi(\theta_e, E_k)\, d\Omega\, dE_k$ oznacza strumień cząstek o energii kinetycznej z przedziału $(E_k, E_k + dE_k)$, wyemitowanych pod kątem θ_e w kąt bryłowy $d\Omega$.

Wartość stałej materiałowej γ zależy od energii początkowej bombardującego jonu oraz przyjętego potencjału oddziaływania. Dla niewielkich energii pocisku $\gamma = 0$. W przypadku dużych wartości energii $\gamma = 1$ [4.33].

Wyniki teoretyczne uzyskane przez Sigmunda wielokrotnie konfrontowano z danymi eksperymentalnymi. Okazało się, że istnieją takie warunki rozpylania, w których daje się zauważyć znaczne i systematyczne odchylenia od wzorów (4.6) i (4.7) [4.34]. Jak już było wspomniane, liniowość transferu energii w kaskadzie zderzeń opiera się na założeniu, iż każdy akt rozproszenia będącego w ruchu atomu zachodzi na cząstce spoczywającej. Założenie to jest słuszne dla przypadku, gdy lekkie jony bombardują niezbyt ciężkie tarcze, kiedy to ilość energii przekazywanej w procesie kaskady zderzeń jest mała. Jeżeli tarcza, składająca się z atomów o masie atomowej $M_1 > 100$, bombardowana jest ciężkimi jonami, wówczas warunek liniowości transferu energii w kaskadach przestaje obowiązywać [4.8], szczególnie w obszarze odpowiadającym maksimum funkcji $S_n(E)$ [4.5]. Odstępstwa od teorii Sigmunda dają się zauważyć także w przypadku bombardowania powierzchni materiału lekkimi jonami o dużych energiach oraz rozpylania jej ciężkimi jonami w zakresie małych energii.

W celu wyjaśnienia zjawiska rozpylania jonowego, które ma miejsce, gdy w bombardowanej tarczy dochodzi do nieliniowego procesu przekazu energii, w zderzeniach wielociałowych (nie binarnych), zaproponowano modele takie jak impulsu termicznego (thermal spike), czy fali uderzeniowej. Pierwszy z nich, opracowany przez Andersona i Sigmunda [4.35] zakłada, że nieliniowy przekaz energii może wywołać powstanie w bombardowanej tarczy impulsu termicznego o temperaturze kilku tysięcy kelwinów, powodując lokalne stopienie materiału.

W modelu fali uderzeniowej [4.36] przyjmuje się, że jeżeli gęstość energii zdeponowanej przez pocisk w obszarze powstającej kaskady zderzeń przekroczy pewną wartość krytyczną, to w tej części objętości tarczy dojdzie do powstania fali uderzeniowej, która odprowadza energię i obniża ciśnienie powstałe w tym obszarze. Czoło tej fali, rozchodząc się we wszystkich kierunkach, dociera także do powierzchni granicznej tarcza-próżnia, powodując pęknięcia na tej powierzchni. W efekcie dochodzi do rozpylenia atomów znajdujących się w obszarze przypowierzchniowym materiału.

4.4. Zjawisko jonizacji rozpylanych atomów

Struktura elektronowa atomów, które opuszczają powierzchnię ciała stałego w wyniku bombardowania jonowego, może ulec silnym zaburzeniom. Pewna część rozpylanych atomów ulega jonizacji lub wzbudzeniu ze stanu podstawowego. Ułamek jonów w wiązce wtórnej w stosunku do wszystkich wybitych cząstek zmienia się od 10^{-4} (dla tarcz wykonanych z czystych metali) do bliskiego 1 dla związków metali z pierwiastkami elektroujemnymi (np. tlenki) [4.8].

Wydajność (współczynnik) wtórnej emisji jonowej Y^+ definiuje się jako stosunek liczby jonów wtórnych N_w^+ (dodatnich lub ujemnych) do liczby jonów wiązki pierwotnej, padającej na próbkę N_p [4.1–4.3, 4.6, 4.8]:

$$Y^+ = \frac{N_w^+}{N_p}. \tag{4.9}$$

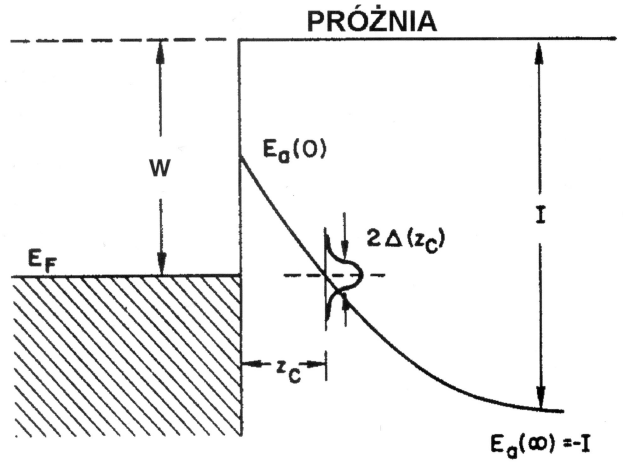
W przypadku jonizacji, wymiana elektronu między emitowanym atomem, a ciałem stałym może zachodzić na różne sposoby, w zależności od stanu elektronowego i strukturalnego powierzchni tarczy. Procesy te, to wymiana ładunku w wyniku zjawiska tunelowania elektronów walencyjnych [4.7, 4.37–4.39] lub zrywanie wiązań chemicznych [4.37–4.40].

Wydajność wtórnej emisji jonowej, a także wzbudzania rozpylanych atomów silnie zależy od stanu chemicznego powierzchni tarczy. Badania eksperymentalne wykazały, że w trakcie bombardowania metalicznej powierzchni próbki jonami pierwiastków elektroujemnych (np. tlenu) uzyskuje się wzrost emisji wtórnych jonów dodatnich [4.37]. Bombardowanie tarczy jonami pierwiastków elektrododatnich (np. Cs^+) wywołuje natomiast wzrost emisji wtórnych jonów ujemnych [4.41, 4.42]. Znajomość tych procesów ma bardzo istotne znaczenie w analizie składu chemicznego próbki metodą SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry) [4.6].

Opracowano wiele modeli wyjaśniających mechanizm jonizacji atomów wybitych w procesie rozpylania jonowego. Obecnie za najbardziej prawdopodobny uznaje się model rezonansowego tunelowania elektronów, stosowany do opisu jonizacji rozpylanych atomów z tarcz metalicznych. Drugim modelem jest model zrywania wiązań chemicznych. Dotyczy on metali, na powierzchni których pierwiastki takie jak tlen tworzą wiązania o charakterze jonowym. Oba te modele zostaną omówione poniżej w dużym uproszczeniu.

4.4.1. Model tunelowania elektronu

Elektrony walencyjne atomów w metalach i półprzewodnikach tworzą charakterystyczne dla danego pierwiastka pasma energetyczne. Gdy atom opuszcza powierzchnię metalu, elektrony walencyjne, mające dużą ruchliwość, mogą brać udział w procesie wymiany ładunku. W modelu tunelowania elektronów jonizacja rozpylanego atomu jest opisywana jako rezonansowe przejście elektronu, polegające na tunelowaniu pomiędzy poziomem energetycznym atomu opuszczającego powierzchnię tarczy, a poziomem Fermiego pasma walencyjnego metalu E_F. Schematycznie proces ten przedstawiono na rys. 4.7. Charakterystycznym parametrem metalu jest praca wyjścia W, czyli różnica pomiędzy poziomem Fermiego, który oddziela stany elektronowe obsadzone od nieobsadzonych w materiale, a poziomem próżni. Rozpylany atom jest natomiast charakteryzowany przez energię jonizacji I w przypadku emisji jonu dodatniego, lub energię powinowactwa elektronowego A dla emisji jonu ujemnego. Wartość energii jonizacji i powinowactwa elektronowego zależy od odległości oddalającego się atomu od powierzchni metalu. Gdy energia jonizacji atomu osiąga w pewnej odległości z_c od powierzchni tarczy wartość równą energii Fermiego w metalu, może wówczas dojść do zjawiska tunelowania elektronu z atomu do materiału tarczy.



Rys. 4.7. Schemat procesu jonizacji rozpylonego atomu zgodnie z modelem tunelowania elektronu (opis symboli w tekście) [4.3].

W modelu dodatkowo zakłada się, że zachodzące wzbudzenia elektronu w atomie są natychmiast deekscytowane i nie wpływają na proces tunelowania.

Przedstawiony model wymiany ładunku jest procesem jednoelektronowym, który zależy od energii jonizacji atomu I oraz wartości pracy wyjścia z metalu W.

Prawdopodobieństwo emisji jonu dodatniego P^+ i jonu ujemnego P^- można wyrazić zależnościami [4.38, 4.39]:

$$P^+ \approx \exp\left(-\frac{I-W}{\varepsilon}\right), \tag{4.10}$$

$$P^- \approx \exp\left(-\frac{W-A}{\varepsilon}\right), \tag{4.11}$$

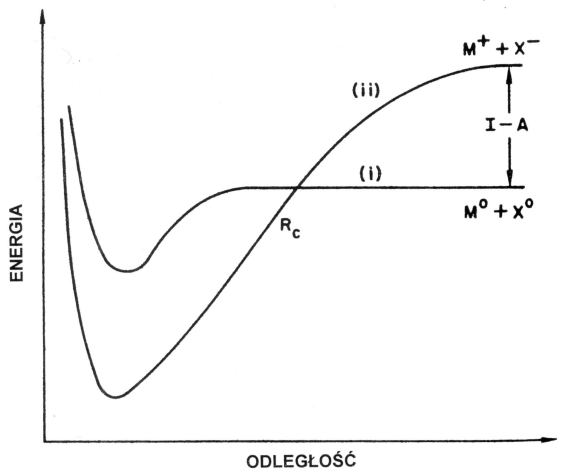
przy czym $\varepsilon \sim V(z_c)\cos\theta$, $V(z_c)$ jest prędkością emisji atomu (w punkcie z_c) pod kątem θ do powierzchni tarczy.

4.4.2. Model zrywania wiązań chemicznych

W wielu przypadkach przeznaczone do implantacji próbki pokryte są warstwą tlenku. Do utleniania powierzchni materiału może dojść także w wyniku bombardowania jego powierzchni jonami tlenu [4.37]. Warstwa utleniona wykazuje inne własności niż czysta powierzchnia metalu. Zadsorbowany tlen może powodować wzrost lub spadek wartości pracy wyjścia. Jednak w obu tych przypadkach obserwuje się zwiększenie emisji jonów dodatnich pierwiastka z bombardowanej powierzchni tarczy. Widać więc, że model tunelowania elektronów nie znajduje tu zastosowania.

Mechanizm, prowadzący do jonizacji rozpylonych atomów, został w dużym uproszczeniu wyjaśniony poniżej.

Niech z bombardowanej powierzchni tarczy wybity będzie atom neutralny M^0 oraz jon M^+. Schematyczny wykres energii potencjalnej w przypadku oddziaływania kowalencyjnego M^0 z X^0, a także jonowego M^+ z X^-, w zależności od odległości pomiędzy M a X, przedstawiono na rys. 4.8. Symbolem M oznaczono rozpylony atom, natomiast przez X powstały wakans w ciele stałym. W odległości R_c, w punkcie przecięcia krzywych, gdzie wartość energii dla obu układów jest taka sama, może dojść do wymiany elektronu pomiędzy M a X i rozpylany atom opuści powierzchnię jako jon dodatni. Siły oddziaływania kowalencyjnego są krótkozasięgowe, zakłada się, że w rejonie przecięcia R_c wartość energii oddziaływania kowalencyjnego jest niezależna od odległości R. Wiązanie jonowe traktuje się jako oddziaływanie typu kulombowskiego pomiędzy M^+ i X^-. W nieskończoności odległość pomiędzy tymi krzywymi wynosi I–A, gdzie I jest energią jonizacji atomu, natomiast A – powinowactwo elektronowe wakansu X^-.



Rys. 4.8. Schemat przebiegu krzywych energii oddziaływania kowalencyjnego i jonowego (opis symboli w tekście) [4.3].

4.5. Rozpraszanie wsteczne

Jony wiązki pierwotnej, przekazując część swojej energii kinetycznej w zderzeniach sprężystych atomom tarczy, mogą ulegać zjawisku rozpraszania wstecznego [4.2]. Jeżeli energia bombardujących jonów jest mała, to przeważają zderzenia pojedyncze, natomiast gdy mają one wysoką energię (rzędu setek eV), ich rozpraszanie może być wynikiem wielokrotnych zderzeń z atomami bombardowanego materiału.

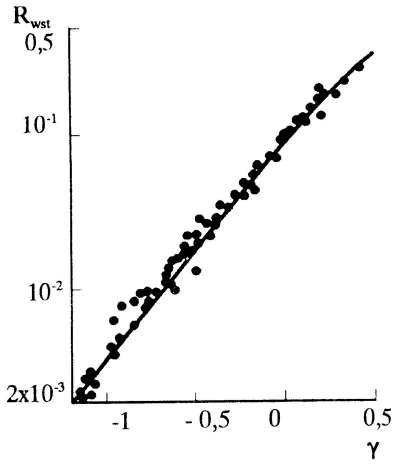
Zjawisko rozpraszania wstecznego wykorzystywane jest do analizy składu powierzchni tarczy metodą ISS (Ion Scattering Spectroscopy) [4.43] oraz do analizy składu warstwy powierzchniowej metodą RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) [4.44]. Stosowane energie jonów w metodzie RBS mieszczą się w przedziale od 1 MeV do 5 MeV. Rozpraszanie wsteczne praktycznie nie występuje w przypadku, gdy masa atomowa jonów jest większa od masy atomowej atomów tarczy.

Ilościową miarą procesu rozpraszania wstecznego jest współczynnik rozpraszania wstecznego R_w, który określa, jaka część padających jonów ulega odbiciu od bombardowanej powierzchni. Wartość współczynnika R_w można określić za pomocą poniższego wyrażenia [4.45]:

$$R_w = \frac{1}{1 + 10^{-\frac{\gamma}{0,3}}}, \tag{4.12}$$

gdzie: γ – skośność, czyli tzw. trzeci moment funkcji rozkładu zasięgu jonów, który charakteryzuje stopień jej asymetrii (dla symetrycznego rozkładu Gaussa $\gamma = 0$).

Na rys 4.9. przedstawiono wpływ wartości momentu γ na współczynnik rozpraszania wstecznego. Obliczenia przeprowadzono za pomocą wzoru (4.12), natomiast do obliczeń numerycznych wykorzystano kod TRIM. Współczynnik rozpraszania wstecznego zwiększa się ze wzrostem wartości γ. Z kolei wartość γ maleje ze zwiększaniem energii jonów. Oznacza to, że wraz ze wzrostem energii jonów maleje prawdopodobieństwo zajścia zjawiska rozpraszania wstecznego.



Rys. 4.9. Zależność wartości współczynnika rozpraszania wstecznego od parametru γ; • – dane doświadczalne, linia ciągła – obliczenia numeryczne [4.44]

Moment γ funkcji rozkładu przedstawiany jest w postaci bezwymiarowej:

$$\gamma = \frac{\mu_3}{\Delta R_p^3}, \tag{4.13}$$

gdzie ΔR_p – standardowe odchylenie określające wielkość rozrzutu zasięgu efektywnego.

Moment μ_3 wyznacza się z wyrażenia:

$$\mu_3 = \int \left(x - \overline{R}_p\right)^3 f(x)\, dx, \tag{4.14}$$

gdzie: $f(x)$ – funkcja rozkładu zasięgu bombardujących jonów,

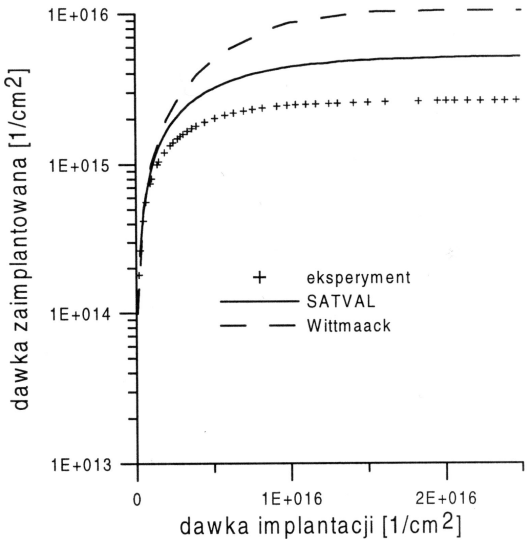
$\overline{R}_p$ – najbardziej prawdopodobny, efektywny zasięg jonów.

4.6. Proces rozpylania zaimplantowanych atomów domieszki

Przeprowadzone rozważania na temat rozpylania jonowego dotyczyły w zasadzie przypadku tzw. „czystej tarczy". Analizując oddziaływania jonów, penetrujących ciało stałe, rozpatrywano wyłącznie ich zderzenia z atomami pierwiastka tarczy. W trakcie procesu implantacji jonowej ma miejsce stopniowy wzrost koncentracji atomów wiązki

pierwotnej w materiale próbki. Prowadzi to do zwiększenia prawdopodobieństwa zderzenia jonów pierwotnych z uprzednio zaimplantowanymi atomami, a tym samym do zwiększenia prawdopodobieństwa ich rozpylenia. Wzrasta także możliwość wybicia zaimplantowanych atomów na skutek zderzeń w procesie kaskadowym. Zjawisko rozpylania zaimplantowanych atomów powoduje zmniejszenie ich koncentracji w tarczy, w związku z tym szybkość narastania ilości wprowadzanej domieszki stopniowo maleje, aż do osiągnięcia stanu nasycenia [4.3, 4.8, 4.45–4.47]. Typowe zależności dawki jonów zaimplantowanych do tarczy od dawki implantacji przedstawiono na rys. 4.10. Jak wynika z tego rysunku, zaprezentowana charakterystyka ma przebieg zbliżony do liniowego tylko w początkowej fazie trwania procesu implantacji. Następnie, ze wzrostem dawki implantacji, kąt nachylenia charakterystyki do osi dawki jonów bombardujących maleje, aż do momentu osiągnięcia stanu nasycenia. W tym stanie dawka jonów zaimplantowanych, zwana dawką nasycenia, nie zmienia się, a jej wartość zależy od rodzaju i energii bombardujących jonów oraz rodzaju atomów i stanu powierzchni tarczy. To stwierdzenie jest bardzo ważne z punktu widzenia praktyki implantacyjnej, bowiem osiągnięcie stanu nasycenia oznacza, iż kontynuacja procesu implantacji nie zmienia głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanej domieszki, lecz powoduje jedynie przesuwanie (cofanie) powierzchni tarczy na skutek jej rozpylania [4.48–4.51].

Przedstawiony na rys. 4.10 kształt charakterystyki nasycenia można łatwo wyjaśnić, biorąc pod uwagę fakt, że jednocześnie z procesem implantacji zachodzi zjawisko rozpylania, które powoduje erozję próbki.



Rys. 4.10. Krzywe nasycenia dla tarczy Al implantowanej jonami K^+ o energii 2,4 keV (dane otrzymane eksperymentalnie i na drodze teoretycznej) [4.3]

W wyniku trawienia powierzchni wraz z usuwanym materiałem tarczy rozpylane są także uprzednio zaimplantowane atomy wiązki bombardującej. Ilość wybitych w jednostce czasu atomów zaimplantowanej domieszki wzrasta, ponieważ rzeczywista powierzchnia tarczy przesuwa się w kierunku większej koncentracji zaimplantowanych atomów. Po pewnym czasie (zależnym od warunków implantacji) ustala się stan równowagi, kiedy to ilość jonów wiązki pierwotnej, padających na powierzchnię tarczy w określonym przedziale czasu, równa jest ilości wybitych w tym samym czasie atomów implantowanej domieszki. Ponieważ równocześnie z procesem rozpylania może zachodzić rozpraszanie wsteczne jonów wiązki pierwotnej, stan równowagi osiągnięty będzie wówczas, gdy ilość jonów rozpraszanych wstecz i rozpylanych atomów domieszki będzie równa ilości jonów padających na powierzchnię tarczy. Musi być zatem spełniony poniższy warunek:

$$Y_i + R_w = 1\,, \tag{4.15}$$

gdzie: Y_i – współczynnik rozpylania zaimplantowanych atomów,

R_w – współczynnik rozpraszania jonów pierwotnych.

Charakterystykę nasycenia można wyznaczyć mierząc wartość natężenia prądu wtórnej wiązki jonowej zaimplantowanej domieszki w funkcji czasu [4.3, 4.8]. Należy jednak przyjąć niezbędne, upraszczające założenia:

- natężenie prądu pierwotnej wiązki jonowej jest stałe w czasie, czyli $I_p(t) = \text{constans}$;
- współczynnik rozpylania Y_i atomów pierwiastka wiązki bombardującej, zaimplantowanych do tarczy, jest proporcjonalny do współczynnika wtórnej emisji jonowej Y_i^+ tego pierwiastka;
- współczynnik rozpraszania wstecznego R_w jest zaniedbywalnie mały w porównaniu ze współczynnikiem Y_i^+.

Jeżeli znana jest wartość natężenia prądu pierwotnej wiązki jonowej, to liczbę jonów pierwotnych $dN_p(t)$, padających na powierzchnię tarczy w czasie dt, określa zależność:

$$dN_p(t) = c_1 I_p(t)\,dt\,, \tag{4.16}$$

gdzie: $I_p(t)$ – natężenie prądu pierwotnej wiązki jonowej,

c_1 – stały współczynnik proporcjonalności, równy w tym przypadku $1/e$ (e – ładunek elementarny).

Liczba rozpylonych, zaimplantowanych atomów domieszki $dN_{wi}(t)$ w czasie dt wynosi:

$$dN_{wi}(t) = c_2 I_{wi}(t)\,dt\,. \tag{4.17}$$

przy czym: $I_{wi}(t)$ – natężenie prądu wiązki jonów wtórnych (rozpylonych i zjonizowanych atomów zaimplantowanej domieszki),

c_2 – współczynnik proporcjonalności.

Wartość współczynnika c_2 nie jest znana, ponieważ nieznana jest zależność między ilością jonów wtórnych, a liczbą wszystkich, rozpylonych atomów wprowadzanej domieszki.

W stanie nasycenia, zgodnie z wyrażeniami (4.16) i (4.17) prawdziwe jest równanie:

$$dN_p(t) = \left[dN_{wi}(t)\right]^{nas}. \tag{4.18}$$

Korzystając z powyższej zależności można wyznaczyć stosunek c_2/c_1:

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{I_p}{I_{wi}^{nas}}, \tag{4.19}$$

gdzie I_p, I_{wi}^{nas} oznaczają odpowiednio natężenie wiązki jonów pierwotnych oraz natężenie wiązki jonów wtórnych domieszki w stanie nasycenia.

Liczba atomów wiązki pierwotnej, wprowadzonych do tarczy (w czasie *dt*) w wyniku procesu implantacji jonowej i w niej pozostających $dN_i(t)$, jest różnicą między liczbą jonów padających (w czasie *dt*) na próbkę $dN_p(t)$, a liczbą wszystkich rozpylonych atomów domieszki (w tym samym odstępie czasu *dt*) $dN_{wi}(t)$:

$$dN_i(t) = dN_p(t) - dN_{wi}(t). \tag{4.20}$$

Liczbę zdeponowanych (zaimplantowanych) atomów domieszki w tarczy od momentu rozpoczęcia procesu implantacji do chwili T można zatem obliczyć, całkując równanie (4.20) po czasie *t*:

$$N_i(T) = \int_0^T \left[dN_p(t) - dN_{wi}(t)\right]dt = \int_0^T \left[c_1 I_p(t) - c_2 I_{wi}(t)\right]dt. \tag{4.21}$$

Ponieważ założono, że natężenie prądu pierwotnej wiązki jonowej jest stałe w trakcie trwania całego procesu implantacji ($I_p(t) = \text{constans}$), więc dawka jonów pierwotnych, które w czasie T dotarły do powierzchni tarczy, wynosi:

$$N_p(T) = c_1 I_p T. \tag{4.22}$$

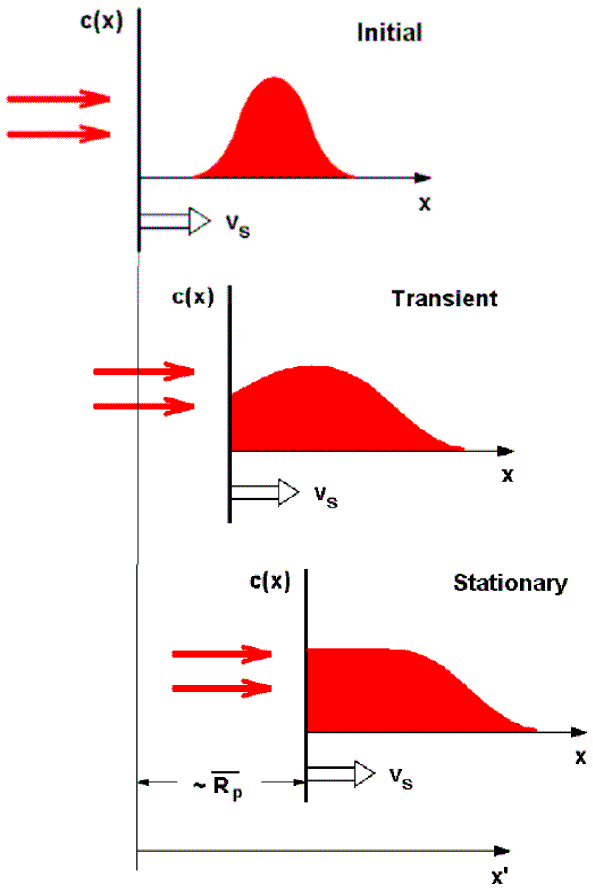
Eliminując nieznaną wartość c_2 z wyrażenia (4.21), można je przedstawić w postaci:

$$N_i(T) = c_1 I_p \int_0^T \left[1 - \frac{I_{wi}(t)}{I_{wi}^{nas}}\right]dt. \tag{4.23}$$

Wyrażenia (4.22) i (4.23) wyznaczają charakterystykę nasycenia, czyli zależność dawki jonów zaimplantowanych (zdeponowanych w tarczy) $N_i(t)$ od dawki implantacji $N_p(t)$.

Wzrost koncentracji zaimplantowanych atomów wpływa na wartość współczynnika rozpylania materiału tarczy, ponieważ zmianie ulega wielkość hamowania jądrowego bombardującego jonu. Duża koncentracja wprowadzonej domieszki oraz silne zdefektowanie warstwy przypowierzchniowej może zmienić wartość powierzchniowej bariery potencjału, co w konsekwencji modyfikuje wartości tego współczynnika [4.3, 4.8].

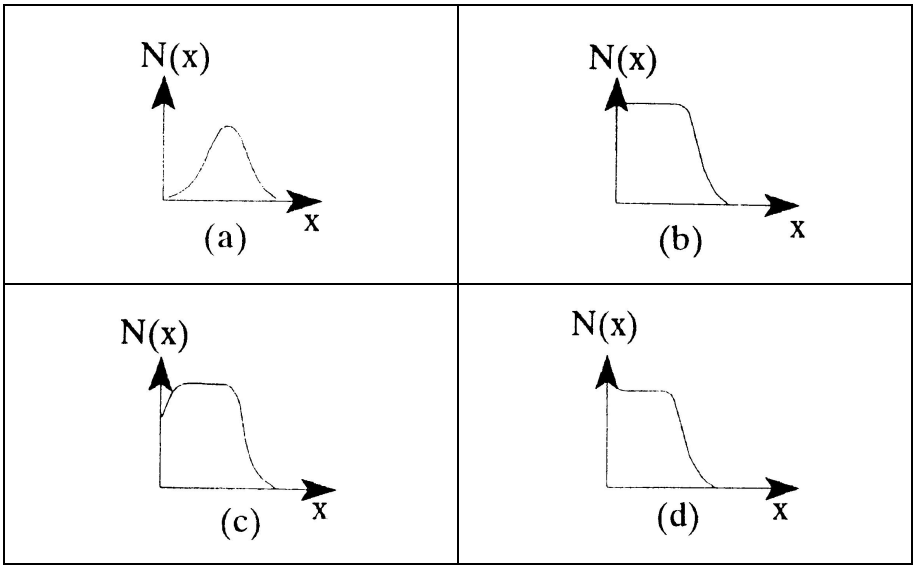
Na rys. 4.11 przedstawiono schemat ilustrujący wpływ zjawiska rozpylania jonowego na kształt (profil) głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanej domieszki. Wpływ ten wyraźnie uwidacznia się wówczas, gdy zasięg $\overline{R}_p$ implantowanych jonów jest niewielki i/lub wartość współczynnika rozpylania jonowego materiału tarczy ma odpowiednio dużą wartość.



Rys. 4.11. Poglądowy schemat ilustrujący wpływ zjawiska rozpylania jonowego na kształt głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanych domieszek [4.12]

W początkowej fazie procesu implantacji formuje się profil zaimplantowanych atomów, który może być opisany funkcją Gaussa. Ze wzrostem dawki implantowanych jonów zwiększa się grubość rozpylonej warstwy. W związku z tym profil przejściowy zaimplantowanej domieszki przesuwa się w kierunku powierzchni tarczy. Jednocześnie kolejne jony bombardujące próbkę są implantowane w pobliżu głębiej położonej krawędzi profilu, co powoduje jego poszerzenie. Ostatecznie, gdy rozpyleniu ulega warstwa przypowierzchniowa o grubości porównywalnej z zasięgiem implantacji $\overline{R}_p$, osiągnięty zostaje profil stacjonarny, charakteryzujący się dużą koncentracją domieszki tuż przy powierzchni tarczy. Powyższy stan wynika z ustalenia się równowagi między procesem implantacji, a rozpylaniem atomów deponowanej domieszki.

W trakcie implantacji dużymi dawkami, jednoskładnikowa, przypowierzchniowa warstwa naświetlanej tarczy staje się materiałem dwuskładnikowym i wówczas może wystąpić zjawisko rozpylania preferencyjnego. Polega ono na rozpylaniu różnych składników próbki z różnymi prędkościami, co prowadzi do zmiany składu wierzchniej warstwy materiału. Na rys. 4.12a przedstawiono profil zaimplantowanej domieszki w przypadku zaniedbania zjawiska rozpylania z uwagi na małą dawkę implantacji.

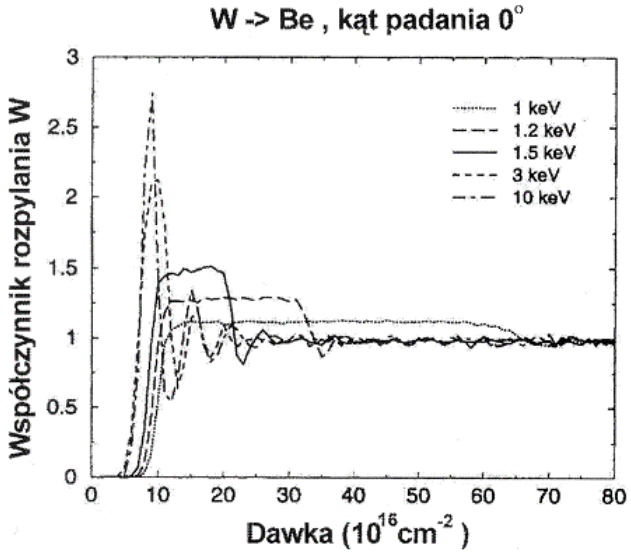


Rys. 4.12. Wpływ zjawiska preferencyjnego rozpylania jonowego na kształt głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanej domieszki [4.2]: a) przypadek implantacji małą dawką, gdy zjawisko rozpylania można zaniedbać; b) przypadek rozpylania materiału tarczy oraz atomów domieszki (identyczne wartości współczynników rozpylania); c) przypadek występowania rozpylania preferencyjnego implantowanej domieszki; d) przypadek rozpylania preferencyjnego materiału tarczy

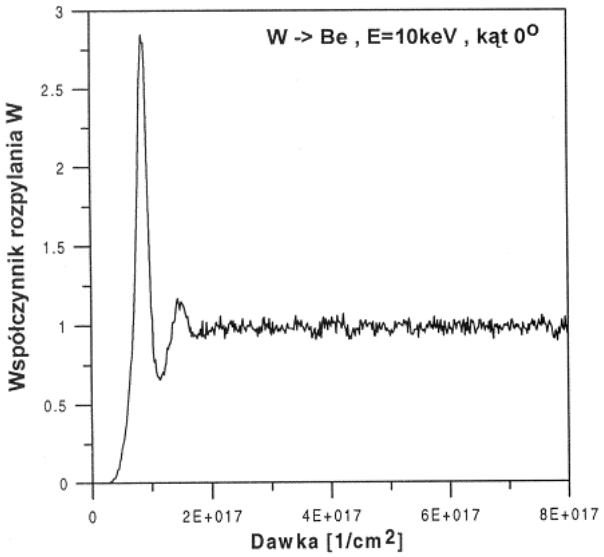
Rys. 4.12b odnosi się do sytuacji, kiedy to dawka implantacji miała dużą wartość, przy czym szybkości rozpylania zaimplantowanych atomów i materiału tarczy były identyczne. Rys. 4.12c dotyczy także przypadku implantacji dużej dawki jonów, jednakże szybkość

rozpylania zaimplantowanych atomów jest większa od szybkości rozpylania materiału tarczy. Koncentracja domieszki przy powierzchni jest mniejsza od jej koncentracji w głębi próbki. Jeżeli szybkość rozpylania implantowanego materiału jest większa od szybkości rozpylania zaimplantowanych atomów, obserwuje się zwiększenie ich koncentracji w warstwie przypowierzchniowej tarczy w stosunku do jej koncentracji wewnątrz materiału próbki (rys. 4.12d).

Odnośnie określenia wartości współczynnika rozpylania jonowego zaimplantowanych atomów pojawiły się prace teoretyczne, w których współczynnik ten wyznaczono metodą symulacji komputerowych przy użyciu kodów TRIDYN [4.52] oraz SATVAL [4.53]. Przeprowadzone obliczenia dotyczą układu ciężki jon bombardujący W^+ – lekka tarcza Be [4.54, 4.55]. Uzyskane wyniki wskazują na silnie zmienną, a nawet oscylacyjną zależność wartości współczynnika rozpylania atomów pierwiastka implantowanego od dawki. Ten interesujący efekt jest szczególnie widoczny w przypadku użycia wiązki pierwotnej o energii od kilkudziesięciu do kilkuset keV. Wyniki obliczeń zaprezentowano na rys. 4.13a i 4.13b. Jak wynika z przedstawionych wykresów, w początkowym stadium procesu implantacji obserwuje się całkowity brak rozpylonych atomów wolframu. Oznacza to, że implantowane jony W^+ są wyhamowane stosunkowo daleko od powierzchni bombardowanej tarczy berylowej i nie mogą być z niej wybite. Współczynnik rozpylania implantowanych z wiązki pierwotnej atomów wolframu jest wówczas równy zero.



Rys. 4.13a. Współczynnik rozpylania zdeponowanych atomów wolframu w funkcji dawki implantacji jonów W^+ o energiach: 1 keV; 1,2 keV; 1,5 keV; 3 keV i 10 keV do tarczy berylowej w kierunku prostopadłym do jej powierzchni (kod TRIDYN) [4.54]

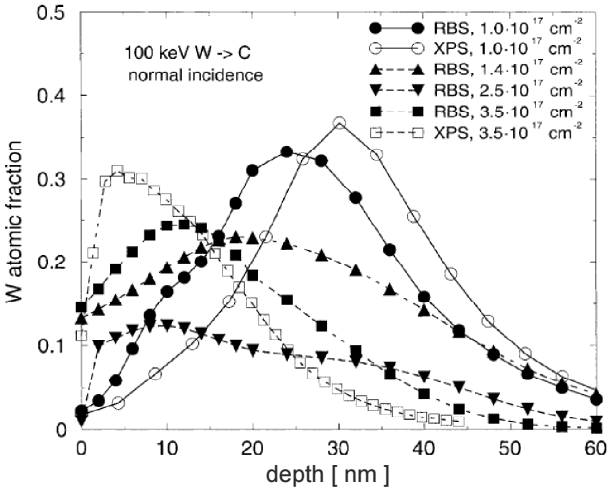


Rys. 4.13b. Współczynnik rozpylania zdeponowanych atomów wolframu w funkcji dawki implantacji jonów W^+ o energii 10 keV do tarczy berylowej w kierunku prostopadłym do jej powierzchni (kod SATVAL) [4.55]

Dalszy wzrost dawki implantacji powoduje pojawienie się szeregu malejących, ostrych maksimów wartości w/w współczynnika, aby w końcu po osiągnięciu określonej dawki (zwanej dawką nasycenia) uzyskać stan równowagi między procesem implantacji i emisji zdeponowanych atomów wolframu. W stanie równowagi (nasycenia) wartość współczynnika rozpylania atomów domieszki jest równa jeden.

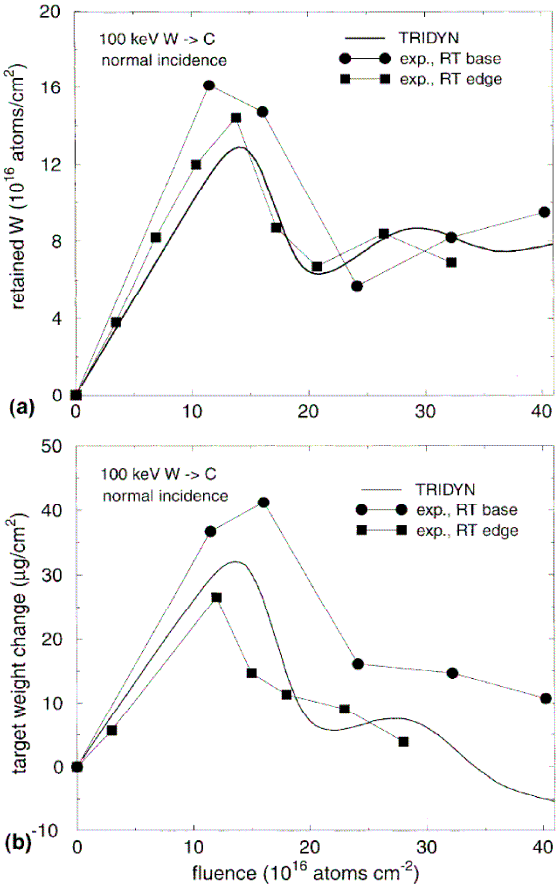
W pracy [4.56] została przedstawiona próba doświadczalnego potwierdzenia wspomnianego efektu oscylacji współczynnika rozpylania zaimplantowanej domieszki. Tarczę węglową bombardowano wiązką jonów W^+ o energii 100 keV w kierunku prostopadłym do jej powierzchni. Eksperyment przeprowadzono dla próbki mającej temperaturę pokojową oraz schłodzonej do 0 °C. Metoda pomiaru liczby rozpylonych atomów wprowadzonej domieszki polegała na ważeniu tarczy po każdym etapie implantacji i jednoczesnym szacowaniu jej składu ilościowego techniką rutherfordowskiego rozproszenia wstecznego (RBS) oraz metodą XPS (X-ray photoelectron spectroscopy) [4.57]. Ten czasochłonny i kosztowny eksperyment pozwolił uzyskać jedynie kilkanaście punktów doświadczalnych, a interpretacja wyników silnie zależała od przyjętego modelu obróbki „surowych" danych eksperymentalnych.

Na rys. 4.14, 4.15a, 4.15b i 4.16 zaprezentowano wyniki kolejnych etapów wspomnianego eksperymentu. Rys. 4.14 przedstawia profile rozkładów koncentracji zaimplantowanych atomów W^+ do tarczy węglowej, wyznaczone metodami RBS i XPS dla rosnących dawek implantacji.



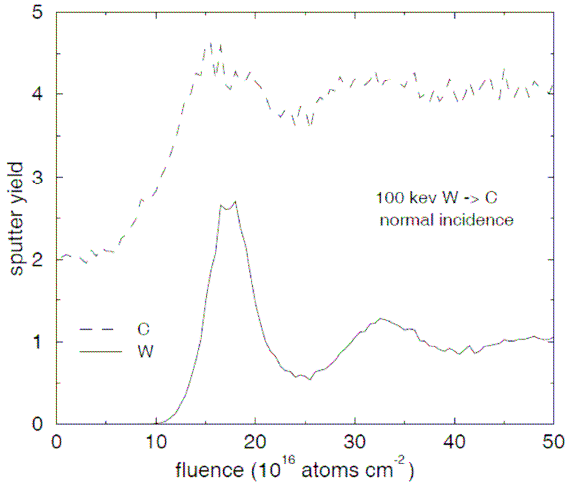
Rys. 4.14. Profile rozkładów koncentracji zaimplantowanych atomów wolframu do tarczy węglowej wyznaczone metodami RBS i XPS dla kolejnych dawek implantacji [4.56]

Wykresy z rys. 4.15a dotyczą zależności zdeponowanej w tarczy dawki jonów W^+ od dawki implantacji. Na rys. 4.15b zaprezentowano natomiast wykresy przedstawiające zmiany masy tarczy przeliczone na cm^2 naświetlanej powierzchni, także w funkcji dawki implantacji.



Rys. 4.15: a) Zależność zdeponowanej w tarczy dawki jonów W^+ od dawki implantacji; b) zmiany masy naświetlanej tarczy węglowej w funkcji dawki implantacji [4.56]

Końcowy efekt eksperymentu przedstawia rys. 4.16, na którym pokazane są wyznaczone zależności współczynników rozpylania zdeponowanych w tarczy atomów wolframu oraz atomów materiału próbki węglowej. Na wykresie dotyczącym współczynnika rozpylania wolframu wyraźnie widoczny jest oscylacyjny przebieg wartości współczynnika rozpylania atomów wolframu w funkcji dawki implantacji jonów W^+. Ostre maksimum pojawia się dla dawki implantacji $18 \cdot 10^{16}$ W^+/cm^2. W trakcie trwania całego eksperymentu tarczę węglową naświetlono łączną dawką wynoszącą $50 \cdot 10^{16}$ W^+/cm^2.

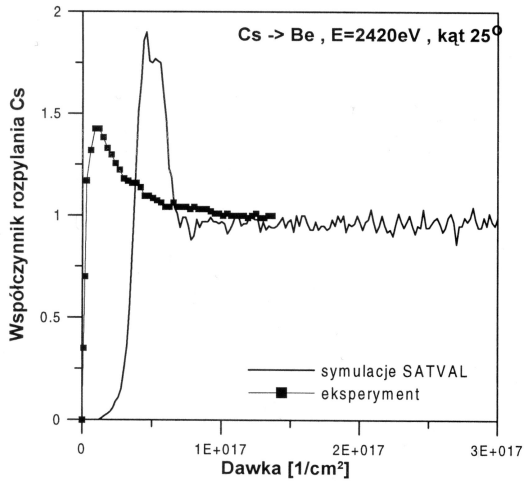


Rys. 4.16. Wyznaczone na podstawie eksperymentu zależności współczynników rozpylania wolframu i węgla w funkcji dawki implantowanych jonów W^+ o energii 100 keV, do tarczy węglowej w kierunku prostopadłym do jej powierzchni [4.56]

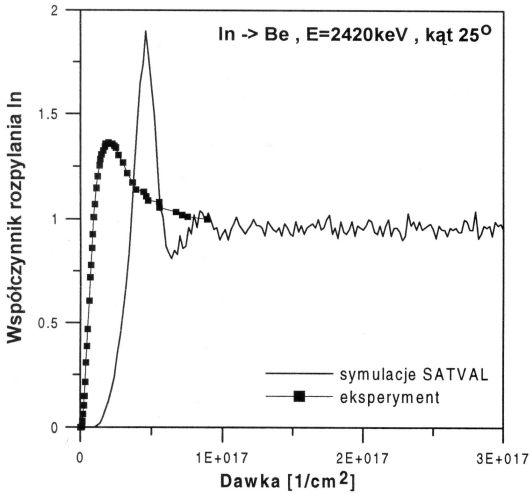
Problematyka związana z badaniem oscylacyjnych zmian współczynnika rozpylania jonowego została podjęta także w Instytucie Fizyki UMCS. Ze względu na dostępną wówczas aparaturę (spektrometr SIMS), zjawisko to zostało przebadane jedynie w zakresie energii jonów pierwotnych do 3 keV [4.55].

Tarcze berylowe bombardowano wiązkami jonów Cs^+ oraz In^+ o energii 2420 eV pod kątem 25°. Na rys. 4.17 i 4.18 przedstawiono uzyskane eksperymentalnie, z wykorzystaniem spektrometru SIMS, zależności wartości współczynnika rozpylania zdeponowanych w tarczach Be atomów wiązek pierwotnych (Cs^+, In^+) od dawki implantacji. Dane doświadczalne porównano z wynikami uzyskanymi z zastosowaniem kodu SATVAL, dla wymienionych układów jon-tarcza. Z rys. 4.17 i 4.18 wynika, że istnieje pewne podobieństwo przebiegu krzywych otrzymanych eksperymentalnie i numerycznie. W początkowej fazie procesu implantacji pojawiają się na wykresach dosyć ostre maksima wartości współczynników rozpylania zaimplantowanych atomów wiązek pierwotnych (Cs^+, In^+). Dalsze naświetlanie próbek nie powoduje zmian tych

współczynników, co świadczy o osiągnięciu stanu równowagi między procesem implantacji i emisji atomów wiązki pierwotnej. Porównanie wyników eksperymentalnych z teoretycznymi jest możliwe jedynie przy założeniu, że liczba atomów rozpylanych z tarczy pozostaje proporcjonalna do liczby emitowanych z niej jonów wtórnych tego samego pierwiastka.



Rys. 4.17. Współczynnik rozpylania zdeponowanych atomów cezu w funkcji dawki implantacji jonów Cs^+ o energii 2420 eV pod kątem 25° do tarczy Be [4.55]



Rys. 4.18. Współczynnik rozpylania zdeponowanych atomów indu w funkcji dawki implantacji jonów In^+ o energii 2420 eV pod kątem 25° do tarczy Be [4.55]

Badania dotyczące implantacji dużymi dawkami wskazują, że dominujący wpływ na kształt rozkładu koncentracji zaimplantowanych domieszek mają oprócz rozpylania jonowego, dyfuzja implantowanych jonów zachodząca w wyniku wzrostu temperatury naświetlanego materiału oraz dyfuzja wspomagana bombardowaniem jonowym (RED – Radiation Enhanced Diffusion) [4.58].

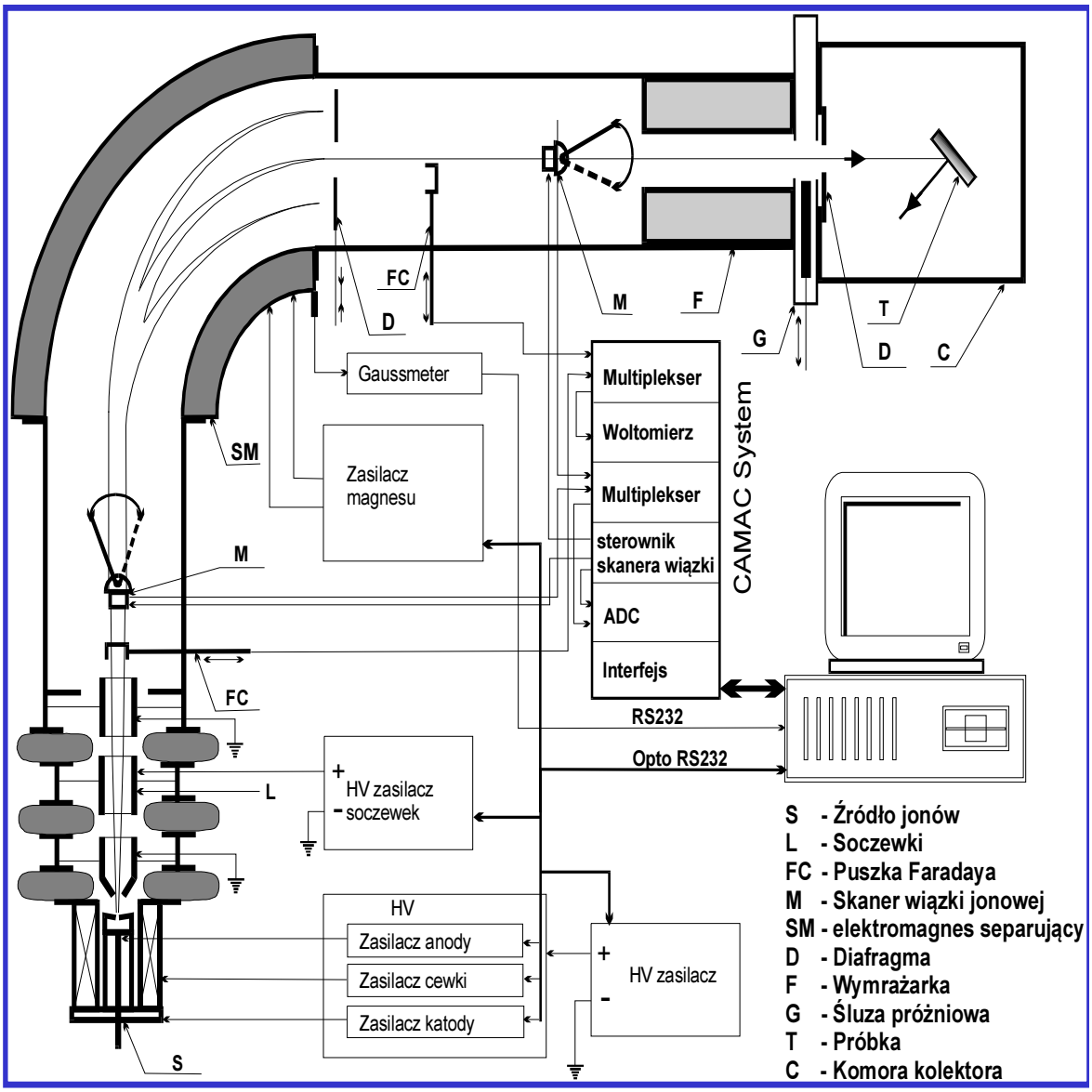
4.7. Opis stanowiska pomiarowego

Historia eksperymentalnego badania zjawiska rozpylania jonowego jest bardzo długa, co znalazło odbicie w licznych opracowaniach zaprezentowanych w pracy [4.59]. Niemała jest również liczba stosowanych metod pomiarowych, od najprostszej – wagowej [4.18, 4.60], do najbardziej skomplikowanych [4.61, 4.62].

W poniższym rozdziale zaprezentowano skonstruowane i uruchomione w Instytucie Fizyki UMCS unikalne stanowisko doświadczalne przeznaczone do szczegółowych badań zjawiska rozpylania ciał stałych wiązkami jonowymi o energiach w zakresie od 20 keV do 70 keV [4.63–4.71], którego głównym konstruktorem był autor niniejszego opracowania. Opisywana aparatura pozwala na prześledzenie *in situ* (w trakcie trwania jednego eksperymentu) procesu nasycania tarcz implantowanych dużymi dawkami jonów oraz wyznaczanie dynamicznych (zależnych od dawki implantacji) współczynników rozpylania zaimplantowanych atomów domieszki, jak również atomów będących składnikami implantowanej tarczy.

Chociaż idea działania aparatury opartej na spektrometrze SIMS [4.6] jest znana, to jednak jej konstrukcja i realizacja pomiarów wymagały rozwiązania całego szeregu trudnych problemów natury technicznej. Bez tego uzyskane wyniki obarczone byłyby znacznymi błędami pomiarowymi. Są to na przykład problemy związane z ekstrakcją jonów wtórnych z obszaru implantowanej tarczy, czy też skuteczne zapobieganie efektom związanym z emisją elektronów wtórnych. Dlatego też, istotnym krokiem na drodze do uzyskania miarodajnych wyników eksperymentalnych jest wybór optymalnych parametrów pracy i wyeliminowanie wpływu zjawisk mogących zaburzyć pomiar. Spektrometria masowa jonów wtórnych emitowanych z tarcz naświetlanych wiązkami jonów o znacznych energiach jest stosunkowo rzadko opisywana w literaturze przedmiotu. Urządzenie o podobnej konstrukcji opisano w pracy [4.72].

Uruchomione w Instytucie Fizyki UMCS stanowisko pomiarowe zbudowano na bazie elektromagnetycznego separatora izotopów WID 63 [4.63, 4.73–4.75], do którego dołączono specjalną komorę pomiarową. Zastosowanie separatora izotopów pozwala uzyskać czystą, monoizotopową, wiązkę jonów pierwotnych, czego nie zapewnia klasyczny spektrometr SIMS [4.6]. Wyżej wymieniony separator jest urządzeniem własnej konstrukcji umożliwiającym wytwarzanie wiązek jonowych niemal wszystkich pierwiastków. Schemat separatora przedstawiono na rys. 4.19, natomiast jego najważniejsze parametry techniczne zebrano w tabeli 4.2 [4.63, 4.73–4.75].



Rys. 4.19. Schemat elektromagnetycznego separatora izotopów WID 63 [4.63]

Tabela 4.2. Najważniejsze parametry fizyczne elekromagnetycznego separatora izotopów WID 63 [4.63]

1. Zakres separowanych mas	1 ÷ 300 (a.m.u)
2. Energia jonów	20 ÷ 70 keV
3. Prąd jonowy (max)	500 μA
4. Magnetyczne pole separujące (max)	0,3 T
5. Promień krzywizny toru separowanych jonów	160 cm
6. Rozdzielczość	1000
7. Dyspersja separowanych mas (ΔM/M=0.01)	1,6 cm
8. Ciśnienie w czasie pracy	10^{-4} Pa

W celu wytworzenia jonów z fazy gazowej wykorzystuje się w zależności od potrzeb plazmowe źródło jonów typu Nielsena [4.76], źródło Sideniusa (z katodą wnękową) [4.77] lub źródło jarzeniowe [4.78]. Jony tych pierwiastków, które w normalnych warunkach występują w postaci ciał stałych, wytwarzane mogą być w źródłach: Sideniusa [4.79], Nielsena z parownikiem wewnętrznym [4.80–4.82] lub termoemisyjnym [4.78]. Uzyskiwane z powyższych źródeł wartości natężeń prądów wiązek jonowych zawierają się w granicach od kilku do kilkuset mikroamperów. Przykładowo, natężenie prądu wiązki jonowej Ar^+ otrzymane ze źródła Sideniusa było rzędu 300 μA.

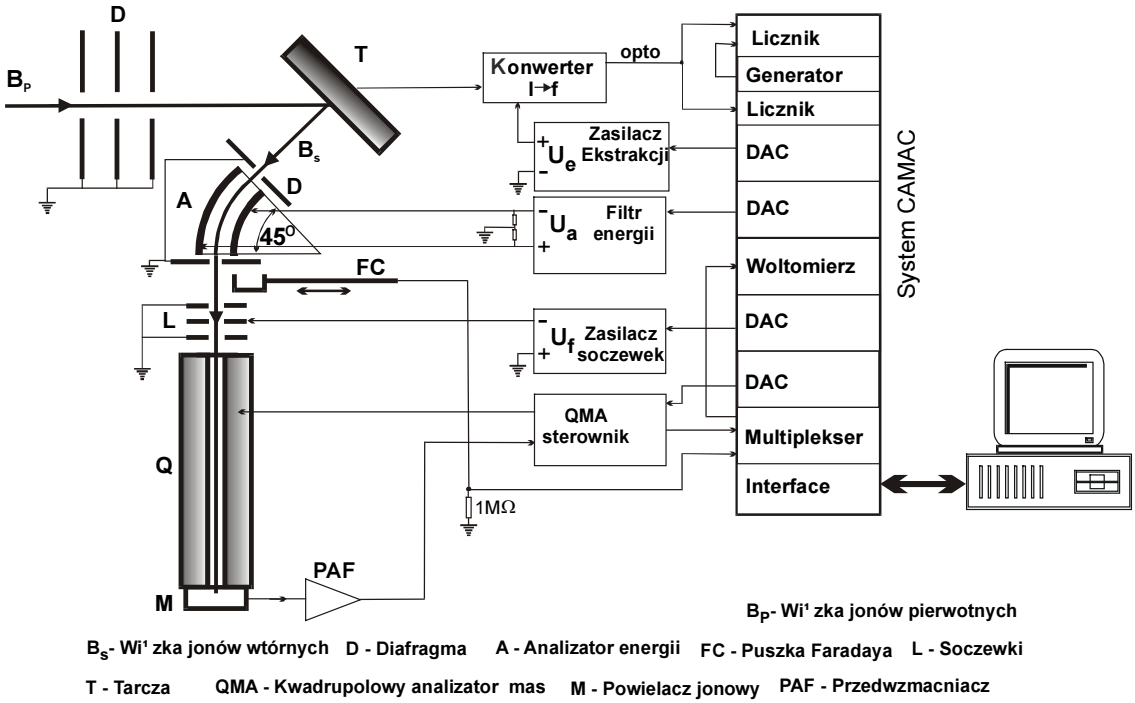
Omawiany separator posiada dwie komory eksperymentalne, przeznaczone do diagnostyki wiązki jonowej. Pierwszą z nich umieszczono przed wejściem wiązki jonowej w obszar elektromagnesu separującego, a drugą na jego wyjściu. Obydwie komory zostały wyposażone w ruchome puszki Faradaya, służące do pomiaru natężenia prądu wiązki jonowej, monitory wiązki jonowej firmy Danfysik (model 518), ruchome sondy przeznaczone do wyznaczania profilu przekroju poprzecznego wiązki oraz przesuwne diafragmy. Wymienione elementy wyposażenia komór, autor opracowania podłączył do komputerowego systemu pomiarowego CAMAC, który w większości został zestawiony z modułów wykonanych w firmie ZZUJ Polon. Szersze omówienie systemu CAMAC znajduje się w rozdziale 5. Stabilność parametrów wytwarzanej wiązki jonowej zapewniają zastosowane wysokiej klasy zasilacze. Wszystkie zasilacze źródeł jonów, których najważniejsze parametry zebrano w tabeli 4.3, zostały wyprodukowane w firmie Heinzinger.

Tabela 4.3. Parametry techniczne zasilaczy źródeł jonów [4.63]

Rodzaj źródła	Zasilacz katody	Zasilacz anody	Zasilacz cewki
Sideniusa, Nielsena	PTN 16-60 U_{max}=16 V, I_{max}=60 A	PTN 250-5 U_{max}=250 V, I_{max}=5 A	PTN 32-10 U_{max}=32 V, I_{max}=10 A
jarzeniowe		PTN 1500-1200 U_{max}=1500 V, I_{max}=1,2 A	PTN 32-10 U_{max}=32 V, I_{max}=10 A
termoemisyjne	PTN 16-60 U_{max}=16 V, I_{max}=60 A	PTN 1500-1200 U_{max}=1500 V, I_{max}=1,2 A	
Wszystkie zasilacze mają stabilizację napięcia lepszą niż $1 \cdot 10^{-4}$ U_n i stabilizację prądu lepszą niż $2 \cdot 10^{-4}$ I_n			

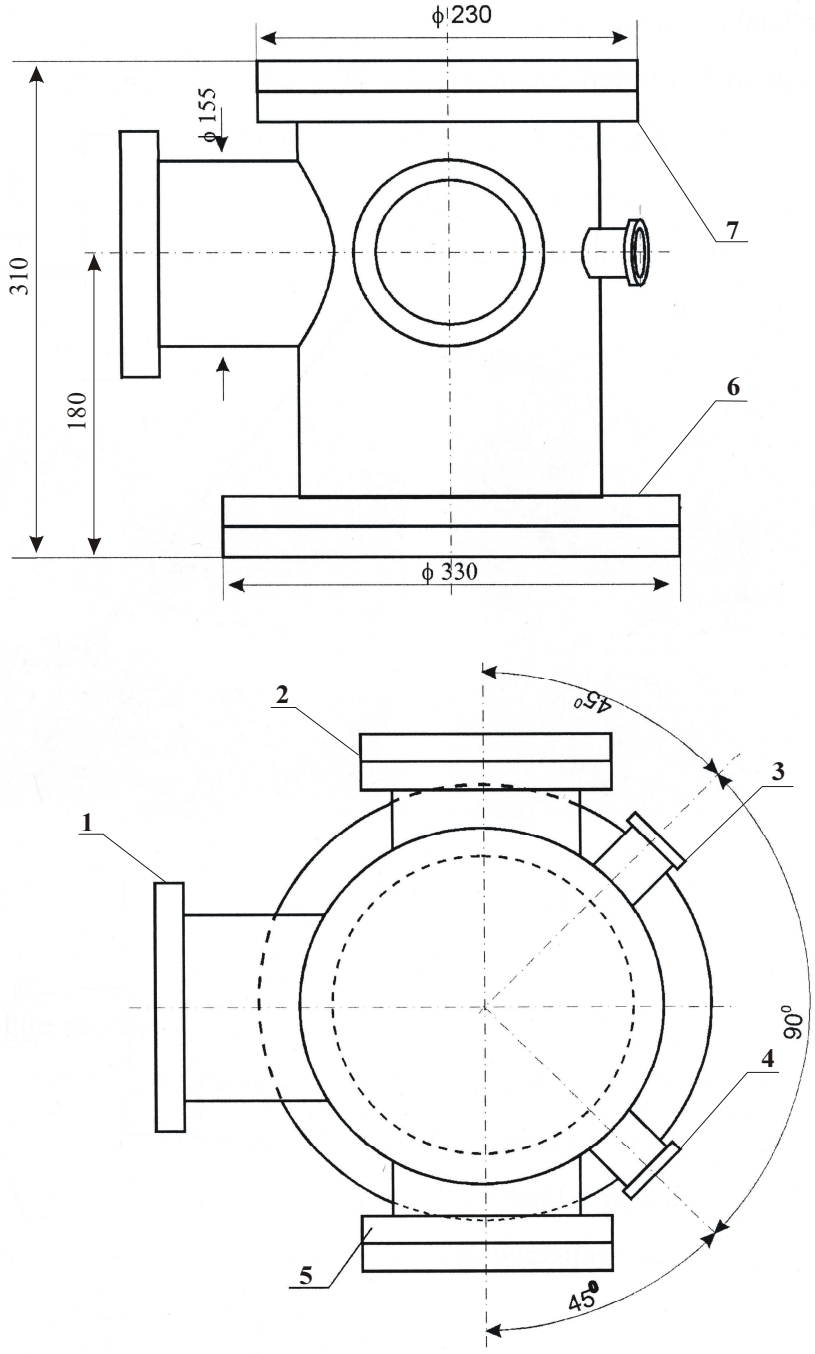
Do wytworzenia napięcia ekstrakcyjnego użyto zasilacza typu 2200 R (U_{max}=200 kV, I_{max}=10 mA, współczynnik stabilizacji napięciowej $\leq 2 \cdot 10^{-4} U_n$), wyprodukowanego w angielskiej firmie Wallis Hivolt. Cewki elektromagnesu separatora (o łącznej oporności 3,2 Ω) zasilane są z urządzenia własnej produkcji, które charakteryzuje się następującymi parametrami: U_{max}=300 V, I_{max}=80 A, współczynnik stabilizacji prądowej $\leq 5 \cdot 10^{-5} I_n$. Napięcie przyłożone do soczewki ogniskującej uzyskuje się z zasilacza firmy Heinzinger typu PNC 40000-5 (U_{max}=40 kV, I_{max}=5 mA, współczynnik stabilizacji napięciowej $\leq 1 \cdot 10^{-4} U_n$). Wszystkie wyżej wymienione zasilacze sterowane są z komputera za pośrednictwem złącz optycznych RS 232. Do pomiaru wartości indukcji magnetycznej w szczelinie elektromagnesu separującego zastosowano hallotronowy miernik indukcji magnetycznej firmy Lake Shore (model 450), który sprzężono z komputerem sterującym za pomocą złącza RS 232. Wysoką próżnię w separatorze na poziomie $2 \cdot 10^{-4}$ Pa wytwarzają cztery olejowe pompy dyfuzyjne typu PDO 2002, natomiast próżnię wstępną zapewniają dwie pompy rotacyjne BL 90. Wszystkie pompy zostały wyprodukowane przez ZAP w Koszalinie.

Schemat komory pomiarowej, wraz z jej wyposażeniem oraz elektronicznym układem pomiarowym, przedstawiono na rys. 4.20.



Rys. 4.20. Schemat stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania zjawiska rozpylania jonowego ciał stałych [4.63]

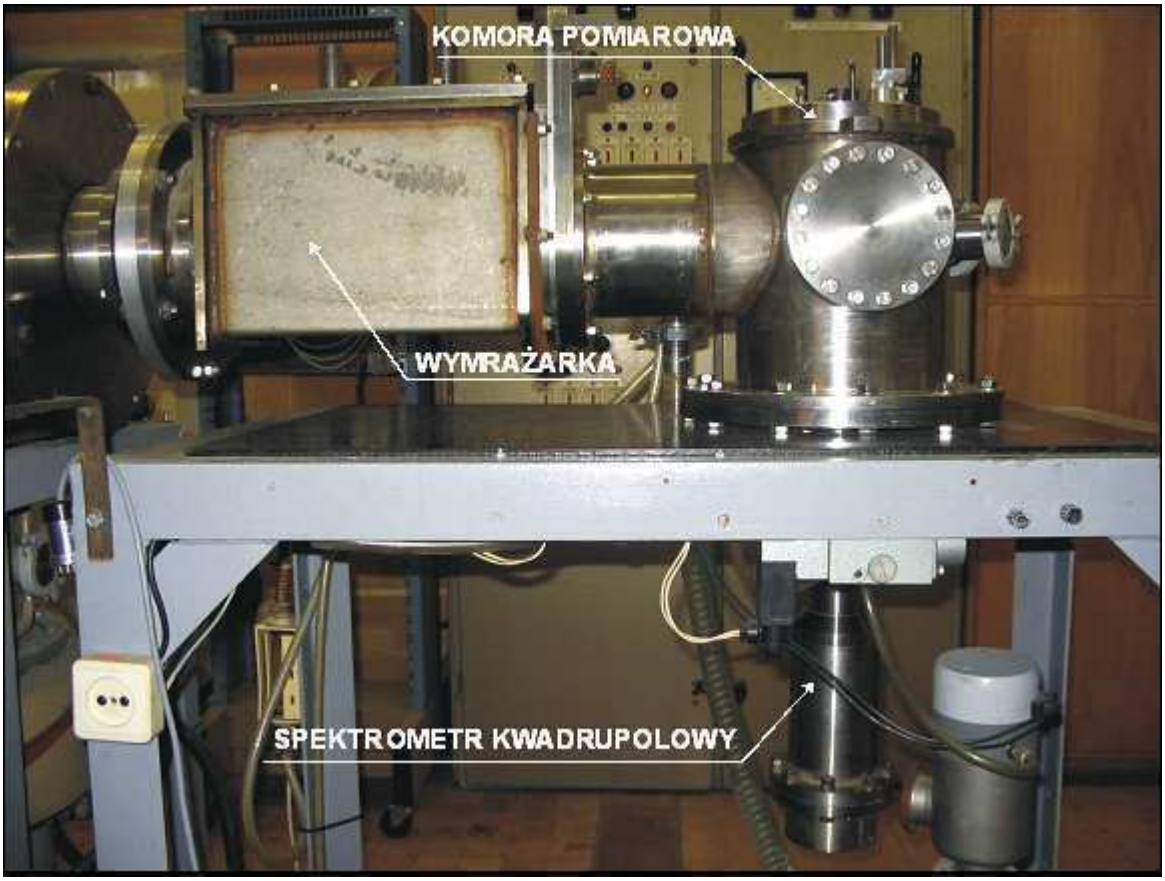
Własnej konstrukcji komora próżniowa, będąca częścią omawianego stanowiska pomiarowego, w całości wykonana ze stali kwasoodpornej, posiada siedem portów przyłączeniowych (rys. 4.21).



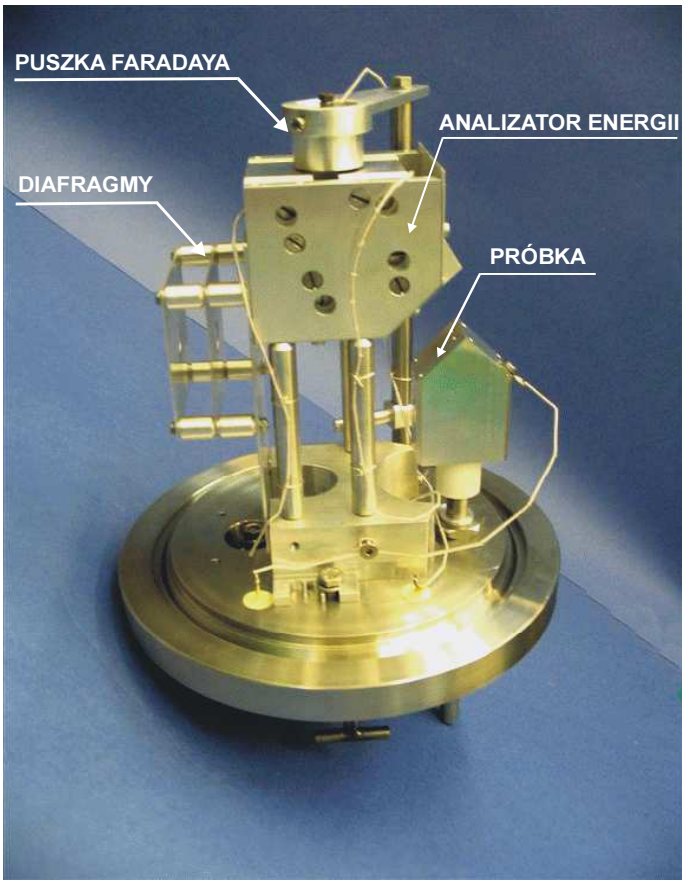
Rys. 4.21. Komora próżniowa stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania zjawiska rozpylania jonowego ciał stałych

Port pierwszy służy do połączenia jej za pośrednictwem wymrażarki azotowej i śluzy próżniowej z traktem jonowym separatora. Do portu drugiego podłączono pompę turbomolekularną typu TMU 260 firmy Balzers. Port o numerze trzy służy do

zamontowania próżniowej głowicy pomiarowej typu IKR 251. Jest to głowica jonizacyjna współpracująca z próżniomierzem typu TPG 261 firmy Pfeiffer Vaccum. Do portu czwartego przymocowano próżniowy zawór zapowietrzający. Uzyskiwana w komorze próżniowej wysoka próżnia jest na poziomie $5 \cdot 10^{-5}$ Pa. Nieużywany obecnie port nr 5 został zaślepiony metalowym deklem. Port nr 6, znajdujący się w dnie komory służy do podłączenia kwadrupolowego analizatora mas. Od góry (port nr 7) komorę zamyka próżniowa pokrywa, także wykonana ze stali kwasoodpornej. Przymocowano do niej elektrostatyczny analizator energii jonów wraz z układem diafragm, manipulator stolików przeznaczonych do umieszczania badanych próbek oraz manipulator ruchomej puszki Faradaya. Ponadto w pokrywie znajdują się niezbędne próżniowe przepusty elektryczne. Wygląd komory pomiarowej przedstawiono na fotografii 4.1, natomiast na fotografii 4.2 zaprezentowano pokrywę górną (port nr 7) wraz z w/w elementami wyposażenia. Opisywana komora została zaprojektowana w ten sposób, aby można ją było podłączyć także do traktu jonowego implantatora UNIMAS 79 (roz.3) [4.74, 4.83–4.85].



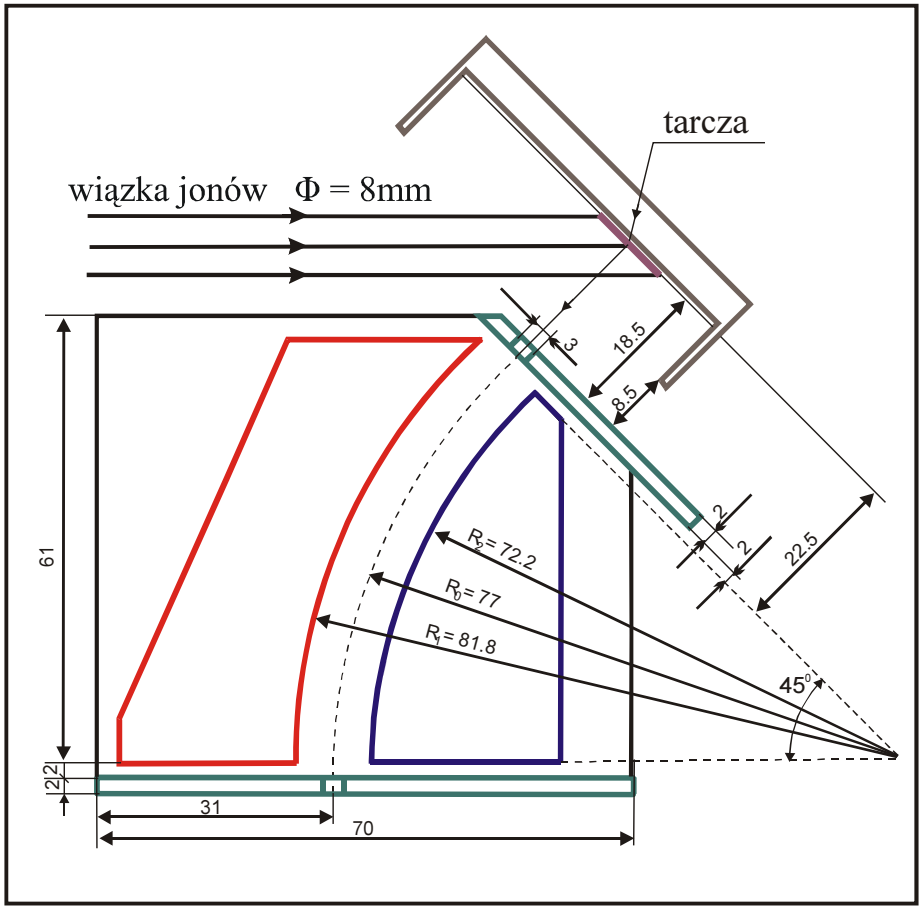
Fot. 4.1. Widok stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania zjawiska rozpylania jonowego ciał stałych



Fot. 4.2. Widok wyposażenia komory stanowiska pomiarowego

Wytworzona w separatorze wiązka jonów o określonym stosunku *m/q* oraz energii (zwana dalej wiązką jonów pierwotnych) wprowadzona zostaje do komory pomiarowej poprzez układ diafragm o średnicach równych 8 mm i następnie pada na badaną tarczę ustawioną pod kątem 45° w stosunku do kierunku biegu tej wiązki. W celu uzyskania jednorodnego rozkładu gęstości natężenia prądu jonowego wiązki pierwotnej na naświetlanej próbce formuje się szeroką wiązkę o średnicy powyżej 12 mm, a następnie za pomocą w/w diafragmy o średnicy 8 mm wycina z niej część środkową. Badaną tarczę umieszcza się na stoliku będącym jednocześnie specjalną puszką Faradaya. Zadaniem tej puszki jest zminimalizowanie błędu pomiaru natężenia prądu wiązki pierwotnej wynikającego z ucieczki elektronów wtórnych, które emitowane są w wyniku bombardowania próbki wiązką jonów. W komorze pomiarowej znajdują się dwa takie stoliki przymocowane do izolowanego od masy obrotowego manipulatora. Na tym manipulatorze umieszczono także cylindryczną puszkę Faradaya, służącą do pomiaru natężenia prądu pierwotnej wiązki jonowej. Wykorzystywana jest ona w początkowej fazie eksperymentu, polegającej na naprowadzeniu wiązki pierwotnej na badaną tarczę.

Część jonów wtórnych (dodatnich lub ujemnych), wybitych z tarczy pod wpływem bombardowania jej powierzchni wiązką jonów pierwotnych, przechodzi przez szczelinę wejściową, trafiając do obszaru elektrostatycznego analizatora energii jonów (rys. 4.22), którym jest sektorowy kondensator cylindryczny o kącie rozwarcia 45°, promieniu równym 77 mm i odległości między elektrodami wynoszącej 10 mm. Szczeliny, zarówno wejściowa jak i wyjściowa (o szerokości 3 mm i długości 8 mm każda), stanowią integralną całość analizatora energii i znajdują się na potencjale zerowym względem masy urządzenia. Stolik z badaną tarczą w zależności od potrzeb eksperymentu może znajdować się na potencjale dodatnim (w przypadku wyznaczania energii jonów dodatnich) lub ujemnym (w przypadku analizy energii jonów ujemnych lub elektronów).



Rys. 4.22. Elektrostatyczny filtr energii jonów wtórnych [4.65]

Takie rozwiązanie zdecydowanie zwiększa wartość natężenia prądu wtórnej wiązki jonowej wchodzącej do obszaru analizatora energii. Po przejściu przez ten analizator wiązka jonów wtórnych o określonej energii kierowana jest za pomocą układu ogniskującego do kwadrupolowego analizatora mas (QMA) typu QMS-200 produkcji UNITRA-OBRP. Pozwala on analizować jony w zakresie mas od 2 j.m.a. do 200 j.m.a.

Wartości natężeń mierzonych prądów jonowych zawierają się w przedziale od 10^{-14} A do 10^{-6} A. Ponadto pomiędzy analizator energii, a QMA można wsunąć ruchomą puszkę Faradaya, która umożliwia wykonanie bezpośredniego pomiaru natężenia prądu wiązki jonowej, przechodzącej przez analizator energii.

Pomiaru natężenia prądu jonowego wiązki pierwotnej, dawki naświetlania – czyli liczby jonów padających na jednostkę powierzchni analizowanej tarczy, natężenia prądu wiązki jonów wtórnych na wyjściu analizatora energii oraz na kolektorze kwadrupolowego analizatora mas, dokonuje się wykorzystując zestaw aparaturowy, pracujący w systemie CAMAC (moduły produkcji ZZUJ Polon), sprzężony z komputerem sterującym PC. Wartości napięć wyjściowych poszczególnych zasilaczy, a mianowicie zasilacza napięcia ekstrakcyjnego U_c, zasilacza analizatora energii U_a i zasilacza soczewki ogniskującej U_f, (zasilacze firmy Heizinger, typ LNG 350-6) ustawiane są za pomocą 12-bitowych przetworników cyfrowo-analogowych, wchodzących w skład systemu CAMAC. Amplituda napięcia wysokiej częstości (2 MHz) sterownika QMA zadawana jest za pomocą własnej konstrukcji układu elektronicznego wyposażonego w 16-bitowy przetwornik cyfrowo-analogowy. Układ ten zamontowano wewnątrz obudowy sterownika QMA. Zastosowanie przetworników cyfrowo-analogowych pozwala nie tylko na precyzyjne zadawanie wartości wspomnianych napięć, ale także ich automatyczne skanowanie w trakcie zdejmowania poszczególnych charakterystyk.

Do pomiaru dawki jonów naświetlających badaną próbkę zastosowano układ integratora ładunku elektrycznego zestawiony także w oparciu o system CAMAC. W jego skład wchodzi własnej konstrukcji (wykorzystujący układ scalony AD537) przetwornik natężenia prądu na częstotliwość (I-f), zestaw liczników (typ 420A) oraz generator impulsów zegarowych (typ 730B). Przetwornik posiada dwa zakresy pomiarowe: 1 μA i 10 μA, którym odpowiada na wyjściu sygnał w postaci standardowych impulsów elektrycznych o amplitudzie +5 V i maksymalnej częstotliwości 100 kHz. Liczba zliczonych w liczniku impulsów jest proporcjonalna do dawki padających na tarczę jonów. Ponieważ próbkę umieszcza się na pewnym potencjale względem masy, wyjście przetwornika odizolowano od wejść liczników transoptorem. Wspomniany przetwornik I-f, układ licznika podwójnego oraz generator impulsów zegarowych służy także do pomiaru natężenia prądu wiązki pierwotnej. Liczba zliczonych impulsów w jednostce czasu (np. 1 s) odpowiada wartości mierzonego natężenia prądu jonowego.

W inny sposób zrealizowany został pomiar natężenia prądu wtórnej wiązki jonowej. Wartość natężenia prądu wiązki jonów wtórnych, przechodzącej przez szczelinę

wyjściową analizatora energii, mierzy się za pomocą ruchomej puszki Faradaya, połączonej z masą opornikiem o wartości 1 MΩ. Sygnał napięciowy z tego opornika podany jest za pośrednictwem multipleksera (typ. 750) na wejście woltomierza sześciocyfrowego typu B7-34A (produkcji rosyjskiej), sprzężonego z systemem CAMAC za pośrednictwem dwóch bloków (rejestru wyjściowego, typ 350 i rejestru wejściowego typ 305). Po przejściu przez analizator energii, wiązka jonów wtórnych wchodzi w obszar kwadrupolowego analizatora mas, w którym zebrany z kolektora sygnał prądowy zostaje wzmocniony w powielaczu jonowym, a następnie ulega konwersji na sygnał napięciowy w przedwzmacniaczu. Dalsze jego wzmocnienie ma miejsce w sterowniku QMA, skąd za pośrednictwem multipleksera kierowany jest na wejście wspomnianego woltomierza cyfrowego.

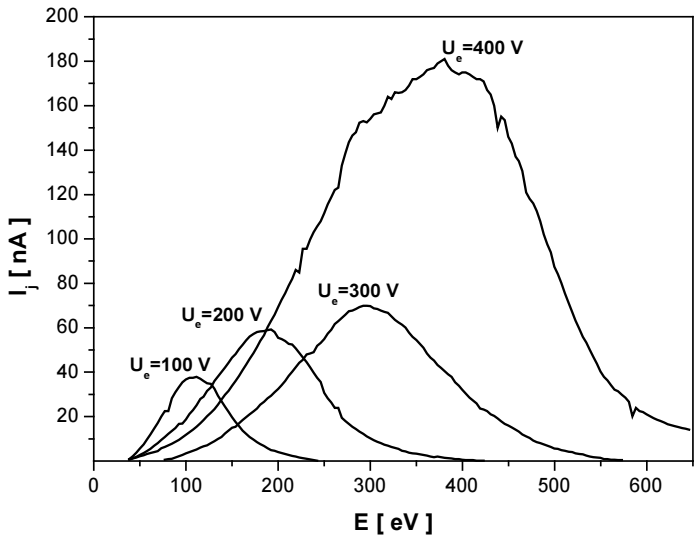
Do obsługi opisanego powyżej stanowiska pomiarowego opracowano program komputerowy składający się z pięciu modułów, które pozwalają na ustalenie parametrów eksperymentu jak również jego przeprowadzenie. Pierwszy moduł umożliwia pomiar natężenia prądu jonowego wiązki pierwotnej w trakcie naprowadzania jej na tarczę. Moduł drugi pozwala wyznaczyć zależność natężenia prądu wtórnej wiązki jonowej przechodzącej przez analizator energii od wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e. Pomiar ten możliwy jest dzięki ruchomej puszce Faradaya, umieszczonej za szczeliną wyjściową analizatora. Na podstawie uzyskanych charakterystyk eksperymentator ustala optymalne wartości U_a i U_e, które następnie utrzymywane są w trakcie trwania dalszej części doświadczenia. Moduł trzeci pozwala wyznaczyć widmo mas jonów wtórnych za pomocą kwadrupolowego analizatora mas. Jak już było wspomniane, zastosowanie 16-bitowego przetwornika cyfrowo-analogowego umożliwia właściwy dobór precyzji pomiaru (kroku ΔM z jakim będzie się odbywało skanowanie widma mas). Program pozwala także wybrać przedziały skanowania oraz zakresy pomiarowe woltomierza cyfrowego. Uzyskane widmo mas jonów wtórnych o określonej energii jest wyświetlane na ekranie monitora oraz zapisywane do pliku w trakcie trwania eksperymentu. Czwarty moduł umożliwia dobranie optymalnej wartości napięcia U_f przyłożonego do soczewki ogniskującej. Operator ręcznie wybiera największy wierzchołek wstępnie analizowanego widma mas, a następnie skanuje się napięciem U_f, mierząc jednocześnie natężenie prądu wiązki jonów wtórnych o zadanej masie. Po wykonaniu tych czynności określa się wielkość napięcia U_f, której odpowiada największa wartość mierzonego natężenia prądu jonowego. Wartość tego napięcia utrzymywana jest następnie w trakcie dalszej części doświadczenia. Wybór optymalnej wartości U_f kończy procedurę justowania układu pomiarowego. Piąty, a zarazem ostatni

moduł programu pozwala zarejestrować całe widmo mas jonów wtórnych o wybranej energii, a także wyznaczyć zależności intensywności interesujących wierzchołków widma mas jonów wtórnych od dawki naświetlania wiązką jonów pierwotnych. Wyboru tych wierzchołków dokonuje się za pomocą markerów programowych. W ten sposób, można śledzić np. zmiany wysokości określonego wierzchołka, odpowiadającego masie jonu materiału badanej tarczy oraz wierzchołka związanego z jonami wiązki pierwotnej, w zależności od dawki jonów wiązki pierwotnej.

4.8. Eksperyment i omówienie wyników

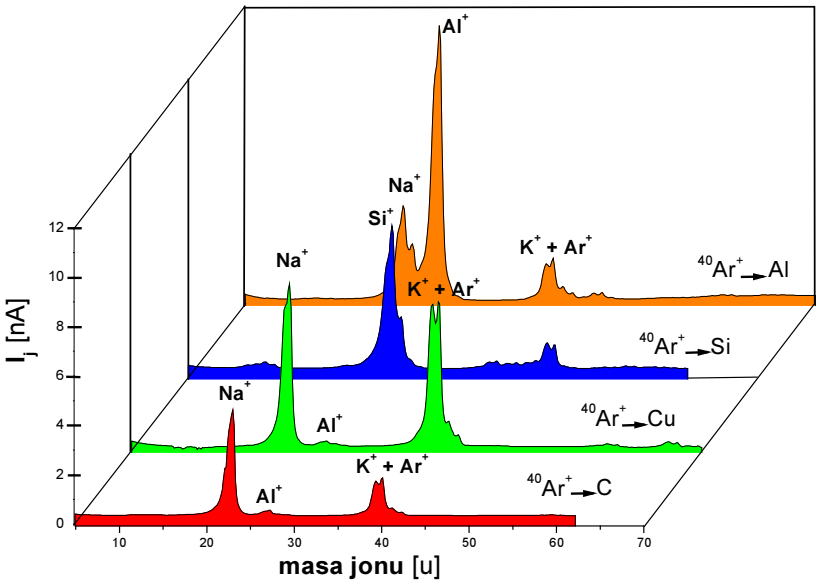
Poniżej zaprezentowano pierwsze wyniki doświadczalne otrzymane za pomocą aparatury opisanej w pracach [4.63–4.71]. Eksperyment rozpoczęto od bombardowania tarczy aluminiowej wiązką jonów argonu $^{40}Ar^{+}$ o energii 40 keV. Do wytworzenia tej wiązki zostało zastosowane plazmowe źródło jonów typy Nielsena. Wartość natężenia prądu wiązki jonowej, padającej na naświetlaną tarczę, była równa 1 μA.

Pierwszy etap eksperymentu dotyczył pomiaru natężenia prądu wtórnej wiązki jonowej na wyjściu analizatora energii w zależności od wielkości napięcia analizującego U_a, dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e. Do tego pomiaru wykorzystano ruchomą puszkę Faradaya. Otrzymane wyniki przedstawione są na rys. 4.23. Oś odciętych zaprezentowanego wykresu wyskalowano w jednostkach energii (elektronowoltach), posługując się zależnością $E=eU_a/2ln(R_{zew}/R_{wew})$, słuszną dla przypadku idealnego kondensatora cylindrycznego o promieniach okładek R_{zew} oraz R_{wew}, do których zostało przyłożone napięcie analizujące U_a. Ponieważ natężenie prądu jonowego odłożone na osi rzędnych jest wprost proporcjonalne do liczby jonów docierających do kolektora w jednostce czasu, zatem przedstawione na rysunku zależności należy traktować jako rozkłady energetyczne (widma energetyczne) jonów wtórnych. Na osi rzędnych typowego rozkładu energetycznego jonów wtórnych odkłada się stosunek liczby rejestrowanych w jednostce czasu jonów do szerokości przedziału energii ΔE. Szerokość przedziału energii jest natomiast zdeterminowana zastosowaniem 12-bitowego przetwornika cyfrowo-analogowego, wykorzystywanego do zadawania wartości napięcia analizującego U_a. Z przedstawionych na rys. 4.23 zależności wynika, że wzrost napięcia ekstrakcyjnego powoduje znaczące zwiększenie wartości mierzonego natężenia prądu jonów wtórnych oraz przesunięcie wierzchołków w stronę większych energii.



Rys. 4.23. Widma energetyczne jonów wtórnych wybitych z tarczy Al wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 40 keV, wyznaczone dla różnych wartości U_e [4.63]

W kolejnym etapie eksperymentu wykonano pomiary widm mas jonów wtórnych emitowanych z tarcz: węglowej, miedzianej, krzemowej i aluminiowej, naświetlanych także wiązką jonów Ar^{+} o energii 40 keV, kącie padania 45° i natężeniu prądu wynoszącym 1 μA. Wartość napięcia ekstrakcyjnego we wszystkich przypadkach była równa 150 V, natomiast optymalne napięcie na elektrodach analizatora energii U_a za każdym razem dobierano tak, aby uzyskać maksymalnie duże natężenie prądu wiązki jonów wtórnych, wprowadzonej do obszaru kwadrupolowego analizatora mas. Uzyskane widma zaprezentowane są na rysunku 4.24.



Rys. 4.24. Widma mas jonów wtórnych wybitych z tarcz: C, Cu, Si i Al wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 40 keV (U_e=150 V) [4.63]

W przypadku próbek wykonanych z Al oraz Si, w zarejestrowanych widmach wyraźne są wierzchołki odpowiadające masom jonów podstawowych składników tarcz. W widmach związanych z próbkami miedzianą i węglową, wierzchołki jonów Cu^+ i C^+ nie są widoczne. W widmach tarcz wykonanych z Al, Cu oraz C pojawiają się ponadto duże wierzchołki przyporządkowane masom jonów Na^+ i K^+, za które odpowiedzialne są zanieczyszczenia (tarcze Al, Cu i C wykonano z materiałów o niskiej czystości). Ponieważ tarcza krzemowa została przygotowana z materiału o dużej czystości, mas jonów Na^+ i K^+ w zarejestrowanym widmie nie zaobserwowano. Ponadto w widmach odpowiadającym tarczom Cu i C można wyróżnić wierzchołek związany z jonami Al^+. Jony te mogą pojawiać się w widmach jako zanieczyszczenia, ponieważ stolik mocowania próbek oraz analizator energii wykonany został z aluminium. Dla każdej z czterech tarcz, w zarejestrowanych widmach pojawia się wierzchołek odpowiadający jonom $^{40}Ar^+$ wiązki pierwotnej.

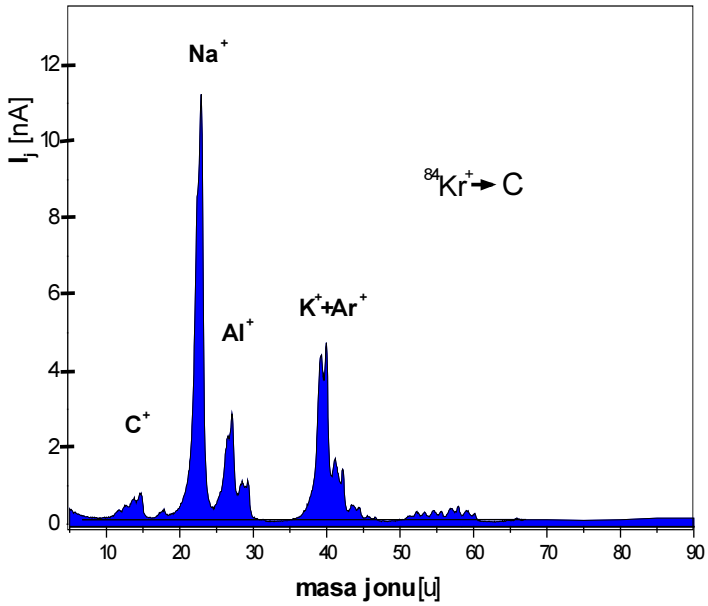
Zasięgi najbardziej prawdopodobne R_p implantowanych do poszczególnych tarcz jonów $^{40}Ar^+$ o energii 40 keV i kącie padania 45°, a także połówkowa szerokość rozkładów ΔR_p zostały obliczone za pomocą kodu SRIM-2012.03. Wyznaczone wielkości zebrano w tabeli 4.4. Z uwagi na zasięgi implantowanych jonów oraz względnie krótkie czasy analizy widm (dawki implantowanych jonów nie przekraczały $5 \cdot 10^{14}$ $^{40}Ar^+/cm^2$) należy sądzić, iż rejestrowane jony argonu są wstecznie rozproszonymi jonami wiązki pierwotnej, a nie wybitymi z naświetlanych tarcz.

Tabela 4.4. Zasięgi najbardziej prawdopodobne jonów R_p oraz średnie odchylenia standardowe ΔR_p jonów Ar^+ o energii 40 keV i kącie padania 45° implantowanych do tarcz Al, Si, Cu i C

L.p.	Materiał tarczy	R_p [nm]	ΔR_p [nm]
1	Al	29,6	14,1
2	Si	34,5	16,7
3	Cu	14,6	8,7
4	C	26,1	9,1

W kolejnym eksperymencie naświetlano tarczę węglową (tę samą, której użyto w przypadku naświetlania jonami Ar^+) wiązką jonów $^{84}Kr^+$ o energii 40 keV, kącie padania 45° i natężeniu prądu jonowego wynoszącym 0,5 μA. Jony kryptonu wytwarzano podobnie jak jony argonu, stosując źródło plazmowe typu Nielsena. Uzyskane widmo mas jonów

wtórnych przedstawione jest na rys. 4.25. Widać na nim wyraźne wierzchołki pochodzące od jonów materiału tarczy, jej zanieczyszczeń, a także uprzednio zaimplantowanego argonu (dawką $5 \cdot 10^{14}$ $^{40}Ar^{+}/cm^{2}$). Nie zarejestrowano natomiast wierzchołka pochodzącego od $^{84}Kr^{+}$. Średni zasięg implantowanych jonów ^{84}Kr i połówkowe szerokości profili ΔR_p (obliczone za pomocą kodu SRIM-2012.03) wynoszą odpowiednio $R_p = 22{,}3$ nm i $\Delta R_p = 9{,}4$ nm. Względnie krótki czas naświetlania tarczy oraz wyznaczone wartości R_p i ΔR_p przemawiają za tym, że zaimplantowane atomy kryptonu nie są wybijane z próbki we wczesnym stadium naświetlania. Duży stosunek masy jonu $^{84}Kr^{+}$ do masy atomu tarczy ($M_1/M_2 = 7$) uprawnia do stwierdzenia, iż w wiązce jonów wtórnych nie pojawiają się wstecznie rozproszone jony wiązki pierwotnej ($^{84}Kr^{+}$).



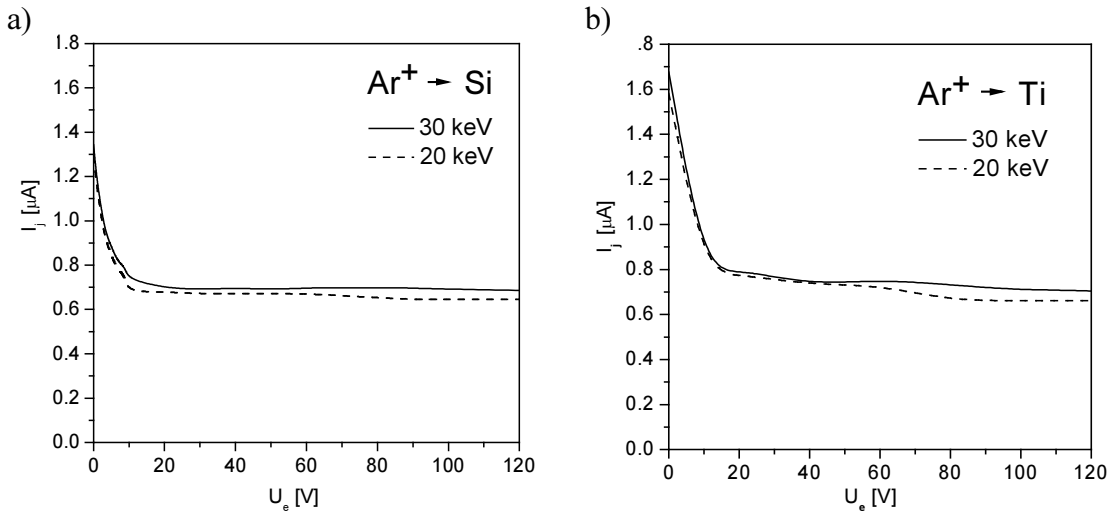
Rys. 4.25. Widmo mas jonów wtórnych wybitych z tarczy C + Ar wiązką jonów $^{84}Kr^{+}$ o energii 40 keV (U_e=150 V) [4.63]

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów wstępnych można wysnuć wniosek, że duży wpływ na wielkość mierzonego natężenia prądu jonów wtórnych wywiera napięcie ekstrakcyjne U_e przyłożone do stolika z próbką. Ma ono na celu ekstrahować jony wtórne z obszaru położonego w pobliżu tarczy i skierować je do szczeliny wejściowej analizatora energii. Napięcie ekstrakcyjne, powodując zwiększenie energii kinetycznej wybitych jonów, wpływa tym samym na zdolność rozdzielczą kwadrupolowego analizatora mas, która pogarsza się ze wzrostem prędkości docierających do niego jonów.

W celu wyznaczenia optymalnej wartości U_e wykonano cały szereg pomiarów, do których użyto tarcz wykonanych z tytanu oraz krzemu. Widmo masowe tytanu posiada pięć charakterystycznych wierzchołków odpowiadających izotopom o liczbach masowych od 46 do 50. Widmo masowe krzemu ma trzy wierzchołki związane z izotopami o liczbach masowych 28, 29, 30. Obydwie tarcze bombardowano wiązkami jonów argonu, których energie były równe 20 keV oraz 30 keV. W tym przedziale energii współczynniki rozpylania w/w materiałów zmieniają się nieznacznie i wynoszą około 1,6 at.Si/jonAr^+ oraz 2 at.Ti/jon Ar^+ [4.86]. Gęstość prądu jonowego wiązki pierwotnej była utrzymywana w trakcie trwania eksperymentu na poziomie 0,7 $\mu A/cm^2$. Pomiar natężenia prądu wiązki został wykonany z użyciem puszki Faradaya, którą umieszczono w miejscu stolika z analizowaną próbką.

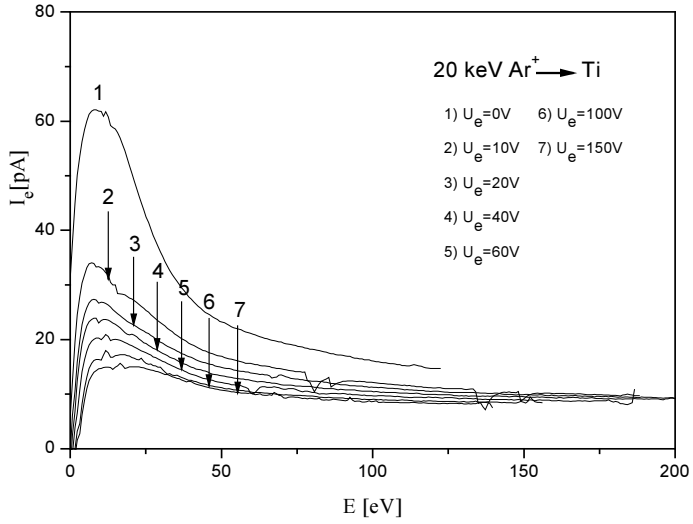
W czasie bombardowania tarczy wiązką jonów pierwotnych wybijane są z niej nie tylko atomy materiału próbki, ale także duża ilość elektronów wtórnych. Elektrony mogą być wybijane także przez przyspieszane jony wtórne, które uderzają w osłony i wewnętrzne ścianki filtru energii. Obecność elektronów wtórnych wpływa na pomiar natężenia prądu wiązki pierwotnej, zawyżając jego wartość, pomimo że próbka została umieszczona w półotwartej puszce Faradaya. W przypadku analizy ujemnych jonów wtórnych, obecność wybitych elektronów zwiększa także mierzoną wartość natężenia prądu wtórnej wiązki jonowej. Ponadto prawdopodobne jest również zjawisko neutralizacji dodatnich jonów wtórnych w czasie ich przemieszczania ku szczelinie wejściowej analizatora energii, a to z kolei powoduje zmniejszenie wartości mierzonego natężenia prądu wtórnej wiązki jonowej.

Przyłożone do stolika z tarczą dodatnie napięcie U_e ogranicza ucieczkę wybitych elektronów, co znajduje potwierdzenie eksperymentalne (rys. 4.26). Przedstawione zależności natężenia prądu pierwotnej wiązki jonowej od napięcia U_e wykazują, że w przypadku tarczy krzemowej, napięcie U_e=30 V powoduje, iż praktycznie wszystkie elektrony wtórne są zawracane do tarczy i w niewielkim stopniu zaburzają pomiar natężenia prądu wiązki pierwotnej. Odnośnie próbki tytanowej, sytuacja taka ma miejsce dla napięcia U_e równego 40 V.

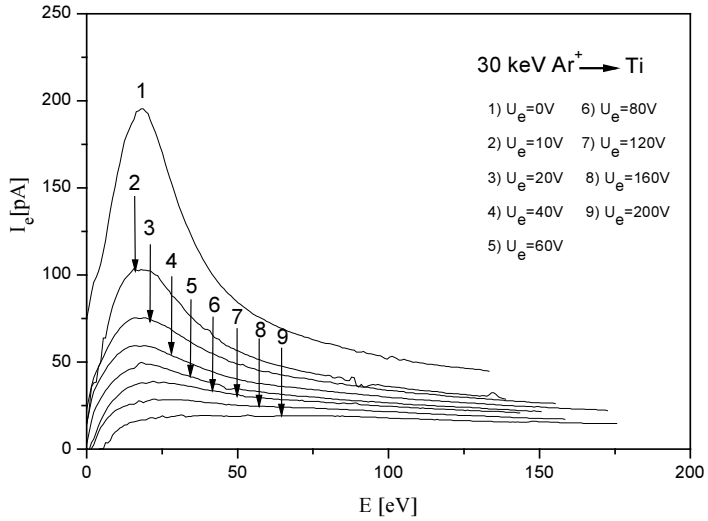


Rys. 4.26. Zależność natężenia prądu jonowego mierzonego na tarczy w zależności od wartości napięcia U_e [4.71]

Dodatkowo, wykorzystując analizator energii, wykonano pomiary widm energetycznych elektronów wybitych z tarczy tytanowej dla różnych wartości U_e. Otrzymane spektra energetyczne zaprezentowane są na rys. 4.27 a i b. Maksima rozkładów wypadają dla 10 eV w przypadku wiązki pierwotnej o energii 20 keV oraz 20 eV dla wiązki o energii 30 keV. Długie „ogony" w widmach najprawdopodobniej są spowodowane emisją elektronów wtórnych z wewnętrznych ścianek filtru energii.

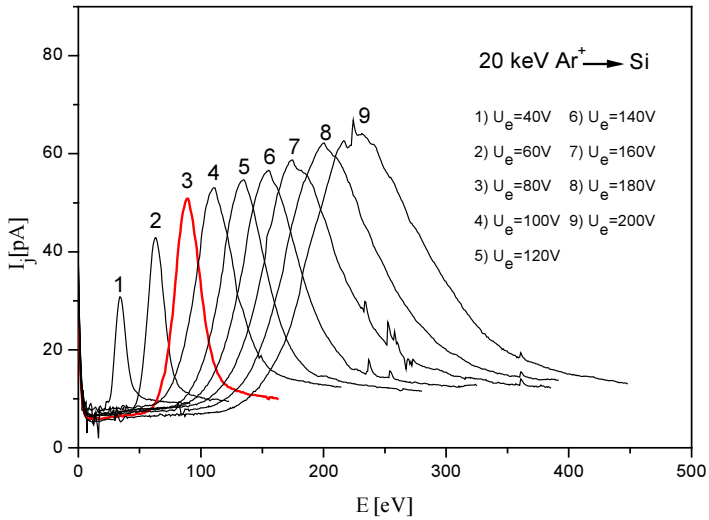


Rys. 4.27 a. Widma energetyczne elektronów wtórnych wybitych z tarczy Ti bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV [4.65]

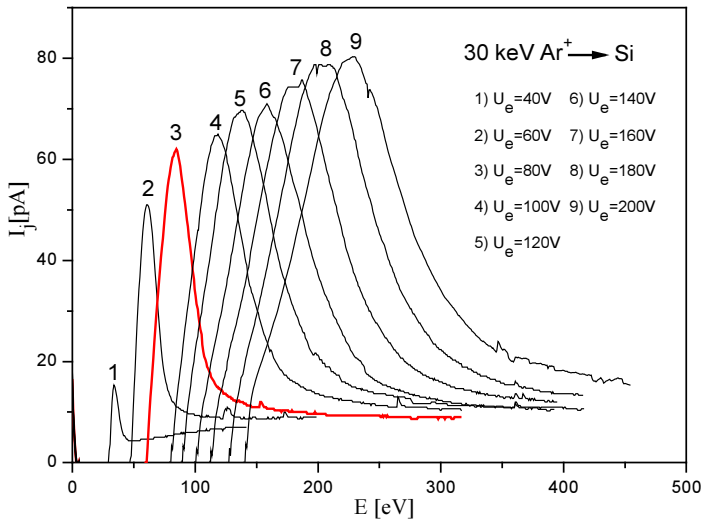


Rys. 4.27b. Widma energetyczne elektronów wtórnych wybitych z tarczy Ti bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 30 keV [4.65]

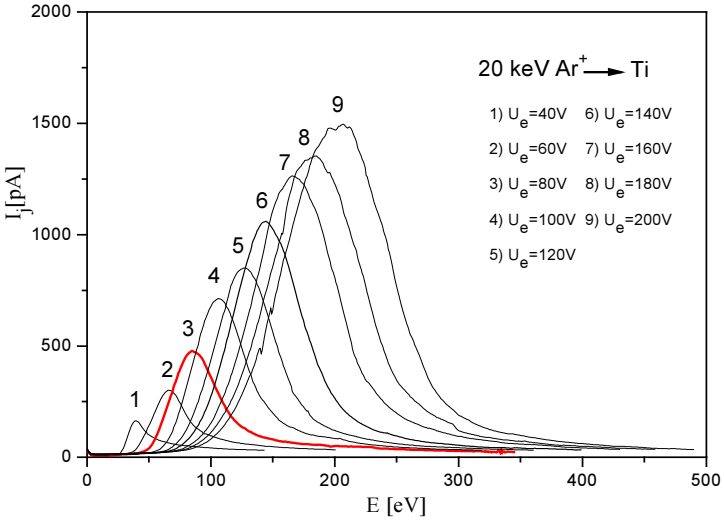
W kolejnym etapie eksperymentu wyznaczono rozkłady energetyczne jonów wtórnych krzemu i tytanu, zmierzone dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e, zmieniającego się w przedziale od 20 V do 200 V. Wyniki pomiarów dla Si przedstawione są na rys. 4.28 a i b, natomiast dla Ti na rys. 4.29 a i b. Z analizy zaprezentowanych charakterystyk wynika, że zwiększanie wartości U_e powoduje oczywisty efekt przesunięcia wierzchołka w stronę większych energii, a także zauważalny wzrost wartości natężenia prądu jonów wtórnych. Zaprezentowane na rys. 4.28 a i b oraz na rys. 4.29 a i b widma energetyczne, wyznaczone zostały z wykorzystaniem ruchomej puszki Faradaya, umieszczonej na czas pomiaru za szczeliną wyjściową analizatora energii.



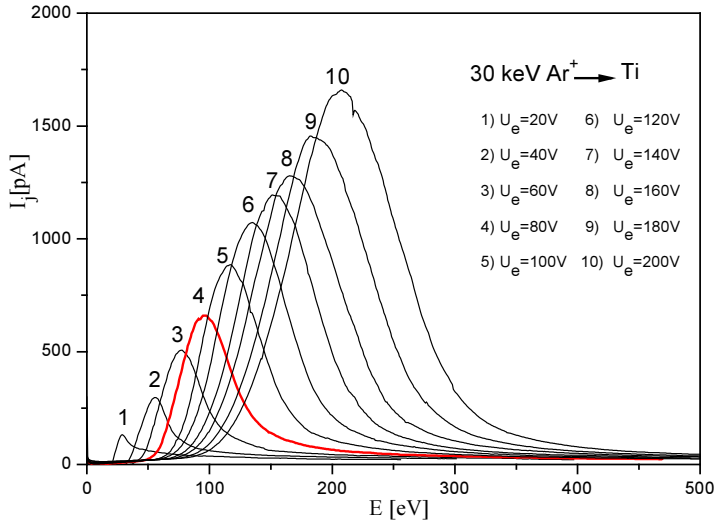
Rys. 4.28a. Widma energetyczne jonów wtórnych wybitych z tarczy Si bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.65]



Rys. 4.28b. Widma energetyczne jonów wtórnych, wybitych z tarczy Si bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 30 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.65]

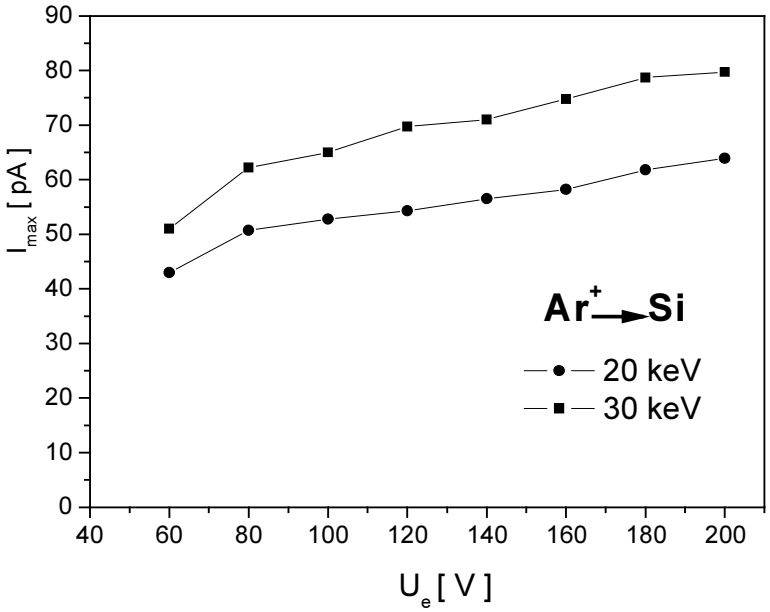


Rys. 4.29a. Widma energetyczne jonów wtórnych, wybitych z tarczy Ti bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia U_e [4.65]

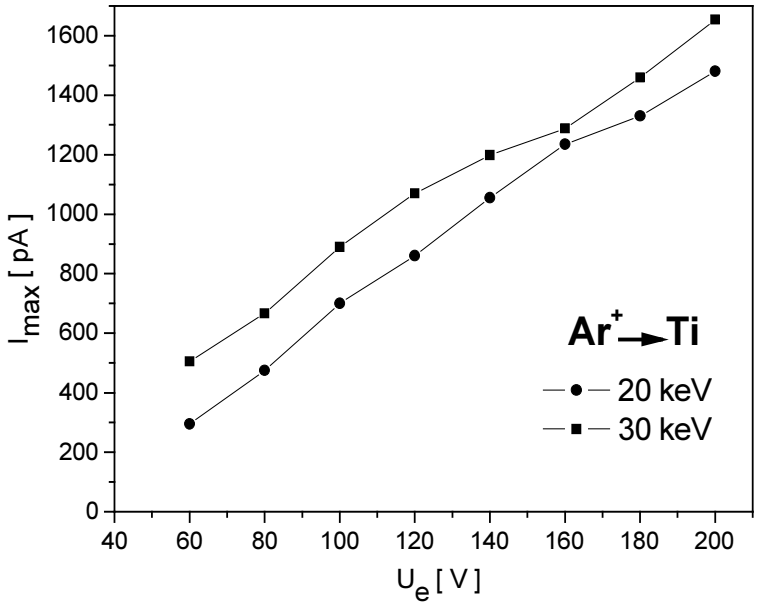


Rys. 4.29b. Widma energetyczne jonów wtórnych, wybitych z tarczy Ti bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 30 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia U_e [4.65]

Z przedstawionych widm wynika również, że intensywność wtórnej wiązki jonowej emitowanej z tarczy krzemowej osiąga stan „nasycenia" dla mniejszych wartości U_e, niż w przypadku próbki tytanowej. Efekt ten jest wyraźnie widoczny na rys. 4.30 i 4.31, przedstawiających zależność maksymalnej wartości natężenia prądu jonowego od napięcia ekstrakcyjnego U_e dla obydwu tarcz.

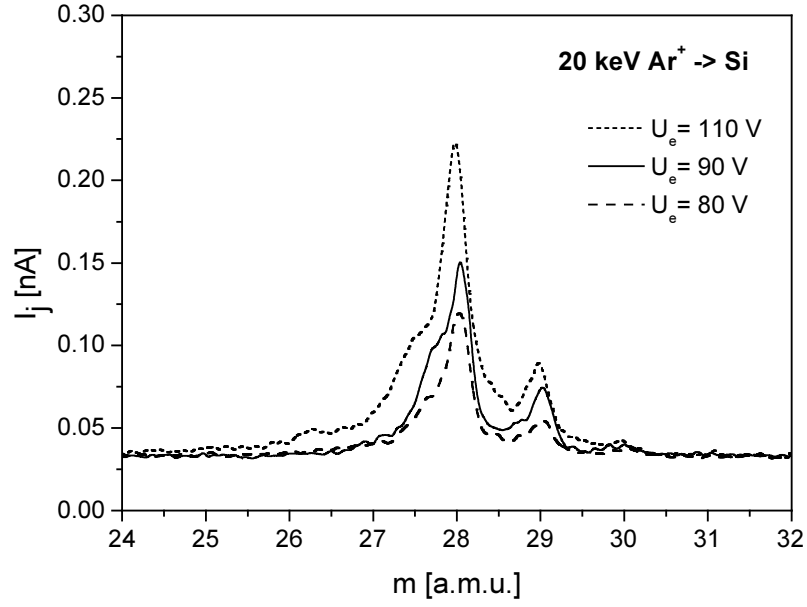


Rys. 4.30. Zależność maksymalnej wartości natężenia prądu jonów wtórnych, wybitych z tarczy Si wiązkami jonów $^{40}Ar^{+}$ o energiach 20 keV i 30 keV, od napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.71]

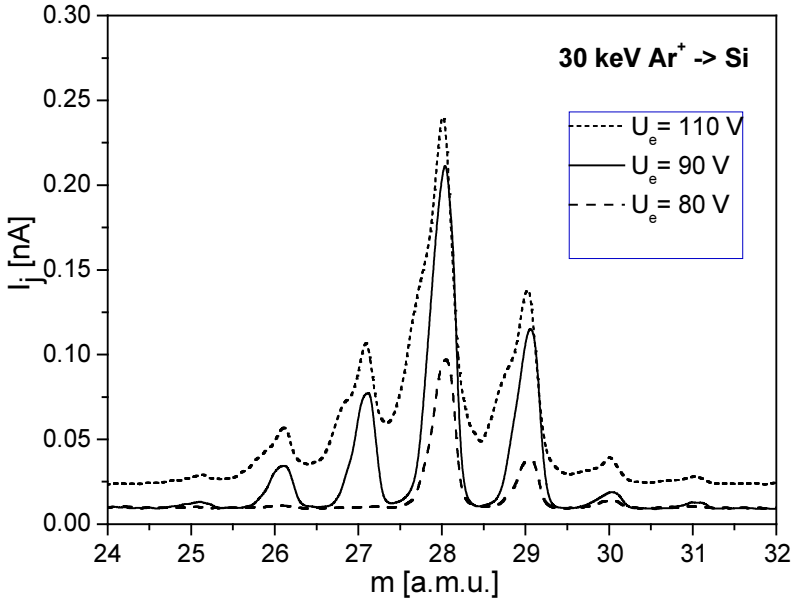


Rys. 4.31. Zależność maksymalnej wartości natężenia prądu jonów wtórnych, wybitych z tarczy Ti wiązkami jonów $^{40}Ar^{+}$ o energiach 20 keV i 30 keV, od napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.71]

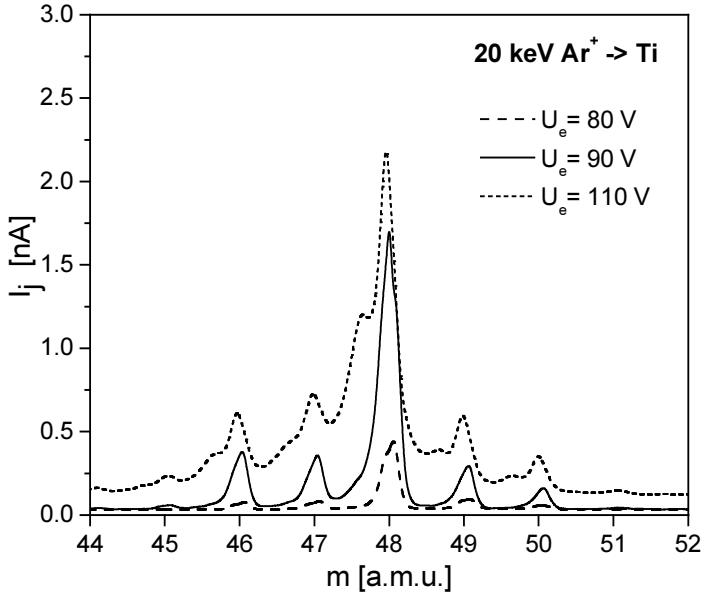
Następnie przy użyciu kwadrupolowego analizatora mas rejestrowano widma masowe jonów wtórnych, przechodzących przez analizator energii. Widma te były zmierzone dla takich samych, jak w przypadku analizy widm energetycznych, wartości napięć U_e. Korzystając z wcześniej wyznaczonych charakterystyk (rys. 4.28 a i b oraz 4.29 a i b), filtr energii (dla każdej wartości U_e) zestrojono na maksimum natężenia prądu jonowego. Wybrane widma mas jonów wtórnych pokazane są na rysunkach 4.32 a i b oraz 4.33 a i b.



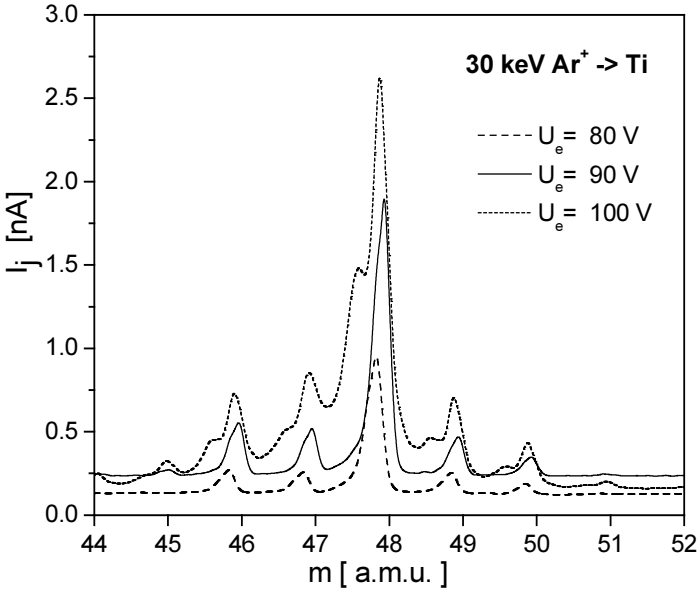
Rys. 4.32a. Widma masowe jonów wtórnych Si^{+}, otrzymanych w trakcie bombardowania tarczy Si wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.71]



Rys. 4.32b. Widma masowe jonów wtórnych Si^+, otrzymanych w trakcie bombardowania tarczy Si wiązką jonów $^{40}Ar^+$ o energii 30 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.71]

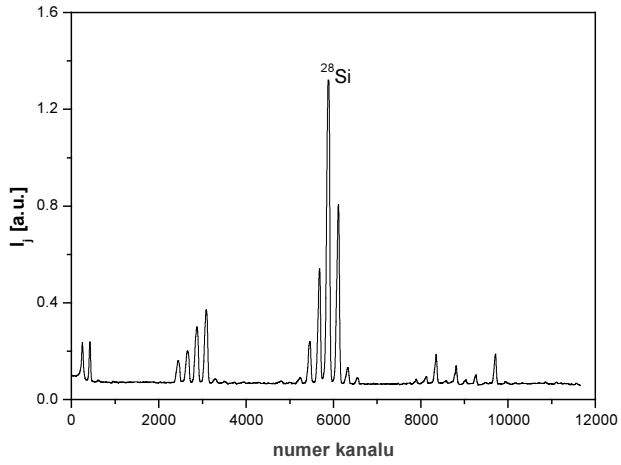


Rys. 4.33a. Widma masowe jonów wtórnych Ti^+, otrzymanych w trakcie bombardowania tarczy Ti wiązką jonów $^{40}Ar^+$ o energii 20 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.71]

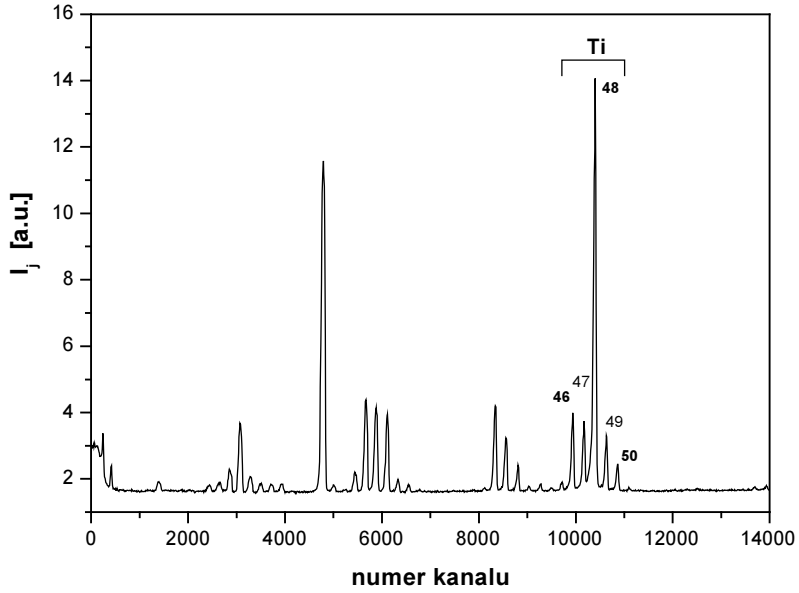


Rys. 4.33b. Widma masowe jonów wtórnych Ti^+, otrzymanych w trakcie bombardowania tarczy Ti wiązką jonów $^{40}Ar^+$ o energii 30 keV, wyznaczone dla różnych wartości napięcia ekstrakcyjnego U_e [4.71]

Łatwo zauważyć, że wzrost napięcia U_e powoduje zwiększenie mierzonego natężenia prądu jonów wtórnych, wpływając jednocześnie na pogorszenie zdolności rozdzielczej QMA. Wybór wartości U_e jest więc podyktowany kompromisem między zdolnością rozdzielczą QMA, a wielkością mierzonego natężenia prądu jonów wtórnych. Oszacowano, że ten kompromis osiąga się dla napięcia U_e zawartego w przedziale od 80 V do 100 V. Na rys. 4.34 i 4.35 przedstawione są widma mas jonów wtórnych emitowanych z próbek Si oraz Ti bombardowanych wiązką jonów $^{40}Ar^+$, uzyskane dla U_e=80 V. Zdolność rozdzielcza QMA, wyznaczona na podstawie widma masowego jonów tytanu, wynosi $R = 185$.



Rys. 4.34. Widmo mas jonów wtórnych, wybitych z tarczy Si wiązką jonów $^{40}Ar^+$ o energii 30 keV, wyznaczone dla U_e=80V [4.65]



Rys. 4.35. Widmo mas jonów wtórnych, wybitych z tarczy Ti wiązką jonów $^{40}Ar^+$ o energii 30 keV, wyznaczone dla U_e=80V [4.65]

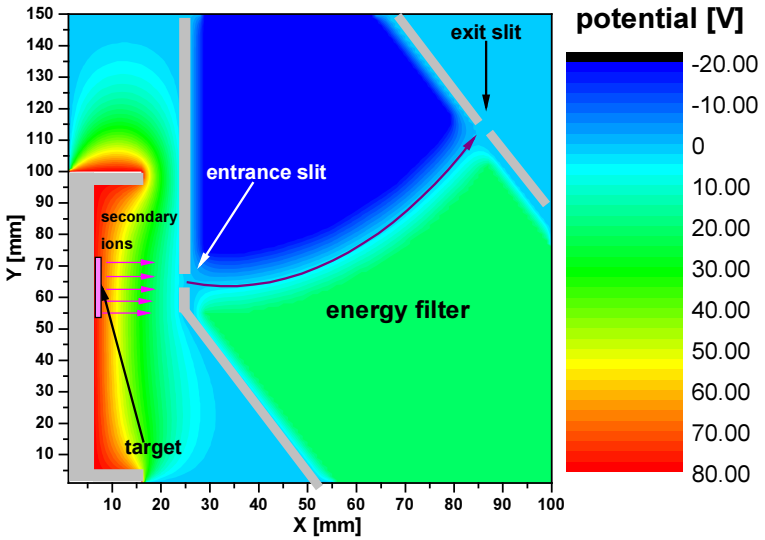
Znając wartości natężenia prądu jonowego wiązki pierwotnej oraz korzystając z wyznaczonych rozkładów energetycznych jonów wtórnych (rys. 4.28 a i b a także 4.29 a i b), oszacowano wartości względnych współczynników wtórnej emisji jonowej Y_W^+. W tym celu zostały wyznaczone pola powierzchni pod krzywymi rozkładów energetycznych, które są proporcjonalne do całkowitych natężeń prądu jonów wtórnych. Obliczenia przeprowadzono, wybierając rozkłady zmierzone dla U_e=200 V. Wyniki obliczeń zawarto w tabeli 4.5. Zaprezentowaną metodą można wyznaczyć jedynie względne wartości współczynników wtórnej emisji jonowej z uwagi na fakt, iż tylko pewna część wybitych z bombardowanej tarczy jonów wtórnych trafia w szczelinę wejściową analizatora energii jonów nawet wówczas, gdy napięcie ekstrakcyjne U_e ma dużą wartość (np. 200 V).

Tabela 4.5. Względne współczynniki wtórnej emisji jonowej Y_W^+ dla tarcz tytanowej i krzemowej, bombardowanych wiązkami jonów Ar^+ o energiach 20 keV i 30 keV pod kątem 45° [4.71]

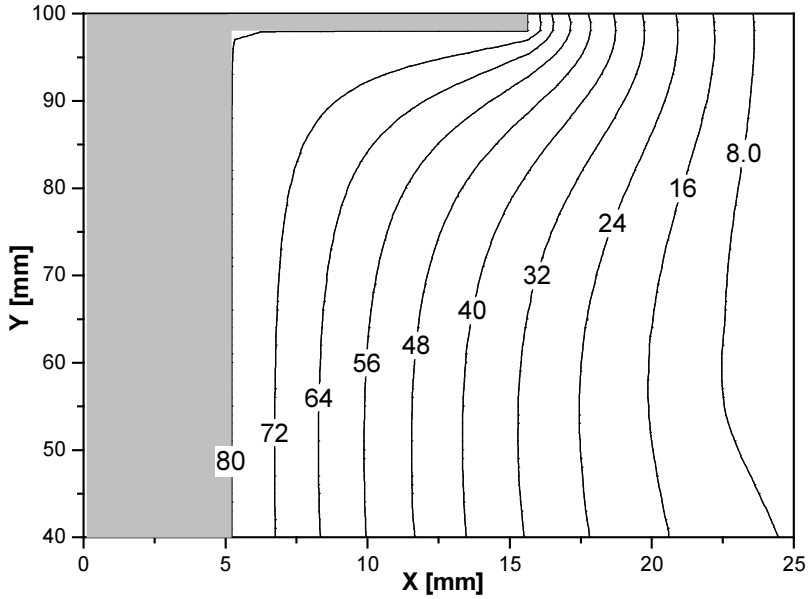
Energia [keV]	Y_W^+(Ti)	Y_W^+(Si)
20	0,24	0,030
30	0,26	0,033

4.9. Numeryczne modelowanie eksperymentu

W celu przeanalizowania wpływu geometrii stolika, obudowy i elektrod analizatora energii oraz przyłożonych do nich potencjałów na wyniki pomiarów natężeń prądu wiązek jonów wtórnych, jak również dobrania optymalnych parametrów pracy układu pomiarowego, przeprowadzono numeryczne obliczenia trajektorii jonów wtórnych. Trajektorie te, zaczynające się od bombardowanej tarczy i biegnące przez analizator energii oraz układ szczelin, aż do kwadrupolowego analizatora masy, wyznaczono przy użyciu programu TRQR [4.53, 4.87 – 4.90]. Przyjęto stosunkowo prosty model wyznaczania warunków początkowych dla wtórnej wiązki jonowej. Założono w nim, że jony wtórne emitowane są z powierzchni próbki bombardowanej wiązką jonów argonu o kołowym profilu poprzecznym (średnica wiązki jonowej ϕ = 8 mm). Przyjęto również, że rozkład wektorów prędkości jonów względem prostej prostopadłej do powierzchni próbki zgodny jest z rozkładem Gaussa, a rozbieżność kątowa wiązki wynosi 12°. Wartości prędkości jonów określono metodą Monte Carlo w oparciu o rozkłady energii jonów wtórnych Si^+ i Ti^+, obliczone z wykorzystaniem programu SATVAL [4.53, 4.90]. Przykładowe rozkłady potencjałów (dla U_e=80 V) w obszarze ekstrakcyjnym oraz analizatora energii, wyznaczone za pomocą programu TRQR, pokazane są na rys. 4.36 a i b.

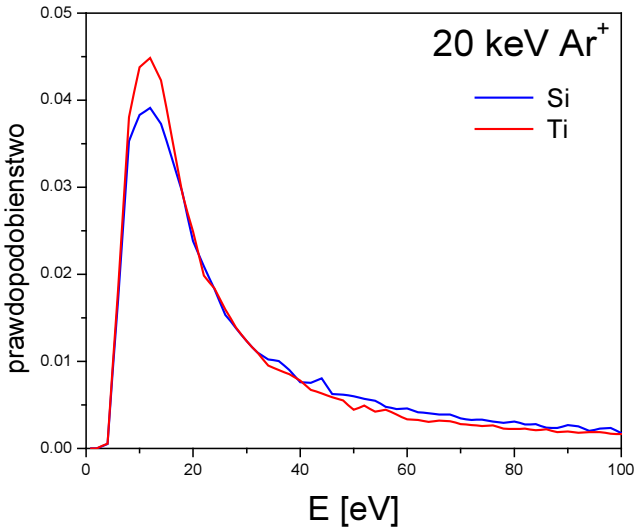


Rys. 4.36a. Rozkład potencjału elektrostatycznego, wyznaczony w obszarze ekstrakcyjnym i w analizatorze energii jonów dla geometrii zastosowanej w eksperymencie (U_e=80 V) [4.66]

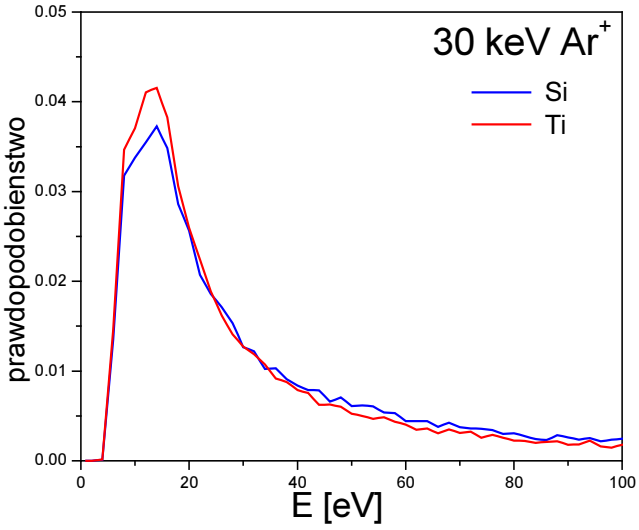


Rys. 4.36b. Rozkład potencjału elektrostatycznego, wyznaczony w obszarze ekstrakcyjnym dla geometrii zastosowanej w eksperymencie (U_e=80 V) [4.66]

Znajomość rozkładu potencjałów jest niezbędna do określenia trajektorii ruchu jonów wtórnych. Na rys 4.37 a i b przedstawiono wyznaczone numerycznie rozkłady energetyczne jonów wtórnych rozpylanych z tarcz krzemowej oraz tytanowej wiązką jonów argonu o energiach 20 keV i 30 keV. Na osiach odciętych wykresów została odłożona energia rozpylonych jonów w elektronowoltach, natomiast na osiach rzędnych prawdopodobieństwo emisji z naświetlanej tarczy jonu o określonej energii, przypadające na jeden jon wiązki pierwotnej.



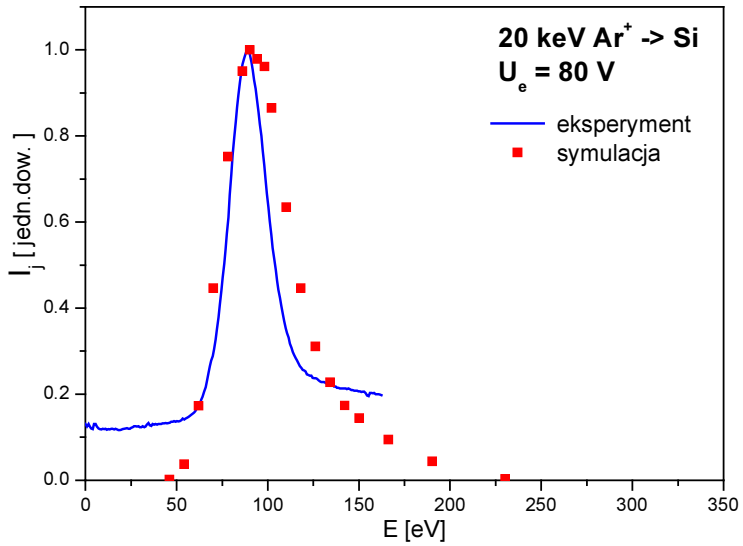
Rys. 4.37a. Rozkłady energetyczne jonów wtórnych, wybitych z tarcz Si oraz Ti bombardowanych wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV, wyznaczone metodą modelowania komputerowego z wykorzystaniem programu SATVAL



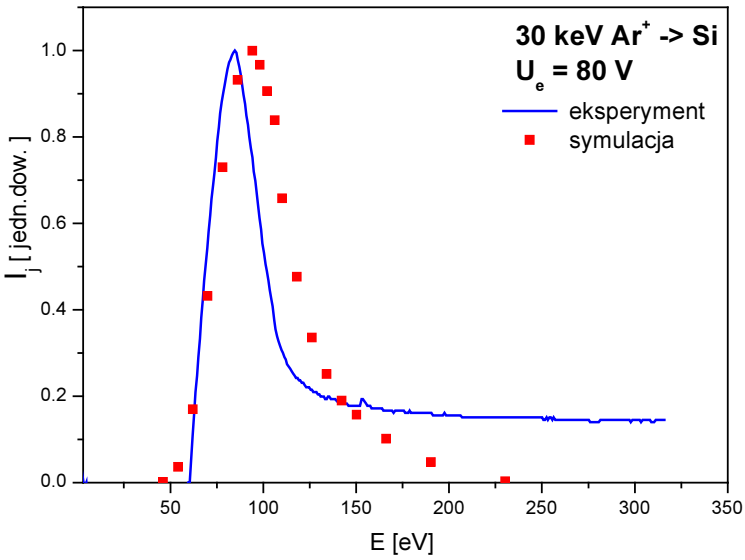
Rys. 4.37. Rozkłady energetyczne jonów wtórnych, wybitych z tarcz Si oraz Ti bombardowanych wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 30 keV, wyznaczone metodą modelowania komputerowego z wykorzystaniem programu SATVAL

Na obydwu rysunkach widać, że prawdopodobieństwo wybicia jonów tytanu jest nieco większe od tego dla jonów krzemu, co wynika z faktu, że współczynnik rozpylania tytanu ma wyższą wartość niż współczynnik rozpylania krzemu (dla określonego jonu i energii wiązki pierwotnej). Można także stwierdzić, że większym wartościom energii bombardujących jonów pierwotnych odpowiadają wyższe wartości średnich energii jonów wtórnych. Maksimum rozkładów energetycznych z rys. 4.37 a przypada dla energii 12 eV, natomiast z rys. 4.37 b odpowiada energii 14 eV.

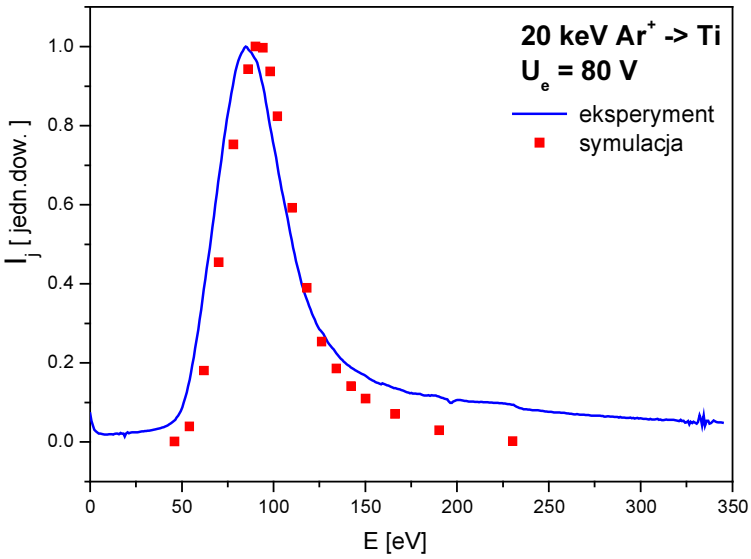
Kolejny eksperyment numeryczny polegał na analizie rozkładu energetycznego jonów wtórnych (rys. 4.37 a i b) za pomocą elektrostatycznego analizatora energii przy założeniu, że wartość napięcia ekstrakcyjnego U_e jest równa 80 V. Uzyskane rozkłady przedstawiono na rys. 4.38 a i b oraz rys. 4.39 a i b. Dla porównania, na tych samych rysunkach zamieszczone zostały odpowiednie rozkłady energetyczne jonów wtórnych krzemu i tytanu uzyskane w eksperymencie fizycznym (rys. 4.28 a i b oraz 4.29 a i b, rozkłady zmierzone dla U_e=80 V oznaczono kolorem czerwonym). Maksymalne natężenia prądów jonowych zostały unormowane do jedynki. Z porównania przedstawionych wykresów wynika, że lepszą zgodność obliczeń numerycznych z danymi doświadczalnymi uzyskano dla jonów tytanu.



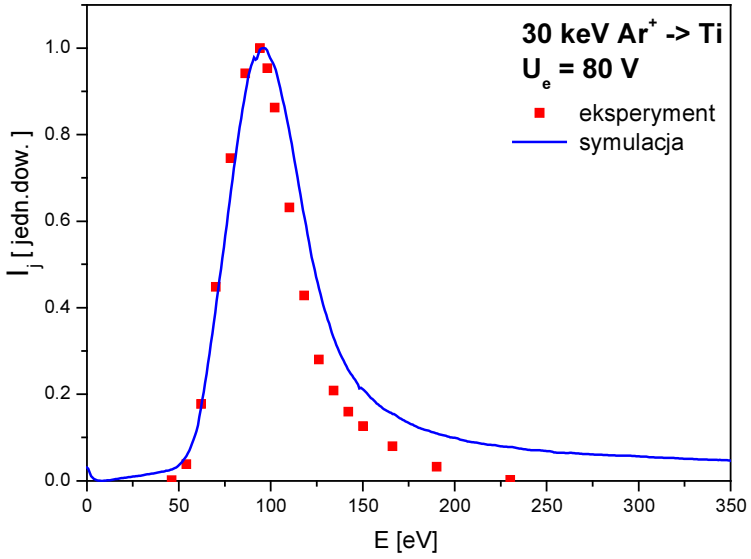
Rys. 4.38a. Porównanie widm energetycznych jonów wtórnych, wybitych z tarczy Si bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV z wynikami wyznaczonymi metodą modelowania komputerowego, wykorzystującą program SATVAL (U_e=80 V)



Rys. 4.38b. Porównanie widm energetycznych jonów wtórnych, wybitych z tarczy Si bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 30 keV z wynikami wyznaczonymi metodą modelowania komputerowego, wykorzystującą program SATVAL (U_e=80 V)



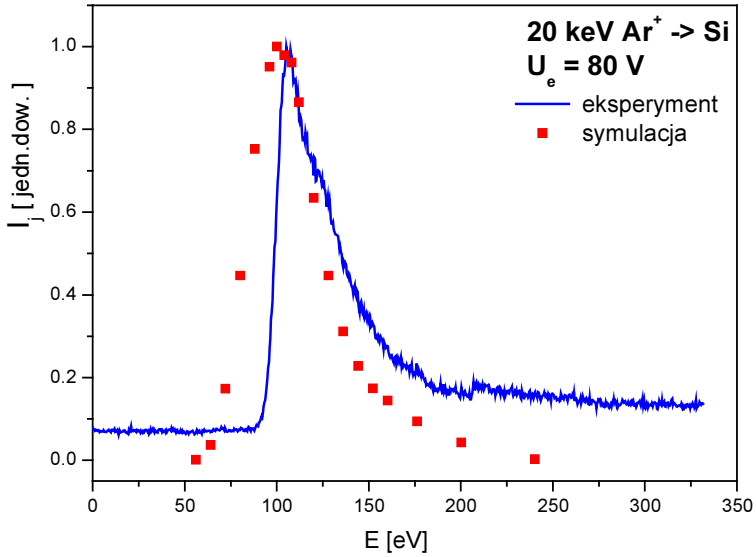
Rys. 4.39a. Porównanie widm energetycznych jonów wtórnych, wybitych z tarczy Ti bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV z wynikami wyznaczonymi metodą modelowania komputerowego, wykorzystującą program SATVAL (U_e=80 V)



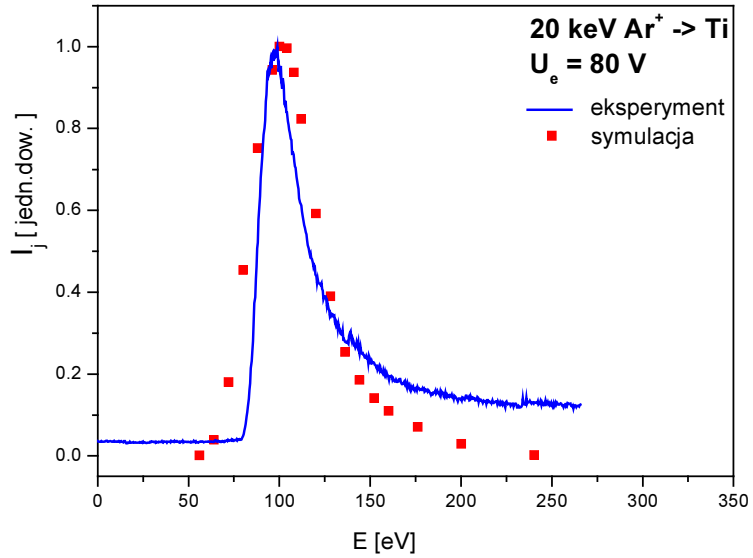
Rys. 4.39a. Porównanie widm energetycznych jonów wtórnych, wybitych z tarczy Ti bombardowanej wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 30 keV z wynikami wyznaczonymi metodą modelowania komputerowego, wykorzystującą program SATVAL (U_e=80 V)

Kolejny etap eksperymentu numerycznego polegał na wyznaczeniu rozkładów energetycznych jonów wtórnych określonych izotopów krzemu ^{28}Si oraz tytanu ^{48}Ti. Wyniki symulacji komputerowych wykonane dla napięcia U_e=80 V przedstawione są na rys. 4.40 a i b. Dla porównania, na tychże rysunkach zamieszczone zostały rozkłady

energetyczne w/w jonów wyznaczone eksperymentalnie. Do pomiaru natężenia prądu jonów wtórnych ($^{28}Si^{+}$) oraz ($^{48}Ti^{+}$) zastosowano kwadrupolowy analizator mas. QMA.



Rys. 4.40a. Porównanie widm energetycznych jonów wtórnych $^{28}Si^{+}$ i $^{48}Ti^{+}$, wybitych z tarczy Si wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV z wynikami wyznaczonymi metodą modelowania komputerowego, wykorzystującą program SATVAL (U_e=80 V) [4.65]



Rys. 4.40b. Porównanie widm energetycznych jonów wtórnych $^{28}Si^{+}$ i $^{48}Ti^{+}$, wybitych z tarczy Ti wiązką jonów $^{40}Ar^{+}$ o energii 20 keV z wynikami wyznaczonymi metodą modelowania komputerowego, wykorzystującą program SATVAL (U_e=80 V) [4.65]

Maksymalne natężenia prądów jonowych zostały unormowane do jedynki. W eksperymentach zastosowano wartość napięcia ekstrakcyjnego, wynoszącą 80 V. Na

zaprezentowanych rysunkach widać dobrą zgodność wyników symulacji komputerowych z danymi eksperymentalnymi. W obu przypadkach ($^{28}Si^{+}$ oraz $^{48}Ti^{+}$) maksimum rozkładu energetycznego znajduje się w pobliżu energii 100 eV, co oznacza, że największa liczba wybitych jonów posiada energię około 20 eV, co wynika z faktu, że jony wtórne nabyły dodatkowej energii równej 80 eV w polu elektrycznym, związanym z przyłożonym do stolika napięciem ekstrakcyjnym U_e=80 V, (100 eV-80 eV=20 eV). Wierzchołek otrzymany dla jonów $^{28}Si^{+}$ jest nieco bardziej ostry niż ten zmierzony dla jonów $^{48}Ti^{+}$. Zgodność z obliczeniami numerycznymi jest lepsza w przypadku jonów tytanu.

4.10. Literatura

[4.1] Z. Kowalski, *Morfologia powierzchni rozpylanej jonami-implikacje technologiczne i biomedyczne*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1989.

[4.2] J. Martan, *Modelowanie rozkładu koncentracji implantowanych jonów w ciele stałym,* Politechnika Wrocławska, Wrocław 1982.

[4.3] J. Hereć, *Implantacja i rozpylanie w procesie oddziaływania jonów niskich energii z ciałem stałym*, Praca doktorska, UMCS, Lublin 2002.

[4.4] J. Zdanowski, *Wyładowania elektryczne w gazach,* Skrypty Politechniki Wrocławskiej, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1975.

[4.5] P. Sigmund, *Inelastic ion-surface collisions, Academic Press*, New York 1977, 121.

[4.6] A. Benninghoven, F.G. Rüdenauer, H. W. Werner, *Secondary ion mass spectrometry*, Wiley & Sons, New York 1987.

[4.7] M. L. Yu, in *Sputtering by particle bombardment*, R. Behrish, K. Wittmaack (ed.), Springer-Verlag, Berlin-Heildelberg 1991, 91.

[4.8] J. Sielanko, *Efekt rozpylania jonowego i jego zastosowanie w badaniach warstw implantowanych, UMCS*, Lublin 1986.

[4.9] P. Sigmund, *Sputtering by ion bombardment: Theoretical concepts,* in *Sputtering by particle bombardment*, Topics in Applied Physics, vol. 17, R. Behrish (ed.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1981, 9–71.

[4.10] M. Szymoński, Nucl. Instr. Meth., B, 46, 1990, 427.

[4.11] P. Sigmund, Mat. Phys. Meth., Dan. Vid. Selsk., 43, 1993, 7.

[4.12] W. Möeller, *Fundamentals of ion - surface interaction, Short resume of a lecture held at the Technical University of Dresden,* issue: Winter 2003/2004.

[4.13] P. Sigmund, J. Vac. Sci. Technol., 17, 1979, 396.

[4.14] R. V. Stuart, G. K. Wehner, *Sputtering yields at low bombarding ion energies*, J. Appl. Phys., 33, 1962, 2345–2352.

[4.15] S. S. Todorov, I. R. Charhov, *On the mechanism of sputtering of SiO_2 by Ar at ion energies near the sputtering threshold*, Vacuum, 39, 11/12, 1989, 1101–1103.

[4.16] K. Nakamura, A. Nagase, M. Dairaku, M. Akiba, M. Aryki, Y. Okumara, *Sputtering yields of carbon based materials under high particle flux ion energy*, J. Nucl. Mat., 233–237, 1996, 890–894.

[4.17] O. Almen, G. Bruce, *Sputtering experiments in the high energy region*, Nucl. Instr. Meth., 11, 1961, 279–289.

[4.18] H. Andersen, M. L. Bay, *Heavy-ion sputtering yield of silicon*, J. Appl. Phys., 46, 1975, 1919–1921.

[4.19] O. Almen, G. Bruce, *Collection and sputtering experiments with noble gas ions*, Nucl. Instr. Meth., 11, 1961, 257–278.

[4.20] J. Matsuo, N. Toyoda, M. Akizuki, I. Yamada, *Sputtering of elemental metals by Ar cluster ion*, Nucl. Instr. Meth., B, 121, 1997, 459–463.

[4.21] D. Onderdelinden, *The influence of channeling on Cu single-crystal sputtering*, Appl. Phys. Lett., 8, 1966, 189–190.

[4.22] D. Onderdelinden, *Single-crystal sputtering including the channeling phenomenon*, Can. J. Phys., 46, 1968, 739–745.

[4.23] M. Küstner, W. Eckstein, V. Dose, J. Roth, *The influence of surface roughness on the angular dependence of the sputtering yield*, Nucl. Instr. Meth., B, 145, 1998, 320–331.

[4.24] D. M. Mattox, D. J. Sharp, *Influence of surface morphology on the low energy hydrogen ion erosion yields of beryllium*, J. Nucl. Mater., 80, 1979, 115–119.

[4.25] E. S. Mashkora, V. A. Molhanov, *Dose regularities under ion bombardment of solids*, Radiat. Eff., 18, 1973, 283.

[4.26] J. S. Colligon, M. H. Patel, *Dependence of sputtering coefficient on ion dose*, Radiat. Eff., 32, 1977, 193–197.

[4.27] W. Rosiński, *Wybrane zastosowania implantacji jonów w nauce i technice*, Ossolineum, Wrocław 1982.

[4.28] R. Behrish, *Introduction and overview,* in *Sputtering by particle bombardment,* topics in Applied Physics, vol. 52, R. Behrish (ed.), Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo 1983, 1–10.

[4.29] P. Sigmund, *Theory of sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets*, Phys. Rev., 184, 1969, 383–416.

[4.30] P. Sigmund, Nucl. Instr. Meth., B, 27, 1987, 1.

[4.31] I. Brodie and J. J. Muray (ed.), *The Physics of micro/nano-fabrication*, Plenum Press, New York 1992.

[4.32] R. Kelly, *Implantation, recoil implantation and sputtering in ion bombardment modification of surfaces. Fundamentals of applications*, O. Auciello and R. Kelly (ed.), Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam 1984, 27–28.

[4.33] P. C. Zalm, Surf. Inter. Anal., 11, 1988, 1.
[4.34] E. D. Mc Clanahan, N. Laegreid, *Production of thin films by controlled deposition of sputtered material,* in *Sputtering by particle bombardment*, R. Behrish, and K. Wittmaak (ed.), Topics in Applied Physics, vol. 64, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1991, 332–377.
[4.35] H. H. Andersen, P. Sigmund, Physics Letters, 15, 1965, 237.
[4.36] Y. Yamamura, Nucl. Instr. Meth., 194, 1982, 515.
[4.37] M. L. Yu, N. D. Lang, Nucl. Instr. Meth., B, 14, 1986, 403.
[4.38] K. Norskov, B. L. Lundqvist, Phys. Rev., B, 19, 1979, 5661.
[4.39] J. Los, J. J. C. Geerlings, Phys. Rep., 190, 1990, 133.
[4.40] M. L. Yu, Nucl. Instr. Meth., B, 18, 1987, 542.
[4.41] H. Gnaser, Phys. Rev., B, 54, 1996, 16456.
[4.42] L. Niehus, *Low energy ion scattering for the determination of the locations of surface atoms*, Nucl. Instr. Meth., 218, 1983, 230–234.
[4.43] J. A. Cookson, in *High energy ion microbeams*, F. Watt and G. W. Grime A. Hilger (ed.), Bristol 1987.
[4.44] J. P. Biersack, *Three dimensional distribution of ion range and damage recoil transport*, Nucl. Instr. Meth., B, 19/20, 1987, 32–39.
[4.45] H. H. Andersen, L. Bay, *Ion surface interaction, sputtering and related phenomena,* Gordon and Breach Science Publishers, 1973, 63.
[4.46] P. Blank, K. Wittmack, F. Schultz, Nucl. Instr. Meth., 132, 1976, 387.
[4.47] P. Blank, K. Wittmack, J. Appl. Phys., 50, 1979, 1519.
[4.48] J. Sielanko, J. Filiks, J. Hereć, *The investigation of the saturation effect during the bombardment with low energy Cs^+ and K^+ ions,* Electron Technology, 30, 1997, 349–351.
[4.49] J. Sielanko, J. Filiks, J. Hereć, *Variation of titanium sputtering yield during low energy N_2^+ and Ar^+ ion implantation,* Elektornika, XLII, 7, 2001, 29–31.
[4.50] W. Eckstein, J. Roth, Nucl. Instr. Meth., B, 53, 1991, 279.
[4.51] W. Eckstein, M. Houb, V. J. Shalga, Nucl. Instr. Meth., B, 119, 1996, 477.
[4.52] W. Möeller, W. Eckstein, J. P. Biersack, Comp. Phys. Comm., 1988, 51, 355.
[4.53] J. Sielanko, W. Szyszko, Surf. Sci., 1985, 161, 101.
[4.54] W. Eckstein, Nucl. Instr. Meth., B, 171, 2000, 435.
[4.55] J. Sielanko, J. Filiks, J. Hereć, Vacuum, 2003, 70, 381.
[4.56] R. A. Zuhr, J. Roth, W. Eckstein, U. von Toussaint, J. Luthin, Journal of Nucl. Mat., 162, 2001, 290–293.
[4.57] R. W. Kelssall, I. W. Hamley, M. Goeghegan, *Nanotechnologia*, PWN, Warszawa 2008.
[4.58] J. Martan, *Analitical expression for sputter and diffusion modified ion implantation profiles*, Materials Science and Engineering, B, 22, 1994, L1–L4.

[4.59] H. H. Andersen, H. L. Bay, *Sputtering yield measurements,* in *Sputtering by particle bombardment,* Topics in Applied Physics, vol. 47, R. Behrisch (ed.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1981, 145–218.

[4.60] O. Almen, G. Bruce, *Sputtering experiments in the high energy region,* Nucl. Inst. Meth., 11, 1961, 270–289.

[4.61] M. Brown, B. Emmoth, R. Buchta, *Concentration profiles and sputtering yields measured by optical radiation of sputtered particles*, Radiat. Eff., 28, 1976, 77–83.

[4.62] Z. E. Switowski, F. M. Mann, D. W. Kneff, R. W. Ollerhead, T. A. Tombrello, *A new technique for the measurement of sputtering yields*, Radiat. Eff., 29, 1976, 65–70.

[4.63] A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Sielanko, M. Turek, A. Wójtowicz, Rapid Comm. Mass Spectr., 20, 2006, 298–302.

[4.64] **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Wójtowicz and J. Sielanko, *Secondary ion emission from Ti and Si targets induced by medium energy Ar^+ ion bombardment. Experimental and computer simulation*, VI Inter. Symp. ION 2006, 63.

[4.65] **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Wójtowicz, J. Sielanko, *Secondary ion emission from Ti and Si targets induced by medium energy Ar^+ ion bombardment. Experimental and computer simulation*, Vacuum, 81(10), 2007, 1145.

[4.66] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, *Stanowisko do badania rozpylania jonowego wiązkami średniej energii,* Elektronika, 10, 2007, 51–54.

[4.67] **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, M. Turek, *Simultaneous ionoluminescence and SIMS investigations of sputtering induced by medium energy ion beams*, ELTE 2007, Book of Abstracts, 246.

[4.68] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Ustanowka dla issledovaniya protsessov ionnogo raspyleniya pod vliyaniem putschkov ionov srednich energy*, Preprint ZIBJ Dubna, P13, 2008, 145.

[4.69] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, D. Mączka, J.Sielanko, *Sputtering of Ti target with medium energy Ar beam*, IEA Annual Report, 2007, 75.

[4.70] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Experimental setup for studies of sputtering induced by medium energy ion beams,* NEET 2009, Abstract Book, 103.

[4.71] **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, J. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Project of the test stand for conducting research on ion sputtering caused by ions of medium energies*, Przegląd Elektrotechniczny, 86 (7), 2010, 190–192.

[4.72] C. S. Lee, Y. C. Liu, Y. H. Chen, S. Lee, Nucl. Instr. Meth., B, 219–220, 2004, 221.
[4.73] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, Nucl. Instr. Meth., 37, 1965, 249.
[4.74] D. Mączka, Annales UMCS, sectio AAA 15, 1994, 173.
[4.75] W. Żuk, *Badania nad oddziaływaniem jonów średnich energii z materią przy zastosowaniu elektromagnetycznych separatorów izotopów*, Post. Fiz., tom XVI, zeszyt 6, 1965.
[4.76] K. O. Nielsen, *The development of magnetic ion sources for an electromagnetic isotope separator*, Nucl. Instr. Meth., vol. 1, issue 6, 1957, 289–301.
[4.77] G. Sidenius, *The high temperature hollow cathode ion source*, Nucl. Instr. Meth., vol. 38, 1965, 19–22.
[4.78] W. Żuk, *Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów*, PWN, Warszawa (1980).
[4.79] A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka, **K. Pyszniak**, Nucl. Instr. Meth., B, 126, 1997, 58.
[4.80] M. Turek, S. Prucnal, A. Drozdziel, **K. Pyszniak**, *Versatile plasma ion source with an internal evaporator*, Nucl. Instr. Meth., B, 269 (7), 2011, 700–707
[4.81] M. Turek, S. Prucnal, A. Drozdziel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *Plasma ion source with an internal evaporator,* Acta Phys. Pol., A, 2011, 120 (1), 184–187
[4.82] M. Turek, S. Prucnal, A. Drozdziel, **K. Pyszniak**, *Dwie konstrukcje plazmowych źródeł jonów z parownikiem*, Elektronika, LII(11), 2011, 60
[4.83] D. Mączka, A. Latuszyński, R. Kuduk, J. Partyka, *Optimization of the ion implantation proces*, Nucl. Instr. Meth., B, 21, 1987, 521–522.
[4.84] Z. A. Kozłowski, *Implantatory ciężkich jonów*, Post. Tech. Jądr., 18, 1974, 343–348.
[4.85] D. Mączka, A. Latuszyński, J. Pomorski, *15 lat elektromagnetycznej separacji izotopów w Zakładzie Fizyki Jądrowej IF UMCS*, Post. Fiz., tom 31, zeszyt 3, 1980.
[4.86] Y. Yamamura, H. Tawara, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 62, 1996, 149.
[4.87] A. Stabler, J. Sielanko, G. Goetz, E. Speth, Fusion Technol., 26, 1994, 145.
[4.88] M. Turek, J. Sielanko, P. Frantz, E. Speth, Proceedings of the International Conference PLASMA 2005 – AIP, Conference Proceedings, 2006, 812, 153.
[4.89] M. Turek, P. Franzen, J. Sielanko, Annales UMCS Informatica, 3, 2005, 235.
[4.90] J. Sielanko, W. Szyszko, Nucl. Inst. Meth., B, 16, 1986, 340.

5. Emisja promieniowania rentgenowskiego

5.1. Wprowadzenie

Jednym ze zjawisk fizycznych, które towarzyszą procesowi implantacji jonowej jest emisja promieniowania rentgenowskiego z bombardowanej tarczy.

Odkrycie promieni rentgenowskich miało miejsce 8 listopada 1895 r. Pięćdziesięcioletni profesor z Würzburga w Bawarii Wilhelm Konrad Roentgen prowadząc eksperyment z promieniami katodowymi zauważył, że wytracaniu energii przez te promienie w płytce umieszczonej naprzeciwko katody (w anodzie) towarzyszy bardzo przenikliwe promieniowanie, mające własności zaczerniania kliszy fotograficznej i wywoływania fluorescencji platynocjanku baru. Ten nowy rodzaj promieniowania jego odkrywca nazwał „promieniami X", gdyż nie potrafił określić ich natury [5.1–5.12].

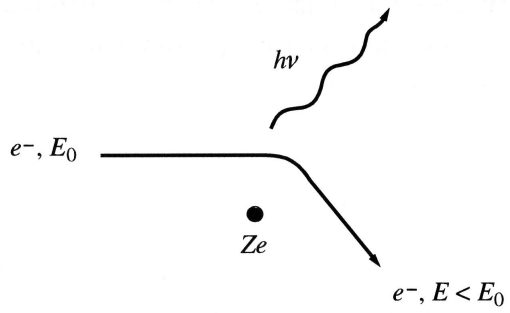
Wkrótce stwierdzono, że promieniowanie X wykazuje typowe dla fal poprzecznych zjawiska polaryzacji, interferencji i dyfrakcji, znane już wcześniej dla światła. Promieniowanie rentgenowskie należy do tej części widma promieniowania elektromagnetycznego, któremu odpowiadają długości fal zawarte w przedziale od 0,1 pm do około 50 nm, tj. pomiędzy promieniowaniem gamma a ultrafioletowym. Zakres promieniowania rentgenowskiego pokrywa się częściowo z niskoenergetycznym (tzw. miękkim) promieniowaniem γ. Podział na promieniowanie γ oraz X wynika jedynie z mechanizmów wytwarzania promieniowania. Kwanty promieniowania γ powstają w trakcie przemian energetycznych zachodzących w jądrach atomowych. Źródłem promieniowania rentgenowskiego może być proces hamowania energetycznych cząstek naładowanych w polu elektrycznym jąder atomowych (promieniowanie hamowania) lub też zjawisko przejścia elektronów z wyższych poziomów energetycznych na zjonizowane wewnętrzne powłoki atomów tarczy (promieniowanie charakterystyczne). Widmo promieniowania hamowania ma charakter ciągły, natomiast widmo promieniowania charakterystycznego jest dyskretne.

Do wytwarzania promieniowania X służą między innymi lampy rentgenowskie. Lampę stanowi bańka szklana lub metalowa, w której panuje wysoka próżnia na poziomie 10^{-4} Pa. Wewnątrz bańki umieszczone są dwie elektrody: katoda i anoda (antykatoda). Do elektrod przykłada się wysokie napięcie rzędu kilkudziesięciu tysięcy woltów. Dodatni biegun zasilacza WN połączony jest z anodą, ujemny zaś z katodą lampy. Katodę stanowi najczęściej włókno wolframowe, które podczas pracy lampy rozgrzewa się do wysokiej

temperatury wskutek przepływu prądu żarzenia. Emitowane z gorącej katody elektrony są przyspieszane w silnym polu elektrycznym, panującym w przestrzeni międzyelektrodowej. Rozpędzone elektrony uderzają w tarczę anody i są wyhamowane w jej materiale. Anoda wykonana jest zwykle z metalu o wysokiej temperaturze topnienia i dużej liczbie atomowej Z (np. wolframu). Produkuje się także lampy rentgenowskie, których anody wykonane są z innych metali (miedź, żelazo, kobalt). W trakcie pracy lampy wiele elektronów, które bombardują anodę, nie wywołuje żadnych widocznych efektów w postaci wzbudzania promieniowania X. Większość z nich ulega zderzeniom skośnym z cząstkami materii, przy czym w każdym takim oddziaływaniu elektrony tracą część swojej energii kinetycznej, która zamienia się w ciepło powodując wzrost temperatury anody. Dlatego też należy zapewnić chłodzenie tarczy anody przepływającą wodą, olejem lub powietrzem. Stosuje się także rozwiązania z tzw. wirującą anodą, aby elektrony uderzały za każdym razem w inne miejsce tej elektrody.

5.1.1. Widmo ciągłe promieniowania rentgenowskiego

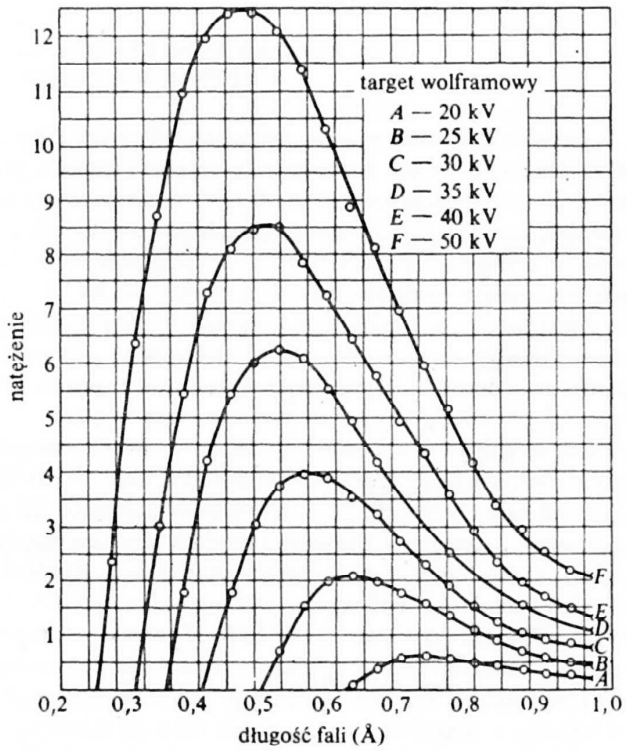
Emisja promieniowania hamowania towarzyszy ruchowi przyspieszonemu elektronów (lub innych cząstek naładowanych) w polu elektrycznym jąder atomów tarczy. W trakcie oddziaływania elektronu z jądrem atomowym zmienia on swój kierunek (a tym samym przyspieszenie), maleje jego energia i w efekcie dochodzi do emisji promieniowania X (rys. 5.1) [5.1–5.12].



Rys. 5.1. Powstawanie widma ciągłego promieniowania rentgenowskiego (widma hamowania). Elektron o energii E_0 w polu jądra atomowego jest odchylany i spowalniany. W trakcie tego procesu dochodzi do emisji kwantu promieniowania X [5.4]

Charakterystycznymi cechami rentgenowskiego promieniowania hamowania jest jego widmo ciągłe oraz dobrze określona minimalna długość fali λ_{min}, zwana

krótkofalową granicą widma promieniowania hamowania (granicą Duane'a-Hunta) (rys. 5.2). Kształt widma promieniowania hamowania tylko nieznacznie zależy od materiału tarczy, a także wielkości napięcia przyspieszającego elektrony w lampie U_0. Wartość tego napięcia ma natomiast decydujący wpływ na długość fali λ_{min}, która dla ustalonego U_0 jest taka sama dla wszystkich pierwiastków, z których mogą być wykonane anody-tarcze. Powyższego faktu nie można wyjaśnić na gruncie klasycznej teorii promieniowania elektromagnetycznego. Jeżeli natomiast promieniowanie rentgenowskie potraktować jako strumień fotonów, to wyjaśnienie obserwowanego efektu jest oczywiste. Elektron o początkowej energii kinetycznej E_{k0}, w wyniku oddziaływania z jądrem atomu tarczy jest hamowany i energia, którą wówczas traci, pojawia się w formie kwantu promieniowania X. Elektrony oddziałują z naładowanym dodatnio jądrem atomowym za pośrednictwem pola kulombowskiego. W tym procesie elektron przekazuje jądru pewien pęd. Towarzyszące temu hamowanie ruchu elektronu prowadzi do emisji fotonu. Z uwagi na dużą masę jądra w porównaniu z masą elektronu, energię jaką ono uzyskuje w trakcie oddziaływania można zaniedbać.



Rys. 5.2. Widmo ciągłe wolframu, wykreślone jako natężenie promieniowania X, przypadające na jednostkowy przedział długości fali [5.7]

W każdym akcie hamowania elektronu emitowany jest kwant promieniowania o energii:

$$h\nu = E_{k0} - E_k\,, \tag{5.1}$$

gdzie: E_{k0} – energia kinetyczna padającego elektronu,

E_k – energia kinetyczna elektronu oddalającego się,

h – stała Plancka,

v – częstość fotonu.

Ponieważ bombardujące tarczę elektrony uważa się za swobodne, w związku z tym ich stany początkowy i końcowy nie są skwantowane. Przy wielu aktach hamowania (elektrony tracą swą energię na drodze nieelastycznych rozproszeń) widmo promieniowania jest widmem ciągłym. W granicznym przypadku, kiedy elektron traci całą swoją energię tylko w jednym akcie oddziaływania (hamowania), to kwant promieniowania, jaki wtedy powstaje ma częstość ν_{gr} taką, że:

$$h\nu_{gr} = \frac{m_e v^2}{2}\,, \tag{5.2}$$

przy czym: m_e – masa elektronu,

v – prędkość elektronu.

Jest to maksymalna częstość graniczna w widmie. Jeżeli elektron uzyskał energię w wyniku przyspieszenia stałym napięciem U_0, to:

$$h\nu_{gr} = eU_0\,, \tag{5.3}$$

gdzie e jest ładunkiem elektronu.

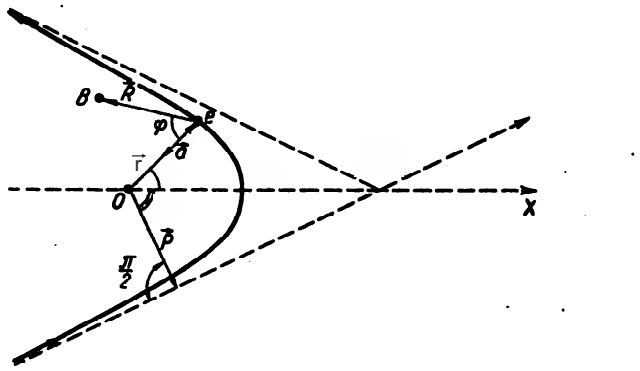
Po przejściu od częstości do długości fali otrzymuje się wyrażenie na minimalną długość fali fotonów X – λ_{min}:

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eU_0}\,. \tag{5.4}$$

Tak więc minimalna długość fali występująca w widmie ciągłym, czyli krótkofalowa granica widma, odpowiada zamianie całej energii kinetycznej bombardujących tarczę elektronów na energię promieniowania rentgenowskiego. Zwiększenie napięcia przyspieszającego U_0 powoduje przesunięcie widma ciągłego w stronę fal krótszych z jednoczesnym wzrostem natężenia emitowanego promieniowania. Elektrony hamowane w materiale tarczy bardzo rzadko tracą energię w oddziaływaniu z jednym atomem. Najczęściej proces hamowania elektronu składa się z szeregu drobniejszych strat energii,

przy czym są to zarówno straty na promieniowanie, jak też na jonizację lub inne zderzenia niesprężyste. Emitowane wówczas fotony promieniowania X mają mniejsze energie i wypełniają w widmie zakres długości fal od λ_{min} do nieskończoności.

Wartość natężenia promieniowania emitowanego przez hamowane elektrony można wyznaczyć, rozpatrując ich ruch w pobliżu atomu materiału tarczy. Na rys. 5.3 przedstawiono paraboliczną trajektorię ruchu elektronu, przy czym: O – ognisko paraboli, w którym znajduje się atom tarczy, OX – oś paraboli, $\vec{r}$ – promień wodzący padającego elektronu, p – najmniejsza odległość atomu O od początkowego kierunku ruchu elektronu.



Rys. 5.3. Ruch elektronu w polu sił atomu [5.1]

Jeżeli p ma mniejszą wartość niż promień orbity K elektronu w atomie, to ruch ładunku można potraktować jako ruch w polu sił centralnych jądra atomowego. Pod wpływem tych sił elektron porusza się z przyspieszeniem a, które jest równe:

$$a = \frac{Z e^2}{m_e r^2}, \tag{5.5}$$

przy czym: $Z e$ – ładunek jądra.

Elektron poruszający się z tym przyspieszeniem promieniuje energię elektromagnetyczną. Natężenia pól elektrycznego E i magnetycznego H w punkcie B (rys. 5.3) są liczbowo takie same i wynoszą:

$$H = E = \frac{e a}{c^2 R} \sin \varphi, \tag{5.6}$$

gdzie: c – prędkość światła,

φ – kąt zawarty pomiędzy kierunkiem przyspieszenia $\vec{a}$ i promieniem wodzącym $\vec{R}$, poprowadzonym z punktu, gdzie znajduje się elektron do punktu B, w którym natężenia pól E i H określa się według wzoru (5.6).

Natężenie promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez poruszający się z przyspieszeniem a elektron jest określone wartością wektora Pointinga P:

$$P = \frac{c}{4\pi} EH = \frac{e^2}{4\pi c^3 R^2} a^2 \sin^2 \varphi \,. \tag{5.7}$$

Całkowite natężenie I w funkcji przyspieszenia otrzymuje się całkując wyrażenie (5.7) po wszystkich wartościach kąta φ:

$$I = \int_0^{\pi} P 2\pi R^2 \sin\varphi \, d\varphi = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \,. \tag{5.8}$$

Z powyższych rozważań można wysnuć następujące wnioski, które dotyczą dowolnej cząstki naładowanej:

1) amplituda promieniowania hamowania (zależność 5.6) jest proporcjonalna do opóźnienia a;
2) natężenie promieniowania hamowania I jest proporcjonalne do kwadratu opóźnienia a^2:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{(ze)(Ze)}{R^2 m} \,, \tag{5.9}$$

przy czym: F – siła, m – masa padającej cząstki naładowanej.

Stąd:

$$I \propto a^2 = \frac{z^2 Z^2 e^4}{R^4 m^2} \,, \tag{5.10}$$

gdzie: z – ładunek padającej cząstki, Z – liczba atomowa jądra atomu tarczy, R – promień.

Jeżeli Z i R są ustalone, to natężenie promieniowania hamowania jest proporcjonalne do:

$$I \propto \frac{z^2}{m^2} \,. \tag{5.11}$$

Powyższa zależność wykazuje, że natężenie promieniowania hamowania jest proporcjonalne do kwadratu ładunku padającej cząstki i odwrotnie proporcjonalne do kwadratu jej masy.

5.1.2. Emisja charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego

Naturę charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego można zrozumieć w oparciu o teorię budowy atomu Bohra, która następnie została rozwinięta przez Sommerfelda. W teorii tej stany elektronów w atomie są określone za pomocą czterech liczb kwantowych, a mianowicie:

1) główną liczbę kwantową n. Elektrony zajmujące w atomie zbiór stanów z jednakową wartością głównej liczby kwantowej tworzą powłokę elektronową. Zależnie od wartości n rozróżniane są następujące powłoki: K dla $n = 1$, L dla $n = 2$, M dla $n = 3$, itd.;
2) poboczną liczbę kwantową l określającą orbitalny moment pędu elektronu. Ta liczba kwantowa przyjmuje wartości $l = 0, 1, \ldots n\text{-}1$. W każdej powłoce (z wyjątkiem K) elektrony rozłożone są na podpowłoki, z których każda odpowiada określonej wartości pobocznej (orbitalnej) liczby kwantowej;
3) magnetyczną liczbę kwantową m, która określa rzut orbitalnego momentu pędu elektronu na kierunek zewnętrznego pola magnetycznego i może przybierać wartości całkowite w granicach $-l < m < l$. Dla każdej wartości l możliwych jest $2l+1$ wartości m;
4) spinową liczbę kwantową m_s określa rzut własnego momentu pędu elektronu (spinu) na kierunek zewnętrznego pola magnetycznego i może przybierać dwie wartości $1/2$ i $-1/2$.

Zgodnie z zasadą sformułowaną przez W. Pauliego w dowolnym atomie nie mogą znajdować się dwa (lub więcej) elektrony w jednakowych stanach stacjonarnych opisanych czterema liczbami kwantowymi n, l, m i m_s.

Emisja charakterystycznego promieniowania X jest konsekwencją oddziaływania energetycznych elektronów (także innych cząstek naładowanych lub kwantów promieniowania X albo γ) z materiałem tarczy, w trakcie którego dochodzi do jonizacji wewnętrznych powłok elektronowych atomów [5.1–5.15].

Podstawowym wyrażeniem, określającym prawdopodobieństwo jonizacji atomu z poziomu E_{nl} przez bombardujący elektron, jest wzór podany przez Motta i Masseya [5.7]:

$$Q_{nl} = \frac{2\pi e^4 Z_{nl}}{m_e v^2 |E_{nl}|} b_{nl} \ln \frac{2mv^2}{B_{nl}}, \tag{5.12}$$

gdzie: Q_{nl} – przekrój czynny na jonizację poziomu (n,l), e i m_e – ładunek i masa elektronu, v – prędkość padającego elektronu, b_{nl} i B_{nl} – stałe liczbowe.

Na podstawie danych eksperymentalnych Worthington i Tomlin zaproponowali wzór empiryczny dotyczący jonizacji poziomu K [5.7]:

$$Q_K = \frac{2\pi e^4}{E\,E_K} b \ln(4E/B), \tag{5.13}$$

lub:

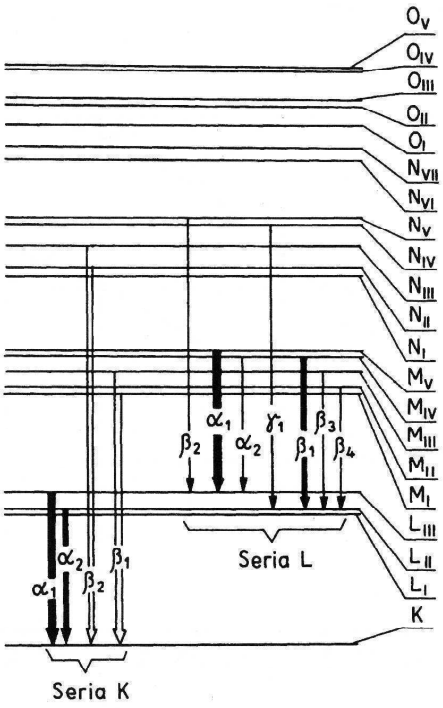
$$Q_K = \frac{2\pi e^4 b}{U\,E_K^2} \ln(4UE_K/B), \tag{5.14}$$

gdzie: E – energia padającego elektronu, E_K – energia wiązania elektronu na poziomie K, $U = E/E_K$, natomiast B ma postać:

$$B = [1{,}65 + 2{,}35 \exp(1-U)]E_K . \tag{5.15}$$

Z równania (5.14) można wywnioskować, że $Q_K E_K^2$ jest taką samą funkcją U dla wszystkich pierwiastków.

Atom pozbawiony jednego lub kilku elektronów jest układem nietrwałym, który po czasie na ogół rzędu 10^{-8} s powraca do stanu początkowego. Powrót do tego stanu (stanu równowagi) polega na przeskoku elektronu z poziomu wyższego na wolne miejsce po wyemitowanym elektronie. Powoduje to z kolei dalsze przeskoki elektronów ze stanów coraz wyższych. Takie przegrupowanie elektronów w atomie zachodzi do momentu, aż osiągnie on minimalny poziom energii potencjalnej dozwolonej przez zakaz Pauliego. Na rysunku 5.4 za pomocą strzałek schematycznie przedstawiono dozwolone przejścia elektronów ze stanów wyższych na poziomy K i L.



Rys. 5.4. Dozwolone przejścia elektronowe w atomach odpowiadające głównym liniom emisyjnym serii K i L promieniowania X [5.16]

Każdy przeskok elektronu z poziomu wyższego na niższy związany jest z ubytkiem określonej porcji energii, która zostaje wyemitowana z atomu w postaci kwantu promieniowania elektromagnetycznego o energii charakterystycznej dla danego pierwiastka lub elektronu Augera. Każdemu zaznaczonemu na rys. 5.4 przejściu odpowiada określona linia energetyczna promieniowania charakterystycznego. Wszystkie linie emisyjne, związane z przejściem elektronów ze stanów wyższych na poziom K, tworzą serię K. W analogiczny sposób tworzą się kolejne serie L, M itd. Liczba obserwowanych linii promieniowania charakterystycznego jest znacznie mniejsza w porównaniu z liczbą możliwości wynikających z rozkładów poziomów energetycznych w atomie. Prawdopodobieństwa przejść pomiędzy niektórymi poziomami są znikomo małe lub równe zeru. Prawdopodobieństwem tym rządzą reguły wyboru wynikające z praw mechaniki kwantowej. Według tych reguł możliwe są tylko przejścia odpowiadające następującym zmianom liczb kwantowych:

$$\begin{aligned} |\Delta l| &= 1, \\ |\Delta j| &= 0;1, \\ |\Delta n| &\neq 0. \end{aligned} \tag{5.16}$$

Warunki sformułowane powyżej dotyczą „dipolowych reguł wyboru". Linie emitowane z zachowaniem tych reguł mają największe natężenia względne i noszą nazwę „linii dipolowych". Oprócz linii dipolowych, w widmie promieniowania rentgenowskiego zaobserwować można także linie emisyjne o słabym natężeniu zwane „liniami kwadrupolowymi". Linie te odpowiadają przejściom elektronowym spełniającym „kwadrupolowe reguły wyboru":

$$\begin{aligned} |\Delta l| &= 0;2, \\ |\Delta j| &= 0;1;2, \\ |\Delta n| &\neq 0. \end{aligned} \tag{5.17}$$

W widmie promieniowania rentgenowskiego występują także linie emisyjne zwane satelitarnymi. Ich obecność można wyjaśnić zakładając, że dany atom zostaje wzbudzony równocześnie na kilku poziomach, co ma miejsce szczególnie w trakcie oddziaływania z wysokoenergetyczną cząstką naładowaną. W takim przypadku wyemitowana energia w postaci pojedynczego fotonu jest energią sumaryczną wyzwalaną przy równoczesnym przeskoku dwóch lub więcej elektronów.

Ponieważ energie elektronów w atomie są ściśle określone i jednoznacznie zależą od liczby atomowej Z, zatem różnica energii $E_j - E_i$ między dwoma wybranymi poziomami jest charakterystyczna dla danego pierwiastka. Energię wyemitowanego fotonu określa wzór:

$$(h\nu)_{j,i} = E_j - E_i, \tag{5.18}$$

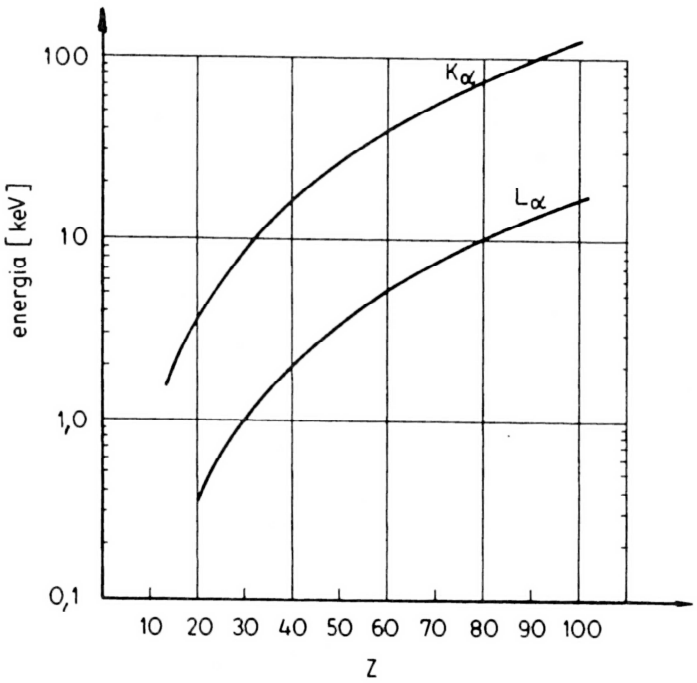
gdzie: E_j, E_i – energie wiązania elektronu na poziomach *j, i*, między którymi następuje przeskok elektronu.

Zależność energii fotonów towarzyszących przejściom elektronowym między określonymi poziomami energii od liczby atomowej Z stwierdził doświadczalnie H. G. Moseley [5.9]. Podane przez niego prawo można przedstawić w postaci:

$$(h\nu)_{j,i} = a(Z - b)^2, \tag{5.19}$$

gdzie: Z – liczba atomowa, a i b – stałe.

Opisaną powyższym wzorem zależność dla linii K_α i L_α promieniowania charakterystycznego przedstawia rys. 5.5.



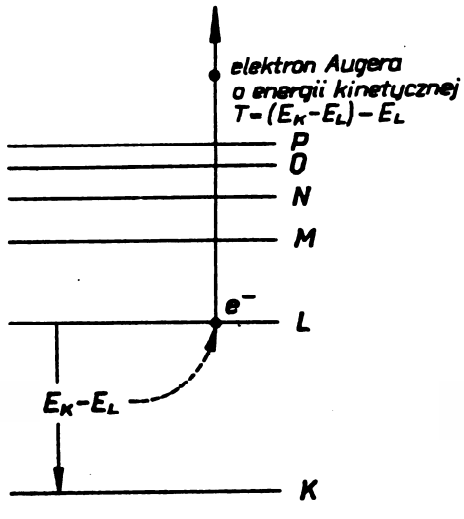
Rys. 5.5. Energie linii emisyjnych K_α i L_α promieniowania X w funkcji liczby atomowej Z promieniującego atomu [5.9]

Ponieważ energia kwantów promieniowania wybranej, charakterystycznej linii emisyjnej, jednoznacznie zależy od liczby atomowej promieniującego atomu, zatem jej wartość stanowi „wizytówkę" każdego pierwiastka. Należy jednak zaznaczyć, iż jednoznaczna

zależność dotyczy jedynie atomów wolnych, to znaczy niewchodzących w skład żadnych związków chemicznych. W niektórych związkach chemicznych obserwuje się nieznaczne zmiany energii i natężenia emitowanych fotonów wynikające z pewnej modyfikacji poziomów energetycznych wskutek oddziaływań z sąsiednimi atomami. Biorąc jednak pod uwagę zdolności rozdzielcze detektorów stosowanych w metodach radiometrycznych, wspomniane efekty nie mają praktycznego znaczenia.

Względne natężenia poszczególnych linii emisyjnych w widmie charakterystycznego promieniowania X wykazują znaczne różnice w ramach danej serii. Wynika to z różnych prawdopodobieństw przejść elektronowych między określonymi poziomami. Najsilniejszą linią w serii jest zawsze ta oznaczona symbolem α_1. Prawdopodobieństwo przejścia maleje wykładniczo wraz ze wzrostem różnicy energii $E_j - E_i$ odpowiednich poziomów. Im większa jest różnica między poziomami, tym mniejsze jest prawdopodobieństwo takiego przejścia i oczywiście mniejsze natężenie odpowiedniej linii widmowej promieniowania charakterystycznego.

Powrót atomu do stanu podstawowego nie zawsze związany jest z emisją kwantu promieniowania o charakterystycznej energii. Wzbudzony atom zamiast fotonu może wyemitować elektron, zwany elektronem Augera od nazwiska odkrywcy tego zjawiska. Emisja elektronu Augera pojawia się tylko wówczas, gdy uwalniana w atomie energia jest większa niż energia wiązania elektronu na danym poziomie. Poglądowo zjawisko to wyjaśnia rys. 5.6 na przykładzie wzbudzenia atomu na poziomie K z następującą emisją elektronu z poziomu L (dla przejrzystości na rysunku nie zaznaczono rozszczepienia poziomu L na podpoziomy).



Rys. 5.6. Emisja elektronu Augera z poziomu L atomu [5.9]

Emisja elektronu z poziomu L może zajść tylko przy spełnieniu poniższego warunku:

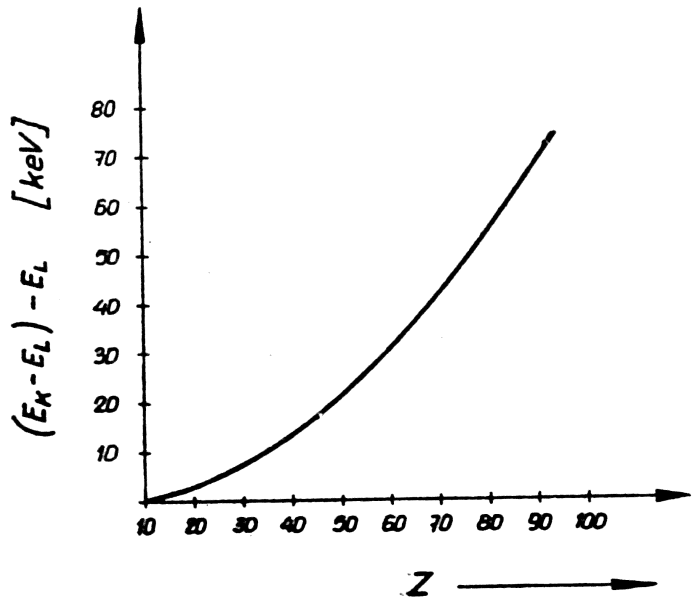
$$E_K - E_L \geq E_L , \tag{5.20}$$

przy czym: E_K, E_L – energie wiązań elektronów na poziomach K i L.

Prawdopodobieństwo emisji elektronu Augera z poziomu L zależy od różnicy energii ΔE i maleje z jej wzrostem, gdzie:

$$\Delta E = \left(E_K - E_L\right) - E_L . \tag{5.21}$$

Rysunek 5.7 przedstawia zależność ΔE od liczby atomowej Z dla poziomów K i L. Ponieważ prawdopodobieństwo emisji elektronu Augera ze wzbudzonego atomu maleje ze wzrostem ΔE, łatwo jest wywnioskować, że zjawisko to zachodzi głównie w atomach pierwiastków lekkich. Jest faktem oczywistym, iż emisja elektronu Augera z poziomu L prowadzi do wzbudzenia atomu na tym poziomie. Dalsze oddziaływanie może nastąpić znowu poprzez emisję fotonu serii L lub też wybicie elektronu Augera, ale już z poziomu M.



Rys. 5.7. Różnica energii wiązań $E_K - 2E_L$ w funkcji liczby atomowej Z [5.9]

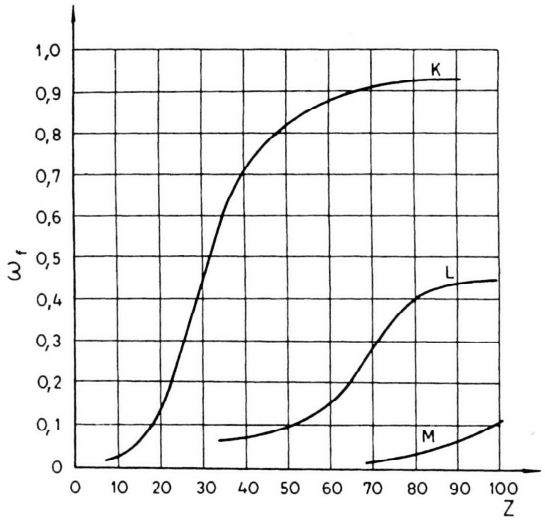
Emisja elektronów Augera jest zjawiskiem konkurencyjnym do procesu powstawania charakterystycznego promieniowania X i powoduje ona zmniejszenie liczby fotonów wysyłanych przez wzbudzone atomy. Stosunek liczby fotonów promieniowania charakterystycznego danej serii widmowej, emitowanych w określonym czasie do liczby atomów wzbudzonych w tym samym czasie na danym poziomie, nazywa się wydajnością emisji charakterystycznego promieniowania X lub wydajnością fluorescencji ω_K:

$$\omega_K = \frac{N_K^{(f)}}{N_K}, \tag{5.22}$$

gdzie: $N_K^{(f)}$ – liczba powstałych fotonów promieniowania charakterystycznego serii K,

N_K – liczba atomów wzbudzonych w tym czasie w wyniku wybicia elektronów z powłoki K.

Jak wynika z powyższej definicji, wydajność ta jest zawsze mniejsza od jedności. Ze wzrostem liczby atomowej Z wartość wydajności emisji promieniowania charakterystycznego także rośnie, co jest związane z malejącym prawdopodobieństwem wystąpienia zjawiska Augera. W/w wydajności dotyczące serii K i L w funkcji liczby atomowej Z przedstawia rys. 5.8. Dla wszystkich pierwiastków wydajność emisji promieniowania charakterystycznego serii K jest zawsze większa od wydajności emisji promieniowania X serii L.



Rys. 5.8. Wydajność fluorescencji na poziomach K, L, M w zależności od liczby atomowej Z promieniującego atomu [5.16]

5.2. Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z materią

5.2.1. Wprowadzenie

Oddziaływanie pomiędzy promieniowaniem elektromagnetycznym a materią stanowi różnorodny i bardzo złożony zespół nakładających się zjawisk fizycznych, które zależą w różnym stopniu od energii fotonów oraz gęstości i składu chemicznego absorbenta [5.1–5.16]. W zakresie energii fotonów normalnie związanych z promieniowaniem rentgenowskim (pokrywającym zakres kilku rzędów wielkości widma

elektromagnetycznego), każdy z zachodzących procesów posiada swoje własne, odróżniające go od innych cechy charakterystyczne. Rozchodzenie się fotonów X w jakimkolwiek środowisku jest związane z ich oddziaływaniem z elektronami powłokowymi atomów, jądrami atomowymi i polami elektrycznymi ładunków jąder atomowych. W wyniku wzajemnych oddziaływań może nastąpić pochłonięcie kwantu, względnie sprężyste lub niesprężyste rozproszenie. W procesie pochłaniania energia kwantów przekształca się całkowicie w inne postacie energii, a przy rozpraszaniu sprężystym następuje tylko zmiana kierunków ruchu fotonów. W przypadku rozpraszania niesprężystego oprócz zmiany kierunku ruchu fotonu ma również miejsce zmniejszenie jego energii. Niektóre procesy występują z tak bardzo małym prawdopodobieństwem, że praktyczne znaczenie mają tylko trzy zjawiska:

1) zjawisko fotoelektryczne, polegające na oddziaływaniu fotonów promieniowania X z elektronami związanymi w atomie i prowadzące do całkowitej absorpcji kwantu promieniowania X i wybicia elektronu z atomu;
2) rozpraszanie kwantów X przez elektrony. Największe znaczenie ma tzw. zjawisko Comptona polegające na nieelastycznym rozpraszaniu fotonów, w którym zmieniają one zarówno swój kierunek ruchu jak i energię. Mniejszy udział mają procesy rozpraszania elastycznego na elektronach związanych – rozpraszanie Rayleigha oraz rozpraszanie na jądrach atomowych (rozpraszanie jądrowe Thomsona);
3) zjawisko tworzenia par, w którym foton ulega całkowitej absorpcji, a pojawia się para elektron-pozyton.

5.2.2. Absorpcja fotoelektryczna

Absorpcja fotoelektryczna [5.1–5.16] jest jednym z najważniejszych zjawisk związanych z oddziaływaniem fotonów promieniowania rentgenowskiego w przedziale energii od 1 keV do 100 keV z materią. Polega ona na tym, że padający foton o energii $h\nu_0$ przekazuje całą swoją energię elektronowi powłokowemu, powodując jego wybicie poza atom (rys. 5.9). W rezultacie foton przestaje istnieć, natomiast wybity elektron unosi pewną energię kinetyczną E_k określoną wzorem:

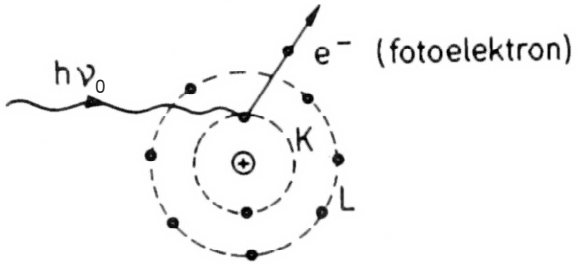
$$E_k = h\nu_0 - E_W - E_a, \tag{5.23}$$

gdzie: E_k – energia kinetyczna wybitego elektronu,

$h\nu_0$ – energia padającego fotonu,

E_W – energia wiązania elektronu w atomie,

E_a – energia odrzutu atomu (praktycznie do pominięcia, gdyż jest ona nie większa niż 0,1 eV).



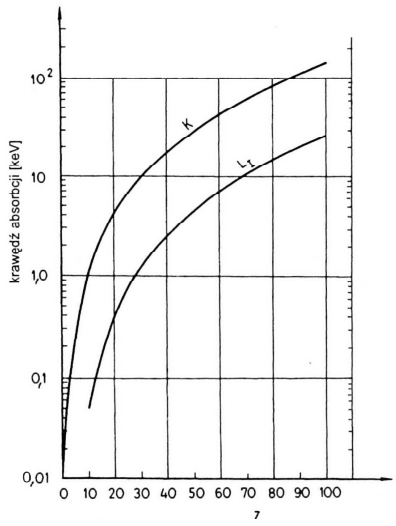
Rys. 5.9. Absorpcja fotoelektryczna fotonu o energii $h\nu_0$ przewyższającej energię wiązania (krawędź absorpcji) elektronu na poziomie K w danym atomie [5.16]

Oddziałujący z atomem foton najpierw przekazuje mu całą swoją energię, a następnie wzbudzony atom oddaje tę energię emitując elektron. Absorpcja fotoelektryczna nie zachodzi w oddziaływaniu fotonu z elektronem swobodnym, lecz z elektronem związanym w atomie.

Jak wynika ze wzoru (5.23), zjawisko fotoelektryczne może zachodzić tylko wtedy, gdy energia fotonu $h\nu_0$ spełnia warunek:

$$h\nu_0 \geq E_W + E_a \,. \tag{5.24}$$

Zależność energii wiązania elektronu na powłokach K i L_I od liczby atomowej Z przedstawia rys. 5.10. Jak widać, energia ta zmienia się w granicach czterech rzędów wielkości.



Rys. 5.10. Krawędzie absorpcji fotoelektrycznej K i L_I (energie wiązania elektronów w atomie) w funkcji liczby atomowej Z [5.9]

Wzbudzenie atomu z danego poziomu może nastąpić również w wyniku przemieszczenia elektronu z tego poziomu na któryś poziom wyższy w przypadku, jeżeli nie jest on całkowicie zapełniony przez elektrony. Potrzebna wówczas energia fotonu ma wartość nieco mniejszą od odpowiedniej energii wiązania E_W.

Prawdopodobieństwo absorpcji fotoelektrycznej w pojedynczym atomie dla zakresu energii istotnego w tego typu absorpcji opisano przybliżonym wzorem empirycznym:

$$\sigma_f = C\frac{Z^n}{(h\nu_0)^{3,5}}, \tag{5.25}$$

w którym przekrój czynny σ_f określa prawdopodobieństwo zajścia procesu, C jest stałą, a wykładnik n zmienia się z energią fotonu od wartości 4 do 5 [5.15].

Wielkością o większym znaczeniu praktycznym jest masowy współczynnik absorpcji fotoelektrycznej μ_f. Współczynnik ten otrzymuje się mnożąc przekrój czynny σ_f przez liczbę atomów w jednostce masy danego pierwiastka, a zatem:

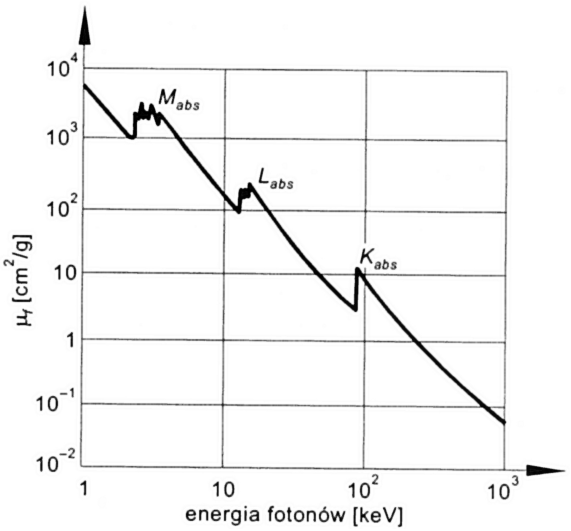
$$\mu_f = \sigma_f\frac{N_A}{M_A} = C\frac{Z^n}{(h\nu)^{3,5}}\frac{N_A}{M_A}, \tag{5.26}$$

gdzie: N_A – liczba Avogadra,

M_A – masa atomowa danego pierwiastka.

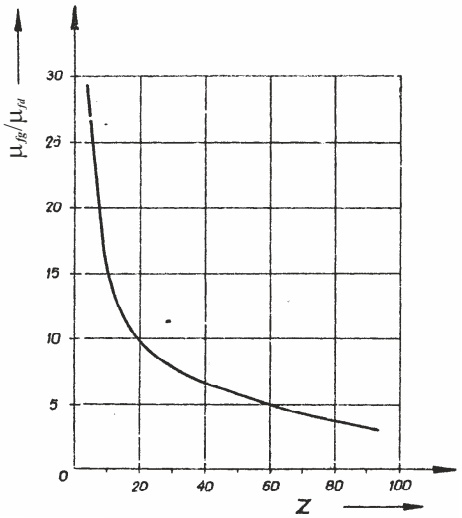
Współczynnik μ_f określa w praktyce wydajność fotowzbudzenia atomów próbki przez padające na nią fotony, którą można zdefiniować jako stosunek liczby fotonów wzbudzonych do liczby fotonów promieniowania pierwotnego padającego na daną próbkę w jednostce czasu.

Wyrażona wzorem (5.26) zależność współczynnika μ_f od energii fotonów $h\nu_0$ (dla określonej liczby Z absorbenta) ma charakter monotoniczny w całym zakresie energii z wyjątkiem energii wiązania na poszczególnych powłokach elektronowych. Dla tych wartości występują skoki absorpcji fotoelektrycznej widoczne na rys. 5.11, który przedstawia zależność współczynnika μ_f od energii fotonów dla atomów ołowiu. Energie wiązania elektronów na poszczególnych powłokach K, L, M itd. w atomie nazywa się krawędziami absorpcji fotoelektrycznej. Występowanie nieciągłości funkcji $\mu_f(h\nu_0)$ przy wartościach odpowiadających krawędziom absorpcji wydaje się być zrozumiałe z uwagi na fakt, że foton o energii mniejszej od energii wiązania elektronu na powłoce K nie jest w stanie wybić go z atomu, może natomiast to uczynić z elektronem z powłok L, M itd.



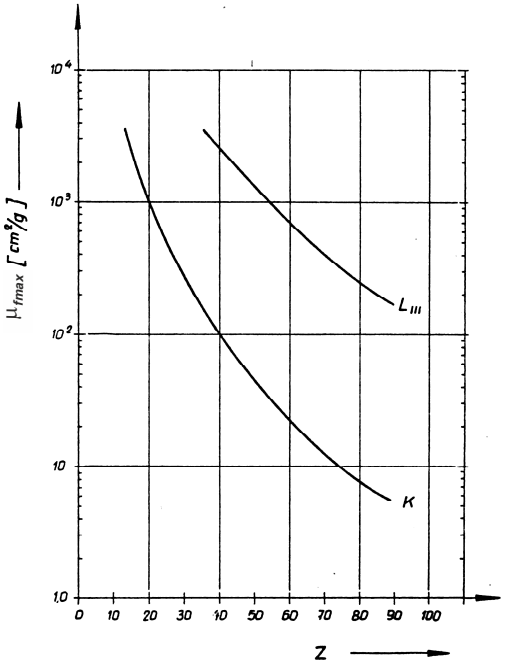
Rys. 5.11. Masowy współczynnik absorpcji fotoelektrycznej μ_f w ołowiu, w zależności od energii fotonu X; widoczne krawędzie absorpcji fotoelektrycznej na powłokach K, L i M [5.16]

Jak widać na rys. 5.11 krawędzie L i M absorpcji fotoelektrycznej wykazują strukturę subtelną, co odzwierciedla strukturę poziomów energii elektronów na tych powłokach. Ponadto można zauważyć rezonansowy charakter wydajności wzbudzenia, której wartość osiąga lokalne maksima w obszarach energii tuż powyżej poszczególnych krawędzi absorpcji. Krawędzie absorpcji fotoelektrycznej odpowiadają różnym energiom w zależności od liczby atomowej pierwiastka. Zależność ta wynika z faktu, że energia wiązania elektronu na odpowiednich powłokach zależy od ładunku jądra atomu Ze. Należy także zauważyć, iż stosunki wydajności wzbudzenia powyżej (μ_{fg}) i poniżej (μ_{fd}) krawędzi K maleją ze wzrostem liczby Z absorbenta. Zależność ta dla wszystkich pierwiastków przedstawiona jest na rys. 5.12.



Rys. 5.12. „Skok absorpcji” na krawędzi K w funkcji liczby atomowej Z [5.9]

Na rysunku 5.13 pokazano natomiast zależność maksymalnych (ponadkrawędziowych) wartości współczynników absorpcji promieniowania X ($\mu_{f\,max}$) na poziomach K i L_{III} w funkcji liczby atomowej Z absorbenta.



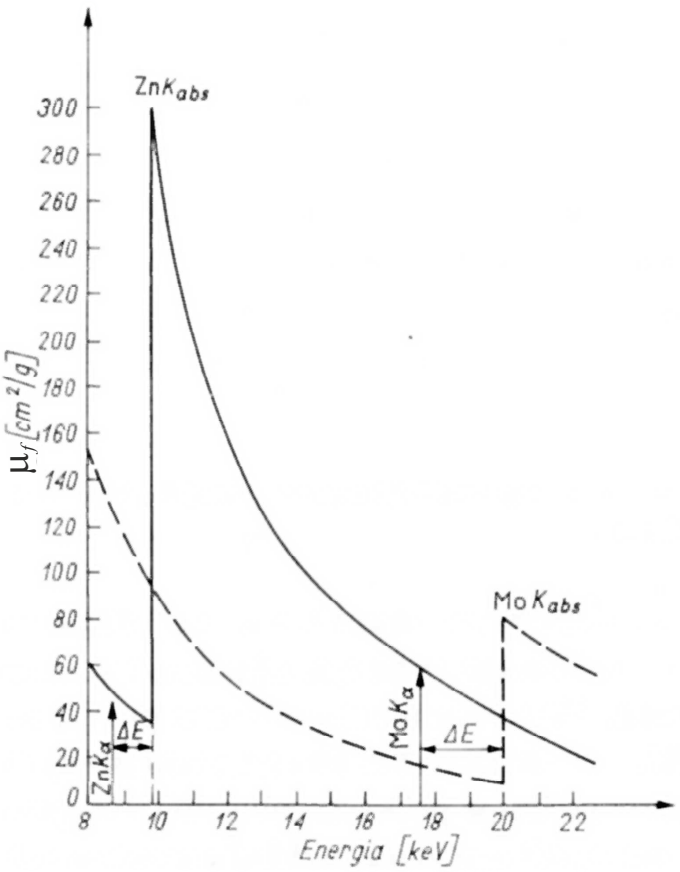
Rys. 5.13. Maksymalne (ponadkrawędziowe) wartości współczynników absorpcji w funkcji liczby atomowej Z [5.9]

Wzór (5.26) może sugerować, że wydajność fotowzbudzenia rośnie wraz ze wzrostem Z wzbudzanych atomów. Jednak ze wzrostem Z rośnie również liczba masowa M_A występująca we wzorze (5.26) w mianowniku, a to osłabia rosnącą zależność μ_f od Z. Ponadto wzbudzając dany atom na przykład na poziomie K, należy stosować promieniowanie o energii wyższej od krawędzi absorpcji fotoelektrycznej danego pierwiastka. Wartości tych energii rosną szybko wraz ze wzrostem Z, co można wywnioskować z rysunku (rys. 5.10). Zwiększenie energii hv_0 wzbudzających fotonów pociąga za sobą zmniejszenie wydajności wzbudzenia, a to wynika zarówno ze wzoru (5.26) jak i rysunku 5.11. W rezultacie wydajność fotowzbudzenia atomów na danym poziomie szybko maleje ze wzrostem ich liczby atomowej Z (patrz rys. 5.13).

Wzbudzony w wyniku wewnętrznego efektu fotoelektrycznego atom staje się układem nietrwałym, który powracając do stanu równowagi zachowuje się identycznie jak gdyby był wzbudzony w wyniku zderzenia z elektronem lub ciężką cząstką naładowaną. Przechodząc do stanu równowagi emituje fotony charakterystycznego promieniowania X,

zwanego w tym przypadku promieniowaniem fluorescencyjnym. Zjawisko to jest podstawą jakościowej analizy fluorescencyjnej. Oczywiście efektem konkurencyjnym do zjawiska fluorescencji jest emisja elektronów Augera. Liczba emitowanych fotonów promieniowania fluorescencyjnego jest określona współczynnikiem wydajności fluorescencji (5.22). Z rozważań dotyczących wydajności fotowzbudzenia i wydajności fluorescencji wynika, iż obie te wielkości decydują o natężeniu wzbudzanego w próbce promieniowania fluorescencyjnego.

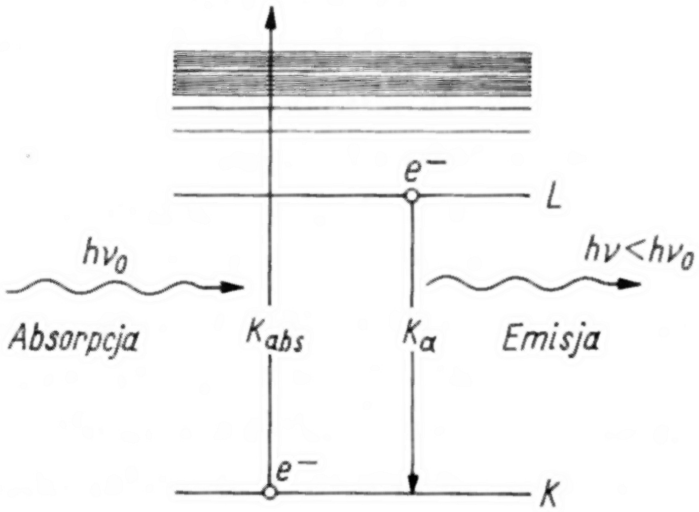
Bardzo istotne znaczenie ma fakt, że energie kwantów promieniowania fluorescencyjnego są zawsze mniejsze o pewną wartość ΔE od energii wzbudzenia danego poziomu, to znaczy od odpowiedniej krawędzi absorpcji fotoelektrycznej. Przedstawia to rys. 5.14 na przykładzie cynku i molibdenu.



Rys. 5.14. Krawędzie K absorpcji fotoelektrycznej i linie emisyjne K_{α} charakterystycznego promieniowania X atomów cynku i molibdenu [5.17]

Z uwagi na zakaz Pauliego przeniesienie elektronu z niższego poziomu na którykolwiek poziom wyższy nie jest możliwe w przypadku zapełnienia tych poziomów. Wzbudzenie atomu może nastąpić jedynie poprzez wyrzucenie elektronu poza atom.

Natomiast powrót atomu do stanu równowagi następuje najczęściej w wyniku przejścia elektronu z najbliższego poziomu wyższego na poziom podstawowy (rys. 5.15).



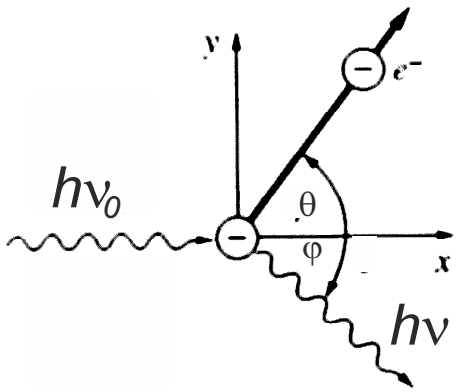
Rys. 5.15. Poglądowe wyjaśnienie przesunięcia energetycznego linii emisyjnej K_α w stosunku do krawędzi absorpcji fotoelektrycznej [5.17]

5.2.3. Rozpraszanie Comptona

Omawiane zjawisko, polegające na niesprężystym rozpraszaniu kwantów promieniowania elektromagnetycznego na swobodnych elektronach, zostało odkryte w 1922 r. przez A.H. Comptona, za co otrzymał w 1927 r. nagrodę Nobla [5.1–5.17].

Zgodnie z korpuskularnym obrazem promieniowania, foton traktuje się w tym oddziaływaniu jako cząstkę niosącą energię $E = h\nu_0$ i pęd $p = h\nu_0/c$. Za elektrony swobodne można uznać natomiast elektrony związane na powłokach elektronowych atomów pod warunkiem, że ich energie wiązania są znacznie mniejsze od energii oddziałujących z nimi fotonów. W wyniku rozpraszania komptonowskiego padający foton przekazuje część swojej energii i pędu elektronowi. Przekazana energia jest na tyle duża, że słabo związany elektron zostaje od atomu oderwany, zyskując energię kinetyczną tzw. energię odrzutu, natomiast foton ulega rozproszeniu zmieniając kierunek propagacji. Energia fotonu przekazana elektronowi jest równa $h(\nu_0 - \nu)$, gdzie ν_0 – częstość fotonu padającego, natomiast ν – częstość fotonu rozproszonego. Ponieważ $h\nu_0 \neq h\nu$, rozpraszanie fotonu jest niekoherentne. Wskutek zjawiska Comptona kwant promieniowania elektromagnetycznego może ulegać kolejnym aktom rozproszenia tracąc stopniowo posiadaną energię. W konsekwencji widmo energetyczne rozproszonych w ten

sposób fotonów staje się widmem ciągłym. Poglądowo kinematyczny schemat rozpraszania komptonowskiego przedstawia rysunek 5.16.



Rys. 5.16. Kinematyczny schemat rozpraszania komptonowskiego

Jak łatwo zauważyć, po zderzeniu foton zostaje rozproszony w kierunku tworzącym kąt φ z kierunkiem fotonu padającego, natomiast elektron porusza się pod kątem θ. Jeżeli przez m_0 oznaczyć masę spoczynkową elektronu, zaś przez m jego masę po zderzeniu z fotonem to zakładając, że elektron przed zderzeniem znajduje się w spoczynku, z uniwersalnej zasady zachowania energii wynika równość:

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2 . \tag{5.27}$$

Powyższe równanie można przekształcić do postaci:

$$h\nu_0 = h\nu + m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right), \tag{5.28}$$

gdzie: $\beta = v/c$,

v – prędkość elektronu,

c – prędkość światła.

Zależność wynikającą z zasady zachowania pędu można rozpisać dla składowych wzdłuż kierunku ruchu fotonu przed zderzeniem i prostopadle do tegoż:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\varphi + \frac{m_0c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\cos\theta \tag{5.29}$$

oraz

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\varphi - \frac{m_0c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\sin\theta , \tag{5.30}$$

gdzie: φ – kąt rozproszenia fotonu (patrz rys. 5.16),

θ – kąt odrzutu elektronu,

wyrażenie $m_0 c\beta / \sqrt{1-\beta^2}$ jest pędem p elektronu po zderzeniu.

Eliminując z równań (5.28), (5.29) i (5.30) p oraz θ, otrzymuje się wzór na energię rozproszonego fotonu:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1+\alpha(1-\cos\varphi)} \tag{5.31}$$

oraz na energię kinetyczną odrzuconego elektronu E_{ke} w postaci:

$$E_{ke} = h\nu_0 \frac{\alpha(1-\cos\varphi)}{1+\alpha(1-\cos\varphi)} = h\nu_0 \frac{2\alpha\cos\theta}{(1+\alpha)^2 - \alpha^2\cos^2\theta}, \tag{5.32}$$

gdzie: $\alpha = h\nu_0 / m_0 c^2$.

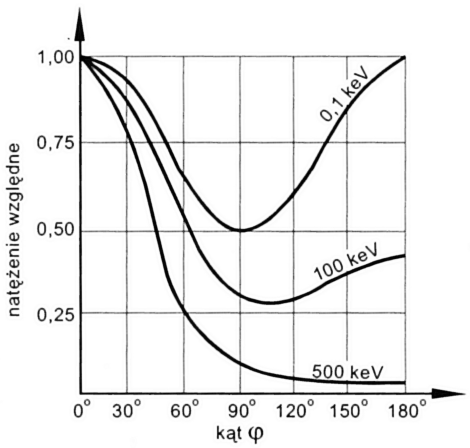
W równaniu (5.31) przedstawiającym zależność energii fotonu rozproszonego od kąta rozproszenia φ, kąt ten może przyjmować wartości od zera do 180°. Dla małych wartości kątów rozproszenia, bardzo niewielka część energii przekazywana jest elektronowi. Natomiast, nawet w skrajnym przypadku rozproszenia wstecznego, kiedy kąt $\varphi = \pi$, elektron nie może uzyskać pełnej energii i jej część zostaje zachowana przez foton rozproszony. We wzorze (5.32) dotyczącym energii kinetycznej odrzutu elektronu, kąt θ zawiera się w przedziale od zera do 90°.

Wyrażenie na różniczkowy przekrój czynny, opisujący prawdopodobieństwo zajścia rozproszenia fotonu o energii pierwotnej $h\nu_0$ na elektronie swobodnym pod kątem φ w jednostkowy kąt bryłowy $d\Omega$, podali Klein i Nishina [5.7, 5.8] w oparciu o prawa mechaniki kwantowej:

$$d\sigma_e = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2\left(\frac{\nu_0}{\nu} + \frac{\nu}{\nu_0} - \sin^2\varphi\right)d\Omega, \tag{5.33}$$

gdzie: $r_0 = e^2 / m_0 c^2$ – klasyczny promień elektronu.

Na rysunku 5.17 przedstawiono zależność natężenia fotonów promieniowania X, rozproszonych wskutek zjawiska Comptona, w zależności od kąta rozproszenia φ [5.14]. Jak łatwo zauważyć, natężenie rozproszonych fotonów o energiach poniżej 100 keV, wykazuje minimum przy kącie 90°, to znaczy w kierunku prostopadłym do kierunku wiązki pierwotnej.



Rys. 5.17. Względne natężenie rozproszonego promieniowania X w zależności od kąta rozproszenia φ dla trzech różnych energii początkowych rozpraszanych fotonów: 0,1 keV, 100 keV i 500 keV [5.14]

Analityczne wyrażenie, opisujące całkowity przekrój czynny na rozpraszanie komptonowskie $\sigma_e^{(s)}$, wyznacza się całkując różniczkowy przekrój czynny (równanie (5.33)) po pełnym kącie bryłowym. Otrzymany wówczas wzór ma postać [5.7, 5.8]:

$$\sigma_e^{(s)} = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \left[\frac{cm^2}{elektr.} \right], \tag{5.34}$$

który dla $\alpha << 1$ można zredukować do postaci:

$$\sigma_e^{(s)} = \frac{8}{3} \pi r_0^2 (1-2\alpha) \left[\frac{cm^2}{elektr.} \right]. \tag{5.35}$$

Ponieważ w zjawisku Comptona nie cała energia kwantu X przekazywana jest w trakcie zderzenia elektronowi, rozróżnia się dwa przekroje czynne:

$\sigma_e^{(s)}$ – przekrój czynny na rozpraszanie, określający prawdopodobieństwo zajścia procesu rozpraszania fotonu;

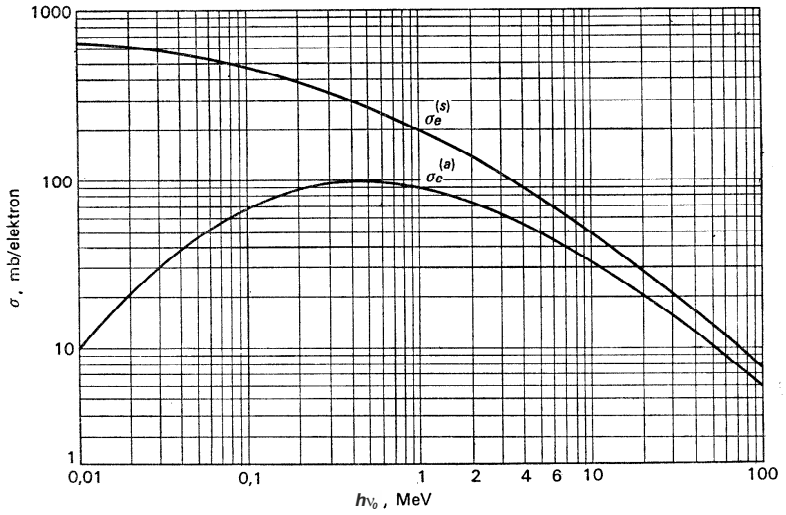
$\sigma_e^{(a)}$ – przekrój czynny na absorpcję, opisujący prawdopodobieństwo przekazania energii przez foton elektronowi w procesie zderzenia.

Różniczkowy przekrój czynny na absorbcję otrzymuje się mnożąc różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie, określony wzorem (5.33) przez ułamek energii przekazanej elektronowi podczas oddziaływania z fotonem:

$$d\sigma_e^{(a)} = d\sigma_e^{(s)} \frac{h\nu_0 - h\nu}{h\nu_0}. \tag{5.36}$$

Całkowity przekrój czynny na absorpcję wyznacza się całkując wzór (5.36) po pełnym kącie bryłowym. Zależność całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie oraz

całkowitego przekroju czynnego na absorpcję, w funkcji energii kwantu hv przedstawia rys. 5.18. W przypadku małej wartości energii padających fotonów X, jedynie niewielka jej część jest przekazywana elektronowi. Wartości obydwu przekrojów czynnych $\sigma_e^{(s)}$ i $\sigma_e^{(a)}$ różnią się wtedy dość znacznie. Ze wzrostem energii kwantu pierwotnego rośnie energia przekazywana elektronowi.



Rys. 5.18. Przekrój czynny na rozpraszanie $\sigma_e^{(S)}$ i absorpcję $\sigma_e^{(a)}$ kwantów promieniowania X (w mb/elektron) jako funkcja energii kwantu hv_0 [5.15]

Prawdopodobieństwo rozproszenia komptonowskiego w oczywisty sposób zależy od liczby centrów rozpraszających, a więc liczby elektronów w atomie tarczy. Rośnie ono zatem proporcjonalnie do liczby Z materiału absorbującego.

Jeżeli energia początkowa fotonu jest duża w stosunku do energii wiązania elektronu w atomie danego absorbenta, co ma miejsce szczególnie w przypadku atomów pierwiastków lekkich, to całkowity przekrój czynny σ_C na rozproszenie komptonowskie fotonu w pojedynczym atomie można określić jako:

$$\sigma_C = \sigma_e^{(s)} Z \,, \tag{5.37}$$

gdzie Z jest liczbą atomową, czyli liczbą wszystkich elektronów w niezjonizowanym atomie.

Tak wyznaczony przekrój czynny może być sumowany z atomowymi przekrojami czynnymi na inne omawiane procesy, w celu obliczenia osłabienia natężenia wiązki promieniowania X przechodzącej przez absorbent.

W ujęciu praktycznym, bardziej użyteczną wielkością niż mikroskopowy przekrój czynny σ_C jest parametr makroskopowy, a mianowicie masowy współczynnik rozproszenia komptonowskiego μ_C. Współczynnik ten wyraża prawdopodobieństwo rozpraszania fotonu w jednostkowej masie (np. 1 gramie) danego pierwiastka. Wielkość ta określona jest wzorem:

$$\mu_C = \sigma_C \frac{N_A}{M_A} = \sigma_e^{(s)} Z \frac{N_A}{M_A} \quad [cm^2/g], \tag{5.38}$$

gdzie: N_A – liczba Avogadra,

M_A – masa atomowa.

Wartość współczynnika μ_C rośnie liniowo z liczbą Z i maleje ze wzrostem energii padających fotonów.

5.2.4. Rozpraszanie koherentne

Innym rodzajem oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią, są procesy rozpraszania elastycznego, w których nie dochodzi do przekazania energii przez padające fotony absorbentowi. Procesy te wpływają jednak na wartość przekroju czynnego na osłabienie, czy też na wartość przekroju czynnego na absorpcję fotonu z wiązki. Efekty te mają miejsce wówczas, gdy energie oddziałujących fotonów są mniejsze od energii wiązań elektronów w atomie [5.7].

J. J. Thomson przedstawił klasyczną teorię rozpraszania promieniowania elektromagnetycznego na elektronie swobodnym. Rozważał on promieniowanie rentgenowskie jako wiązkę fal elektromagnetycznych. Padająca na elektron fala elektromagnetyczna powoduje, na skutek oddziaływania siły periodycznej, wprawienie go w drgania z częstością wymuszoną. Drgający elektron wypromieniowuje z kolei falę elektromagnetyczną o tej samej częstości, jednak jej kierunek nie jest skorelowany z kierunkiem fali padającej. Elektrony atomów mogą pochłaniać energię padającej fali elektromagnetycznej i rozpraszać ją we wszystkich kierunkach. Natężenie i rozkład kątowy promieniowania określony jest zachowaniem elektronu jako dipola elektrycznego. W ujęciu klasycznym rozpraszanie Thomsona zachodzi na elektronie swobodnym, a prawo zachowania pędu w układzie foton - elektron (obowiązujące w rozpraszaniu Comptona) nie jest uwzględnione.

Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie sprężyste fotonu na swobodnym elektronie w kąt bryłowy $d\Omega$ określony jest wzorem podanym przez Thomsona [5.7]:

$$d\sigma_T = \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{1+\cos^2\varphi}{2} d\Omega, \tag{5.39}$$

gdzie: e – ładunek elektronu, m_0 – masa elektronu, c – prędkość światła, φ – kąt rozproszenia fotonu.

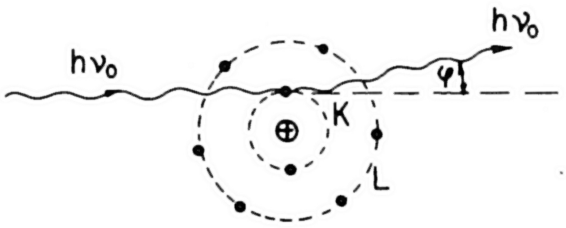
Całkowity przekrój czynny otrzymuje się całkując powyższe równanie po pełnym kącie bryłowym:

$$\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_0^2, \tag{5.40}$$

gdzie: r_0 jest klasycznym promieniem elektronu, $r_0 = e^2/m_0c^2$.

Jak wynika ze wzoru (5.40), całkowity przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona jest wielkością stałą, niezależną od energii padającego fotonu.

W rzeczywistych sytuacjach omawiane zjawisko dotyczy elektronu związanego z atomem. Energia wiązania tego elektronu musi być na tyle duża, aby nie doszło do oderwania go od atomu, a tym samym mogło nastąpić przejęcie pędu fotonu przez atom lub sieć krystaliczną absorbenta. Rozpraszanie fotonu, które zachodzi na wspólnie oddziałujących z nim elektronach związanych z atomem, nosi nazwę rozpraszania Rayleigha (rys. 5.19) [5.7].



Rys. 5.19. Koherentne rozpraszanie fotonu na elektronie silnie związanym w atomie (rozpraszanie Rayleigha) [5.16]

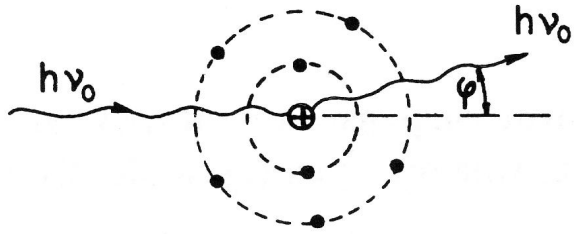
Wszystkie elektrony atomu pobudzane są do drgań z częstością równą częstości padającego promieniowania. Oddziaływanie to może być uważane za sprężyste w tym sensie, że wewnętrzny stan atomu przed i po rozpraszaniu pozostaje niezmienny. Ponadto omawiane zjawisko jest rozpraszaniem koherentnym, gdyż istnieje określona zależność pomiędzy fazami promieniowania rozproszonego przez każdy elektron danego atomu. Przekrój czynny na rozpraszanie Rayleigha wyraża zależność:

$$\sigma_R = \frac{8}{3}\pi r_0^2 f^2(\varphi), \tag{5.41}$$

gdzie $f(\varphi)$ jest atomowym czynnikiem rozpraszania związanym z kątem φ.

Przekrój ten zdefiniowany jest w odniesieniu do klasycznego rozpraszania Thomsona na elektronie swobodnym. Dla kierunku zgodnego z kierunkiem padającej fali, interferencja pomiędzy poszczególnymi składowymi fali rozproszonej powoduje $Z-$krotne wzmocnienie amplitudy i Z^2-krotne wzmocnienie natężenia promieniowania w porównaniu z wartościami określonymi dla pojedynczego elektronu. Rozpraszanie Rayleigha stanowi istotny wkład w proces rozpraszania niskoenergetycznej wiązki fotonów.

Innym przykładem rozpraszania elastycznego fotonów jest jądrowe rozpraszanie Thomsona (rys. 5.20) [5.7]. Polega ono na rozpraszaniu padającego promieniowania elektromagnetycznego na jądrze atomowym, które można rozpatrywać jako ładunek punktowy. Przekrój czynny σ_j na omawiane zjawisko dany jest równaniem (5.40), w którym w mianowniku wyrażenia na r_0, masę elektronu zastąpiono masą jądra atomowego. Prawdopodobieństwo wystąpienia tego zjawiska jest bardzo małe w porównaniu z wyżej wymienionymi procesami.



Rys. 5.20. Koherentne rozpraszanie fotonu na jądrze atomowym (rozpraszanie Thomsona) [5.16]

Prawdopodobieństwa rozpraszania fotonu w wyniku opisanych zjawisk Rayleigha oraz rozpraszania jądrowego Thomsona, określone przez odpowiednie mikroskopowe przekroje czynne σ_R i σ_j, dają w sumie całkowity, mikroskopowy przekrój czynny rozpraszania fotonu na elektronach i jądrze pojedynczego atomu:

$$\sigma_{Coh} = \sigma_R + \sigma_j . \tag{5.42}$$

Całkowity makroskopowy przekrój czynny μ_{Coh}, zwany masowym współczynnikiem rozpraszania, otrzymuje się mnożąc przekrój czynny σ_{Coh} przez liczbę atomów zawartych w masie jednego grama danego pierwiastka:

$$\mu_{Coh} = \sigma_{Coh} \frac{N_A}{M_A}, \tag{5.43}$$

gdzie: M_A – stała Avogadro,

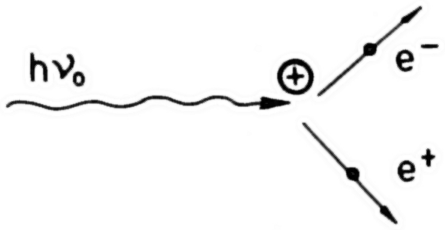
M_A – masa atomowa danego pierwiastka.

5.2.5. Tworzenie par elektron-pozyton

Trzecim zjawiskiem, w którym fotony promieniowania elektromagnetycznego w wyniku oddziaływania z materią tracą swoją energię, jest kreacja par elektron-pozyton (rys. 5.21). Zachodzi ono wtedy, gdy energia promieniowania elektromagnetycznego jest większa (równa) od podwójnej energii spoczynkowej elektronu (energii progowej) [5.7]:

$$h\nu_0 \geq 2m_0c^2 = 2 \cdot 0{,}511 MeV = 1{,}02\ MeV, \tag{5.44}$$

gdzie: m_0 – masa spoczynkowa elektronu, c – prędkość światła.



Rys. 5.21. Tworzenie par elektron-pozyton w polu kulombowskim jądra atomowego

Główną cechą tego zjawiska jest znikanie fotonu i pojawienie się pary elektron-pozyton. Taką kreację cząstek opisuje twierdzenie Diraca. Podstawowe prawa, które muszą być spełnione w omawianym procesie to: prawo zachowania całkowitej energii relatywistycznej, prawo zachowania pędu i prawo zachowania ładunku. W układzie foton - para (elektron-pozyton), nie mogą być równocześnie spełnione prawa zachowania energii i pędu, gdyż pęd wymagany do utworzenia pary jest mniejszy niż pęd padającego fotonu. Dlatego też, proces tworzenia par może zajść wyłącznie w obecności jeszcze jednej cząstki, której przekazany jest ten nadmiar pędu. Najczęściej zjawisko to zachodzi w polu jądra atomowego, rzadziej i przy wyższych energiach fotonu do kreacji pary może dojść w obecności elektronu. W tym przypadku wartość energii progowej fotonu wynosi 2,044 MeV, a prawdopodobieństwo zajścia tego procesu jest znacznie mniejsze. Progowa energia kwantu promieniowania elektromagnetycznego E_p, niezbędna do wytworzenia pary elektron-pozyton w obecności cząstki o masie M, wynosi:

$$E_p = 2m_0c^2\left(1+\frac{m_0}{M}\right). \tag{5.45}$$

W procesie kreacji par energia przekazana przez foton jądru ulegającemu odrzutowi jest zaniedbywana z uwagi na dużą masę jądra. Jeżeli energia fotonu $h\nu_0$ jest większa od energii progowej, to wytworzona para cząstek ma oprócz energii spoczynkowej również pewną energię kinetyczną:

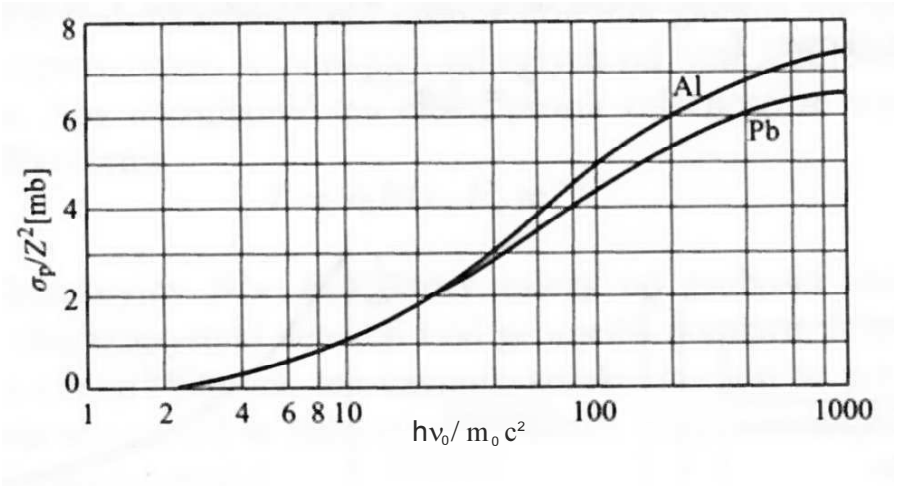
$$E_k = h\nu_0 - 2m_0c^2. \tag{5.46}$$

Energia ta podzielona jest pomiędzy obydwie powstałe cząstki, przy czym najbardziej prawdopodobnym podziałem energii jest podział na dwie równe porcje.

Przekrój czynny σ_p na kreację pary elektron-pozyton przez kwant promieniowania elektromagnetycznego o energii $h\nu_0$, w pobliżu jądra o liczbie atomowej *Z*, może być przedstawiony wzorem:

$$\sigma_p = \frac{1}{137}\left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2 Z^2 f(h\nu_0)\ \ [cm^2/atom], \tag{5.47}$$

gdzie funkcja $f(h\nu_0)$ rośnie najpierw logarytmicznie, a dla dużych energii przechodzi w wartość stałą, niezależną od energii. Poniżej energii progowej, wartość tej funkcji jest równa zero. Zależność przekroju czynnego na zjawisko tworzenia par od energii kwantów promieniowania elektromagnetycznego ilustruje rysunek 5.22. Jak wynika ze wzoru (5.47), przekrój czynny na tworzenie par wzrasta z kwadratem liczby atomowej, co można wyjaśnić biorąc pod uwagę fakt, iż obszar silnego pola kulombowskiego wokół jądra staje się większy ze wzrostem *Z*.

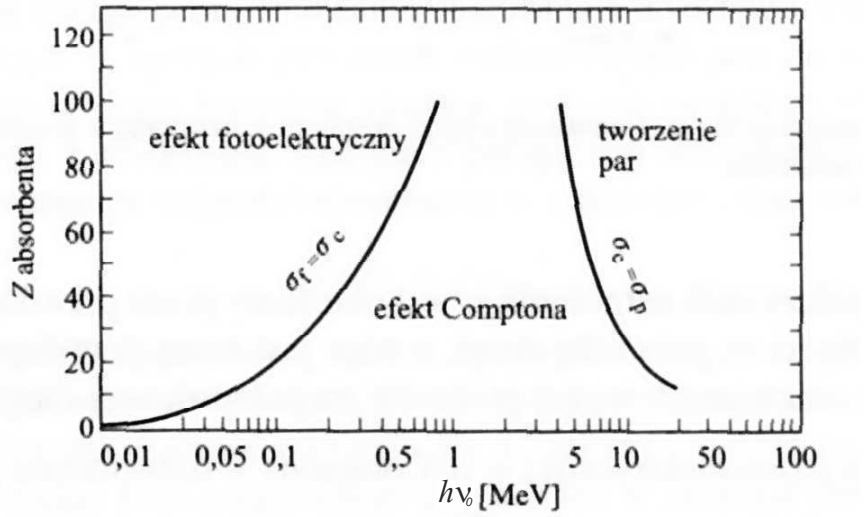


Rys. 5.22. Zależność współczynnika σ_p ze wzoru (5.47) od energii fotonów dla glinu (Al) i ołowiu (Pb) [5.8]

Zarówno elektron jak i pozyton są często całkowicie wyhamowane w absorbencie, co prowadzi do zjawiska odwrotnego do kreacji par czyli procesu anihilacji. Polega on na tym, że gdy spoczywające cząstki, elektron i pozyton, znajdą się blisko siebie, wówczas dochodzi do ich połączenia. W rezultacie, następuje unicestwienie dwóch cząstek materialnych, w miejsce których powstają kwanty promieniowania elektromagnetycznego. Ponieważ początkowy pęd układu wynosi zero, a zasada zachowania pędu w rozważanym procesie musi być spełniona, więc nie może powstać tylko jeden foton. Najbardziej prawdopodobna jest kreacja dwóch fotonów o energiach po 0,511 MeV każdy, poruszających się w przeciwnych kierunkach z jednakowymi pędami. Znacznie rzadszym przypadkiem jest anihilacja trójfotonowa.

W zasadzie możliwe jest wydostanie się powstałego w procesie anihilacji fotonu na zewnątrz absorbenta. Jeżeli to nastąpi, wyemitowany wówczas foton będzie się zachowywał jak promieniowanie rozproszone izotropowo.

Na rysunku 5.23 przedstawiono diagram określający obszary, w których przy zmieniającej się energii kwantu promieniowania elektromagnetycznego i liczbie atomowej Z absorbenta, kolejne omawiane procesy oddziaływania fotonu z materią mają charakter dominujący. Krzywe pokazują wartości Z i $h\nu_0$, dla których prawdopodobieństwa zajścia odpowiednich procesów są takie same [5.15]. W ten sposób wydzielone na diagramie pola określają obszary, w których prawdopodobieństwo zajścia jednego z trzech głównych procesów jest największe.



Rys. 5.23. Obszary w płaszczyźnie Z absorbenta - energia kwantu promieniowania X, w których dominują poszczególne procesy oddziaływania tego promieniowania z materią. Linie pokazują wartości Z i hv_0, dla których prawdopodobieństwa zajścia odpowiednich procesów są sobie równe [5.15]

W niniejszej rozprawie analizowano energie kwantów promieniowania rentgenowskiego w zakresie od 1,5 keV do 10 keV. Jak wynika z diagramu, w tym przedziale energii dominujący wpływ na osłabienie wiązki fotonów ma zjawisko fotoelektryczne.

Dla efektu tworzenia par wprowadza się odpowiedni masowy współczynnik osłabienia μ_p, wyrażający prawdopodobieństwo zajścia tego zjawiska w jednostce masy (1g) danego materiału

$$\mu_p = \sigma_p \frac{N_A}{M_A}, \tag{5.48}$$

gdzie: N_A – liczba Avogadra,

M_A – masa atomowa.

5.3. Osłabienie wiązki promieniowania rentgenowskiego

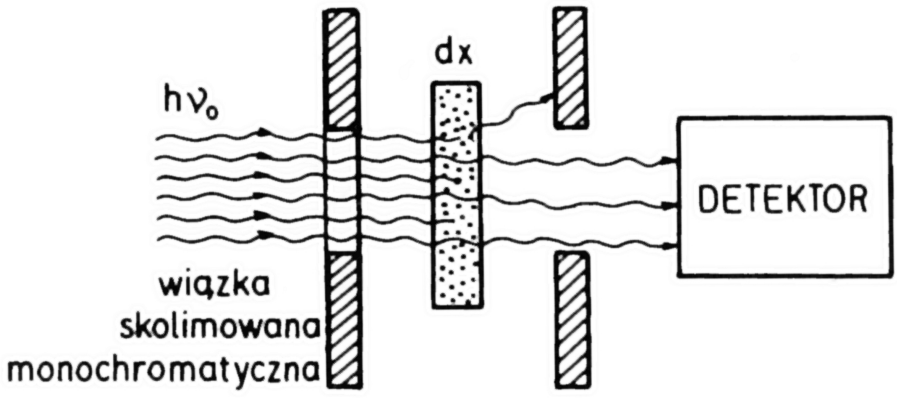
Natężenie wiązki promieniowania rentgenowskiego, przechodzącego przez warstwę materiału, ulega osłabieniu (rys. 5.24). Przyczynami tego osłabienia są zjawiska opisane w poprzednich podrozdziałach:

– absorpcja fotoelektryczna;

– rozpraszanie niekoherentne;

– rozpraszanie koherentne;

– zjawisko tworzenia par elektron-pozyton.



Rys. 5.24. Osłabienie wiązki promieniowania X (strumienia fotonów) w warstwie materii [5.16]

W każdym z trzech rozpatrywanych procesów, kwant promieniowania usuwany jest z wiązki pierwotnej w jednym akcie oddziaływania. Całkowity przekrój czynny na

usunięcie z wiązki kwantu promieniowania X jest sumą przekrojów czynnych na w/w procesy i wynosi [5.7–5.11]:

$$\sigma = \left(\sigma_f + \sigma_C + \sigma_{Coh} + \sigma_p\right)[cm^2 / atom]. \tag{5.49}$$

W przypadku skolimowanej wiązki monoenergetycznego promieniowania X, przechodzącej przez materiał składający się z jednego rodzaju atomów, zmiana *dI* natężenia wiązki jest proporcjonalna do jego wartości początkowej *I* oraz grubości *dx* substancji absorbująco-rozpraszającej. A zatem:

$$dI = \sigma\, n\, I\, dx, \tag{5.50}$$

gdzie: σ – przekrój czynny zdefiniowany równaniem (5.49),

n – liczba atomów w cm^3.

Przekształcając i całkując równanie (5.50) oraz zakładając, że dla $x = 0$ natężenie $I = I_0$, otrzymuje się wyrażenie:

$$I = I_0\, e^{-\sigma\, nx}. \tag{5.51}$$

Iloczyn $\sigma\, n$ w równaniu (5.51) zastępuje się wielkością makroskopową tzw. liniowym współczynnikiem osłabienia wiązki promieniowania X, który można wyrazić w postaci:

$$\mu_l = \sigma\ \frac{N_A}{M_A}\rho, \tag{5.52}$$

gdzie: N_A – liczba Avogadra,

M_A – masa atomowa,

ρ – gęstość materiału.

Liniowy współczynnik osłabienia określa względne zmniejszenie natężenia promieniowania na jednostkę grubości absorbenta. Wymiarem tego współczynnika jest cm^{-1}. Wprowadzając współczynnik μ_l do wyrażenia (5.51) otrzymuje się równanie:

$$I = I_0\, e^{-\mu_l x}. \tag{5.53}$$

Powyższy wzór przedstawia eksponencjalne prawo osłabienia skolimowanej wiązki monochromatycznego promieniowania X w warstwie jednorodnego materiału o grubości *x* i liniowym współczynniku osłabienia μ_l. Współczynnik μ_l wyraża sumaryczny efekt zachodzących w materiale zjawisk elementarnych, a zatem można go przedstawić w postaci sumy:

$$\mu_l = \mu_{lf} + \mu_{lC} + \mu_{lCoh} + \mu_{lp}, \tag{5.54}$$

gdzie: μ_{lf} – współczynnik osłabienia liniowego na pochłanianie fotoelektryczne,

μ_{lC} – współczynnik osłabienia liniowego na rozpraszanie komptonowskie,

μ_{lCoh} – współczynnik osłabienia liniowego na rozpraszanie koherentne,

μ_{lp} – współczynnik osłabienia liniowego na tworzenie par elektron-pozyton.

Współczynniki cząstkowe osłabienia liniowego wyrażają prawdopodobieństwo zajścia poszczególnych zjawisk na drodze 1 cm w danym materiale.

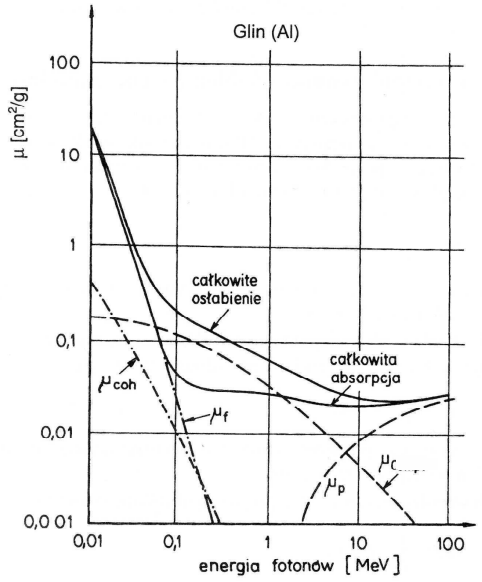
Użyteczność liniowego współczynnika osłabienia jest ograniczona, ponieważ zależy on silnie od gęstości materiału absorbującego i oczywiście bardzo zmienia się przy przejściu od stanu gazowego do stanu stałego absorbenta. W praktyce, zamiast współczynników liniowych wykorzystuje się współczynniki masowe o wymiarze [cm^2/g], które nie zależą ani od gęstości ani od stanu fizycznego absorbenta. Wartość współczynnika osłabienia masowego μ można obliczyć, dzieląc odpowiedni współczynnik osłabienia liniowego przez gęstość ρ absorbenta wyrażoną w g/cm^3:

$$\mu = \frac{\mu_l}{\rho} = \sigma \frac{N_A}{M_A}. \tag{5.55}$$

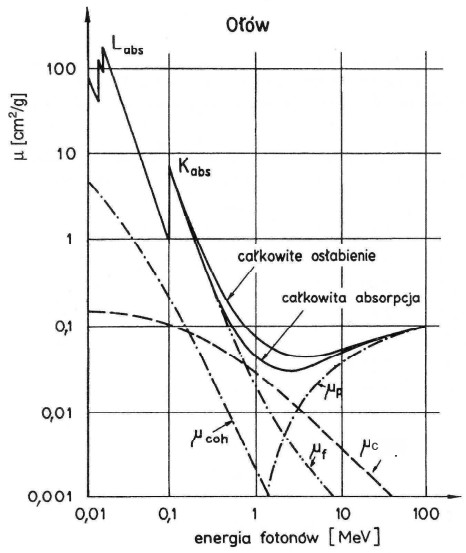
Współczynnik μ można również przedstawić jako sumę masowych, cząstkowych współczynników osłabienia, związanych z poszczególnymi zjawiskami fizycznymi:

$$\mu = \mu_f + \mu_C + \mu_{Coh} + \mu_p. \tag{5.56}$$

Przykładowe całkowite i cząstkowe masowe współczynniki osłabiania dla glinu i ołowiu w zależności od energii fotonu zaprezentowano na rys. 5.25 i 5.26.



Rys. 5.25. Masowe współczynniki osłabienia promieniowania rentgenowskiego w glinie w funkcji energii fotonów [5.8]



Rys. 5.26. Masowe współczynniki osłabienia promieniowania rentgenowskiego w ołowiu w funkcji energii fotonów [5.8]

Eksponencjalne prawo osłabienia strumienia fotonów można też przedstawić, wprowadzając pojęcie masy powierzchniowej M_{pw}, wyrażonej w [g/cm^2]:

$$I = I_0 \, e^{-(\mu/\rho)\rho x} = I_0 \, e^{-\mu M_{pw}}, \tag{5.57}$$

gdzie $M_{pw} = \rho x$ jest masą warstwy absorbenta o gęstości ρ, grubości x i jednostkowej powierzchni pola prostopadłego do wiązki padających fotonów.

Jeżeli monochromatyczna wiązka promieniowania X przechodzi przez materiał wieloskładnikowy, wówczas masowy współczynnik μ należy zastąpić przez jego wartość średnią wyrażoną wzorem:

$$\overline{\mu} = \sum_{i=1}^{n} \mu_i W_i , \tag{5.58}$$

gdzie: μ_i – masowe współczynniki osłabienia w poszczególnych składnikach materiału,

W_i – względne zawartości (udziały wagowe) tych składników,

n – liczba składników.

Prawo osłabienia przyjmuje wtedy postać:

$$I = I_0^{\overline{\mu} \, M_{pw}} . \tag{5.59}$$

Obok zmiany liczby fotonów X w skolimowanej wiązce przechodzącej przez absorbent, opisanej współczynnikami osłabienia wiązki, istotne są także straty jej energii w naświetlanym materiale. Energia ta pozostaje w nim w postaci energii kinetycznej elektronów powstałych w różnych oddziaływaniach, podczas gdy energia kwantów

promieniowania X, zarówno rozproszonych jak i przepuszczonych, wychodzi z absorbenta. Energia z padającego strumienia energii J [W/m^2], zaabsorbowana w jednostce objętości materiału i jednostce czasu, dana jest wzorem:

$$\frac{dJ}{dx} = J\mu_a, \tag{5.60}$$

w którym współczynnik absorpcji μ_a można otrzymać ze współczynnika osłabienia μ, mnożąc jego składowe odpowiadające różnym procesom przez czynniki podające, jaka część energii kwantu X zamienia się w danym procesie na energię kinetyczną elektronów. Dla zjawiska fotoelektrycznego czynnik ten w zasadzie jest równy jedności, podobnie jak dla efektu tworzenia par, jednak pod warunkiem, że absorbent jest na tyle gruby, aby pochłonąć kwanty pochodzące z anihilacji pozytonu. Różnica między współczynnikiem osłabienia i absorpcji pochodzi zasadniczo od rozpraszania komptonowskiego i jest szczególnie istotna dla pierwiastków lekkich.

5.4. Promieniowanie wtórne

W wyniku oddziaływania fotonów promieniowania rentgenowskiego z materią, które zostało opisane w poprzednich podrozdziałach, staje się ona źródłem promieniowania wtórnego. W promieniowaniu tym można wyróżnić następujące składowe:

- promieniowanie rozproszone koherentnie i niekoherentnie;
- promieniowanie anihilacyjne wynikające z anihilacji pozytonów z elektronami, które powstały w wyniku tworzenia par elektron-pozyton;
- promieniowanie hamowania elektronów pojawiających się w wyniku absorpcji fotoelektrycznej, tworzenia par, oraz zjawiska Comptona;
- promieniowanie fluorescencyjne jako efekt wzbudzania atomu w wyniku absorpcji fotoelektrycznej kwantów X.

W konsekwencji występowania powyższych zjawisk, całkowite natężenie promieniowania X w ośrodku jest zawsze większe od natężenia promieniowania pierwotnego (wchodzącego do ośrodka). Wyraża się to poprzez współczynnik wzrostu B, który zdefiniowany jest jako stosunek natężenia całkowitego do jego natężenia pierwotnego. Wartość współczynnika wzrostu jest większa od jedynki i zależy od pierwotnej energii fotonów, składu chemicznego, grubości warstwy materiału przenikanego przez strumień kwantów X, a także charakterystyki detektora i geometrii pomiaru.

Jeżeli wiązka promieniowania X transmitowanego przez absorbent nie jest dość silnie skolimowana, a grubość warstwy materiału nie jest wystarczająco cienka, to w promieniowaniu przechodzącym przez taką warstwę znaczny udział może mieć promieniowanie wtórne, o którym była mowa powyżej. Część fotonów rozproszonych w punktach odległych od linii źródło - detektor także może trafić do licznika. W związku z tym rzeczywista krzywa osłabienia wiązki fotonów traci swój wykładniczy charakter, a prawo jej osłabienia przyjmuje postać [5.15]:

$$I = I_0 B(x, E) e^{-\mu_l x}, \tag{5.61}$$

gdzie $B(x, E)$ jest czynnikiem wzrostu, który zależy od grubości absorbenta, energii fotonów X, charakterystyki detektora i geometrii pomiaru.

5.5. Wzbudzanie promieniowania rentgenowskiego w tarczach bombardowanych jonowo

5.5.1. Wprowadzenie

Emisję promieniowania rentgenowskiego można wzbudzać bombardując tarczę między innymi wiązką energetycznych jonów [5.7, 5.9, 5.18–5.22]. W rejestrowanym widmie energetycznym promieniowania X wyróżnia się część charakterystyczną z wierzchołkami odpowiadającymi ściśle określonym wartościom energii, które zależą od liczby Z materiału próbki oraz tło (część ciągła). Część ciągła widma pochodzi głównie z procesów hamowania jonów penetrujących materiał tarczy (jest ona niezależna od rodzaju oddziałujących cząstek). Innym źródłem ciągłego spektrum energetycznego mogą być przejścia elektronów pomiędzy specyficznymi stanami atomowymi lub molekularnymi, powstającymi w czasie zderzeń jon-atom.

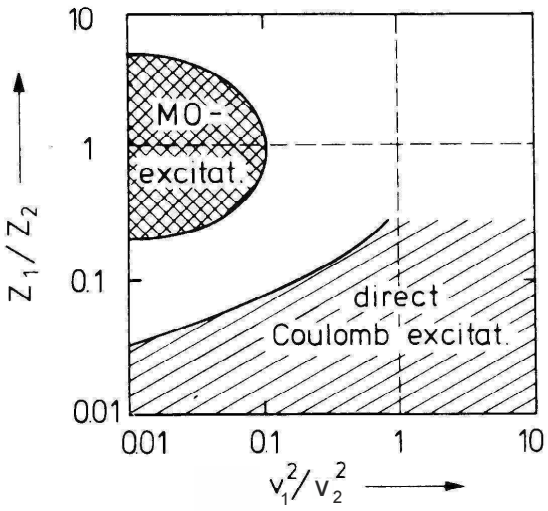
Emisję charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego poprzedza jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów tarczy. Proces oddziaływania jonu z atomem próbki, prowadzący do jonizacji jego powłok elektronowych, jest bardzo skomplikowany. Podczas zderzenia z energetycznym jonem, atom może zostać wielokrotnie zjonizowany zarówno na powłokach zewnętrznych jak i wewnętrznych, na których elektrony są najsilniej związane. Za elektrony najsilniej związane uważa się te, których średnia prędkość ruchu orbitalnego jest znacznie większa od prędkości nadlatujących jonów. Wielokrotna jonizacja atomu może skutkować wystąpieniem kilku różnych efektów, do których zalicza się:

– zmianę równowagi między produkcją wakansów a emisją promieniowania X;
– przesunięcie i rozszczepienie charakterystycznych linii rentgenowskich w wyniku zmiany ekranowania powłok elektronowych;
– pojawienie się opóźnionego promieniowania X ze stanów metastabilnych.

W zależności od stosunku prędkości nadlatującego jonu do prędkości ruchu orbitalnego elektronu na jonizowanej powłoce (podpowłoce) oraz stosunku jego masy do masy atomu tarczy, można wyróżnić dwa ogólne mechanizmy jonizacji:

1) prostą jonizację kulombowską;
2) jonizację w wyniku utworzenia kwazimolekuły jon-atom.

Odpowiednie obszary jonizacji bezpośredniej i kwazicząsteczkowej przedstawione są na rys. 5.27 Dokładniejszy opis wspomnianych mechanizmów jonizacji zawarty został w rozdziałach 5.5.2, 5.5.3 i 5.5.4.



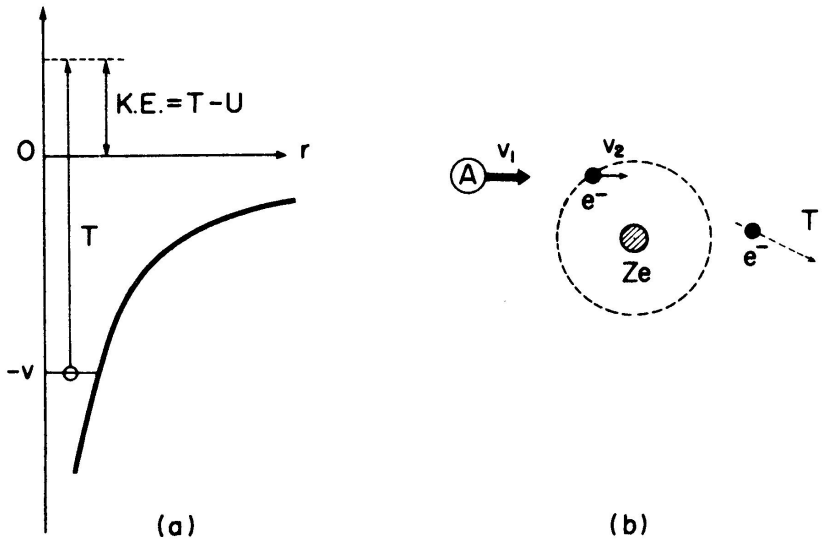
Rys. 5.27. Obszary wzbudzenia atomów w wyniku zderzenia z energetycznymi cząstkami naładowanymi; obszar prostego wzbudzenia kulombowskiego; obszar wzbudzenia kwazimolekularnego; Z_1 i Z_2 – liczby atomowe jonu i atomu tarczy; v_1 – prędkość jonu; v_2 –prędkość orbitalna elektronu na jonizowanej powłoce [5.19]

5.5.2. Kinematyka zderzenia jonu z elektronem

Niech cząstka naładowana o masie AM (A – liczba masowa, M – jednostka masy atomowej), prędkości v_1, energii E_1 i ładunku jądra Ze zderza się ze swobodnym elektronem o masie m_e i prędkości v_2 (rys. 5.28). Wartość maksymalnej porcji energii

T_{max}, którą może przekazać padający jon elektronowi (co ma miejsce w przypadku zderzenia centralnego), określa formuła [5.18]:

$$T_{max} = \frac{2AMm_e}{(AM + m_e)^2}(AMv_1 - m_e v_2)(v_1 + v_2) \approx \frac{2m_e}{AM}(AMv_1 - m_e v_2)(v_1 + v_2). \qquad (5.62)$$



Rys. 5.28. Jonizacja atomu w wyniku zderzenia z cząstką naładowaną; (a) schemat energetyczny; (b) prędkości względne [5.19]

Zakładając, że prędkość elektronu $v_2 = 0$ (znajduje się on w spoczynku), maksimum przekazanej porcji energii wynosi:

$$T_{max} = 2m_e v_1^2 = \frac{2m_e}{AM} E_1 . \qquad (5.63)$$

Przykładowo, dla protonu o energii 1 MeV, $T_{max} = 2$ keV. Jest to wartość dużo mniejsza niż energia jonizacji powłoki K wielu pierwiastków. Elektron z wewnętrznej powłoki atomu może być jednak przesunięty do innego stanu z powodu jego ruchu orbitalnego wokół jądra ze znaczną średnią prędkością $\overline{v}_2$:

$$\overline{v}_2 = \sqrt{\frac{2E_K}{m_e}}, \qquad (5.64)$$

gdzie: E_K – energia jonizacji elektronu na powłoce K,

m_e – masa elektronu.

5.5.3. Jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów lekkimi jonami

Niniejszy rozdział dotyczy mechanizmu jonizacji wewnętrznych powłok elektronowych atomów tarczy, zachodzących w wyniku bombardowania jej lekkimi jonami [5.22]. Pod pojęciem „lekki jon" rozumie się proton oraz taki naładowany pocisk, w którym energia wiązania elektronów na powłoce K jest znacznie mniejsza od energii wiązania elektronów na jonizowanych powłokach atomów próbki. W procesie jonizacji takie cząstki naładowane można traktować jako ładunki punktowe o liczbie atomowej Z_1, prędkości v_1, energii E_1 i masie $A_1 M$, gdzie A_1 – liczba masowa, natomiast M jest jednostką masy atomowej.

Lekkie jony, bombardując tarczę, jonizują wewnętrzne powłoki elektronowe jej atomów w wyniku prostego, kulombowskiego oddziaływania. Efekt ten można zaobserwować nawet dla takich wartości energii padających jonów, dla których maksymalna energia przekazywana swobodnym elektronom w zderzeniach sprężystych jest znacznie mniejsza od energii wiązania elektronu na jonizowanej powłoce. Świadczy to o tym, że analizowanie zjawiska jonizacji wewnętrznych powłok elektronowych atomu jako wyniku zderzeń sprężystych naładowanych pocisków ze swobodnymi elektronami nie jest właściwe, a elektrony bombardowanych atomów należy traktować jako związane. Związanie elektronu w atomie powoduje wzrost jego masy efektywnej, co w rezultacie skutkuje zwiększeniem przekazywanej mu porcji energii w akcie oddziaływania z padającą cząstką naładowaną i powoduje, że jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów tarczy staje się wówczas możliwa.

Dzięki stosunkowo małej odległości elektronów z wewnętrznych powłok elektronowych od jądra atomowego, znajdują się one w prawie nieekranowanym polu elektrycznym tego jądra. W takim polu ruch bombardującego jonu można scharakteryzować bezwymiarową wielkością η_1 wyrażoną wzorem:

$$\eta_1 = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v_1 , \tag{5.65}$$

gdzie: Z_1 – liczba atomowa padającego jonu,

v_1 – prędkość padającego jonu,

$Z_2 e$ – ładunek elektryczny jądra jonizowanego atomu.

Dla $\eta_1 << 1$ wpływ pola elektrycznego jądra bombardowanego atomu na ruch padającej cząstki naładowanej jest zaniedbywalnie mały i do analizy procesu jonizacji można

zastosować przybliżenie Borna (ang. Plane-Wave Born Approximation – PWBA) lub pędowe. Jeżeli natomiast $\eta_1 >> 1$, to istnieje konieczność uwzględnienia zmiany toru bombardującego jonu w kulombowskim polu jądra.

W przybliżeniu Borna stan jonizującej cząstki opisany jest falami płaskimi. Oddziaływanie pomiędzy bombardującą cząstką, a elektronami atomu tarczy w procesie jonizacji tej czy innej powłoki elektronowej rozpatruje się jako zaburzenie stanów elektronowych, natomiast jonizację określonej powłoki – jako przejście jednego z elektronów tej powłoki ze stanu związanego do stanu kontinuum energetycznego bez zmiany stanów pozostałych elektronów. Nie uwzględnia się przejść elektronowych pomiędzy poziomami dyskretnymi atomu. W takim przypadku różniczkowy przekrój czynny $d\sigma_s$ na jonizację s-tej powłoki (s = K, L_I, L_{II}, L_{III}) określa poniższe wyrażenie:

$$d\sigma_s = 8\pi Z_1 \left(e^2/\hbar v_1\right)^2 \left(dq_1/q_1\right) \left| \int \psi_{fs}^*(r) \exp(-iq_1 r) \psi_{is}(r) dr \right|^2, \tag{5.66}$$

gdzie: $d\hbar q_1$ – zmiana pędu bombardującej cząstki w procesie jonizacji,

r – współrzędna s-tego elektronu względem jądra atomowego,

$\psi_{is}(r)$ i $\psi_{fs}(r)$ – funkcje falowe s-tego elektronu w jego stanie początkowym i końcowym.

W celu obliczenia całkowitego przekroju czynnego na jonizację należy wyrażenie (5.66) scałkować po wszystkich możliwych zmianach pędu bombardującej cząstki oraz po wszystkich możliwych wartościach energii i kierunkach emisji wybitych elektronów. Przeprowadzając obliczenia różniczkowego przekroju czynnego na jonizację, w charakterze funkcji falowych elektronów w stanie początkowym zwykle stosuje się funkcje falowe wodoropodobne, natomiast odnośnie stanu końcowego – funkcje falowe widma ciągłego, będące rozwiązaniami równania Schrödingera z energią wyrażoną w postaci [5.23, 5.24]:

$$V(r) = -\left[(Z - S_{nl})e^2/r\right] + V_{nl}, \tag{5.67}$$

gdzie: Z – liczba atomowa,

e – ładunek elementarny,

r – odległość od jądra,

V_{nl} – energia potencjalna, jaką posiada elektron w stanie (n, l) dzięki obecności elektronów zewnętrznych,

S_{nl} – stała ekranowania równa średniej liczbie elektronów znajdujących się w odległości r od jądra i biorących udział w ekranowaniu jego ładunku. Odległość ta określona jest formułą:

$$r < \int_0^{\infty} r R_{nl}^2 \, r^2 \, dr \,, \tag{5.68}$$

przy czym $R_{nl}(r)$ – radialna funkcja falowa elektronu w stanie (n, l).

Energia wiązania elektronu E_{nl} w polu opisanym potencjałem (5.67), może być przedstawiona w postaci:

$$E_{nl} = -\left[(Z - S_{nl})/n^2\right] R_y + V_{nl} \,, \tag{5.69}$$

przy czym: $R_y = m_e e^4 / 2\hbar$ =13,596 eV – pierwsza energia jonizacji atomu wodoru.

Podstawiając do powyższego wyrażenia znalezioną eksperymentalnie wartość E_{nl}, można obliczyć V_{nl}. Stałą ekranowania S_{nl} zwykle wyznacza się metodą opisaną w pracy [5.25].

W celu uproszczenia rozważań dotyczących obliczenia całkowitego przekroju czynnego na jonizację, wprowadza się bezwymiarowe parametry θ_s i η_s określone poniższymi formułami:

$$\theta_s = n_s^2 E_s / Z_s R_y \,, \quad \eta_s = \left(\hbar v_1 / Z_s e^2\right)^2 \,, \tag{5.70}$$

gdzie: Z_s – efektywny ładunek jądra dla s-tych elektronów atomu tarczy,

n_s – główna liczba kwantowa,

E_s – energia wiązania s-tych elektronów atomu tarczy,

v_1 – prędkość padającego jonu,

Parametr θ_s jest proporcjonalny do stosunku rzeczywistej energii wiązania s-tych elektronów do energii wiązania $E_s^* = \left(Z_s^2 / n_s^2\right) R_y$, otrzymanej z zastosowania falowych funkcji wodoropodobnych. Parametr η_s jest proporcjonalny natomiast do stosunku energii bombardujących jonów do energii E_s^*. W takim przypadku całkowity przekrój czynny na powstanie wakansu w s-tej powłoce opisuje równanie:

$$\sigma_s = \left(8\pi a_0^2 Z_1^2 / Z_s^4 \eta_s\right) f_s(\eta_s, \theta_s) \,, \tag{5.71}$$

gdzie: $f_s(\eta_s, \theta_s)$ – wynik całkowania wyrażenia (5.66).

Dokładnego analitycznego wyrażenia dla funkcji $f_s(\eta_s, \theta_s)$ nie znaleziono. W pracy [5.24] autorzy podają przybliżenie wspomnianej funkcji, które dla małych wartości η_s można zapisać w postaci ciągu:

$$f_s = (\eta_s / 5\theta_s) x_s^4 \exp(-x_s)(\alpha_0 + \alpha_1 x_s + \alpha_2 x_s^2 + ...), \tag{5.72}$$

gdzie: $x_s = 16\eta_s / (\theta_s^2 + \eta_s)$; $\alpha_n = 5! / (n+4_s)! \left[(1/4) - 1/(n+5)\right]$. (5.73)

Funkcję f_s dla powłoki K można opisać formułą:

$$f_K(\eta_K, \theta_K) = \theta_K f_K(\eta_K / \theta_K^2, 1). \tag{5.74}$$

Odpowiednio, wielkość $\theta_K Z_K^4 \sigma_K / Z_1^2$ jest natomiast uniwersalną funkcją stosunku η_K / θ_K^2:

$$F_K(\eta_K / \theta_K^2) = (\eta_K / \theta_K^2)^{-1} f_K(\eta_K / \theta_K^2, 1). \tag{5.75}$$

Obliczone wartości funkcji (5.75) zostały podane w pracy [5.26].

W przybliżeniu pędowym [5.27] przyjęto, iż jonizacja zachodzi w wyniku prostej wymiany energii pomiędzy bombardującymi cząstkami naładowanymi i elektronami atomów tarczy. Proces wymiany rozpatrywany jest jako sprężyste rozpraszanie elektronów w wyniku oddziaływania z padającymi jonami, ponadto elektrony te uważa się za swobodne. Energia wiązania elektronów w atomach wyznaczana jest poprzez wprowadzenie odpowiedniego rozkładu wartości pędów. Uważa się, że w takim przypadku jonizacja zachodzi wówczas, gdy energia przekazana elektronowi przez jon w trakcie oddziaływania jest większa od energii wiązania tego elektronu w atomie.

W oparciu o zaproponowane podejście klasyczne oblicza się różniczkowy przekrój czynny $d\sigma_s / d(\Delta E)$ na wymianę energii ΔE pomiędzy padającym jonem, a elektronem atomu tarczy. Wyznaczona wielkość jest całkowana po wszystkich możliwych wartościach ΔE w granicach od energii wiązania elektronu w atomie E_s do energii bombardującej cząstki E_1, a następnie uśredniana zgodnie z rozkładem wartości pędu elektronu i mnożona przez liczbę elektronów jonizowanej powłoki, których energia wiązania wynosi E_s. Otrzymany takim sposobem całkowity przekrój czynny na jonizację opisuje wyrażenie:

$$\sigma_s = (Z_1^2 / E_s^2) f_s(E_1 / \lambda_1 E_s, \lambda_1), \tag{5.76}$$

gdzie: λ_1 – stosunek masy padającej cząstki M_1 do masy elektronu m_e,

f_s – uniwersalna funkcja energii bombardującego jonu wyrażona w jednostkach energii wiązania *s*-tych elektronów.

Powyższa formuła jest zgoda z wyrażeniem (5.71) otrzymanym z wykorzystaniem przybliżenia Borna (PWBA). Wyniki obliczeń pokazują, że funkcja f_s słabo zależy od wartości λ_1, w związku z tym można ją traktować jako niezależną od λ_1. W tym przypadku wyrażenie $E_s^2\sigma_s/Z_1^2$ staje się uniwersalną funkcją parametru $E_1/\lambda_1 E_s$. Wykresy tej funkcji dla powłoki K oraz L zostały przedstawione w pracy [5.27].

Wykonano wiele pomiarów przekrojów czynnych na jonizację wewnętrznych powłok elektronowych atomów w wyniku bombardowania ich lekkimi jonami [5.27]. Wszystkie wyniki eksperymentalne dobrze zgadzają się z obliczeniami przeprowadzonymi z zastosowaniem przybliżenia Borna, jak również przybliżenia pędowego. Znaczące odchylenia zaobserwowano jedynie dla niskich energii padających jonów, kiedy to ich prędkości są znacząco mniejsze od prędkości elektronów na jonizowanych powłokach. Cząstki naładowane, w celu zjonizowania *s*-tej powłoki muszą głęboko wniknąć w strukturę atomu [5.28, 5.29]. W takim przypadku efektywny ładunek jądra dla *s*-tej powłoki zwiększa się, co prowadzi do wzrostu energii wiązania *s*-tych elektronów. Odchylanie w polu kulombowskim padających jonów utrudnia ich głębokie wnikanie do wnętrza *s*-tej powłoki. Wzrost energii wiązania *s*-tych elektronów prowadzi do zmniejszenia wartości przekroju czynnego na jonizację *s*-tej powłoki w porównaniu z wynikami otrzymanymi metodą przybliżenia PWBA lub pędowego. Uwzględniając wpływ powyższych efektów, przekrój czynny na jonizację określa wyrażenie [5.29]:

$$\sigma_s = (j_s - 1)E_{js}(\pi d_1 q_{0s}\varepsilon_s)\sigma_{0s}(\eta_s, \varepsilon_s\theta_s), \tag{5.77}$$

gdzie: $j_K = j_{L_I} = 10$, $j_{L_{II}} = j_{L_{III}} = 12$,

E_{js} – funkcja całkowo-eksponencjalna: $E_{js}(x) = \int_i^\infty t^{-j}\exp(xt)dt$,

$d_1 = Z_1 Z_2 e^2/2E_1$ – odległość najmniejszego zbliżenia pomiędzy padającą cząstką naładowaną, a atomem tarczy,

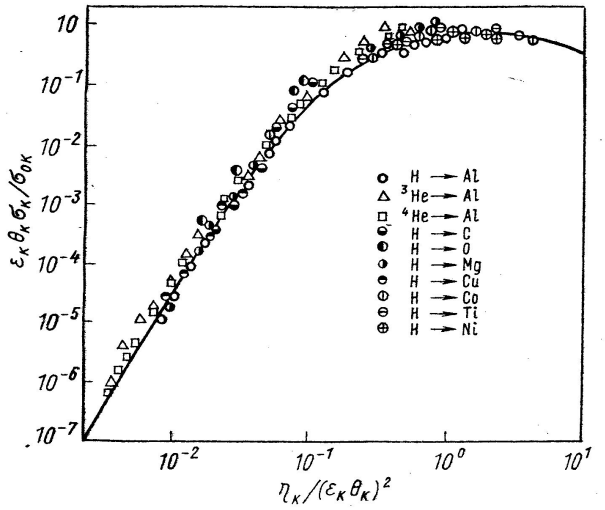
$hq_{0s} = E_s/v_1$ – minimalna wartość zmiany pędu bombardującej cząstki w procesie jonizacji,

$$\varepsilon_s(\xi_s) = 1 + (2Z_1/\theta_s Z_s)g_s(\xi_s), \qquad \xi_s = 2\sqrt{\eta_s}/\theta_s. \tag{5.78}$$

Wartość funkcji $g_s(\xi_s)$ z dokładnością do 1% można obliczyć stosując poniższe formuły [5.22]:

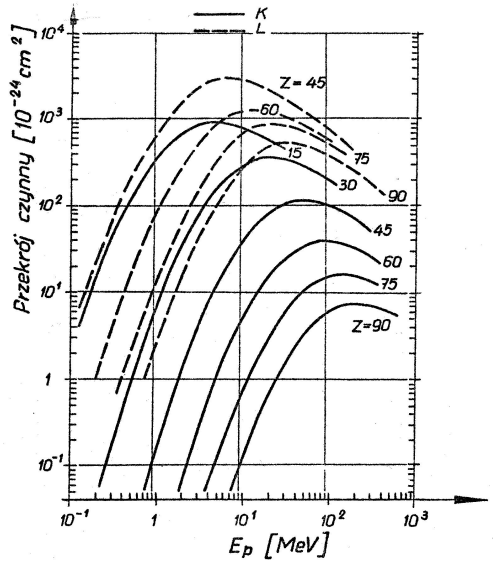
$$
\begin{aligned}
g_K(\xi) &= \left(1+5\xi+7{,}14\xi^2+4{,}27\xi^3+0{,}947\xi^4\right)/(1+\xi)^8 ;\\
g_{L_I}(\xi) &= \left(1+9\xi+30{,}2\xi^2+66{,}8\xi^3+100\xi^4+94{,}1\xi^5\right.\\
&\qquad \left.+51{,}2\xi^6+15{,}2\xi^7+1{,}85\xi^8\right)/(1+\xi)^9 \quad ;\\
g_{L_{II}}(\xi) &= \left(1+9\xi+30{,}7\xi^2+73\xi^3+105\xi^4+89{,}9\xi^5\right.\\
&\qquad \left.+45{,}7\xi^6+12{,}8\xi^7+1{,}549\xi^8\right)/(1+\xi)^9 ;\\
g_{L_{III}}(\xi) &= \left(1+9\xi+334{,}7\xi^2+81{,}2\xi^3+112\xi^4+93{,}5\xi^5\right.\\
&\qquad \left.+46{,}6\xi^6+12{,}9\xi^7+1{,}549\xi^8\right)/(1+\xi)^9 ,
\end{aligned}
\tag{5.79}
$$

a $\sigma_{0s}(\eta_s,\varepsilon_s,\theta_s)$ – przekrój czynny na jonizację wyznaczony na podstawie przybliżenia Borna. Wartości przekrojów czynnych na jonizację powłok K i L obliczone z zastosowaniem wzoru (5.77) dobrze zgadzają się z danymi eksperymentalnymi [5.30–5.32] (rys. 5.29).



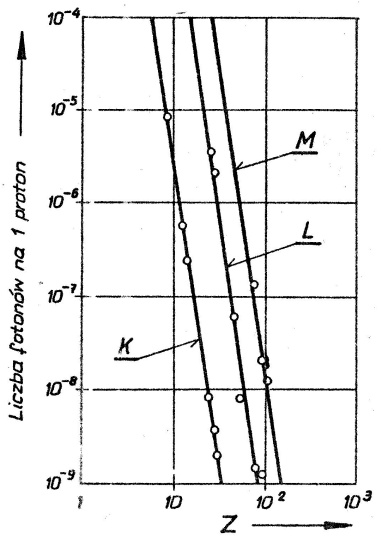
Rys. 5.29. Przekroje czynne na jonizację powłok K atomów; porównanie danych eksperymentalnych z obliczeniami teoretycznymi wykorzystującymi formułę (5.77) (krzywa ciągła) [5.28]

Mnożąc przekrój czynny σ_s dany wzorem (5.77) przez wydajność fluorescencji ω_f (wzór 5.22), otrzymuje się wyrażenie określające przekrój czynny na emisję fotonów promieniowania X z atomów wzbudzanych przez naładowane cząstki. Zależność wyznaczonego w ten sposób przekroju czynnego na emisję promieniowania X serii K i L od energii bombardujących protonów i liczby Z wzbudzanych atomów tarczy przedstawia rys. 5.30.



Rys. 5.30. Przekroje czynne na emisję promieniowania X serii K i L w funkcji energii protonów i liczby *Z* atomów tarczy [5.20]

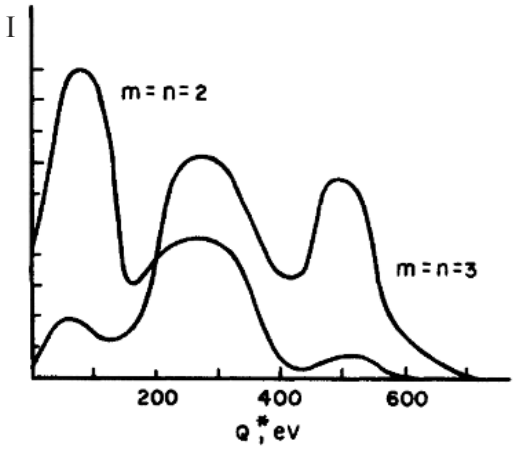
Jak wynika z zaprezentowanych wykresów, omawiane przekroje czynne wykazują wyraźne maksima przy stosunkowo dużych energiach bombardujących jonów od 10 MeV do kilkuset MeV, szczególnie dla tarcz wykonanych z pierwiastków ciężkich. Ponadto, przechodząc od próbek sporządzonych z pierwiastków lekkich do ciężkich, przekrój czynny na emisję promieniowania X maleje. Na rys. 5.31 podano liczbę emitowanych fotonów promieniowania fluorescencyjnego serii K, L i M przypadającą na jeden proton o energii 75 keV.



Rys. 5.31. Wydatek fotonów promieniowania X serii K, L i M na jeden proton o energii 75 keV w funkcji liczby *Z* atomów tarczy [5.9]

5.5.4. Jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów ciężkimi jonami

Jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów ciężkimi cząstkami naładowanymi, została zauważona w eksperymentach rozpraszania jonów Ar^+ na atomach argonu, kiedy to mierzono zależność strat energii wspomnianych jonów w funkcji odległości największego zbliżenia oddziałujących cząstek. W oddziaływaniach, w których odległość ta miała wartość bliską 0,23 Å, Morgan i Everhart [5.33] zaobserwowali gwałtowne zwiększenie strat energii padającego jonu Ar^+. Nierzadko wzrastały one skokowo nawet trzykrotnie. Takie zmiany strat energii początkowo były tłumaczone w oparciu o model, w którym zakładano, iż elektrony emitowane są z atomów parami. W celu zweryfikowania tej hipotezy, mierzono stany ładunkowe obydwu oddziałujących ciał. Pomiary pokazały, że zderzeniom towarzyszyła emisja tylko jednego elektronu, jednakże w spektrum energii zderzeń nieelastycznych obserwowano wyraźne trzy dyskretne maksima (rys. 5.32).



Rys. 5.32. Widmo energetyczne wybitych elektronów w wyniku oddziaływania jonów Ar^+ z atomami Ar, zarejestrowane w koincydencji z produktami zderzenia: Ar^{2+} – Ar^{2+} oraz Ar^{3+} – Ar^{3+}; m, n – krotności jonizacji [5.34]

Fano i Lichten [5.34] objaśnili te wyniki eksperymentalne w następujący sposób: w procesie zderzenia, w miarę zbliżania się do siebie, padający jon i atom tarczy tworzą dynamiczną kwazimolekułę, a elektronowe stany energetyczne w oddziałujących atomach przechodzą w stany molekularne. Elektronowe stany energetyczne, które w kwazimolekułach są funkcją odległości między jądrami, przy pewnych wartościach tych odległości mogą się przecinać. W takich przypadkach elektrony znajdujące się początkowo na ustalonych poziomach energetycznych zdolne są zająć inne poziomy pod warunkiem,

iż nie są one obsadzone. Prawdopodobieństwo przejść elektronowych związane jest z energią wiązania elektronów na przecinających się poziomach. Przejścia elektronów prowadzą do jonizacji wewnętrznych powłok elektronowych w momencie rozpadu kwazimolekuły. Jednakże elektrony te nie opuszczają oddziałujących atomów, lecz zmieniają jedynie poziomy energetyczne z cząsteczkowych na atomowe.

Występowanie trzech wierzchołków w energetycznym spektrum zderzeń nieelastycznych, Fano i Lichten wyjaśnili w następujący sposób: pierwszy wierzchołek odpowiadający najmniejszym stratom energii związany jest z jonizacją tylko powłoki M atomów argonu, drugi wierzchołek w widmie przypisany jest zderzeniom, w których powstaje jeden wakans na powłoce L, natomiast trzeci wierzchołek – kreacji dwóch wakansów na tej powłoce. Taka interpretacja widma została potwierdzona eksperymentalnie. Pomiary przekrojów czynnych na jonizację wewnętrznych powłok elektronowych ciężkimi jonami wykazały, że w zakresie niskich energii bombardujących cząstek wyznaczone wartości tych przekrojów okazały się anomalnie duże. Wartości przekroju czynnego na jonizację powłoki K ciężkimi jonami o energii od 0,1 keV do 20 keV na nukleon przewyższa tę obliczoną zgodnie z teorią PWBA – 10^3 do 10^5 razy [5.27]. Ten efekt wyjaśnia się faktem, iż przecięcia poziomów energetycznych prowadzące do jonizacji wewnętrznych powłok zderzających się atomów zachodzą, gdy dochodzi do pokrywania się ich powłok elektronowych. Ma to miejsce wówczas, kiedy odległość pomiędzy jądrami oddziałujących ze sobą cząstek r_x jest bliska sumie promieni pokrywających się powłok.

Największe prawdopodobieństwo jonizacji wewnętrznych powłok elektronowych atomów ciężkimi jonami w wyniku oddziaływania kulombowskiego ma miejsce wówczas, gdy ich jądra wnikają głęboko do wnętrza tych powłok. Dlatego też w zderzeniach niskoenergetycznych, kiedy to odległości jąder oddziałujących cząstek są odpowiednio duże, do jonizacji wewnętrznych powłok dochodzi głównie w wyniku przecięcia elektronowych poziomów energetycznych w tworzącej się kwazimolekule. Wpływ wzbudzenia kulombowskiego na wartość przekroju czynnego na jonizację jest w takim przypadku nieznaczny. Ze wzrostem energii bombardujących jonów prawdopodobieństwo jonizacji w wyniku oddziaływania kulombowskiego szybko się zwiększa.

Całkowity przekrój czynny na jonizację wewnętrznych powłok elektronowych w wyniku przejścia elektronów pomiędzy przecinającymi się poziomami energetycznymi można przedstawić w postaci:

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^\infty P_1(b_1) b_1 \, db_1 \,, \tag{5.80}$$

przy czym $P_1(b_1)$ jest prawdopodobieństwem powstania wakansu na wewnętrznej powłoce elektronowej atomu w wyniku oddziaływania z jonem o parametrze zderzenia b_1.

Obliczając $P_1(b_1)$ zwykle przyjmuje się [5.27], że prawdopodobieństwo przejścia elektronu P_e mające miejsce w chwili przecięcia poziomów energetycznych elektronów określa formuła Landaua - Zenera:

$$P_e = \exp\left(-y_{1,2}/v_x\right), \tag{5.81}$$

gdzie: v_x – radialna składowa prędkości jonu w chwili przecięcia poziomów energetycznych elektronów,

$y_{1,2}$ – współczynnik zależny od dynamiki procesu.

Ponieważ ruch jonu rozpatrywany jest w ujęciu klasycznym, więc w takim przypadku:

$$P_1(b_1) = \begin{cases} 2\alpha \; p_x(1-p_x), & b_1 \le b_{\max}, \\ 0, & b_1 \ge b_{\max}, \end{cases} \tag{5.82}$$

gdzie: α – prawdopodobieństwo powstania odpowiedniej konfiguracji molekularnej,

p_x – parametr zderzenia, dla którego odległość największego zbliżenia jest równa r_x.

Całkowity przekrój czynny na jonizację określa wyrażenie:

$$\sigma_s(E) = 4\pi\alpha \, r_x^2 \left[1 - V_{1,2}(r_x)/E\right]\left[Q(x) + Q(2x)\right], \tag{5.83}$$

gdzie:

$$\left.\begin{aligned} x &= y_{1,2}/\left(2\left[E - V_{1,2}(r_x)\right]/\mu_{1,2}\right)^{1/2} \\ Q(x) &= \int_1^\infty \exp(-xt)\, t^{-3} dt \end{aligned}\right\}, \tag{5.84}$$

przy czym: $\mu_{1,2}$ – zredukowana masa jonu,

E – energia jonu w układzie środka mas,

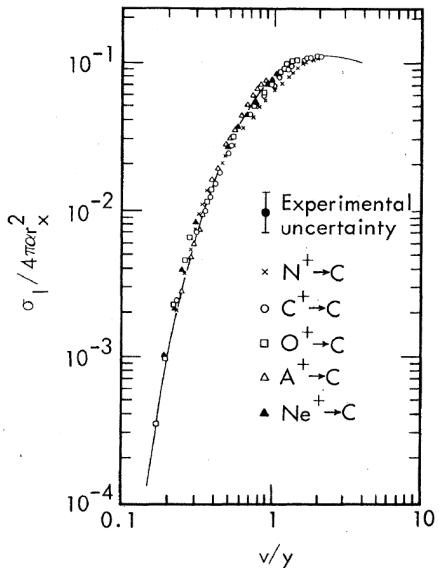
$V_{1,2}(r_x)$ – energia potencjalna.

Dla $E >> V_{1,2}(r_x)$:

$$\sigma(E) \approx 4\pi\alpha \, r_x^2 \left[Q\left(y_{1,2}/v\right) - Q\left(2y_{1,2}/v\right)\right], \tag{5.85}$$

gdzie v jest względną prędkością jonu w chwili zderzenia.

Wartości przekrojów czynnych na jonizację wewnętrznych powłok ciężkimi jonami obliczone z zastosowaniem formuły (5.85) dobrze zgadzają się z tymi wyznaczonymi eksperymentalnie w zakresie niskich energii (rys. 5.33). Ze wzrostem energii padających jonów ta zgodność pogarsza się.



Rys. 5.33. Przekrój czynny na jonizację powłok K atomów węgla ciężkimi jonami; porównanie wyników eksperymentalnych z obliczeniami teoretycznymi wykorzystującymi formułę (5.85) (krzywa ciągła) [5.27]

5.5.5. Emisja promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych jonowo

Niech wiązka jonów H^+ pada na tarczę pod kątem φ_1, a rejestracja wzbudzonego w niej charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego zachodzi pod kątem φ_2 w stosunku do powierzchni próbki. Zależność między zasięgiem jonu R, a jego energią można wyrazić formułą [5.22]:

$$E(R) = E_0 - \int_0^R (-dE/dR)\,dR\,. \tag{5.86}$$

gdzie: E_0 jest energią padającego jonu.

Wydajność emisji promieniowania rentgenowskiego, wzbudzonego w tarczy w wyniku bombardowania jonowego (wyrażona w liczbie wyemitowanych fotonów na jeden padający jon) linii i s-tej serii, opisuje wyrażenie:

$$I_{s,1}^i = N\omega_s p_s^i (\Omega/4\pi) \int_0^{R_c} \sigma_s[E(R)] \exp\left(-\mu_s^i R \sin\varphi_2 / \sin\varphi_1\right) dR\,, \tag{5.87}$$

gdzie: N – liczba atomów badanego pierwiastka w jednostce objętości materiału tarczy,

ω_s – wydajność fluorescencji z s-tej powłoki,

p_s^i – względne prawdopodobieństwo emisji promieniowania rentgenowskiego linii i_s przy zapełnieniu wakansów w s-tej powłoce (podpowłoce),

μ_s^i – liniowy współczynnik pochłaniania fotonów promieniowania rentgenowskiego linii i_s w materiale tarczy,

R_c – całkowity zasięg jonu w materiale próbki,

Ω – kąt bryłowy obejmowany przez detektor promieniowania X,

$\sigma_s[E(R)]$ – przekrój czynny na jonizację s-tej powłoki (podpowłoki) jonami o energii $E(R)$ odpowiadającej zasięgowi jonu R w materiale tarczy.

Promieniowanie rentgenowskie analizowanej linii i_s może być również wzbudzane kwantami promieniowania X o wyższych energiach, powstających w tarczy także w wyniku bombardowania wiązką jonów.

Jeżeli przez $I_{s,2}^i$ oznaczy się wydajność emisji promieniowania X linii i_s wzbudzonego takim sposobem, wówczas całkowitą wydajność emisji można przedstawić w postaci:

$$I_s^i = I_{s,1}^i + I_{s,2}^i . \tag{5.88}$$

Gdy grubość tarczy d jest na tyle mała, że zamiana energii padającego jonu oraz pochłanianie wzbudzonego w niej promieniowania X linii i_s nie wpływa znacząco na wydajność emisji $I_{s,1}^i$ (takie tarcze nazywa się cienkimi), to wkład $I_{s,2}^i$ w I_s^i można zaniedbać. W tym przypadku, całkowita wydajność emisji promieniowania X linii i_s wynosi:

$$I_s^i = N\omega_s p_s^i (\Omega/4\pi)\, \sigma(E_0)\, d \sin\varphi_1 . \tag{5.89}$$

Tarcze, dla których powyższe warunki nie są spełnione, nazywa się grubymi. Wyznaczając wydajność emisji promieniowania X linii i_s z takich próbek, należy koniecznie uwzględnić wzbudzenie promieniowania rentgenowskiego linii i_s kwantami promieniowania o wyższych energiach. Wyznaczoną eksperymentalnie wydajność emisji promieniowania X linii i_s z bombardowanej jonowo tarczy określa formuła:

$$I_s^i = N_s^i / k_s^i Q \varepsilon_s^i . \tag{5.90}$$

gdzie: N_s^i – liczba zliczeń w wierzchołku widma energetycznego odpowiadającemu promieniowaniu X linii i_s,

k_s^i – współczynnik pochłaniania promieniowania rentgenowskiego linii i_s na drodze do detektora,

Q – liczba jonów padających na tarczę,

ε_s^i – efektywność detektora dla promieniowania X linii i_s.

5.5.6. Osobliwości charakterystycznych widm energetycznych promieniowania rentgenowskiego wzbudzanego w ciele stałym w wyniku bombardowania jonowego

Kształty i rozmieszczenie wierzchołków na osi energii w rejestrowanych charakterystycznych widmach energetycznych promieniowania rentgenowskiego, emitowanego z tarcz bombardowanych protonami lub jonami helu, nie różnią się zasadniczo od spektrów uzyskanych w wyniku zastosowania takich czynników wzbudzających jak elektrony czy energetyczne fotony [5.35]. W przypadku bombardowania próbek ciężkimi jonami, daje się natomiast zauważyć znaczące różnice w analizowanych widmach. Podczas zderzeń ciężkich jonów z atomami tarczy, jonizacji często ulegają także wewnętrzne powłoki elektronowe obydwu oddziałujących ze sobą cząstek. Dlatego też takie zderzenia prowadzą do emisji charakterystycznego promieniowania X, zarówno z atomów bombardowanego materiału jak i z padających jonów. Jeżeli bombardujące jony posiadają względnie niską energię, wówczas zapełnienie wakansów na ich wewnętrznych powłokach zachodzi w czasie krótszym niż czas upływający do kolejnego zderzenia. W tym przypadku zarejestrowane spektrum energetyczne charakterystycznego promieniowania X tylko nieznacznie różni się od charakterystycznego widma energetycznego promieniowania X, emitowanego przez wzbudzone, swobodne atomy tego pierwiastka. Ze wzrostem energii oddziałujących jonów (a tym samym prędkości), zapełnianie wakansów na ich wewnętrznych powłokach odbywa się w trakcie trwania powtórnych zderzeń z atomami tarczy, a to powoduje, że kształt zarejestrowanych widm promieniowania X znacznie różni się od tych uzyskanych dla jonów niskoenergetycznych.

Wielokrotna jonizacja zewnętrznych powłok elektronowych jonów penetrujących ciało stałe w wyniku zjawiska obdzierania elektronów (ang. stripping) powoduje, że

zwiększeniu ulega wartość energii wiązania elektronów znajdujących się na ich powłokach wewnętrznych. Dlatego też w kolejnych zderzeniach dochodzi do jonizacji wewnętrznych powłok elektronowych atomów tarczy, na których energia wiązania elektronów jest większa od energii wiązania wewnętrznych elektronów w nadlatujących, nieobdartych jeszcze z elektronów jonach. W związku z tym w ciałach stałych, bombardowanych wiązką jonową, rejestruje się emisję kwantów promieniowania X o takich energiach, które w tarczach gazowych nie są obserwowane.

W wyniku zderzeń ciężkich powolnych jonów z atomami tarczy, elektrony z wewnętrznych powłok atomów przechodzą na poziomy energetyczne, które w podstawowym stanie energetycznym atomu są niezapełnione. Przejścia elektronów z tych poziomów na głęboko położone wakanse prowadzi do emisji promieniowania rentgenowskiego o energiach przewyższających energie charakterystycznych linii rentgenowskich, uzyskanych w wyniku wzbudzenia atomów tarczy energetycznymi fotonami, elektronami lub lekkimi jonami. Ze wzrostem energii ciężkich jonów, rejestrowane wierzchołki w charakterystycznym spektrum promieniowania X poszerzają się i przesuwają w stronę wyższych energii [5.36].

5.5.7. Energetyczne widmo ciągłe promieniowania X emitowanego z tarcz bombardowanych jonowo

W spektrum energetycznym promieniowania rentgenowskiego emitowanego z tarczy bombardowanej wiązką jonów, oprócz wierzchołków promieniowania charakterystycznego, można wyróżnić widmo ciągłe (tło).

W przypadku bombardowania próbki lekkimi jonami, do najważniejszych procesów fizycznych odpowiedzialnych za powstanie widma ciągłego promieniowania rentgenowskiego, należy zaliczyć:

- promieniowanie hamowania emitowane przez penetrujące tarczę energetyczne jony;
- promieniowanie hamowania elektronów, które zostały wybite z atomów materiału próbki w wyniku oddziaływania z padającymi jonami;
- rozproszone promieniowanie γ emitowane ze wzbudzonych jąder atomów tarczy.

Energetyczne jony emitują rentgenowskie promieniowanie hamowania w trakcie zmiany kierunku swojego ruchu w kulombowskim polu jądra atomowego. W granicach błędu wyniki pomiarów intensywności promieniowania hamowania zgadzają się z rezultatami obliczeń uzyskanymi z zastosowaniem kwantowo-mechanicznej teorii

promieniowania dipolowego. Moment dipolowy układu jon-atom określony jest ruchem środka rozkładu ładunku względem środka masy oddziałujących cząstek.

Penetrujące materiał tarczy jony emitują promieniowanie hamowania w podobny sposób jak rozproszone na jądrach atomowych elektrony mające identyczne prędkości, co wspomniane jony. Jednakże przekrój czynny na emisję promieniowania hamowania przez jony jest $(M_1/m_e)^2$ razy mniejszy niż przekrój czynny na emisję tego promieniowania przez rozproszone elektrony (przy czym: M_1 – masa jonu, m_e – masa elektronu). Tłumaczy się to tym, iż jony odchylają się słabiej w polu jądra niż elektrony o takiej samej prędkości.

Mniejsza intensywność promieniowania hamowania jonów w porównaniu z intensywnością promieniowania hamowania elektronów wynika jeszcze z faktu, iż te pierwsze po spowolnieniu związanym z utratą części energii kinetycznej na wypromieniowanie kwantów promieniowania X zostają odchylone od jąder atomów, natomiast elektrony są do nich przyciągane. W związku z tym, intensywność emitowanego przez jony promieniowania hamowania jest niezwykle mała i jego wkład w całkowitą intensywność tła jest znaczący jedynie w wysokoenergetycznej części spektrum.

Intensywność promieniowania hamowania emitowanego przez wtórne elektrony jest duża jedynie w niskoenergetycznej części widma (tła) i szybko maleje dla wartości przewyższających energię, którą jon może przekazać elektronowi będącemu w spoczynku $(v_e = 0)$ [5.37]:

$$T_{m,e} \approx 4(m_e/M_1)E_1, \tag{5.91}$$

gdzie: E_1 – energia jonu.

To zjawisko można wyjaśnić w następujący sposób: ponieważ energia wiązania zewnętrznych elektronów atomu ma niewielką wartość w porównaniu z energią nadlatujących jonów można je traktować jako swobodne w trakcie zderzenia z jonem. Maksymalna wartość energii ΔE, którą jon może przekazać takiemu elektronowi jest bliska $T_{m,e}$ [5.22]. Elektronom znajdującym się na powłokach wewnętrznych, jon może przekazać znacznie większą energię, gdyż są one silniej związane w atomie. Jednakże prawdopodobieństwo takiego transferu energii jest niewielkie i w dodatku szybko maleje ze wzrostem ΔE [5.37].

Zależność intensywności promieniowania hamowania elektronów od liczby Z_1 jonu określa się zależnością przekroju czynnego na jonizację powłok elektronowych od Z_1. Ze wzrostem Z_1 zwiększa się ona proporcjonalnie do Z_1^2 [5.38].

Zależność intensywności promieniowania hamowania elektronów od energii bombardujących jonów jest bardziej złożona i ogólnie określa się ją zależnością przekrojów czynnych na jonizację powłok elektronowych atomu od energii jonu E_1 oraz stanu ich obsadzenia.

Posiadając dostatecznie dużą energię, lekkie jony mogą wzbudzać nisko położone poziomy jąder atomów, a tym samym wywoływać różne reakcje jądrowe. Najczęściej dochodzi do wzbudzenia poziomów jądrowych z dużym momentem kwadrupolowym (wzbudzenia typu kulombowskiego). W czasie powrotu wzbudzonych jąder do stanów podstawowych emitowane jest promieniowanie γ, które w wyniku rozpraszania comptonowskiego w materiale tarczy (a także i detektora), rejestrowane jest jako widmo ciągłe. Intensywność takiego promieniowania silnie zależy od koncentracji w próbce pierwiastków charakteryzujących się dużym przekrojem czynnym na wzbudzanie i w przypadku znacznych energii bombardujących jonów może być porównywana z intensywnością promieniowania hamowania energetycznych jonów oraz elektronów wtórnych [5.38].

W trakcie oddziaływania ciężkich jonów z atomami tarczy, powstają także kwazimolekuły z wakansami na wewnętrznych powłokach. W czasie zapełniania takich wakansów ma miejsce emisja niecharakterystycznego promieniowania rentgenowskiego, gdyż odległości pomiędzy zderzającymi się cząstkami mogą być dowolne. Oprócz tego do emisji niecharakterystycznego promieniowania X dochodzi w wyniku zderzeń atomów odrzutu z atomami materiału tarczy. Zwiększenie energii bombardujących jonów powoduje, iż krótkofalowa granica niecharakterystycznego spektrum promieniowania X dąży do charakterystycznej energii promieniowania wzbudzonych, swobodnych atomów [5.39].

5.6. Detekcja promieniowania jonizującego

5.6.1. Uwagi wstępne

Początkowo promieniowanie jonizujące rejestrowano wykorzystując klisze fotograficzne lub ekrany fluorescencyjne, obecnie stosuje się różnego rodzaju detektory (liczniki) [5.1–5.11, 5.13–5.17, 5.40–5.55].

Działanie detektora promieniowania jonizującego opiera się na przetwarzaniu w jego objętości czynnej całości lub części energii padającego promieniowania na sygnał,

który jest dostępny ludzkiej percepcji. Sygnałem tym może być porcja ładunku elektrycznego wytworzonego w materiale czynnym detektora lub błysk światła w scyntylatorze. Sygnał ten ulega następnie wzmocnieniu i uformowaniu w układach elektronicznych współpracujących z detektorem. Proces zamiany energii czynnika jnizującego na ładunek elektryczny lub błysk światła można uważać za natychmiastowy. Czas oddziaływania promieniowania jonizującego na materiał czuły detektora jest rzędu nanosekund w gazach i pikosekund w ciałach stałych. Czas zbierania wytworzonego ładunku zależy od typu detektora. W komorach jonizacyjnych może sięgać mikrosekund, natomiast w detektorach półprzewodnikowych jest rzędu nanosekund. W detektorach scyntylacyjnych czas wyświecania oraz czas potrzebny na wzmocnienie sygnału w fotopowielaczu również jest rzędu nanosekund.

Liczba impulsów rejestrowanych przez detektor w jednostce czasu daje informację o natężeniu promieniowania jonizującego, docierającego do jego objętości czynnej. Pomiary amplitud impulsów pozwalają określić energię detekowanych cząstek naładowanych lub promieniowania (X, γ).

Jednym z kryteriów klasyfikacji detektorów promieniowania jonizującego jest stan skupienia materiału stanowiącego ich ośrodek aktywny. Wyróżnia się trzy kategorie detektorów: gazowe, cieczowe i z ciała stałego. Bardziej miarodajnym wydaje się być podział według mechanizmów konwersji energii promieniowania jonizującego na ładunek elektryczny. Przyjmując taką konwencję, detektory sklasyfikować można w dwóch grupach:

1) detektory z bezpośrednią produkcją nośników ładunku;
2) detektory, w których produkcja nośników zachodzi w złożonym procesie przemian energetycznych.

Do pierwszej kategorii zalicza się w pierwszym rzędzie impulsowe, gazowe komory jonizacyjne, liczniki Geigera-Müllera (GM), liczniki proporcjonalne oraz detektory półprzewodnikowe. W drugiej grupie znajdują się przede wszystkim liczniki scyntylacyjne. Wyżej wymienione detektory pracują w tzw. trybie impulsowym, czyli takim, który pozwala na oddzielną rejestrację każdego indywidualnego fotonu (X, γ), czy cząstki naładowanej oddziałujących z materiałem czynnym detektora.

W niniejszym opracowaniu autor skupił się jedynie na opisie działania i właściwościach detektorów półprzewodnikowych, ponieważ ten typ przyrządów stosował w prowadzonych badaniach. Informacje na temat innych rodzajów detektorów

promieniowania jonizującego można znaleźć w bogatej literaturze [5.8, 5.9, 5.11, 5.13, 5.16, 5.17, 5.40, 5.42, 5.43, 5.45–5.48].

Zasada działania detektorów półprzewodnikowych opiera się na przekazaniu energii rejestrowanych fotonów X elektronom walencyjnym atomów tworzących sieć krystaliczną materiału detektora. Wskutek tego oddziaływania, elektrony tracą więź z macierzystym atomem, stając się elektronami swobodnymi, a na ich miejscu powstają dziury. Swobodne elektrony i dziury mogą przemieszczać się pod wpływem przyłożonego, zewnętrznego pola elektrycznego. Uporządkowany ruch tych nośników tworzy impuls prądowy, który wytwarza spadek potencjału na oporze zewnętrznym obwodu elektrycznego detektora.

Istotnym zjawiskiem utrudniającym wykorzystanie półprzewodników do detekcji promieniowania jonizującego jest prąd upływu niezależny od strumienia czynnika jonizującego, padającego na detektor. Przyczyną tego prądu jest zjawisko przenoszenia elektronów do pasma przewodnictwa kosztem energii drgań termicznych sieci krystalicznej materiału detektora. Średnią wartość energii takich drgań (fononów) wyraża wzór:

$$E = kT\,, \tag{5.92}$$

gdzie: k – stała Boltzmana,

T – temperatura krzyształu.

Prawdopodobieństwo P przekazania energii fononu kT elektronowi z pasma walencyjnego, wskutek czego jest on przenoszony do pasma przewodnictwa, zależy od szerokości przerwy energetycznej między tymi pasmami i temperatury kryształu:

$$P = P_0\, e^{-E_g/kT}\,, \tag{5.93}$$

gdzie: P_0 – stała o wartości 1 (100%),

E_g – szerokość przerwy energetycznej.

Im większa jest szerokość przerwy energetycznej E_g w porównaniu ze średnią energią kT drgań sieci krystalicznej, tym prawdopodobieństwo termicznej generacji elektronów do pasma przewodnictwa jest mniejsze.

Głównym problemem technicznym w produkcji detektorów półprzewodnikowych jest uzyskanie czystych kryształów, które nie zawierają domieszek donorowych ani akceptorowych. Takie obszary silnie zubożone w nośniki ładunku występują w złączach półprzewodnikowych *p-n*. Dlatego też, złącza te stanowią zasadniczy element detektorów półprzewodnikowych. Zubożony w nośniki obszar złącza, zwany warstwą zaporową, stanowi objętość czynną detektora promieniowania jonizującego.

5.6.2. Półprzewodnikowe detektory złączowe

Półprzewodnikowe detektory ze złączem *p-n* (tzw. detektory złączowe) z uwagi na wysoką sprawność przetwarzania energii promieniowania jonizującego na odpowiedni sygnał elektryczny, a szczególnie na bardzo dobrą energetyczną zdolność rozdzielczą wynikającą z dużego stosunku wartości sygnału użytecznego detektora do wartości sygnału szumu, krótki czas narastania elektrycznych impulsów odpowiedzi oraz niewielkie rozmiary, zyskały zdecydowaną przewagę nad innymi typami detektorów [5.8, 5.9, 5.11, 5.15, 5.17, 5.20, 5.41, 5.43–5.45, 5.48–5.54]. Materiał półprzewodnikowy użyty do wytwarzania tego typu detektorów powinien spełniać wiele podstawowych wymagań:

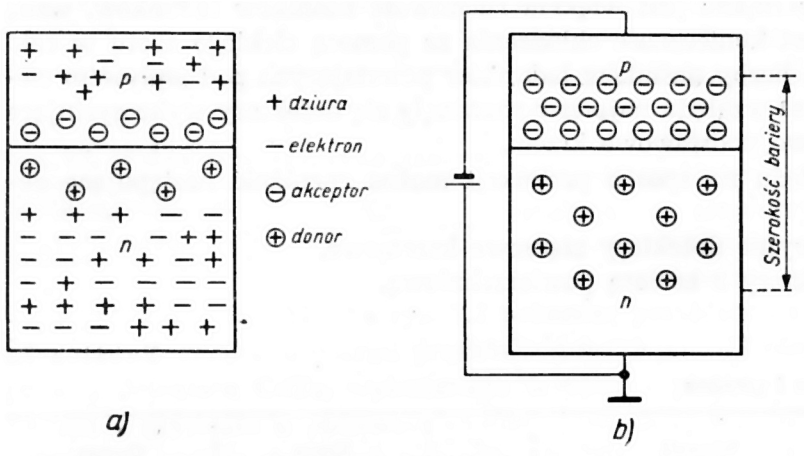
- czas życia generowanych nośników ładunku elektrycznego musi być dłuższy od czasu ich zbierania;
- ruchliwość nośników ładunku powinna być dostatecznie duża w celu maksymalnego skrócenia czasu ich zbierania;
- z tych samych względów pożądana jest możliwość uzyskania jak największej wartości natężenia pola elektrycznego w objętości czynnej detektora;
- prąd upływu powinien być pomijalnie mały nawet dla dużych natężeń pola elektrycznego;
- energia konieczna do wytworzenia pary elektron-dziura powinna być możliwie mała w celu osiągnięcia wysokiej, energetycznej zdolności rozdzielczej detektora.

Podstawowymi materiałami półprzewodnikowymi, które spełniają w/w wymagania są krzem i german. Podstawowe wybrane parametry tych materiałów przedstawiono w tabeli 5.1.

Tabela 5.1. Zestawienie wybranych parametrów charakteryzujących krzem oraz german [5.9]

Wielkość fizyczna	Si	Ge
Liczba atomowa Z	14	32
Krawędź absorpcji (K_{abs})	1,84 keV	11,1 keV
Gęstość	$2{,}33 \cdot 10^3$ kg/m^3	$5{,}35 \cdot 10^3$ kg/m^3
Przerwa energetyczna	1,10 eV	0,67 eV
Gęstość nośników ładunku w temperaturze 300 K	ok. 10^{16}/m^3	ok. 10^{19}/m^3

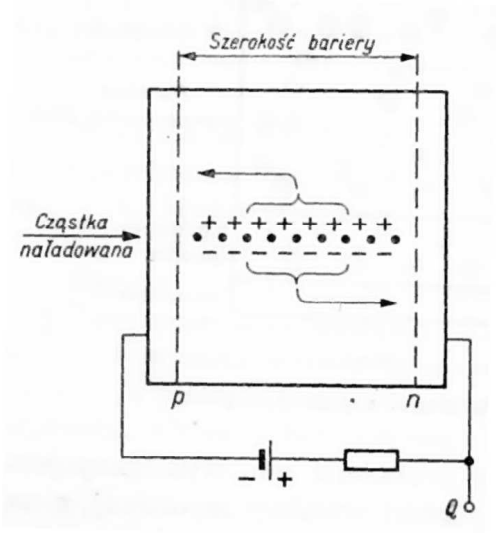
Półprzewodnikowy detektor złączowy jest w istocie strukturą diodową spolaryzowaną w kierunku zaporowym. Pierwszym, który zastosował półprzewodnikowe złącze *p-n* (wykonane na bazie germanu) do detekcji promieniowania jonizującego, był MacKey [5.44] w 1951 r. Zauważył on, że cząstki α emitowane ze źródła ^{210}Po, przechodząc przez złącze *p-n* spolaryzowane zaporowo, generują w nim mierzalny sygnał prądowy. Obszar czynny detektora złączowego znajduje się na granicy półprzewodnika o przewodnictwie typu *n* i typu *p*. Centra akceptorowe i donorowe tych półprzewodników zlokalizowane w ich sieci krystalicznej są nieruchome, natomiast swobodne elektrony oraz dziury mogą się poruszać i w temperaturze powyżej zera bezwzględnego następuje dyfuzja obu nośników przez złącze. Powoduje ona powstanie warstwy naładowanej dipolowo z barierą potencjału. W tej cienkiej warstwie o grubości około 10^{-3} cm nie ma praktycznie swobodnych nośników prądu. Taką warstwę pozbawioną swobodnych nośników nazywa się warstwą zubożoną lub deplecyjną. Jeżeli do złącza *p-n* przyłożone zostanie napięcie polaryzujące półprzewodnik typu *n* – dodatnio, a typu *p* – ujemnie (czyli w kierunku zaporowym), uzyska się poszerzenie obszaru zubożonego. Model złącza *p-n* przedstawiony jest na rys. 5.34.



Rys. 5.34. Model złącza typu *p-n*: a – bez zewnętrznego pola elektrycznego; b – z zewnętrznym polem elektrycznym [5.45]

Cząstka naładowana wchodząc do warstwy deplecyjnej, wytwarza pary elektron-dziura, których ruch w polu elektrycznym będzie generował w układzie *RC* detektora impuls napięcia o amplitudzie proporcjonalnej do powstałego ładunku, a zatem do energii straconej przez tę cząstkę w objętości czynnej detektora. Proces ten schematycznie przedstawia rys. 5.35. W praktyce wytworzenie warstwy czułej detektora (warstwy zubożonej) jest bardzo złożonym procesem technologicznym. Należy dbać o to, ażeby warstwa deplecyjna była uformowana w pobliżu powierzchni detektora, wówczas

analizowana cząstka naładowana lub foton promieniowania (X, γ) nie będą pochłonięte przed dotarciem do niej, w tzw. warstwie martwej.



Rys. 5.35. Zasada działania półprzewodnikowego detektora złączowego [5.45]

Przez rzeczywiste złącze *p-n*, spolaryzowane w kierunku zaporowym, płynie niewielki prąd związany głównie z upływami na powierzchni złącza, zwany prądem wstecznym. Objawia się on jako szum na wyjściu detektora i nakłada ograniczenia na minimalną amplitudę rejestrowanego impulsu. Jedynie sygnały wyjściowe o amplitudzie większej niż średni poziom szumu mogą byś obserwowane.

Grubość warstwy deplecyjnej w detektorze ze złączem *p-n* wyraża się zależnością:

$$D = k_p \sqrt{\rho\left(U_s - U_i\right)}, \tag{5.94}$$

gdzie: k_p – stały współczynnik charakterystyczny dla danego rodzaju półprzewodnika,

ρ – oporność właściwa półprzewodnika,

U_s – napięcie zewnętrznej polaryzacji przyłożone do złącza w kierunku zaporowym,

U_i – skok potencjału w złączu zrównoważonym (~0,7 V dla Si, 0,3 V dla Ge).

Warstwę deplecyjną detektora można traktować jako izolator płaskiego kondensatora o pojemności C_d:

$$C_d = \frac{\varepsilon \mathrm{S}}{4\pi D}, \tag{5.95}$$

przy czym: S – powierzchnia czynna detektora,

ε – stała dielektryczna materiału półprzewodnikowego.

Jeżeli grubość warstwy deplecyjnej wynosi D [cm], a powierzchnia czynna jest równa A [cm^2], to dla krzemu $C_d \approx 1{,}05\ A/D$ [pF], natomiast dla germanu $C_d \approx 1{,}40\ A/D$ [pF].

W tym miejscu warto zauważyć, że pojemność złącza *p-n* zależy od grubości warstwy zubożonej, a ta z kolei od napięcia zewnętrznej polaryzacji detektora U_s, więc pojemność detektora C_d będzie funkcją tego napięcia.

Ładunek powstały w wyniku zaabsorbowania w objętości czynnej detektora energii cząstki naładowanej lub kwantu promieniowania jonizującego (X, γ) można wyznaczyć z zależności:

$$Q = \frac{E\,e}{W}, \tag{5.96}$$

gdzie: W – energia potrzebna do wytworzenia pary elektron-dziura (w temperaturze 77 K – dla krzemu W = 3,64 eV, a dla germanu W = 2,96 eV),

E – energia cząstki naładowanej lub kwantu promieniowania (X, γ),

e – ładunek elektronu.

Wytworzony ładunek Q wywoła na pojemności detektora C_d różnicę potencjałów:

$$U = \frac{Q}{C_d}, \tag{5.97}$$

która jest proporcjonalna do energii straconej przez wykrywaną cząstkę naładowaną lub foton promieniowania (X, γ). W ten sposób, mierząc amplitudę impulsu napięciowego, można uzyskać informację o energii czynnika jonizującego. Stąd wynika możliwość stosowania tego typu detektorów w spektrometrii promieniowania jonizującego, gdyż:

$$U = \frac{e}{D\,C_d} \cdot E\,. \tag{5.98}$$

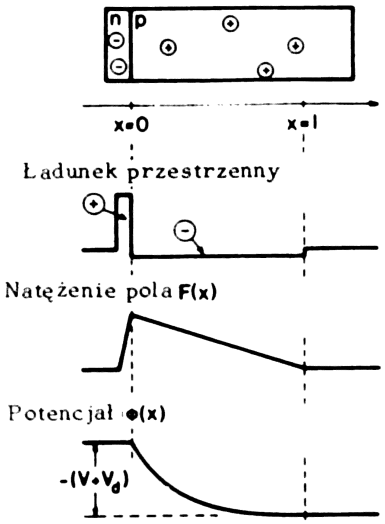
W rzeczywistości wartość tego napięcia będzie nieco niższa, ponieważ należy uwzględnić pojemność rozproszoną C_r, która jest dołączona równolegle do pojemności detektora. Wzrost pojemności (sumarycznej $C_d + C_r$) powoduje zmniejszenie amplitudy impulsu napięciowego na jego wyjściu, a co za tym idzie pogorszenie stosunku amplitudy sygnału użytecznego do amplitudy sygnału szumu.

Ze względu na technologię wytwarzania złącz *p-n* rozróżnia się cztery rodzaje detektorów półprzewodnikowych:

1) detektory dyfuzyjne;
2) detektory z barierą powierzchniową;
3) detektory wytwarzane przy użyciu techniki implantacji jonowej;

4) detektory dyfuzyjno-dryfowe.

Detektory dyfuzyjne wytwarza się najczęściej z krzemu typu *p* o oporności od 100 Ωcm do 1000 Ωcm. Złącze *p-n* tworzy się w procesie dyfuzji do krzemu domieszki donorowej np. fosforu. Stopień domieszkowania powstałej warstwy typu *n* jest bardzo wysoki, a grubość warstwy czynnej wynosi około 500 μm. Wadą takich detektorów jest gruba warstwa martwa na jego powierzchni, będąca pozostałością po procesie obróbki. Model w/w detektora przedstawia rys. 5.36.



Rys. 5.36. Sytuacja w zaporowo spolaryzowanym złączu *p-n* detektora złączowego [4.49]

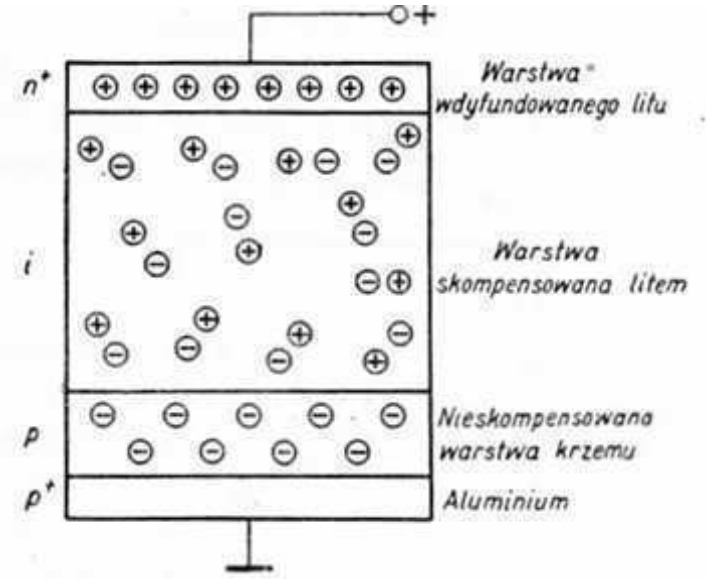
Innym typem detektorów półprzewodnikowych ze złączem *p-n* są detektory z barierą powierzchniową. Wykorzystuje się w nich złącze *p-n*, które powstaje pomiędzy krzemem a pewnymi metalami np. pomiędzy krzemem typu *n* a złotem lub krzemem typu *p* a glinem. Proces wytwarzania tych detektorów przebiega w temperaturze pokojowej i polega na niewielkim utlenieniu płytki krzemowej, a następnie napyleniu na nią cienkiej warstewki złota ok. 40μm/cm^2. Grubość warstwy czułej osiąga głębokość od 10 μm do 5000 μm. Jeżeli ta warstwa nie jest zbyt gruba (10 ÷100 μm), to detektor może być stosowany jako transmisyjny, czyli rejestrujący energię ΔE traconą przez przenikającą go cząstkę naładowaną. Ponieważ złącze *p-n* w detektorze z barierą powierzchniową jest uformowane bezpośrednio pod powierzchnią monokryształu, jego warstwa martwa ma minimalną grubość wynoszącą <<1 μm. Do wytwarzania takich detektorów stosuje się także inne materiały półprzewodnikowe jak: Ge, GaAs, CdTe o przewodnictwie typu *n*. Detektory półprzewodnikowe zarówno dyfuzyjne jak i te z barierą powierzchniową

znalazły zastosowanie głównie w detekcji ciężkich cząstek naładowanych i produktów reakcji jądrowych.

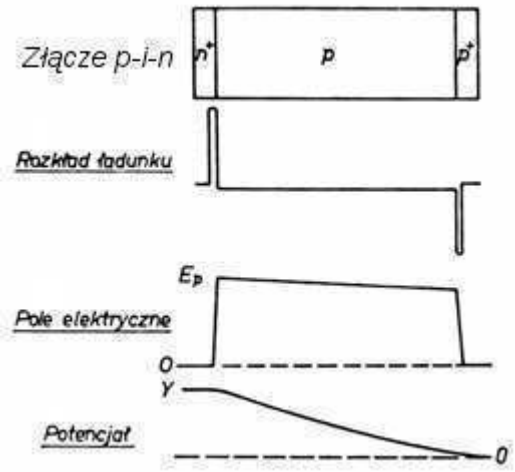
Kolejnym sposobem wytwarzania detektorów półprzewodnikowych jest domieszkowanie kryształu półprzewodnika metodą implantacji jonowej. Energie implantowanych jonów domieszki mogą zawierać się w przedziale od kilku do kilkudziesięciu keV, natomiast dawki wynoszą $5 \cdot 10^{13} \div 10^{14}$ jonów/cm^2. Powstałe w trakcie procesu implantacji uszkodzenia radiacyjne w krysztale usuwa się, wygrzewając go w temperaturze około 400°C. Domieszkowanie kryształu metodą implantacji jonowej pozwala uzyskać znacznie grubszy obszar czynny niż w przypadku zastosowania dyfuzji. Ponadto detektory implantowane są strukturami dużo bardziej stabilnymi od omawianych poprzednio i charakteryzują się wyjątkowo cienką warstwą martwą od 0,2 μm do 0,3 μm.

Wytworzenie głębokich warstw deplecyjnych w detektorach półprzewodnikowych pozwoliło poszerzyć możliwości ich zastosowań w spektrometrii promieniowania (X, γ). Wraz z grubością warstwy czułej, wzrasta efektywność detekcji tego rodzaju promieniowania jonizującego. Z równania (5.94) wynika, że grubość warstwy zubożonej można zwiększyć przykładając do złącza *p-n* wyższą wartość napięcia U_s oraz stosując półprzewodnik o większej oporności właściwej. Jednakże nadmierne zwiększanie wartości napięcia U_s prowadzi do przebicia złącza *p-n*, czyli jego zniszczenia. Oporność właściwą materiału wyjściowego można zwiększyć, wprowadzając do jego struktury domieszkę kompensacyjną np. donorową domieszkę litu do krzemu (lub germanu) typu *p*. Dzięki małemu promieniowi jonowemu oraz dużej ruchliwości, jony Li^+ pod wpływem pola elektrycznego mogą dyfundować na stosunkowo duże odległości w głąb kryształu, zajmując położenia międzywęzłowe. Lit łatwo oddaje słabo związany trzeci elektron z powłoki L. Jeżeli atomy litu dyfundują do krzemu lub germanu domieszkowanego akceptorowo (typu *p*), wówczas następuje rekombinacja jego elektronów z dziurami akceptora, w wyniku czego można otrzymać warstwę deplecyjną o grubości rzędu centymetrów. Gdy warstwa zubożona rozciąga się na całą grubość próbki półprzewodnikowej, to niezbędne jest wytworzenie silnie domieszkowanych kontaktów n^+ i p^+ (znak + oznacza silne domieszkowanie materiału detektora). W ten sposób otrzymuje się strukturę specjalnej diody półprzewodnikowej typu *p-i-n*. Jest to struktura trójwarstwowa, której warstwy skrajne (pełniące funkcje elektrod zbiorczych) wytworzone są z wysoko domieszkowanego półprzewodnika typu p^+ oraz n^+, zaś dzieląca je warstwa pośrednia *i* (o jednakowych koncentracjach donorów i akceptorów), tworzy właściwy

obszar czynny detektora. Od metody wytwarzania pośredniej warstwy skompensowanej, detektory tego typu noszą nazwę detektorów dryftowych, oznaczonych umownie symbolami Si(Li), Ge(Li). Strukturę diody *p-i-n* wraz z rozkładem ładunku, pola elektrycznego i potencjału przedstawiono na rys. 5.37a i 5.37b.



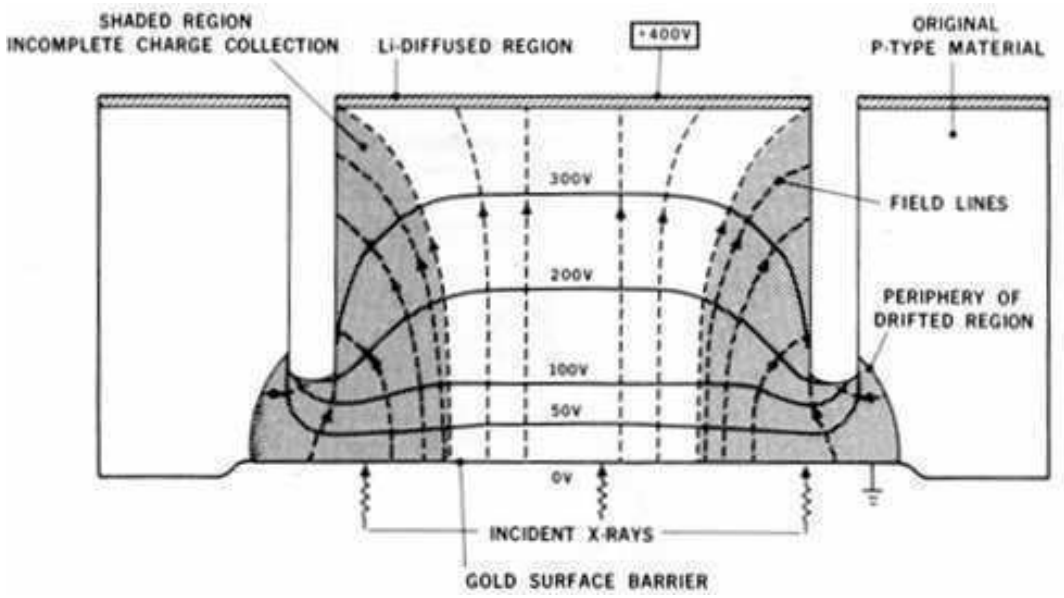
Rys. 5.37a. Model złącza typu *p-i-n* [5.45]



Rys. 5.37b. Sytuacja w złączu typu *p-i-n* [5.50]

Proces technologiczny wytwarzania detektorów krzemowych typu *p-i-n* jest następujący. Na wypolerowaną i oczyszczoną powierzchnię kryształu krzemu o przewodnictwie typu *p*, oporności właściwej od około 500 Ω·cm do 4000 Ω·cm i czasie życia nośników mniejszościowych poniżej 500 μs, nanosi się warstwę litu. Następnie w temperaturze 400°C lit dyfunduje w głąb materiału tworząc złącze *p-n*. Aby

otrzymać gruby obszar skompensowanego materiału półprzewodnikowego, złącze polaryzowane jest w kierunku zaporowym napięciem rzędu 500 V. Jony litu z utworzonego, silnie domieszkowanego obszaru typu *n* dryfują do obszaru typu *p*, gdzie kompensują domieszki akceptorowe. Dryf litu prowadzi się w temperaturze ~100°C. Aby zmniejszyć wpływ procesów pułapkowania i rekombinacji nośników w objętości czynnej detektora, stosuje się strukturę z pierścieniem ochronnym. Podłączając do tego pierścienia odpowiednią wartość napięcia polaryzującego, eliminowany jest prąd przebicia powierzchniowego w detektorze, co pozwala uzyskać wysokie natężenia pola elektrycznego w złączu typu *p-i-n* – rzędu 300 V/mm. Duże natężenie pola elektrycznego przyśpiesza proces zbierania powstałego w złączu ładunku i zapewnia wysoką, energetyczną zdolność rozdzielczą detektora. Detektory Si(Li) wytwarzane są najczęściej w postaci detektorów pierścieniowych o budowie pokazanej na rys. 5.38.

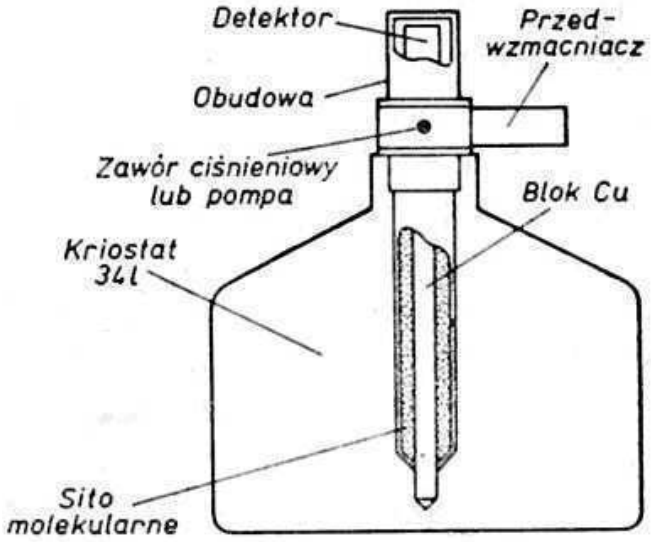


Rys. 5.38. Schemat detektora półprzewodnikowego z pierścieniem zabezpieczającym [5.54]

Okienko detektora dla promieniowania jonizującego wykonuje się na powierzchni kryształu przeciwnej do tej, z której prowadzono dyfuzję litu. W tym celu usuwa się nieskompensowaną warstwę półprzewodnika typu *p* i wytwarza barierę powierzchniową na skompensowanym materiale napylając np. złoto. Grubość takiego okienka jest równoważna warstewce krzemu o grubości ok. 0,2 μm. Z uwagi na cienką warstwę martwą detektora Si(Li) (cienkie okienko), nadaje się on do pomiaru miękkiego promieniowania (X, γ) od energii 1 keV do 20 keV. Drugą ważną zaletą, która umożliwia wykorzystanie detektorów Si(Li) do rejestracji małych wartości energii fotonów (X, γ) są mniejsze szumy

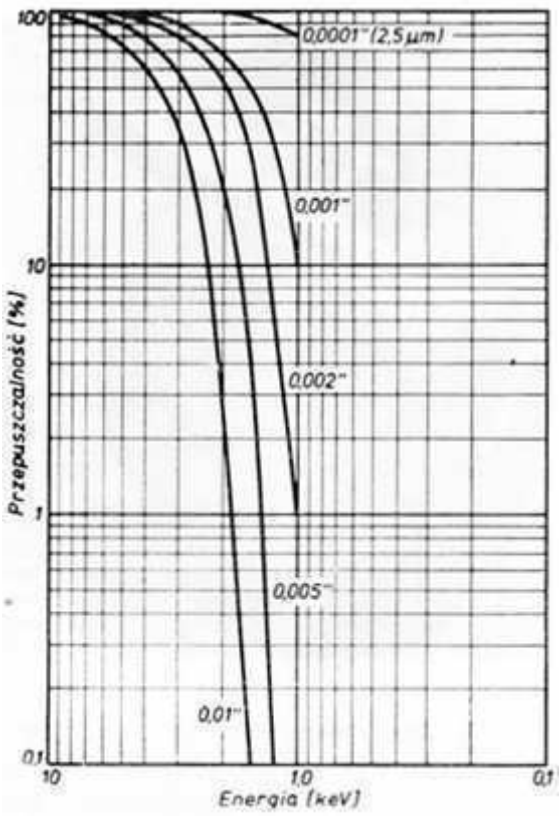
termiczne niż w detektorach Ge(Li) z uwagi na większą szerokość przerwy energetycznej w krzemie (Si – 1,106 eV, Ge – 0,67 eV). Typowe detektory Si(Li) stosuje się dla energii fotonów (X, γ) w zakresie od 2 keV do 30 keV. Kłopotliwą cechą detektorów dryfowych jest konieczność przechowywania ich w komorze próżniowej, chłodzonej ciekłym azotem, w tzw. kriostacie azotowym. W detektorach Ge(Li) już w temperaturze pokojowej następuje ucieczka litu z kryształu germanu, co wynika z małej energii wiązania jonów Li^+ w tym materiale. Schładzanie detektora do temperatury ciekłego azotu wpływa także na inne jego właściwości. Z obniżaniem temperatury kryształu szybko rośnie ruchliwość nośników, przy równoczesnym zmniejszaniu prądu upływu. Dzięki temu uzyskuje się dobrą, energetyczną zdolność rozdzielczą detektora. Wskutek dużej ruchliwości nośników otrzymuje się również krótki czas narastania impulsu odpowiedzi – rzędu nanosekund, co stanowi jedną z zalet detektorów półprzewodnikowych.

Na rys. 5.39 przedstawiono przykład konstrukcji kriostatu, który jest przystosowany do poziomego usytuowania detektora półprzewodnikowego. Detektor został zainstalowany na końcu grubego pręta miedzianego i pracuje w temperaturze o kilka stopni wyższej od temperatury ciekłego azotu. Próżnia wewnątrz kriostatu uzyskana jest metodą pompowania kriosorpcyjnego, przy użyciu tzw. sit molekularnych.



Rys. 5.39. Schemat kriostatu detektora półprzewodnikowego [5.45]

W spektrometrii miękkiego promieniowania (X, γ), kriostaty wyposażone są w cienkie okienka berylowe o grubości rzędu dziesiątek mikrometrów. Przepuszczalność tych okienek w funkcji energii mierzonego promieniowania (X, γ) przedstawia rys. 5.40.



Rys. 5.40. Przepuszczalność okienek berylowych w funkcji energii promieniowania X [5.45]

5.6.3. Generacja nośników ładunku elektrycznego w materiale detektora półprzewodnikowego

Generacja określonej liczby par elektron-dziura w materiale półprzewodnika przez promieniowanie jonizujące jest konsekwencją zjawisk związanych z jego oddziaływaniem z materią [5.43, 5.44, 5.49, 5.54]. Wartość wytworzonego ładunku (dziur i elektronów), to miara energii zdeponowanej w detektorze przez foton promieniowania (X, γ) lub cząstkę naładowaną. W przypadku detekcji fotonów (X, γ), wtórnymi cząstkami jonizującymi są elektrony wyzwalane w wyniku:

- absorpcji fotoelektrycznej z reemisją fotoelektronu i elektronu Augera;
- absorpcji fotoelektrycznej z reemisją fotoelektronu i fotonu promieniowania fluorescencyjnego;
- wielokrotnego rozpraszania komptonowskiego fotonów, będącego źródłem elektronów odrzutu oraz fotoelektronów emitowanych w następstwie absorpcji promieniowania rozproszonego;
- kreacji par elektron-pozyton, jeżeli energia fotonu przekracza 1,022 MeV.

Wyzwolony przez kwant promieniowania (X, γ) elektron, kosztem swej energii kinetycznej wybija elektrony wtórne o niższej energii, które z kolei powodują powstanie następnej generacji elektronów wtórnych, itd. Zasięg elektronów o przykładowej energii 10 keV wynosi w krzemie około 1 μm, natomiast o energii 20 keV – 3 μm, a więc oddziaływanie zachodzi w małej (punktowej) objętości w odniesieniu do objętości czynnej całego detektora.

Ogólnie można wyróżnić trzy mechanizmy strat energii przez uwolnione elektrony:

1) elektron może przekazać elektronowi sieci krystalicznej energię dostateczną, aby go przemieścić do pasma przewodnictwa i utworzyć tym samym dziurę w paśmie walencyjnym. W tym przypadku energia pierwotna elektronu zostaje zmniejszona o pewną porcję równą przerwie energetycznej w danym materiale E_g (w krzemie 1,106 eV, a w germanie 0,67 eV w temperaturze 300 K). Pozostała część energii zostaje rozdzielona na następne zderzenia z elektronami, generując tym samym kolejne pary elektron-dziura. Podział energii między padający elektron i powstałe pary elektron-dziura uważa się za proces statystyczny;
2) elektron poruszający się w sieci krystalicznej może tracić energię w zderzeniach z samą siecią. Zderzenia te pobudzają sieć do drgań typu optycznego oraz akustycznego. Wymieniana w tych zderzeniach energia jest skwantowana i w przypadku drgań typu optycznego kwanty charakteryzuje ramanowska częstotliwość drgań sieci. Dla krzemu i germanu energia optyczna fononów Ramana E_r wynosi ~50 meV;
3) duża liczba elektronów, wyzwalanych pod koniec opisywanego procesu, posiada energię mniejszą od energii E_g i jest niezdolna do wtórnej jonizacji. Tę energię elektrony tracą w zderzeniach termicznych z siecią krystaliczną.

Średnia energia elektronu W, niezbędna do wytworzenia pary elektron-dziura, zgodnie z teorią podaną przez Shockleya [5.44], może być wyrażona jako funkcja szerokości pasma zabronionego E_g półprzewodnika:

$$W = 2{,}2\,E_g + n\,E_r\,, \tag{5.99}$$

gdzie n oznacza średnią liczbę fononów wytwarzanych przy zderzeniu jonizującym. Liczba powstałych fononów zawiera się w przedziale od 10 do 100. Wyznaczona dla krzemu wartość W jest równa 3,64 eV, natomiast dla germanu 2,9 eV.

Ponieważ do wytworzenia pary nośników ładunku, elektron potrzebuje energii o wartości co najmniej równej E_g, wydajność jonizacji η wyraża się zależnością:

$$\eta = \frac{E_g}{W} = \frac{1}{2{,}2 + n\left(E_r / E_g\right)}. \tag{5.100}$$

Wydajność jonizacji dla krzemu wynosi ~30% (1,106 eV/3,64 eV).

Fakt, że wydajność jonizacji w krzemie wynosi tylko 30%, świadczy o tym, iż znaczna część energii elektronów, przechodzących przez sieć krystaliczną materiału detektora, jest rozpraszana. Na każde zderzenie jonizujące przypada wiele zderzeń fononowych.

Z definicji średniej energii W wynika, że przy depozycji energii E przez czynnik jonizujący, w detektorze powstaje średnio $\overline{N}$ par elektron-dziura:

$$\overline{N} = E / W. \tag{5.101}$$

Im mniejsza jest wartość średniej energii W, tym większa jest liczba wytwarzanych par nośników ładunku, przy stracie w detektorze tej samej wartości energii promieniowania jonizującego. Wiąże się to w naturalny sposób z powstaniem większego sygnału użytecznego. Jednocześnie należy zauważyć, że rozrzut statystyczny liczby wytworzonych par elektron-dziura, przy depozycji tej samej energii czynnika jonizującego, jest mniejszy dla detektorów wykonanych z materiałów o mniejszej wartości W.

Gdyby cała energia padającego fotonu (X, γ) lub cząstki naładowanej została zdeponowana w detektorze i zużyta na jonizację, to sygnały wytworzone przez promieniowanie monoenergetyczne nie wykazywałyby żadnych fluktuacji. Z drugiej strony, gdyby rozpraszanie energii zachodziło głównie przez wzbudzanie drgań termicznych sieci, a prawdopodobieństwo jonizacji było niewielkie w porównaniu z procesami termicznymi, należałoby się spodziewać normalnych fluktuacji statystycznych liczby generowanych par elektron-dziura. W tym przypadku, średnie odchylenie standardowe σ liczby wytworzonych par dane byłoby wyrażeniem:

$$\sigma = \sqrt{\overline{N}} = \sqrt{E / W}. \tag{5.102}$$

Jak wiadomo, w detektorach półprzewodnikowych występuje sytuacja pośrednia. Procesy tworzenia kolejnych par nośników w trakcie detekcji fotonu (X, γ) lub cząstki naładowanej, nie są niezależne, a występujące pomiędzy nimi korelacje uwzględnia się wprowadzając do wzoru (5.102) współczynnik $F \leq 1$, zwany współczynnikiem Fano. Biorąc pod uwagę ten współczynnik, odchylenie standardowe procesu wytwarzania nośników ładunku elektrycznego w objętości czynnej detektora wyraża zależność:

$$\sigma_F = \sqrt{F\overline{N}} = \sqrt{F\frac{E}{W}}\,. \tag{5.103}$$

Wartość współczynnika Fano jest funkcją średniej liczby zderzeń fononowych, przypadających na jedno zderzenie jonizujące i zależy od procesu wytwarzania nośników oraz właściwości materiału. Dla krzemu wartość F jest równa 0,08 a dla germanu 0,07 [5.44].

W wyniku fluktuacji liczby wytwarzanych par nośników, fluktuuje również wartość mierzonej energii czynnika jonizującego. Posiłkując się zależnością (5.103) można obliczyć odchylenie standardowe rozrzutu tej energii:

$$\sigma_F = \sqrt{F \cdot W \cdot E} \quad \text{[eV]}. \tag{5.104}$$

Wartość σ_F w powyższym wzorze wyrażona jest w elektronowoltach.

5.7. Parametry detektorów promieniowania rentgenowskiego

W dalszej części rozdziału 5 omawiane są jedynie właściwości detektorów promieniowania X, ponieważ prowadzone badania dotyczyły emisji tego rodzaju promieniowania z tarcz bombardowanych jonowo.

Detektory promieniowania rentgenowskiego można scharakteryzować podając: czułość, wydajność, odpowiedź na dany rodzaj promieniowania, energetyczną zdolność rozdzielczą, czas odpowiedzi i czas martwy [5.9, 5.15, 5.16, 5.43–5.45, 5.50–5.52].

5.7.1. Czułość detektora promieniowania rentgenowskiego

Czułość detektora definiuje się jako minimalną wartość energii padającego fotonu X, wystarczającą do wytworzenia mierzalnego sygnału [5.9, 5.15, 5.16, 5.43–5.45, 5.50–5.52]. Czułość detektora zależy od przekroju czynnego na oddziaływanie kwantu promieniowania X z materiałem detektora, od masy tego materiału, od tzw. szumu, a także od konstrukcji samego detektora jak i jego obudowy. Jedynie fotony promieniowania X, przechodzące przez okienko w kriostacie oraz warstwę martwą na powierzchni detektora, mogą zostać zarejestrowane.

5.7.2. Wydajność półprzewodnikowego detektora promieniowania rentgenowskiego

Wydajność półprzewodnikowego detektora promieniowania X, lub bardziej precyzyjnie, wydajność wewnętrzną detektora ε_w można zdefiniować jako stosunek liczby fotonów promieniowania X rejestrowanych w optymalnych warunkach aparaturowych, do liczby wszystkich fotonów X padających na jego powierzchnię [5.9, 5.15, 5.16, 5.43–5.45, 5.50–5.52]:

$$\varepsilon_w = \frac{liczba\ \ fotonów\ \ zarejestrowanych}{liczba\ \ fotonów\ \ \ padających} . \tag{5.105}$$

Parametr ten zależy od prawdopodobieństwa zaabsorbowania fotonów X w objętości czynnej detektora oraz jego kształtu i rozmiarów.

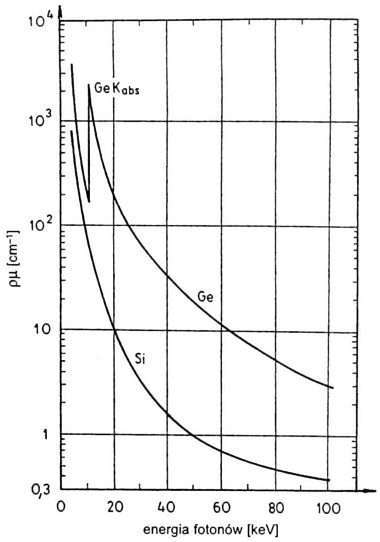
Często stosowane jest także pojęcie wydajności całkowitej detektora ε_c, rozumianej jako stosunek liczby fotonów promieniowania X, rejestrowanych w określonym przedziale czasu, do liczby wszystkich fotonów X, wyemitowanych w tym samym czasie ze źródła promieniowania. Wydajność całkowitą można przedstawić w postaci iloczynu dwóch czynników – wydajności wewnętrznej ε_w i wydajności geometrycznej detektora ε_g:

$$\varepsilon_c = \varepsilon_w \cdot \varepsilon_g . \tag{5.106}$$

Na wartość wydajności geometrycznej ε_g ma wpływ jedynie usytuowanie źródła promieniowania względem detektora. Parametr ten definiuje się jako stosunek strumienia fotonów X wyemitowanych ze źródła, który pada na powierzchnię detektora, do całkowitego strumienia fotonów X wyemitowanych z tego źródła.

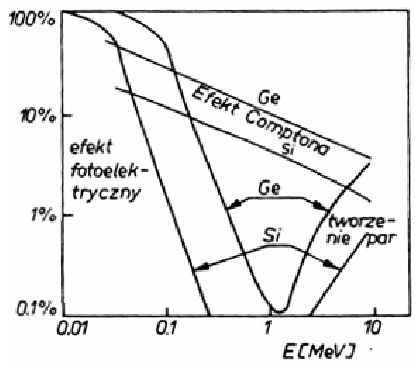
Prawdopodobieństwo zaabsorbowania fotonu X w materiale czynnym detektora zależy od masowego współczynnika absorpcji μ oraz masy powierzchniowej M_p. Jako ilościowy wskaźnik wydajności detektora można przyjąć iloczyn μM_p lub $\rho \mu d$ (gdzie: ρ – gęstość ośrodka czynnego, d – jego wymiary liniowe w kierunku padania wiązki promieniowania X). Wskaźnikiem porównawczym wydajności wewnętrznej detektorów krzemowych i germanowych może być wartość liniowego współczynnika absorpcji μ_l ($\mu_l = \rho \mu$) promieniowania X w tych materiałach. Zależności wartości współczynników μ_l krzemu i germanu od energii fotonów przedstawia rys. 5.41. Można stwierdzić, że przedział energii kwantów promieniowania X, których strumień może być całkowicie

pochłonięty w objętości czynnej detektora, zdefiniowany jest rodzajem oraz grubością kryształu.



Rys. 5.41. Liniowe współczynniki absorpcji promieniowania X w kryształach krzemu i germanu w zależności od energii fotonów [5.16]

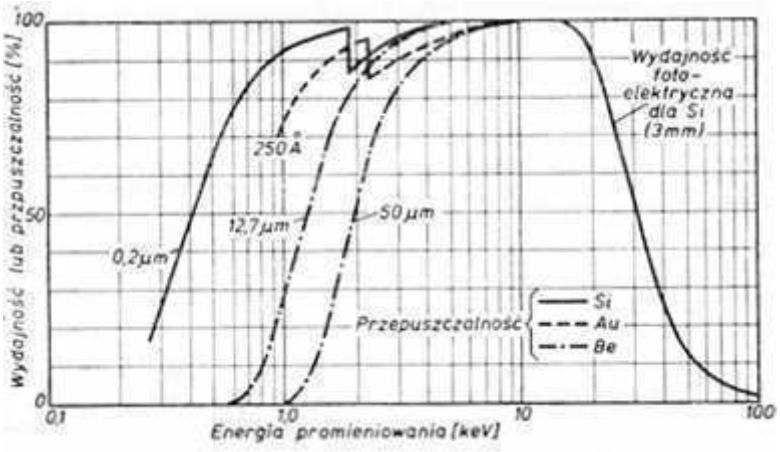
Jak wiadomo, absorpcja promieniowania rentgenowskiego w krzemie i germanie zachodzi w wyniku efektu fotoelektrycznego, rozpraszania komptonowskiego i tworzenia par elektron-pozyton. Ponieważ podstawowym zjawiskiem, które umożliwia prawidłową analizę energii fotonów jest efekt fotoelektryczny, należy rozróżnić wydajność detektora w całym zakresie energetycznego widma promieniowania X oraz wydajność w wierzchołku fotoelektrycznym. Całkowita absorpcja promieniowania w objętości czynnej detektora nie świadczy o dużej absorpcji spowodowanej zjawiskiem fotoelektrycznym. Na rys. 5.42 przedstawiono prawdopodobieństwo absorpcji promieniowania elektromagnetycznego w detektorze krzemowym i germanowym o grubości 3 mm.



Rys. 5.42. Prawdopodobieństwo absorpcji promieniowania X w detektorach Si(Li) i Ge(Li) o grubości 3 mm [5.50]

Z przebiegu przedstawionych krzywych wynika, że krzem jest najbardziej użyteczny w detekcji niskoenergetycznego promieniowania X. Dla fotonów o energii 30 keV prawdopodobieństwo absorpcji wynosi około 50%. German, ze względu na wyższą w porównaniu z krzemem liczbę atomową ($Z_{Ge} = 32$, $Z_{Si} = 14$), jest dobrym materiałem detekcyjnym dla promieniowania o energii do 100 keV, dla której detektor o grubości 3 mm osiąga 50% wydajność dla efektu fotoelektrycznego. Jak z powyższego wynika, odpowiedni dobór materiału czynnego detektora (krzemu lub germanu), zapewnia wydajność od 50% do 100% w zakresie energii charakterystycznego promieniowania X większości pierwiastków.

W zakresie niskich energii wydajność detektora jest silnie ograniczona pochłanianiem w okienku wejściowym (najczęściej berylowym). Na rys. 5.43 przedstawiono wydajność detektora Si(Li) z uwzględnieniem absorpcji fotonów X w różnych okienkach. Jak widać, wydajność detektora charakteryzuje się względnie stałą wartością w zakresie energii od 5 keV do 20 keV. Dla energii fotonu powyżej 20 keV wydajność detekcji gwałtownie maleje, dążąc do zera przy energii około 100 keV. Z drugiej strony taki detektor umożliwia rejestrację fotonów już o energii 1 keV. Dla zakresu energii promieniowania X powyżej 30 keV należy stosować detektory Ge(Li), ze względu na silniejszą absorpcję promieniowania w germanie, który charakteryzuje się większą liczbą atomową i większą gęstością niż krzem.



Rys. 5.43. Zależność wydajności detekcji promieniowania X dla detektorów Si(Li) (linia ciągła) oraz przepuszczalność warstewek Au, Be i Si (linia ciągła i linie przerywane) od energii fotonów [5.45]

5.7.3. Odpowiedź półprzewodnikowego detektora promieniowania X

Zarejestrowanie kwantu energii promieniowania rentgenowskiego implikuje pojawienie się na wyjściu detektora sygnału w postaci impulsu prądowego. Ładunek elektryczny, przepływający w czasie trwania tego impulsu, odzwierciedla ilość energii straconej przez zaabsorbowany foton.

Zależność pomiędzy energią kwantu promieniowania X, padającego na detektor, a ładunkiem lub wysokością sygnału wyjściowego nazywa się odpowiedzią detektora.

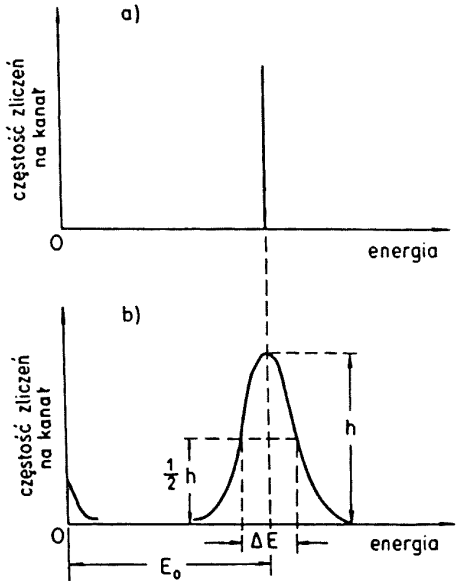
Odpowiedzią detektora na monoenergetyczną wiązkę promieniowania X nie są sygnały w przybliżeniu o tej samej amplitudzie i nie otrzymuje się widma w postaci jednego wierzchołka gaussowskiego. Zarejestrowane widmo może mieć dość skomplikowany kształt. Monoenergetyczne kwanty promieniowania X w materiale detektora mogą [5.9, 5.15, 5.16, 5.43–5.45, 5.50–5.52]:

- stracić całą swoją energię w wyniku efektu fotoelektrycznego. Widmo sygnałów wyjściowych będzie miało kształt krzywej Gaussa;
- stracić część swojej energii w wyniku efektu Comptona. W widmie uwidoczni się to w postaci dość płaskiego rozkładu rozpoczynającego się praktycznie od zera, do energii traconej przez foton X we wstecznym rozproszeniu komptonowskim;
- wykreować parę elektron-pozyton, gdy energia fotonu przekracza wartość 1,022 MeV. Energia zaabsorbowana w detektorze może być pomniejszona o energię jednego (0,511 MeV) lub dwóch (2x0,511 MeV) kwantów promieniowania elektromagnetycznego, powstałych w wyniku anihilacji pozytonu i opuszczających objętość detektora. W widmie mogą pojawić się wówczas jeden lub dwa tzw. wierzchołki ucieczki.

W zakresie energii charakterystycznego promieniowania X (do 120 keV) podstawowym efektem pozwalającym na prawidłową analizę energii jest absorpcja fotoelektryczna dająca charakterystyczne linie w widmie energetycznym, odpowiadające całkowitej energii fotonu zaabsorbowanego w detektorze. Zjawisko rozpraszania komptonowskiego fotonów nie jest użyteczne w analizie charakterystycznego widma promieniowania X, z uwagi na niepełną, zmienną co do wartości energię pochłoniętą w detektorze.

5.7.4. Energetyczna zdolność rozdzielcza półprzewodnikowych detektorów promieniowania rentgenowskiego

Energetyczna zdolność rozdzielcza jest najważniejszym parametrem charakteryzującym detektory promieniowania rentgenowskiego, który decyduje o możliwości rozróżnienia poszczególnych, blisko siebie położonych wierzchołków w charakterystycznym, energetycznym widmie promieniowania X [5.9, 5.15, 5.16, 5.43–5.45, 5.50–5.52]. Jeżeli różnica energii fotonów jest mniejsza od zdolności rozdzielczej detektora, uważa się je za nierozróżnialne. Zdolność tę można określić poprzez pomiar odpowiedzi detektora na absorpcję monoenergetycznej wiązki promieniowania rentgenowskiego. W idealnym przypadku detektor dawałby w odpowiedzi stale tę samą wartość sygnału wyjściowego, a otrzymane widmo energetyczne miało by postać funkcji delta. W rzeczywistości ma ono kształt mniej lub bardziej rozmytego wierzchołka (rys. 5.44). Wierzchołek ten można opisać rozkładem normalnym o określonej wartości najbardziej prawdopodobnej, która jest średnią energią deponowaną w detektorze oraz rozmyciem równym odchyleniu standardowemu σ_T.



Rys. 5.44. Widma energii monoenergetycznych fotonów X o energii E_0: a – widmo idealne; b – widmo rzeczywiste [5.16]

Wygodnym parametrem służącym do określania energetycznej zdolności rozdzielczej jest tzw. szerokość połówkowa wierzchołka, czyli szerokość w połowie jego wysokości – *FWHM* (ang. Full Width at Half Maximum). Przyjęto podawać zdolność rozdzielczą detektora w formie: $R = \Delta E / E_0$, gdzie ΔE jest szerokością połówkową,

a E_0 – energią promieniowania. Jak wynika z powyższej zależności, zdolność rozdzielcza detektora zależy od energii rejestrowanych fotonów X, dlatego dla jej określenia przyjęto pewne standardowe wartości energii. W zakresie miękkiego promieniowania X, jako standard przyjęto energię o wartości 5,9 keV odpowiadającą linii K_α promieniowania X manganu emitowanego ze wzorcowego źródła ^{55}Fe. Bardzo często zdolność rozdzielczą wyraża się także w wartościach bezwzględnych. Dla ścisłości należy jednak podawać, jakiej odpowiada ona wartości energii standardowej. Energetyczna zdolność rozdzielcza detektora Si(Li) zawiera się w granicach od 160 eV do 280 eV (dla energii 5,9 keV). Wartości te należy traktować jednak orientacyjnie, zwłaszcza że mogą one być różne dla różnych egzemplarzy detektora.

Zdolność rozdzielcza detektora określona jest przez całkowite rozmycie jego sygnału wyjściowego, na które składają się: fluktuacja samoistna związana z generacją nośników ładunku w materiale σ_F oraz fluktuacja wywołana szumami prądu wstecznego detektora σ_S. W związku z powyższym, całkowite odchylenie standardowe σ_T, dla tych nieskorelowanych źródeł rozmycia, można wyrazić zależnością:

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_F^2 + \sigma_S^2} \,. \tag{5.107}$$

Jeżeli wierzchołek spektrometryczny posiada kształt identyczny z rozkładem normalnym, wówczas z rozważań teoretycznych otrzymuje się związek między odchyleniem standardowym, a jego szerokością połówkową *FWHM* w postaci:

$$FWHM = 2{,}35\sqrt{\sigma_F^2 + \sigma_S^2} \,. \tag{5.108}$$

Statystyczny charakter zjawisk zachodzących w detektorze, związanych z liczbą produkowanych par elektron-dziura, implikuje istnienie dolnej granicy zdolności rozdzielczej detektora, tzw. zdolności rozdzielczej samoistnej $FWHM_F$. Bezwzględną samoistną zdolność rozdzielczą można wyrazić wzorem:

$$FWHM_F = 2{,}35\sqrt{F \cdot W \cdot E_0} \quad \text{[eV]}. \tag{5.109}$$

W przypadku detektora krzemowego, dla energii $E_0 = 5{,}9$ keV i przyjmując, że $F = 0{,}08$, a $W = 3{,}6$ keV, $FWHM_F = 97$ eV. Ponieważ w germanie energia niezbędna do wytworzenia pary elektron-dziura wynosi 2,9 eV, więc możliwe jest uzyskanie lepszej zdolności rozdzielczej dla detektorów germanowych niż krzemowych.

Jak wynika z zależności (5.109), samoistna energetyczna zdolność rozdzielcza detektora zależy od energii mierzonego promieniowania. Ze wzrostem energii wzrasta

poziom fluktuacji σ_F poprzez jawną zależność od E_0. Względna, samoistna, energetyczna zdolność rozdzielcza, zdefiniowana jako stosunek $FWHM_F$ do wartości energii deponowanej w detektorze E_0, jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka z energii E_0:

$$\frac{FWHM_F}{E_0} = 2{,}35\sqrt{FW}\,\frac{1}{\sqrt{E_0}}. \tag{5.110}$$

Jak już powiedziano, detektor obok fluktuacji σ_F, wynikającej ze statystyki procesu detekcji, wnosi fluktuacje związane z szumami prądu wstecznego σ_S. Na prąd wsteczny detektora składają się trzy czynniki. Pierwszy z nich to prąd dyfuzji nośników mniejszościowych z obszaru przyzłączowego do złącza, drugi to prąd generacji wywołany przez powstawanie nośników ładunku w obszarze czynnym detektora wskutek efektów termicznych. Trzeci czynnik jest prądem powierzchniowym, który można wyeliminować, stosując technikę pierścieni ochronnych. Natężenie prądu wstecznego dobrej klasy detektora dryfowego nie powinno przekraczać wartości 1 nA przy natężeniu pola elektrycznego ok. 100 V/mm.

Dla najlepszych wykonań detektorów półprzewodnikowych udział fluktuacji związanych z szumem prądu wstecznego zawiera się w przedziale od 70 eV do 110 eV.

5.7.5. Czas odpowiedzi i czas martwy półprzewodnikowego detektora promieniowania rentgenowskiego

Czas odpowiedzi detektora jest to czas pomiędzy momentem wniknięcia do objętości czynnej detektora fotonu X, a chwilą uformowania sygnału wyjściowego [5.9, 5.15, 5.16, 5.43–5.45, 5.50–5.52]. Parametr ten charakteryzuje tzw. czasową zdolność rozdzielczą, czyli zdolność rejestrowania przez detektor różnic w czasie przejścia kolejnych fotonów promieniowania X. Pożądane jest więc, aby sygnał wyjściowy pojawiał się jak najszybciej i aby czas jego narastania był jak najkrótszy. Czas narastania sygnału wyjściowego zależy od rodzaju materiału, grubości warstwy czułej, przyłożonego napięcia, oporności, pojemności, a także od elektronicznych układów współpracujących z detektorem. Ważna jest także energia mierzonych fotonów X. W detektorach półprzewodnikowych uzyskuje się czasy narastania od kilku do kilkudziesięciu nanosekund.

Detektor potrzebuje pewnego czasu, aby przetworzyć sygnał związany z rejestracją fotonu X na impuls elektryczny. Czas ten nosi nazwę czasu martwego detektora. W celu

zminimalizowania strat i zafałszowań związanych z jego czasem martwym (efekt spiętrzania impulsów), należy ograniczać natężenie padającego na detektor promieniowania. Czasy martwe detektorów półprzewodnikowych są rzędu mikrosekund.

5.8. Spektrometria promieniowania rentgenowskiego

5.8.1. Wprowadzenie

Pod nazwą „spektrometria promieniowania rentgenowskiego" rozumie się metody analizy widm tego promieniowania, to znaczy pomiaru jego natężenia w różnych przedziałach energii fotonów lub długości fal. Wszystkie metody spektrometrii promieniowania X można podzielić na trzy grupy [5.4, 5.7, 5.41, 5.45, 5.47]:

1) metody wykorzystujące dyspersję kątową, zdefiniowaną wzorem:

$$D_\theta = \frac{d\theta}{d\lambda}, \tag{5.111}$$

gdzie: λ – długość fali fotonu, θ – kąt odbłysku;

2) metody elektroniczne, wykorzystujące dyspersję amplitudy impulsów:

$$D_U = \frac{dU}{dE}, \tag{5.112}$$

gdzie: E – energia fotonu, U – amplituda impulsu napięciowego;

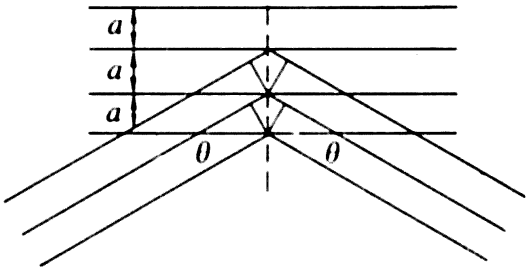
3) metody filtrowe (absorpcyjne).

5.8.2. Metody dyspersji kątowej

W metodach tych wykorzystuje się zależność między długością fali promieniowania rentgenowskiego a kątem θ, przy którym występuje maksimum natężenia interferujących ze sobą promieni ugiętych na krysztale. Promienie rentgenowskie padając na kryształ są w sposób koherentny rozpraszane na elektronach atomów. Przy danym kącie padania θ, promienie rentgenowskie o długości fali λ, rozproszone na atomach leżących w płaszczyznach równoległych są zgodne w fazie. Prawo Bragga, wiążące parametry θ, λ, i odległość między płaszczyznami kryształu a, wynikające z rozważań geometrycznych (rys. 5.45) ma postać:

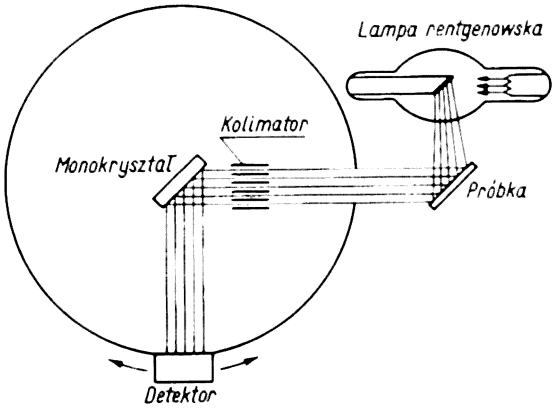
$$n\lambda = 2a\sin\theta, \tag{5.113}$$

gdzie n – rząd odbicia lub liczba długości fal zawartych w różnicy dróg optycznych promieni X, rozproszonych od różnych płaszczyzn krystalograficznych.



Rys. 5.45. Odbicie Bragga – definicja θ i a [5.7]

Spektrometr Braggowski (rys. 5.46) składa się z kryształu o płaszczyznach rozpraszających, równoległych do jego powierzchni oraz detektora promieniowania rentgenowskiego. Jeżeli zaniedbać odbicia wyższych rzędów ($n > 1$), wtedy dla określonego kąta równanie Bragga jest spełnione wyłącznie dla jednej długości fali. Długości fal można wybierać przez zmianę kąta θ.



Rys. 5.46. Schemat spektrometru krystalicznego opartego na prawie Bragga [5.47]

Spektrometry promieniowania X oparte na metodzie dyspersji kątowej zwane inaczej spektrometrami dyfrakcyjnymi stosowane były zasadniczo w dwóch układach:

1) spektrometru z płaskim kryształem;
2) spektrometru z wygiętym kryształem typu Du-Monda.

Więcej danych na temat metod wykorzystujących dyspersję kątową można znaleźć w literaturze [5.4, 5.7, 5.47].

5.8.3. Metody elektroniczne

Metody te opierają się na liniowej zależności pomiędzy energią E_0 fotonów X absorbowanych w detektorze, a amplitudą U_0 impulsów napięciowych na jego wyjściu

[5.41, 5.45]. Jak już wspomniano w rozdziale 5.6.1 liniowość taką wykazują liczniki proporcjonalne, detektory scyntylacyjne i półprzewodnikowe. Badanie promieniowania rentgenowskiego sprowadza się więc do zarejestrowania jego rozkładu energetycznego czyli tzw. widma (spektrum). Aparaturowo można tego dokonać wyznaczając rozkład amplitud wtórnych impulsów napięciowych, liniowo związanych z ładunkiem Q, wzbudzonym przez czynnik jonizujący w detektorze. Ładunek ten w detektorach spektrometrycznych jest liniowo zależny od energii E_0, deponowanej w ich objętości czynnej w akcie detekcji fotonu X, zgodnie z zależnością:

$$Q = q\frac{E_0}{W}, \tag{5.114}$$

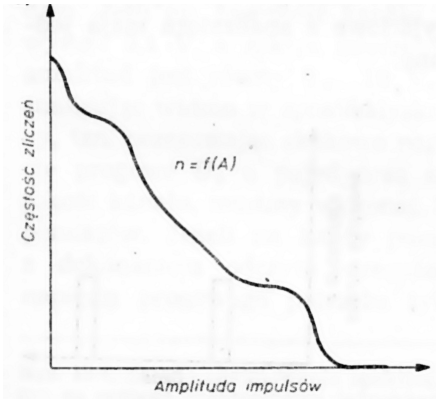
gdzie: W – współczynnik konwersji,

q – ładunek elementarny.

Rozkładem amplitudowym impulsów nazywamy zależność pomiędzy liczbą n wystąpień impulsów o danej amplitudzie, a amplitudami U_0 tych impulsów. Rozkład taki można przedstawić w postaci zależności:

$$n = f(U_0). \tag{5.115}$$

Rozkład tego typu nosi nazwę rozkładu całkowego, a jego przykład przedstawiono na rys. 5.47.

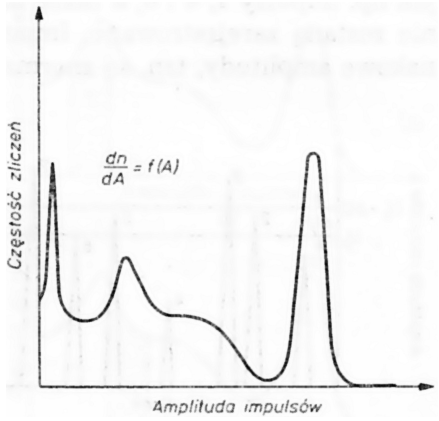


Rys. 5.47. Rozkład amplitudowy impulsów – widmo całkowe [5.45]

Ponieważ amplitudowy rozkład całkowy z praktycznego punktu widzenia jest mało przejrzysty, znacznie częściej określa się tzw. rozkład różniczkowy amplitud. Ciąg impulsów segreguje się wówczas w stosunkowo wąskich przedziałach amplitud od określonej wartości U do $U + dU$. Szerokość przedziału segregacyjnego dU nosi nazwę szerokości kanału. Rozkład taki opisany jest zależnością:

$$\frac{dn}{dU} = f'(U). \tag{5.116}$$

Przykładowy różniczkowy rozkład amplitudy impulsów przedstawia rys. 5.48.

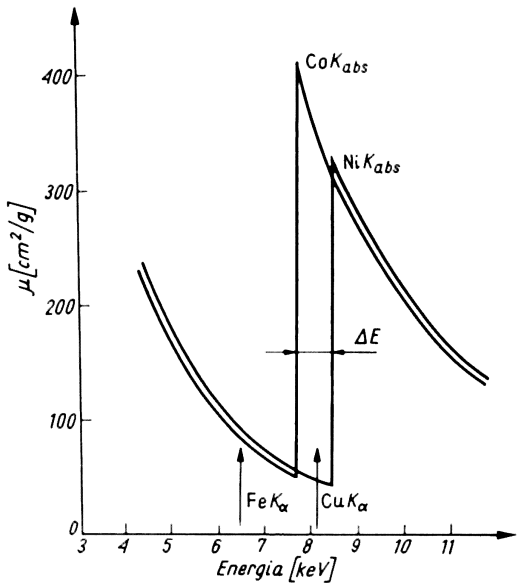


Rys. 5.48. Rozkład amplitudowy impulsów – widmo różniczkowe [5.45]

Pomiarami rozkładów amplitudowych, czyli segregowaniem impulsów według ich amplitud, zajmuje się dziedzina zwana spektrometrią amplitudową. Urządzenia pomiarowe stosowane do określania rozkładów amplitudowych impulsów, noszą nazwę spektrometrów rozkładów amplitudowych.

5.8.4. Metody filtrowe (absorpcyjne)

Metody filtrowe są najprostszymi metodami pomiaru energii kwantów promieniowania rentgenowskiego. Wykorzystuje się w nich zależność współczynnika absorpcji μ od energii fotonów promieniowania X. Technika ta polega na kolejnym przesłanianiu okienka licznika foliami (grubości rzędu 10 μm), wykonanymi z tak dobranych pierwiastków, by linia K_α oznaczanego pierwiastka była zawarta w kanale spektralnym określonym ich krawędziami absorpcji fotoelektrycznej, przypadającymi po obu stronach badanej linii widmowej. Mierzona różnica natężeń wykazuje, jaki przyczynek do widma stanowi promieniowanie z kanału spektralnego. Na rys. 5.49 przedstawiono zmiany współczynnika absorpcji promieniowania X dla dwóch absorbentów sąsiadujących ze sobą w układzie okresowym. Wyznaczają one kanał spektralny, w którym zawarta jest linia K_α miedzi. Filtry muszą mieć odpowiednio dobrane masy powierzchniowe, aby eliminować w rejestrowanej różnicy natężeń promieniowanie fluorescencyjne, pochodzące od pierwiastka lżejszego niż poszukiwany. Szczegółowe informacje dotyczące wspomnianej techniki dostępne są np. w pracach [5.9, 5.11, 5.17].



Rys. 5.49. Kanał spektralny ΔE określony przez krawędzie absorpcji fotoelektrycznej sąsiednich pierwiastków [5.9]

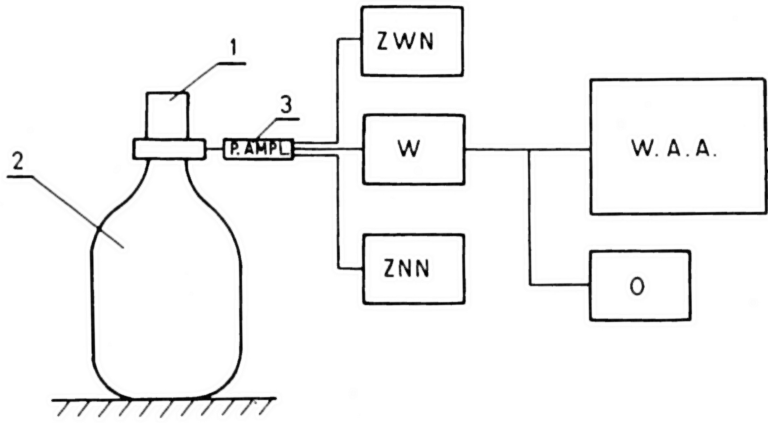
5.9. Elektroniczny spektrometr promieniowania rentgenowskiego

5.9.1. Wprowadzenie

W analizie promieniowania rentgenowskiego z wykorzystaniem spektrometrów elektronicznych (z dyspersją energii), polichromatyczne promieniowanie X pada bezpośrednio na detektor. Całkowity ładunek wytworzony przez każdy pochłonięty w objętości czynnej detektora foton jest proporcjonalny do zaabsorbowanej energii. Przykładowo fotony promieniowania rentgenowskiego o energii od 1 keV do 10 keV wytwarzają w detektorze krzemowym impulsy o ładunku od 260 e do 2600 e, tzn. $10^{-17} \div 10^{-16}$ C ($e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C). Przemieszczanie się tego ładunku pod wpływem wewnętrznego pola elektrycznego w detektorze, powoduje impulsowy przepływ prądu przez jego elektrody. Impuls prądowy pojawiający się na wyjściu detektora w wyniku odpowiedzi na każdy pojedynczy akt detekcji fotonu charakteryzuje się amplitudą, kształtem i czasem trwania. Czasy trwania impulsów prądowych zależą w istotny sposób od zastosowanego detektora jak i od energii wykrywanego promieniowania. Mogą się one zawierać w szerokich granicach od pikosekund do mikrosekund. Sygnał elektryczny, uzyskiwany z detektora, obciążony jest różnego rodzaju zaburzeniami wnoszonymi zarówno przez szum detektora, takimi jak fluktuacje procesu konwersji i szum własny, a także przez współpracujący z nim układ odbiorczy. Układ ten wnosi szumy własnych elementów konstrukcyjnych, zarówno aktywnych jak i pasywnych. Sygnał zniekształcany

może być także zakłóceniami zewnętrznymi. Ocena wartości parametrów sygnału w takiej „surowej" postaci jest więc obarczona pewnym błędem. Dlatego też, zanim zostanie poddany on analizie, musi ulec odpowiedniej obróbce, a w szczególności wzmocnieniu i filtracji za pomocą urządzeń elektronicznych, wchodzących w skład spektrometru promieniowania rentgenowskiego. Spektrometr ten może być zestawiony na wiele różnych sposobów [5.9, 5.16, 5.41, 5.43, 5.45, 5.48, 5.56]. Zasadniczo wyróżnia się w nim następujące części składowe (rys. 5.50):

- detektor promieniowania X (działanie i konstrukcja detektora zostały opisane w rozdziałach 5.6.2 i 5.6.3);
- przedwzmacniacz ładunkowy;
- liniowy wzmacniacz impulsowy z układem korygującym efekt przesuwania linii zerowej impulsów oraz ich spiętrzania;
- analizator amplitudy impulsów (jedno lub wielokanałowy);
- urządzenia zliczające i rejestrujące;
- zasilacz wysokiego napięcia detektora.



Rys. 5.50. Schemat blokowy spektrometru promieniowania X z detektorem półprzewodnikowym: 1 – detektor Si(Li); 2 – naczynie Dewara; 3 – przedwzmacniacz ładunkowy; ZWN – zasilacz wysokiego napięcia detektora; ZNN – zasilacz niskiego napięcia; W – wzmacniacz liniowy; WAA – wielokanałowy analizator amplitudy impulsów; O – oscyloskop [5.16]

5.9.2. Przedwzmacniacz ładunkowy

Sygnał elektryczny uzyskiwany z detektora promieniowania X w swej pierwotnej formie stanowi stochastyczny ciąg impulsów prądowych, niosących informacje o konwertowanej energii fotonu promieniowania rentgenowskiego w indywidualnych aktach detekcji oraz o średniej częstotliwości tych zdarzeń. Informację o energii kwantu promieniowania X reprezentuje ładunek zawarty w impulsie prądowym, indukowanym

w zewnętrznym obwodzie elektrody zbiorczej detektora. Średnią częstotliwość aktów detekcji fotonów X replikuje średnia częstotliwość generowanych impulsów prądowych.

Układem elektronicznym, bezpośrednio sprzężonym z detektorem i służącym do wstępnego przetwarzania sygnału stosownie do wymagań narzuconych przez rodzaj detektora oraz kolejne elementy systemu pomiarowego, jest przedwzmacniacz. Może on w zależności od potrzeb odbierać impuls prądowy z detektora w jednym z trzech podstawowych trybów [5.41, 5.43, 5.45, 5.48, 5.49, 5.56–5.64]:

1) impulsowym trybie prądowym;
2) impulsowym trybie napięciowym;
3) impulsowym trybie ładunkowym.

W pierwszym przypadku impuls prądowy z detektora zostaje przekazany na wejście przedwzmacniacza w swojej pierwotnej postaci. Odpowiedź napięciowa przedwzmacniacza zachowuje niezmieniony kształt impulsu. Warunkiem takiego przekazu jest bardzo mała rezystancja wejściowa przedwzmacniacza. Amplituda impulsu prądowego, powstającego w detektorze, nie jest proporcjonalna do pochłoniętej w nim energii, a więc i amplituda napięciowego sygnału na wyjściu przedwzmacniacza również nie jest do niej proporcjonalna.

W drugim przypadku pierwotny impuls prądowy zostaje wstępnie scałkowany w zewnętrznym obwodzie wejściowym RC przedwzmacniacza i wzmocniony jako wtórny impuls napięciowy. Odpowiednio duża rezystancja R i mała pojemność C podnosi korzystnie amplitudę odpowiedzi napięciowej przedwzmacniacza, modyfikując jednocześnie kształt i przebieg czasowy impulsu wyjściowego.

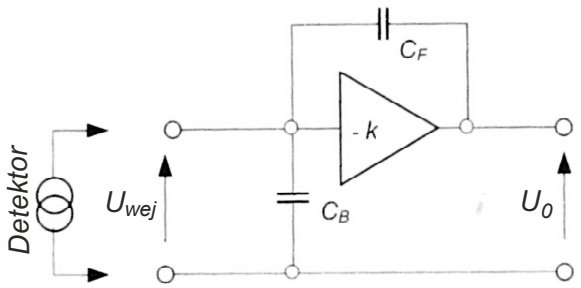
Tryb ładunkowy realizuje najwierniej całkowanie impulsu prądowego, co zapewnia uzyskanie odpowiedzi napięciowej o amplitudzie liniowo zależnej od ładunku niesionego przez pierwotny impuls prądowy, a więc tym samym od pochłoniętej w detektorze energii promieniowania X. Amplituda sygnału wyjściowego jest proporcjonalna do ładunku zawartego w wejściowym impulsie prądowym, który zostaje scałkowany w przedwzmacniaczu o stałej czasowej odpowiednio większej niż czas trwania impulsu prądowego.

Do współpracy z detektorem półprzewodnikowym promieniowania rentgenowskiego Si(Li) stosuje się przedwzmacniacz pracujący w impulsowym trybie ładunkowym zwany w skrócie przedwzmacniaczem ładunkowym. Jego funkcjonalnym zadaniem jest uformowanie na wyjściu przedwzmacniacza napięciowego sygnału odpowiedzi $U(t)$ o amplitudzie proporcjonalnej do ładunku Q niesionego przez wejściowy impuls prądowy

$I(t)$. Zadaniem tego przedwzmacniacza jest nie tylko wzmocnienie słabego sygnału z detektora półprzewodnikowego, lecz także wyeliminowanie wpływu zmiany pojemności detektora i pojemności szkodliwych na amplitudę sygnału wyjściowego. Pojemność detektora półprzewodnikowego jest uzależniona od wartości napięcia polaryzującego i nie może być uważana za stałą nawet w przypadku jej dobrej stabilizacji. Przy tym samym ładunku Q wytworzonym podczas aktu detekcji w objętości detektora, wspomniana zmiana pojemności powoduje różną odpowiedź napięciową przedwzmacniacza. W konstrukcji przedwzmacniacza eliminującej to zjawisko wykorzystuje się tzw. efekt Müllera. Polega on na $(k+1)$ krotnym zwiększeniu pojemności wejściowej przedwzmacniacza w stosunku do pojemności C_F włączonej w obwód sprzężenia zwrotnego. Współczynnik k jest współczynnikiem wzmocnienia przedwzmacniacza z otwartą pętlą sprzężenia zwrotnego. Na rys. 5.51 przedstawiono podstawową konfigurację sekcji wejściowej przedwzmacniacza ładunkowego. W takim rozwiązaniu wpływ pojemności detektora i pojemności szkodliwych C_B na amplitudę sygnału wyjściowego jest znikomo mały. Amplituda impulsu wyjściowego U_0 jest określona zależnością

$$U_0 = \frac{Q}{C_F}. \tag{5.117}$$

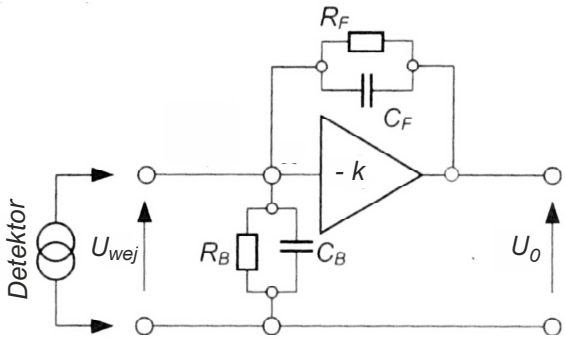
Pojemność C_F ma wpływ nie tylko na amplitudę impulsu, lecz także na czas jego opadania. Dlatego też wartość C_F powinna być tak mała, jak tylko to możliwe.



Rys. 5.51. Schemat bezrezystorowego wzmacniacza ładunkowego [5.48]

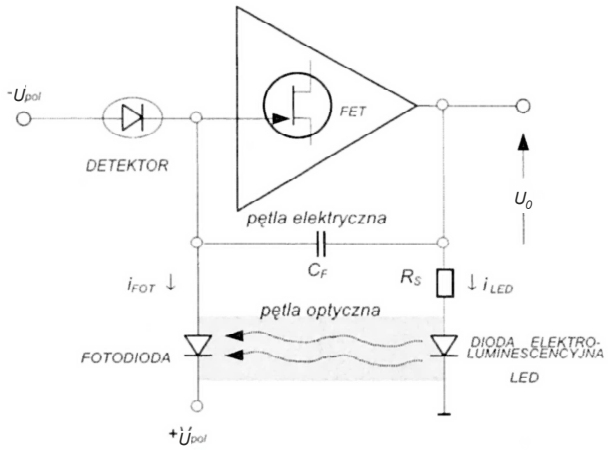
Detektor w warunkach normalnej pracy generuje stochastyczny ciąg impulsów prądowych o średniej częstotliwości zależnej od natężenia mierzonego promieniowania. Odpowiedzią przedwzmacniacza na ten ciąg impulsów prądowych jest narastające schodkowo napięcie na jego wyjściu, wynikające z akumulacji ładunku w pojemności sprzężenia zwrotnego C_F. Jest rzeczą oczywistą, że w takich warunkach przedwzmacniacz szybko osiąga stan nasycenia; wymaga on okresowej restytucji (tj. rozładowania

pojemności C_F) za pomocą dodatkowych układów wspomagających. Wolnym od powyższego efektu jest układ z rezystywną pętlą sprzężenia zwrotnego, w którym dla umożliwienia ciągłego spływu ładunku z pojemności C_F wprowadzono do pętli sprzężenia zwrotnego bocznikujący ją rezystor R_F (rys. 5.52). Symbolem R_B oznaczono na rysunku sumaryczną rezystancję wejściową przedwzmacniacza.



Rys. 5.52. Schemat wzmacniacza ładunkowego z rezystywną pętlą sprzężenia zwrotnego [5.48]

Obecność wysokoomowego rezystora R_F w schemacie przedwzmacniacza ma szkodliwy wpływ na własności szumowe układu. Tej rezystancji nie zawierają rozwiązania ze sprzężeniem optoelektronicznym. Zasadę działania takiego przedwzmacniacza ilustruje schemat funkcjonalny przedstawiony na rys. 5.53. Zastąpienie pętli rezystorowej pętlą transoptorową o działaniu ciągłym eliminuje bardzo znacząco szumy termiczne urządzenia.



Rys. 5.53. Schemat funkcjonalny wzmacniacza ze sprzężeniem optoelektronicznym [5.48]

Biorąc pod uwagę powyższe rozważania, przedwzmacniacz ładunkowy można zdefiniować jako całkujący konwerter prądowo-napięciowy, lub krócej, jako impulsowy konwerter ładunek-napięcie.

Przedwzmacniacze ładunkowe charakteryzują się wieloma różnymi parametrami, do najważniejszych z nich należą:

- czułość ładunkowa (charge sensitivity) k_Q;
- czułość energetyczna (energy sensitivity) k_E;
- równoważny ładunek szumów (equivalent noise charge) *ENC*;
- energetyczna zdolność rozdzielcza (energy resolution) $FWHM_{D-P}$.

Czułość ładunkowa jest najistotniejszym parametrem znamionowym przedwzmacniacza ładunkowego. Z definicji wyraża ją stosunek wartości maksymalnej amplitudy impulsu U_{0max} do wymuszenia ładunkowego Q:

$$k_Q = \frac{|U_{0max}|}{Q}. \tag{5.118}$$

Jeżeli wzmocnienie przedwzmacniacza w otwartej pętli $k >> 1$ to wówczas:

$$k_Q \approx \frac{1}{C_F}. \tag{5.119}$$

Czułość energetyczna k_E, w odróżnieniu od czułości ładunkowej k_Q odnoszącej się wyłącznie do przedwzmacniacza, dotyczy czułości układu detektor-przedwzmacniacz. Poniższa formuła podaje definicję tego parametru oraz jego związek z czułością ładunkową w oparciu o zależność:

$$k_E = \frac{|U_{0max}|}{E} = k_Q \frac{q}{W_d}, \tag{5.120}$$

gdzie: E – energia deponowana w objętości czynnej detektora w akcie detekcji fotonu promieniowania X,

W_d – oznacza współczynnik konwersji,

q – ładunek elementarny.

Równoważny ładunek szumów *ENC* (equivalent noise charge) jest to taki ładunek, którego pojawienie się na wejściu przedwzmacniacza spowoduje na jego wyjściu wystąpienie impulsu napięcia o amplitudzie U_{0max}, równej średniej kwadratowej napięcia szumów wejściowych $U_{N\,rms}$. Im mniejsza wartość *ENC*, tym układ detektor-przedwzmacniacz wykazuje lepszą zdolność rozdzielczą.

Energetyczna zdolność rozdzielcza to bardzo ważny parametr przedwzmacniacza ładunkowego. Podaje się ją zwykle jako energetyczną zdolność rozdzielczą układu detektor-przedwzmacniacz $FWHM_{D-P}$. Jest ona uzależniona od charakteru

i intensywności towarzyszących sygnałowi informacyjnemu szumów generowanych zarówno w układzie przedwzmacniacza oraz stowarzyszonym z nim detektorze, a także od fluktuacji związanych ze statystyką procesu detekcji:

$$FWHM_{D-P} = 2{,}355\sqrt{\sigma_F^2 + \sigma_S^2 + \sigma_P^2}\,, \tag{5.121}$$

gdzie: σ_F – fluktuacje związane ze statystyką procesu detekcji,

σ_S – fluktuacje szumowe detektora,

σ_P – średnie odchylenie standardowe rozmycia szumowego przedwzmacniacza.

W celu zwiększenia energetycznej zdolności rozdzielczej zespołu detektor-przedwzmacniacz, jego elementy umieszczone są blisko siebie we wspólnej obudowie-kriostacie. Dzięki temu za pomocą jednego układu oziębiającego, można chłodzić zarówno detektor półprzewodnikowy jak i przedwzmacniacz. Obniżając temperaturę pracy przedwzmacniacza, a w szczególności wejściowego tranzystora polowego FET do około 100 K, zdecydowanie zmniejsza się jego szumy termiczne. Bliskie usytuowanie detektora i przedwzmacniacza minimalizuje także montażowe, pasożytnicze pojemności układu.

5.9.3. Linowy wzmacniacz impulsowy

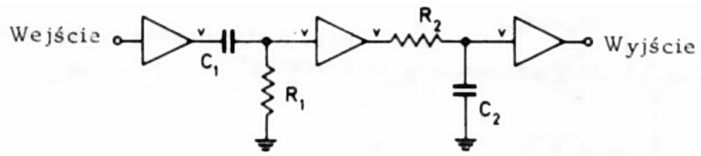
Impulsy prądowe z detektora promieniowania X poddane konwersji na impulsy napięciowe i wzmocnione za pomocą przedwzmacniacza ładunkowego, przesyłane są następnie na wejście liniowego wzmacniacza impulsowego. Zadaniem tego układu jest wzmocnienie i dostosowanie sygnału do charakterystyki wejściowej analizatora amplitudy impulsów, który stanowi kolejny element toru spektrometrycznego [5.41, 5.43, 5.45, 5.48, 5.49, 5.56–5.64].

Liniowy wzmacniacz impulsowy powinien charakteryzować się następującymi właściwościami:

- wysokość impulsu wyjściowego musi być funkcją monotoniczną i zależną liniowo od amplitudy impulsu wejściowego;
- wzmacniacz powinien wzmacniać prawidłowo małe impulsy, nawet w obecności dużych impulsów przeciążających;
- wzmocnienie wzmacniacza nie może zależeć od temperatury otoczenia;
- zjawisko nakładania (spiętrzania) impulsów powinno być nieznaczne nawet przy dużej ich częstotliwości;

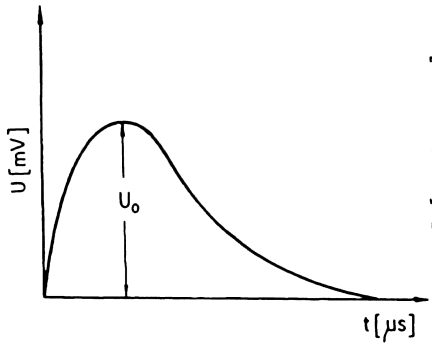
– szumy wzmacniacza muszą być znacznie mniejsze niż szumy wnoszone przez detektor i przedwzmacniacz;
– wybrany kształt impulsu powinien zapewniać optymalny stosunek sygnału do szumu.

Zachowanie wymaganej liniowości oraz zapewnienie możliwości filtracji sygnału, spełnia kaskada sekcji wzmacniających przeplatana zespołem filtrów górno i dolnoprzepustowych. Zalecane ich umiejscowienie w typowym układzie wzmacniacza pokazano na rys. 5.54.



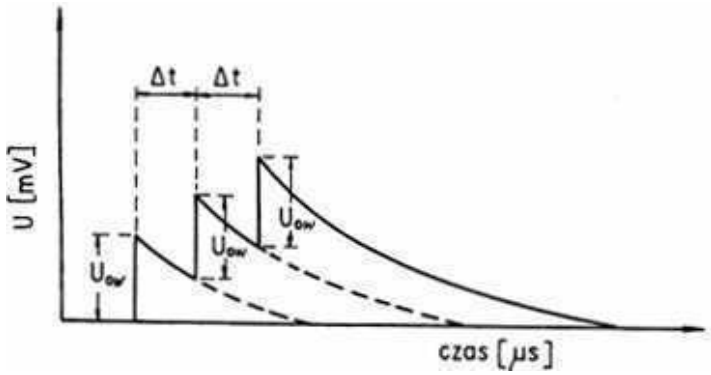
Rys. 5.54. Układ zastępczy rzeczywistego, liniowego wzmacniacza impulsowego [5.49]

Zespół filtrów w widmie częstotliwości określa pasmo, którego szerokość i kształt można tak dobrać, aby uzyskać najlepszy stosunek sygnału do szumów. Wykonania komercyjne wzmacniaczy impulsowych są wyposażone w układy formowania impulsów, mające stałe czasowe całkowania w zakresie od około 0,01 μs do 20 μs oraz stałe czasowe różniczkowania w przedziale od 0,05 μs do 100 μs. W praktyce stałe czasowe formowania impulsów są dobierane doświadczalnie. W spektrometrach z detektorami półprzewodnikowymi najczęściej stosuje się stałe czasowe od kilku do kilkudziesięciu mikrosekund. Wzmacniacz liniowy może wzmacniać impulsy wejściowe kilkaset razy, a maksymalna amplituda sygnału wyjściowego jest równa najczęściej 10 V. Kształt i czas trwania impulsu wyjściowego ma decydujący wpływ na zdolność rozdzielczą spektrometru. Na rys. 5.55 przedstawiono kształt prawidłowo uformowanego impulsu wyjściowego ze wzmacniacza.



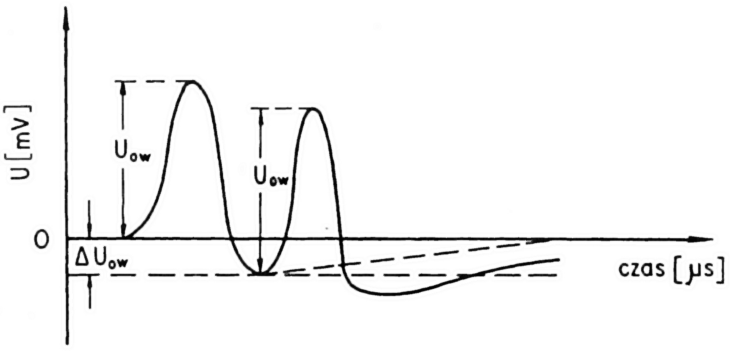
Rys. 5.55. Kształt prawidłowo uformowanego impulsu wyjściowego ze wzmacniacza liniowego [5.16]

Jeżeli odstępy czasowe między kolejnymi impulsami są mniejsze od rozciągłości czasowej impulsu, wówczas dochodzi do zjawiska ich spiętrzania (pile-up effect), co wpływa na pogorszenie zdolności rozdzielczej spektrometru. Na rys. 5.56 przykładowo przedstawiono spiętrzenie trzech impulsów o identycznych amplitudach U_{ow} i takich samych odstępach czasu Δt. W przypadku impulsów rozrzuconych stochastycznie w czasie, ich spiętrzanie prowadzi do przesunięcia w górę linii zerowej (zerowego poziomu sygnału) w stosunku do rzeczywistej. Stosując odpowiednie układy elektroniczne, a mianowicie układ wykrywania spiętrzeń (Pile-Up-Inspector – PUI) oraz układ eliminacji spiętrzeń (Pile-Up-Rejector – PUR), można ograniczyć wpływ omawianego zjawiska na kształt rejestrowanego widma energetycznego.



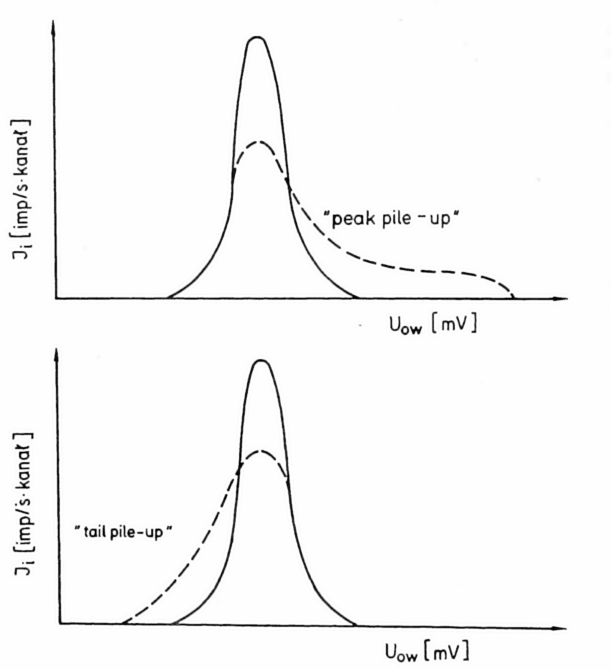
Rys. 5.56. Spiętrzenie impulsów o takich samych amplitudach U_{ow} i takich samych odstępach czasowych Δt (pile-up effect) [5.16]

W układach wzmacniających, w przypadku różniczkowania impulsów z długą stałą czasową, nie do uniknięcia jest pojawienie się długich ujemnych przerzutów (undershoot). Prowadzi to do wystąpienia stanów przejściowych (tzw. tail pile-up effect), polegających na tym, że poziom zerowy sygnału po stronie opadającej leży niżej niż analogiczny poziom po stronie narastającej (base-line shift) (rys. 5.57).



Rys. 5.57. Nakładanie się impulsów z ujemnymi przerzutami prowadzące do przesunięcia w dół linii zerowej amplitudy (base line shift) [5.16]

Zjawisku temu przeciwdziałają układy korygujące (tzw. Base-Line Restorer – BLR). Zniekształcenie wierzchołka energetycznego spowodowane przez opisywane wyżej zjawiska przedstawia rys. 5.58.



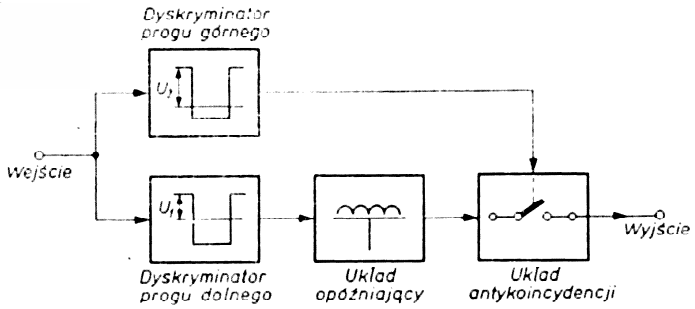
Rys. 5.58. Zniekształcenie wierzchołka w energetycznym widmie promieniowania X w wyniku wystąpienia zjawisk typu peak pile-up i tail pile-up [5.16]

Innym zjawiskiem charakterystycznym dla elektronicznego spektrometru promieniowania X jest pojawienie się na wejściu wzmacniacza impulsu przeciążającego o dużej amplitudzie. Powoduje on na wyjściu dwa efekty, a mianowicie dystorsję (zniekształcanie) amplitudy, wynikającą z wyjścia poza zakres liniowości wzmacniacza oraz przerzut ujemny o długim czasie powrotu do linii zerowej. Jeżeli na wyjściu wzmacniacza, w krótkim odstępie czasu po impulsie przeciążającym, pojawi się następny impuls, to może dojść do jego zgubienia lub zmiany amplitudy wskutek przesunięcia linii zerowej. Do zjawiska gubienia impulsów dochodzi, gdy drugi impuls nałoży się na początkową dodatnią część impulsu przeciążającego.

5.9.4. Jednokanałowy analizator amplitudy impulsów

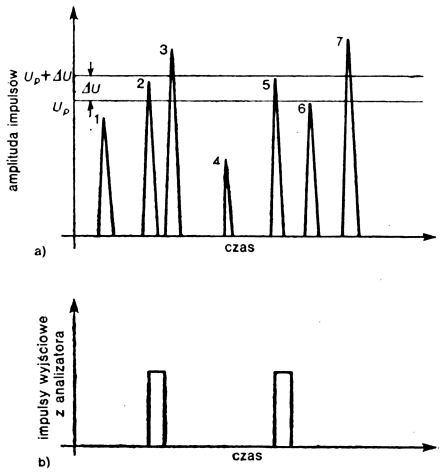
Jeśli impulsy ze wzmacniacza liniowego doprowadzić bezpośrednio do układu zliczającego, otrzyma się całkowitą liczbę fotonów promieniowania rentgenowskiego rejestrowanych przez detektor bez zróżnicowania ich pod względem energii. Zróżnicowanie to może być dokonane dzięki użyciu analizatora amplitudy, którego

zadaniem jest właśnie segregowanie impulsów według ich amplitud [5.41, 5.43, 5.45, 5.48, 5.49, 5.56–5.64]. W układach jednokanałowych analizatorów amplitudy (rys. 5.59) impulsy wejściowe podawane są na dwa dyskryminatory amplitudy: dyskryminator progu dolnego i dyskryminator progu górnego.



Rys. 5.59. Schemat blokowy analizatora jednokanałowego z układem opóźniającym w torze dyskryminatora progu dolnego [5.45]

Dyskryminator działa na zasadzie porównania wysokości impulsu wejściowego z poziomem napięcia wzorcowego (napięciem progowym). Próg zadziałania dyskryminatora dolnego odpowiada pewnej wartości napięcia U_{pd}. Próg zadziałania dyskryminatora progu górnego nastawiony jest na wartość napięcia U_{pg} tak, że $U_{pd} = U_{pd} + \Delta U$. Wartość napięcia ΔU jest to tzw. szerokość kanału analizatora, zwana również oknem. Wyjścia dyskryminatorów połączone są z wejściami układu antykoincydencyjnego. Na wyjściu tego układu pojawia się impuls tylko wtedy, jeżeli impuls wejściowy wyzwoli jedynie dyskryminator progu dolnego. Oznacza to, że amplituda tego impulsu zawiera się w przedziale napięcia $U_{pd} + \Delta U$ (rys. 5.60).



Rys. 5.60. Zasada działania analizatora impulsów: a) impulsy na wejściu analizatora; b) impulsy na wyjściu analizatora [5.41]

W wielu rozwiązaniach analizatorów jednokanałowych impuls wyjściowy ma kształt prostokątny o szerokości 0,5 μs i amplitudzie +5 V. Amplituda impulsu wejściowego może osiągać wartość do 10 V, natomiast szerokość okna ΔU zawiera się w przedziale od 0,02 V do 2 V.

Z uwagi na skończony czas narastania impulsu wejściowego, dyskryminator progu górnego zadziała z pewnym opóźnieniem czasowym względem chwili uruchomienia dyskryminatora progu dolnego. Impuls wyjściowy dyskryminatora progu dolnego dotrze zatem do układu antykoincydencyjnego nieco wcześniej niż impuls wyjściowy dyskryminatora progu górnego, co oczywiście może spowodować powstanie fałszywych impulsów wyjściowych. Aby temu zapobiec, pomiędzy wyjściem dyskryminatora progu dolnego, a wejściem układu antykoincydencyjnego umieszcza się układ opóźniający (patrz rys. 5.59). Układ opóźniający zapewnia, że impulsy wyjściowe z obu dyskryminatorów pojawiają się w tym samym czasie na wejściach układu antykoincydencyjnego. Impulsy wyjściowe z jednokanałowego analizatora amplitudy rejestrowane są zwykle za pomocą licznika impulsów bramkowanego sygnałem z zegara. Licznik pozwala na cyfrowy odczyt zarejestrowanej liczby impulsów dla wybranego położenia okna analizatora i w określonym przedziale czasu. Licznik impulsów zwykle współpracuje z układem pamięci służącym do gromadzenia wyników kolejnych pomiarów.

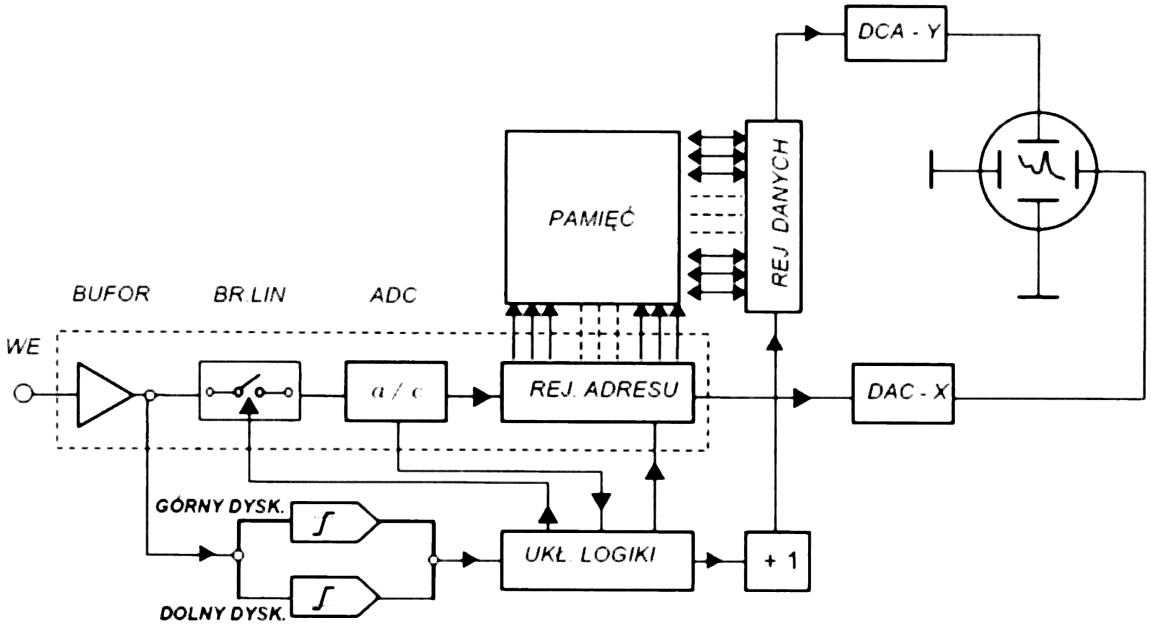
Analiza widma amplitudowego impulsów za pomocą analizatora jednokanałowego polega na przesuwaniu kanału (okna) wzdłuż widma. W tym celu zmienia się w sposób ciągły lub skokowy, ręcznie lub automatycznie, wartość napięcia progowego U_p od minimalnej do maksymalnej lub odwrotnie. Analizator jednokanałowy może również pracować w reżimie dyskryminacji tylko progu dolnego lub tylko progu górnego.

Obecnie analizatory jednokanałowe stosuje się prawie wyłącznie do wyodrębnienia określonego fragmentu widma w sposób niezmienny podczas trwania pomiaru.

5.9.5. Wielokanałowy analizator amplitudy impulsów

Spektrometr z jednokanałowym analizatorem amplitudy (o przesuwnym kanale) nie pozwala na równoczesny pomiar częstości zliczeń impulsów wytwarzanych w detektorze przez fotony o różnych energiach. Wyznaczenie widma różniczkowego wymaga wielu pomiarów przy kolejnych, różnych pozycjach okna (kanału analizatora). Wady tej nie posiadają wielokanałowe analizatory amplitudy impulsów (WAA), to znaczy urządzenia

pozwalające na prawie równoczesny pomiar częstości zliczeń w n_k kanałach o równej szerokości [5.41, 5.43, 5.45, 5.48, 5.49, 5.56–5.64]. Podstawową strukturę klasycznego, wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów (nazwa angielska: multichannel analyzer, w skrócie MCA) przedstawiono na rys. 5.61.

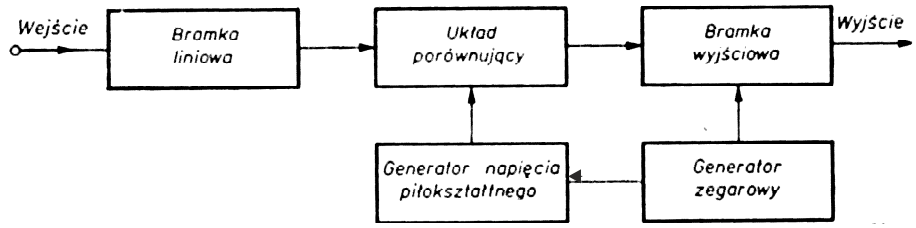


Rys. 5.61. Schemat blokowy wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów [5.58]

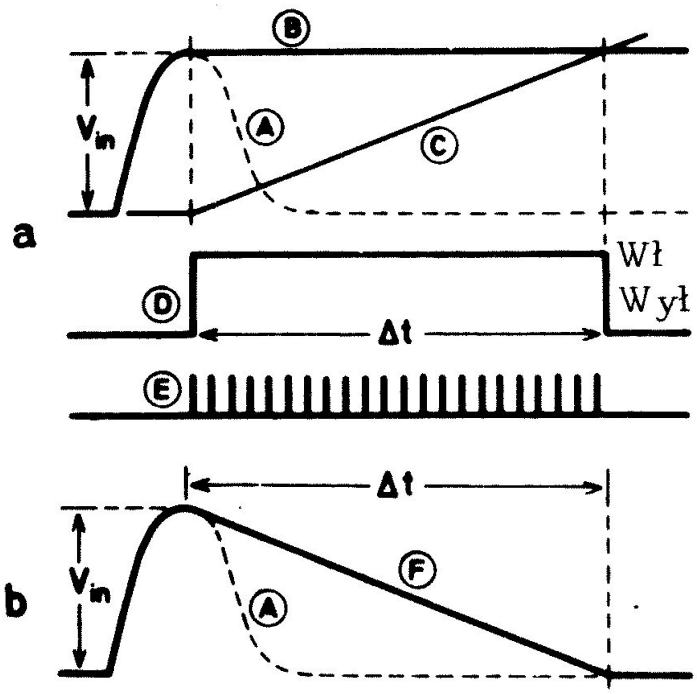
Uwidacznia on bloki realizujące założone zadania funkcjonalne, tj. ekstrakcję pożądanej informacji oraz jej uporządkowane gromadzenie, jak również blok sterujący pracą systemu i układu bieżącego odczytu wyników pomiaru. Dla przejrzystości na schemacie pominięto inne możliwe sposoby odbioru danych pomiarowych, zarówno cyfrowych jak i analogowych. Tor pomiarowy analogowo-cyfrowy zawiera wejściowy wzmacniacz buforujący, bramkę liniową oraz konwerter analogowo-cyfrowy (ang. analog-to-digital converter, w skrócie ADC). Badany impuls za pośrednictwem wzmacniacza buforującego doprowadzony jest na wejście przetwornika analogowo-cyfrowego, w którym następuje konwersja sygnału na postać cyfrową. Binarne słowo wyjściowe z przetwornika stanowi adres odpowiedniej komórki pamięci, której zawartość zostaje zwiększona o jeden. Po przeprowadzeniu konwersji układ jest wyzerowany i gotowy do analizy następnego impulsu.

Podstawowym blokiem wielokanałowego analizatora amplitudy jest przetwornik analogowo-cyfrowy, w którym mierzony parametr wejściowy, czyli amplituda impulsu jest przekształcona na odpowiednią wartość cyfrową. Najczęściej stosowanym typem przetwornika analogowo-cyfrowego w spektrometrii promieniowania jonizującego jest

przetwornik Wilkinsona. Zasadę pracy tego układu przedstawiono rys. 5.62a i 5.62b. Analizowany impuls wejściowy (A) o amplitudzie U_{in} za pośrednictwem bramki liniowej podawany jest na wejście układu wydłużającego i pojawia się na jego wyjściu bez zmiany amplitudy.



Rys. 5.62a. Uproszczony schemat przetwornika analogowo-cyfrowego (sekcja przetwornika amplituda-czas) [5.45]



Rys. 5.62b. Kształty impulsów w różnych punktach przetwornika analogowo-cyfrowego typu Wilkinsona [5.49]

W chwili, kiedy impuls wejściowy U_{in} osiąga maksimum, detektor napięcia szczytowego uruchamia generator napięcia piłokształtnego (C), który cechuje się wysoką liniowością napięcia i stałym nachyleniem. W tym samym momencie otwierana jest bramka wyjściowa (D). Z chwilą zrównania napięć z układu wydłużającego impuls i generatora piłokształtnego ((B)=(C)), kończy się zamiana amplitudy na czas. Specjalny komparator napięcia zamyka bramkę (D). Oznacz to, że czas trwania impulsu otwarcia

bramki Δt jest proporcjonalny do amplitudy sygnału wejściowego U_{in} ($\Delta t \sim U_{in}$). W czasie Δt binarny licznik elektroniczny, który stanowi jednocześnie rejestr adresowy pamięci analizatora, zlicza impulsy (E) z generatora zegarowego przechodzące przez bramkę wyjściową (D). Generator zegarowy, to wysoko stabilny generator kwarcowy o częstotliwości np. 100 MHz. Liczba impulsów zegarowych n_z zarejestrowana w liczniku jest proporcjonalna do Δt i tym samym do U_{in}. Zatem liczba impulsów n_z reprezentuje cyfrowy odpowiednik amplitudy impulsu wejściowego i stanowi adres komórki pamięci, w której ma być zarejestrowane wystąpienie odpowiedniego zdarzenia (zawartość tej komórki zostaje zwiększona o +1).

Ponieważ trudno jest utrzymać stałą amplitudę U_{in} na wyjściu układu wydłużającego impuls przez wymagany odcinek czasu Δt, często stosuje się inny wariant przetwornika Wilkinsona (rys. 5.62b). W układzie tym kondensator zostaje naładowany do maksymalnej wartości napięcia impulsu U_{in}. Następnie rozładowuje się go liniowo (F) prądem o stałym natężeniu. Tak więc czas rozładowania kondensatora do napięcia zerowego, określa przedział czasu Δt, który jest proporcjonalny do amplitudy sygnały wejściowego U_{in}.

Istotnym elementem wielokanałowego analizatora amplitudy jest pamięć histogramująca. Typowa pojemność pojedynczej komórki pamięci wynosi 2^{16} impulsów, natomiast liczba komórek (kanałów) może być równa 2^{14}. Całą pamięć WAA można zwykle podzielić na (2, 4, 8, 16) części, co umożliwia zarejestrowanie kilku różnych widm.

Do podstawowych parametrów definiujących pracę WAA należą:

- liczba kanałów;
- pojemność kanału;
- zakres roboczy amplitud;
- współczynnik przetwarzania;
- szerokość kanału;
- profil kanału;
- czas martwy;
- nieliniowość całkowa;
- nieliniowość różniczkowa;
- względna amplitudowa zdolność rozdzielcza.

Proces konwersji analogowo-cyfrowej sygnału przebiega w przestrzeni pomiarowej wyznaczonej zakresem amplitud sygnału wejściowego (U_{min} i U_{max}), w którym analizator pracuje zgodnie z wymaganiami, liczbą przedziałów kwantowania (liczbą kanałów) oraz liczbą zdarzeń, jaka może być zarejestrowana w jednym kanale (zwykle 2^{16}).

Samą przemianę amplitudowo-cyfrową reprezentuje współczynnik przetwarzania definiowany jako stosunek liczby poziomów kwantowania do odpowiadającej jej różnicy wartości amplitud sygnału wejściowego. Odwrotnością tego współczynnika jest szerokość kanału, którą należy rozumieć jako różnicę między dwoma sąsiednimi poziomami kwantowania sygnału wejściowego. W idealnym przypadku kanały powinny do siebie przylegać, a ich profil przybierać kształt prostokątny. W praktyce nie jest to spełnione, profile kanałów mają kształty różniące się od prostokątnego (np. trójkątny) i w pewnej części pokrywają się wzajemnie.

Jak wynika z opisu, proces formowania odpowiedzi analizatora na pojedynczy impuls wejściowy i lokowania jej w pamięci histogramującej zachodzi w kilku etapach, z których każdy przebiega we właściwym przedziale czasowym. Na łączny czas trwania tych etapów kontrolujący pracę analizatora układ logiki wzbrania (za pośrednictwem bramki liniowej w torze przetwornika ADC) transmisję kolejnych impulsów. Suma cząstkowych czasów blokady bramki liniowej wyznacza tzw. czas martwy analizatora. Z definicji jest to najmniejszy przedział czasu liczony od momentu przyjęcia impulsu do analizy, w ciągu którego WAA nie jest w stanie zarejestrować następnego impulsu. Poszczególne składowe czasu martwego WAA to: czas narastania impulsu wejściowego, czas próbkowania, czas konwersji oraz czas przekazywania informacji między pamięcią a rejestrami (tzw. czas cyklu pamięci). Czas martwy analizatora jest parametrem dwuczłonowym z wyodrębnionymi składowymi: stałą – niezależną od amplitudy impulsu i zmienną – związaną z operacją przemiany amplitudowo-cyfrowej. W różnych rozwiązaniach WAA czas martwy zawiera się w przedziale od kilku do kilkudziesięciu mikrosekund.

Pozostałe parametry WAA, takie jak: nieliniowość całkowa, nieliniowość różniczkowa i względna amplitudowa zdolność rozdzielcza definiuje się identycznie jak parametry spektrometru promieniowania X (patrz rozdział 5.11).

5.9.6. Zasilacz wysokiego napięcia detektora

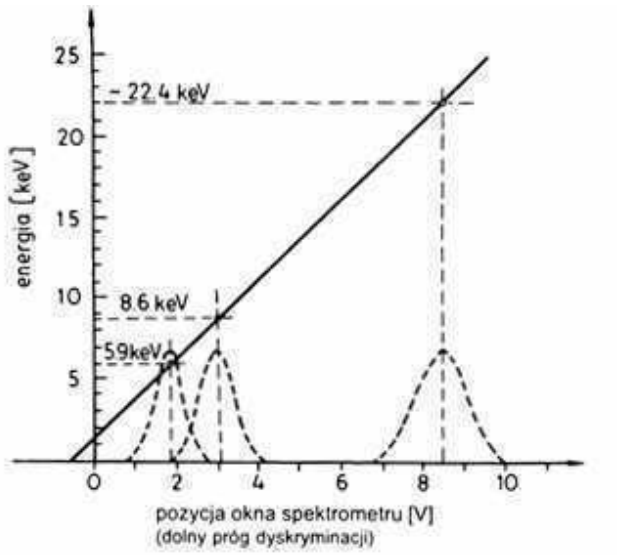
Aby detektor mógł pracować, konieczne jest doprowadzenie do jego elektrod wysokiego napięcia polaryzacji. Napięciu temu stawia się duże wymagania odnośnie stabilności i szumów. Zupełnie wyeliminowane muszą być drgania zarówno wysokiej jak i niskiej częstotliwości, ponieważ mogą one modulować sygnał wyjściowy z przedwzmacniacza. Zasilacz powinien posiadać ciągłą regulację napięcia od 0 do 1000 V, a także układ podtrzymujący ustaloną wartość WN. Ma on zapobiegać nagłemu zanikowi napięcia polaryzacji detektora. Szybkie włączenie lub wyłączenie tego napięcia najczęściej prowadzi do uszkodzenia tranzystora wejściowego typu FET w przedwzmacniaczu ładunkowym.

5.10. Cechowanie elektronicznego spektrometru promieniowania rentgenowskiego

Każdej amplitudzie impulsu napięciowego rejestrowanego w wielokanałowym analizatorze amplitudy (WAA) odpowiada określona energia fotonu X zaabsorbowanego w detektorze. A zatem każdemu widmu amplitudowemu, zapisanemu w pamięci WAA, odpowiada widmo energetyczne przedstawiające zależność mierzonych częstości zliczeń w kanałach od energii fotonów X. Widmo energetyczne otrzymuje się z widma amplitudowego po wycechowaniu spektrometru. Cechowanie przeprowadza się używając wzorcowych źródeł promieniowania X o różnych znanych energiach fotonów [5.65]. Może to być promieniowanie X, pochodzące ze źródeł izotopowych lub też wtórne promieniowanie fluorescencyjne określonych pierwiastków, wzbudzane za pomocą dowolnego, pierwotnego promieniowania jonizującego [5.9, 5.16, 5.41, 5.45].

Każdej energii fotonów odpowiada określona amplituda impulsów napięciowych, a tym samym określony numer kanału analizatora, w którym pojawia się odpowiedni wierzchołek częstości zliczeń. Wykreślając otrzymaną doświadczalnie zależność między numerami kanałów, a znanymi wartościami energii fotonów promieniowania X użytych do cechowania, otrzymuje się wykres jak na rysunku 5.63.

Przy prawidłowej pracy wszystkich układów spektrometru wykres ten powinien być linią prostą. Dysponując taką charakterystyką cechowania, każdemu numerowi kanału WAA można przyporządkować odpowiednią wartość energii fotonów promieniowania X zarejestrowanych w detektorze. W rezultacie widmo amplitudowe można przekształcić w widmo energetyczne, odkładając na osi odciętych wartość energii fotonów X.



Rys. 5.63. Przykład cechowania spektrometru promieniowania X przy użyciu trzech źródeł fotonów o znanych energiach: 5.9 keV (promieniowanie źródła ^{55}Fe); 8,6 keV (promieniowanie fluorescencyjne cynku – linia Zn-K_α); 22,4 keV (promieniowanie źródła ^{109}Cd) [5.16]

5.11. Podstawowe parametry spektrometru promieniowania rentgenowskiego z dyspersją energii

5.11.1. Wprowadzenie

Do podstawowych parametrów charakteryzujących spektrometr promieniowania rentgenowskiego zalicza się [5.41, 5.45]:

- zdolność rozdzielczą;
- liniowość;
- maksymalną częstotliwość rejestracji impulsów;
- stabilność czasową.

Na wartość w/w parametrów składają się odpowiednie parametry urządzeń stanowiących cały tor pomiarowy spektrometru. Dla przypomnienia, najważniejszymi blokami składowymi są: detektor promieniowania X, przedwzmacniacz ładunkowy, wzmacniacz liniowy i wielokanałowy analizator amplitudy.

5.11.2. Zdolność rozdzielcza spektrometru promieniowania rentgenowskiego

Podstawowym parametrem każdego spektrometru promieniowania rentgenowskiego (a także każdego innego spektrometru promieniowania jonizującego) jest amplitudowa zdolność rozdzielcza R, która decyduje o możliwości rozróżniania wierzchołków

amplitudowych w analizowanym widmie [5.41, 5.45]. Amplitudową zdolność rozdzielczą wyraża się stosunkiem szerokości wierzchołka ΔU, mierzonej w połowie jego wysokości do położenia maksimum tego wierzchołka U_0. Stosunek ten podaje się w procentach zgodnie z zależnością:

$$R = \frac{\Delta U}{U_0} \cdot 100\% . \tag{5.122}$$

W spektrometrach promieniowania rentgenowskiego szerokości wierzchołka i jego położenia nie określa się w jednostkach napięcia, lecz w odpowiadających im jednostkach energii. Tak więc zdolność rozdzielczą spektrometru promieniowania X przedstawia wzór:

$$R = \frac{\Delta E}{E_0} \cdot 100\% . \tag{5.123}$$

Szerokość wierzchołka i jego położenie wyraża się w elektronowoltach lub kiloelektronowoltach. Najczęściej, podobnie jak w przypadku detektorów półprzewodnikowych, energetyczną zdolność rozdzielczą toru spektrometrycznego przyjęto definiować szerokością połówkową wierzchołka *FWHM*, z uwagą jakiej energii ona dotyczy (np. 5,9 keV).

5.11.3. Liniowość spektrometru promieniowania rentgenowskiego

Kolejnym ważnym parametrem spektrometru promieniowania rentgenowskiego jest liniowość jego charakterystyki amplitudowej [5.41, 5.45]. Charakterystyka amplitudowa toru spektrometrycznego powinna mieć przebieg liniowy, tzn. amplitudy impulsów rejestrowanych przez spektrometr mają być ściśle proporcjonalne do wartości wywołującej je wielkości fizycznej (np. energii fotonów X). W warunkach rzeczywistych charakterystyka amplitudowa spektrometru jest nieliniowa, a jej odchylenie od charakterystyki idealnej opisują dwa parametry: nieliniowość całkowa i nieliniowość różniczkowa. Na te nieliniowości składają się rzeczywiste charakterystyki przenoszenia poszczególnych bloków spektrometru.

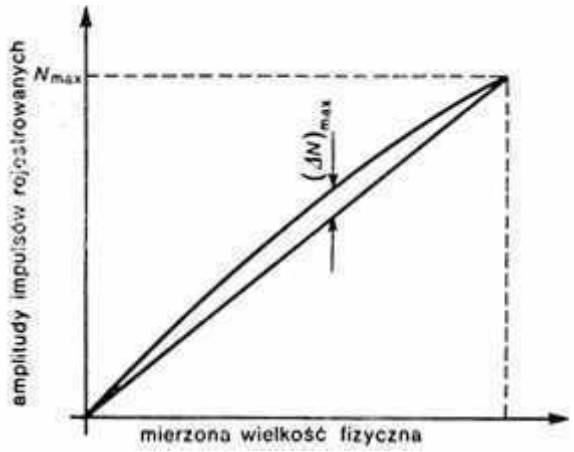
5.11.3.1. Nieliniowość całkowa spektrometru promieniowania rentgenowskiego

Nieliniowość całkowa spektrometru promieniowania X jest to procentowy stosunek maksymalnego odchylenia (w zakresie roboczym) rzeczywistej charakterystyki

przenoszenia względem idealnej charakterystyki liniowej do maksymalnej amplitudy impulsu. Nieliniowość całkową można wyrazić zależnością [5.41, 5.45]:

$$L_c = \frac{(\Delta N)_{max}}{N_{max}} \cdot 100\% . \tag{5.124}$$

Rysunek 5.64 pokazuje sposób wyznaczenia ΔN_{max} i N_{max}. Nieliniowość całkowa typowego spektrometru z analizatorem wielokanałowym jest lepsza od ± 0,5%. Wartość ta odnosi się zwykle do liczby obejmującej 97% pełnego zakresu kanałów.



Rys. 5.64. Określanie liniowości całkowej spektrometru promieniowania X [5.41]

5.11.3.2. Nieliniowość różniczkowa spektrometru promieniowania rentgenowskiego

Nieliniowość różniczkowa spektrometru promieniowania X jest parametrem odnoszącym się do WAA, określającym maksymalne względne odchylenie indywidualnej szerokości kanału od średniej szerokości kanału w zakresie roboczym. Nieliniowość różniczkowa jest określona zależnością [5.41, 5.45]:

$$L_r = \frac{\left[\frac{\Delta N}{\Delta U} - \left(\frac{\Delta N}{\Delta U}\right)_{śr}\right]}{\left(\frac{\Delta N}{\Delta U}\right)_{śr}} \cdot 100\% . \tag{5.125}$$

W powyższym wyrażeniu ΔN oznacza szerokość kanału odpowiadającą zmianie amplitudy impulsu wejściowego ΔU. Typowa wartość nieliniowości różniczkowej jest lepsza od ±1%, wyznaczona dla 97% pełnego zakresu kanałów.

5.11.4. Maksymalna częstotliwość rejestracji impulsów w spektrometrze promieniowania rentgenowskiego

Maksymalna częstotliwość rejestracji impulsów w spektrometrze promieniowania X jest określona czasem przetwarzania wielkości fizycznej (energii fotonu promieniowania X) na sygnał elektryczny oraz czasem niezbędnym do jego posegregowania i rejestracji. W spektrometrach z WAA parametr ten jest zdeterminowany głównie długością czasu martwego analizatora [5.41, 5.45].

5.11.5. Stabilność spektrometru promieniowania rentgenowskiego

Kolejnym parametrem charakteryzującym spektrometr promieniowania X jest jego stabilność, mająca szczególnie duże znaczenie w pomiarach trwających w dłuższym czasie. Rozróżnia się stabilność krótkoczasową i długoczasową [5.41, 5.45]. Stabilność krótkoczasową definiuje się jako zmianę położenia analizowanego wierzchołka przy pracy ciągłej przez 8 godz. Stabilność długoczasową odnosi się do czasu pracy ciągłej rzędu kilkudziesięciu godzin. Duży wpływ na stabilność spektrometru ma temperatura otoczenia. Przy precyzyjnych pomiarach aparaturę spektrometryczną należy chronić przed wszelkimi zmianami temperatury, stosując klimatyzację pomieszczenia.

5.12. Stanowisko pomiarowe przeznaczone do badania emisji promieniowania X z tarcz bombardowanych jonowo

5.12.1. Wprowadzenie

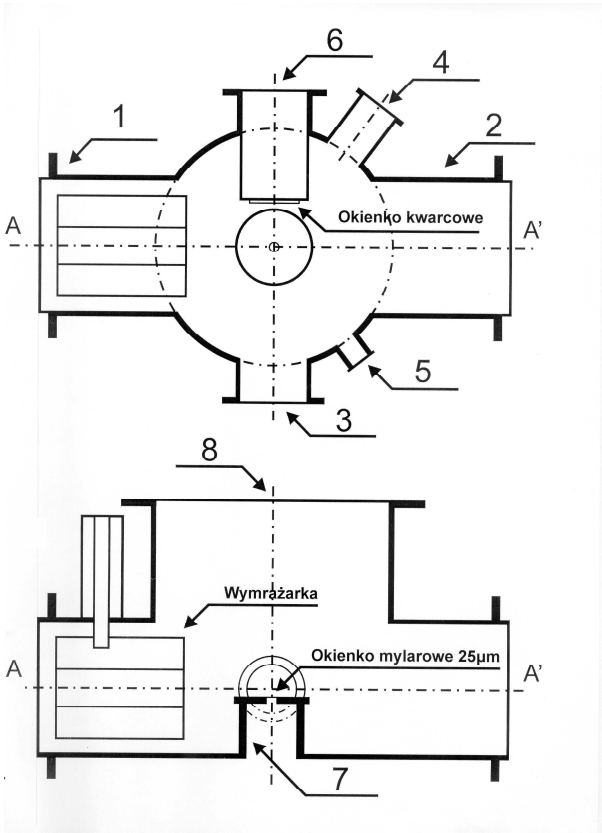
Przeprowadzenie fizycznego eksperymentu pomiarowego jest działaniem wieloetapowym. Jego poprawne wykonanie wymaga dobrej znajomości zachodzących w nim zjawisk oraz wzajemnych relacji między nimi. Pomocna jest w tym wiedza z zakresu wielu dziedzin nauki. Na wstępie należy zaprojektować eksperyment określając sygnały pomiarowe oraz dobrać odpowiednie detektory mierzonych wielkości. Kolejny etap polega na budowie stanowiska eksperymentalnego, konstrukcji analogowych i cyfrowych torów analizy dostępnych sygnałów. W następnych krokach procesu pomiarowego trzeba zrealizować przesyłanie zgromadzonych danych i ich algorytmiczne przetwarzanie [5.66–5.69].

Do badania zjawiska emisji promieniowania elektromagnetycznego w zakresie optycznym i rentgenowskim, wzbudzanego w tarczach bombardowanych wiązką jonów

średnich energii, zaprojektowano i uruchomiono specjalne stanowisko pomiarowe połączone z traktem jonowym implantatora UNIMAS 79 [5.70–5.73]. Głównymi elementami w/w stanowiska są: komora próżniowa, komora eksperymentalna i elektroniczny układ pomiarowy [5.74, 5.75]. Konstruktorem opisywanego stanowiska pomiarowego w dużej części był autor niniejszego opracowania.

5.12.2. Komora próżniowa

Komora próżniowa, której wygląd przedstawiono na rys. 5.65, została wykonana ze stali kwasoodpornej. Posiada ona osiem konstrukcyjnych portów przyłączeniowych, zakończonych odpowiednimi kołnierzami. Pierwszy port służy do połączenia z traktem jonowym implantatora. W łączniku tego portu umieszczono wymrażarkę azotową o pojemności około 1 l i średnicy otworu przelotowego 50 mm.



Rys. 5.65. Schemat komory próżniowej stanowiska pomiarowego, przeznaczonego do badania emisji promieniowania X

Wymrażarki stosuje się w celu wyeliminowania zjawiska osadzania cząsteczek węglowodorów na powierzchni bombardowanej tarczy, co w efekcie może prowadzić do jej kontaminacji warstewką węgla. Węglowodory te są zawarte w małych ilościach par

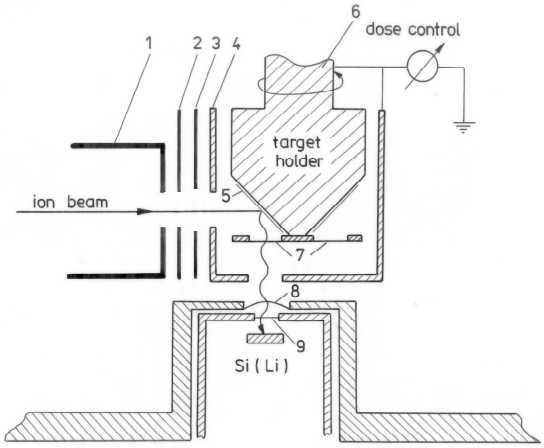
oleju, przedostających się z pompy dyfuzyjnej obszaru źródła jonowego. Zimne pułapki powodują kondensację tych par, w wyniku czego ich ciśnienie cząstkowe w pobliżu próbki ulega znacznemu zmniejszeniu. Do portu nr 2 podłączono pompę turbomolekularną typu BOC EDWARDS EXT 555H. Porty o numerach 3 i 4 służą do zamontowania próżniowych głowic pomiarowych – jonizacyjnej i termoelektrycznej. Głowica jonizacyjna typu IKR 251 stanowi część składową próżniomierza typu TPG 261 firmy PFEIFFER VACCUM, przeznaczonego do pomiaru poziomu wysokiej próżni. Głowica termoelektryczna współpracująca z próżniomierzem typu PT3, zapewnia pomiar poziomu próżni wstępnej. Próżnię wstępną w komorze uzyskuje się za pomocą dwustopniowej, olejowej pompy rotacyjnej typu BL 30 połączonej z pompą turbomolekularną za pośrednictwem węża próżniowego, pułapki olejowej i ręcznego zaworu odcinającego. Do portu nr 5 przymocowano zawór zapowietrzający. W komorze uzyskuje się wysoką próżnię na poziomie $3 \cdot 10^{-7}$ mbr, natomiast próżnię wstępną na poziomie $2 \cdot 10^{-2}$ mbr. Port nr 6 jest wziernikiem przeznaczonym do wprowadzenia tzw. tubusa, w którym na specjalnym manipulatorze została zamocowana soczewka kwarcowa, stanowiąca część toru optycznego, przewidzianego do badania emisji jonowo-fotonowej (patrz rozdział 6). Otwór w tubusie zamknięto próżniowo okienkiem kwarcowym. Port nr 7 (tzw. kominek) umiejscowiony jest w dnie komory i służy do wprowadzenia kriostatu z detektorem promieniowania rentgenowskiego. Wysokość kominka została tak dobrana, aby detektor mógł być umieszczony jak najbliżej bombardowanej tarczy. Otwór w kominku zamknięto próżniowo specjalnym, przepuszczalnym dla promieniowania X, cienkim okienkiem mylarowym o grubości 25 μm i średnicy 10 mm. Od góry (port nr 8) komora została zakryta próżniową pokrywą wykonaną ze stali kwasoodpornej. Zamontowana w niej wymrażarka azotowa może być obracana dookoła swojej pionowej osi, która jest przesunięta w stosunku do pionowej osi komory o 10 mm w kierunku portu nr 2. Ponieważ na trzpieniu wymrażarki konstrukcyjnie zamontowano komorę eksperymentalną wraz ze stolikiem na próbki, całość odizolowana jest od pokrywy izolatorami teflonowymi. Ponadto w pokrywie znajdują się niezbędne elektryczne przepusty próżniowe. Komorę próżniową ustawiono na specjalnym metalowym stelażu i za pośrednictwem izolatora wykonanego z pleksiglasu oraz śluzy próżniowej została połączona z komorą tarczową implantatora, do której uprzednio wspawano łącznik umożliwiający przedłużenie traktu jonowego.

Do dna komory od zewnątrz przymocowano kriostat z detektorem półprzewodnikowym Si(Li). Natomiast naczynie Dewara, zawierające ciekły azot służący

do chłodzenia detektora, zostało ustawione na płycie specjalnego podnośnika śrubowego. Takie rozwiązanie ułatwia napełnianie naczynia Dewara skroplonym gazem.

5.12.3. Komora eksperymentalna

Jak już było powiedziane w rozdziale 5.12.2, do pokrywy komory próżniowej (port nr 8) za pośrednictwem wymrażarki została przymocowana komora eksperymentalna, która schematycznie przedstawiona jest na rys. 5.66 [5.74, 5.75].



Rys. 5.66. Schemat komory eksperymentalnej stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania emisji promieniowania X; 1 – diafragma definiująca, 2 – diafragma formująca, znajdująca się na potencjale ziemi, 3 – elektroda antydynatronowa, znajdująca się na potencjale –500 V względem ziemi, 4 – puszka Faradaya, 5 – analizowana tarcza, 6 – stolik z próbkami nakręcony na trzpień wymrażarki azotowej, 7 – dysk z okienkami mylarowymi o grubości 1,5 μm, 8 – próżniowe okienko mylarowe o grubości 25 μm, 9 – okienko berylowe detektora Si(Li) [5.74]

Wprowadzona do komory próżniowej wiązka jonów, zanim trafi w badaną tarczę umieszczoną na specjalnym stoliku w komorze eksperymentalnej, przechodzi przez układ kolimujący złożony z trzech diafragm. Pierwszą diafragmę definiującą stanowi otwór o średnicy 8 mm w elektrodzie, która ma kształt cylindrycznej puszki Faradaya. Zadaniem tej elektrody jest nie tylko określenie kształtu i rozmiaru wiązki, ale także umożliwienie pomiaru natężenia prądu jonowego. Przeprowadzony z jej wykorzystaniem pomiar ma istotne znaczenie w fazie przygotowania eksperymentu, gdyż ułatwia naprowadzenie i zogniskowanie wiązki jonowej na analizowanej tarczy. Procedura naprowadzania wiązki jonów na badaną próbkę polega na takim eksperymentalnym dobraniu w implantatorze wartości napięć odchylającego i ogniskującego, aby stosunek mierzonego natężenia prądu wiązki padającej na tarczę do wartości natężenia prądu mierzonego za pomocą w/w puszki

był maksymalny. Druga, płaska diafragma formująca, także z otworem o średnicy 8 mm, znajduje się na potencjale ziemi.

W wyniku oddziaływania wiązki jonowej z materiałem tarczy emitowany jest z niej silny strumień elektronów. Wybijane są one głównie w kierunku padania wiązki – do przodu, jednak wskutek wielokrotnych rozproszeń można je zaobserwować pod dowolnym kątem. Źródłem elektronów wtórnych są również resztki gazów w komorze eksperymentalnej. Emisja elektronów wtórnych stanowi poważny problem w procesie pomiaru natężenia prądu wiązki jonowej, bombardującej analizowaną próbkę. Ucieczka elektronów wtórnych prowadzi do przekłamania pomiaru natężenia prądu wiązki jonowej znacznie zawyżając jego rzeczywistą wartość, gdyż każdy wyemitowany elektron jest równoważny dojściu do implantowanej próbki jednego jonu naładowanego dodatnio.

Jedną z metod zapobiegających ucieczce z obszaru tarczy elektronów wtórnych jest zastosowanie elektrody antydynatronowej. Rolę tej elektrody pełni odizolowana elektrycznie od pozostałych diafragma trzecia z otworem o średnicy 10 mm. Znajduje się ona na potencjale ujemnym do –500 V.

Po przejściu przez otwory w diafragmach, uformowana wiązka jonów o kołowym przekroju poprzecznym i średnicy 8 mm, wchodzi do w/w komory eksperymentalnej i pada na badaną tarczę. Komora eksperymentalna wykonana jest w postaci cylindrycznej, odizolowanej elektrycznie od komory próżniowej i diafragm puszki Faradaya z dwoma otworami. Pierwszy z nich o średnicy 10 mm, wykonany w ściance bocznej, jest otworem wejściowym dla wiązki jonowej, drugi o średnicy 12 mm znajduje się w dnie komory i stanowi otwór wyjściowy dla promieniowania rentgenowskiego emitowanego z bombardowanej próbki. Naświetlaną tarczę w postaci cienkiej blaszki o grubości od 0,25 mm do 0,5 mm mocuje się na specjalnym stoliku, który można obracać dookoła osi prostopadłej do kierunku padania wiązki jonowej. Płaszczyzna bombardowanej próbki ustawiona jest pod kątem 45° w stosunku do pionowej osi detektora promieniowania X, umieszczonego poniżej komory oraz do kierunku biegu wiązki jonowej. Kąt zawarty pomiędzy osiami wiązki jonowej i detektora promieniowania X wynosi 90°. Na stoliku można umieścić jednocześnie maksymalnie 4 próbki. Obracając go o każde 90° ustawia się nową tarczę do analizy. Takie rozwiązanie znacznie skraca czas prowadzenia eksperymentu. Stolik z próbkami nakręcony jest na trzpień wymrażarki azotowej, co pozwala w razie potrzeby schłodzić bombardowaną tarczę. Temperaturę próbek można mierzyć za pomocą przymocowanej do stolika termopary typu K. Komora

eksperymentalna, która wraz ze stolikiem próbek stanowi elektrycznie jedną całość, podłączona jest do integratora prądu, pozwalającego mierzyć natężenie prądu wiązki jonowej oraz określać dawkę ładunku elektrycznego doprowadzonego do bombardowanej tarczy (patrz rozdział 3). Od dołu, pod próbkami, do stolika przymocowano dysk z czterema cienkimi okienkami o średnicy 18 mm każde. Wykonane są one z folii mylarowej o grubości 1,5 μm pokrytej warstewką aluminium. Zadaniem tych okienek, które eksperymentator może wymienić na nowe po zakończeniu każdej serii pomiarowej, jest ochrona próżniowego okienka mylarowego o grubości 25 μm i średnicy 10 mm, umieszczonego na kominku w dnie komory próżniowej przed materiałem rozpylanym z naświetlanych próbek. Elementy komory eksperymentalnej: diafragmy, puszka, stolik próbek i dysk zostały wykonane z aluminium.

Promieniowanie rentgenowskie emitowane z bombardowanej wiązką jonów tarczy, zanim trafi do detektora promieniowania X, umieszczonego w odległości 30 mm od środka badanej tarczy, przechodzi więc przez dwa okienka mylarowe (o grubości 1,5 μm i 25 μm) oraz okienko berylowe o grubości 20 μm i średnicy 6 mm, znajdujące się w kriostacie detektora.

5.12.4. Elektroniczny układ pomiarowy

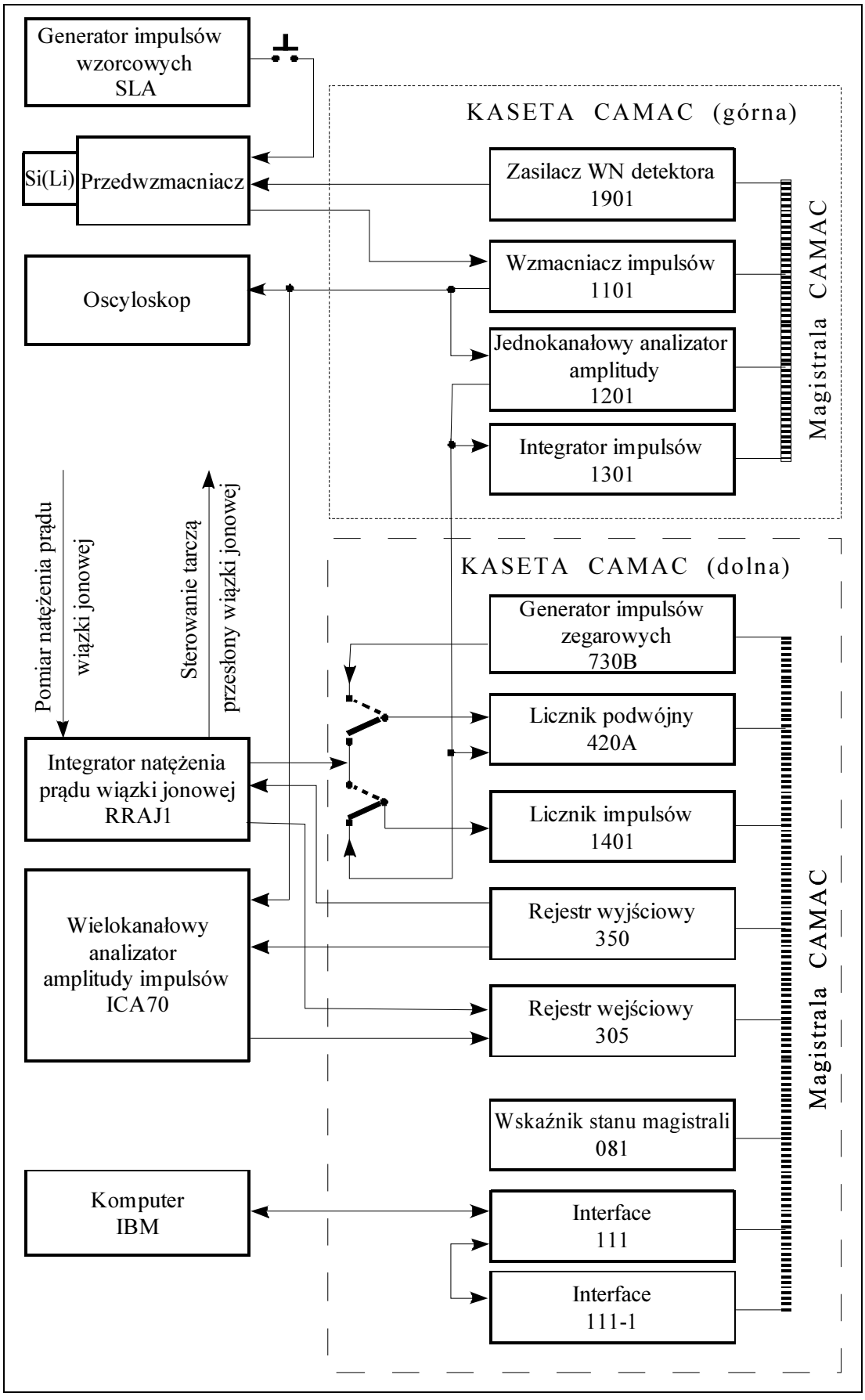
Elektroniczny układ pomiarowy, przeznaczony do rejestracji i analizy promieniowania rentgenowskiego emitowanego z tarczy naświetlanej wiązką jonów, został zestawiony w oparciu o urządzenia pracujące w systemie CAMAC. CAMAC jest modułowym (blokowym) systemem elektronicznym, umożliwiającym automatyczny pomiar oraz sterowanie dowolnym obiektem lub eksperymentem fizycznym (on-line) z wykorzystaniem komputera. System CAMAC (Computer Application for Measurement and Control) powstał w międzynarodowym laboratorium fizyki CERN w Genewie w 1968 r [5.66–5.69]. Charakteryzuje się on następującymi własnościami:

- konstrukcja systemu jest modułowa (blokowa). Różne bloki funkcjonalne umożliwiają tworzenie złożonych zestawów metrologicznych. Wszystkie bloki funkcjonalne są wsuwane do znormalizowanej konstrukcji mechanicznej zwanej kasetą. Kaseta składa się z 25 stanowisk, przy czym 24 stanowiska przeznaczono na bloki wykonawcze, a ostatnie 25 stanowisko na blok sterowania kasetą;
- każdy blok łączy się bezpośrednio z magistralą kasety, która umożliwia przesyłanie sygnałów informacyjnych, kontrolnych, sterujących oraz danych między blokami;

– parametry sygnałów elektrycznych, a także napięć zasilających w połączeniach zewnętrznych do czujników, przetworników itp. oraz komputera mogą być dostosowane do tych urządzeń lub wymagań systemu CAMAC;
– konstrukcja mechaniczna wszystkich modułów jest znormalizowana;
– znormalizowany jest poziom sygnałów elektrycznych na magistrali i odpowiada on standardowi TTL z zastosowaniem logiki ujemnej. Protokół komunikacji CAMAC przewiduje czas trwania pojedynczej operacji na magistrali równy 1 μm;
– wszystkie moduły systemu są zasilane za pośrednictwem magistrali z centralnego zasilacza umieszczonego w kasecie, który dostarcza napięć o wartościach ±6 V, ±24 V, a w szczególnych przypadkach dodatkowo napięcia ±12 V, +200 V i przemiennego 117 V.

Duża elastyczność systemu CAMAC sprawiła, że upowszechnił się on bardzo szeroko i znalazł zastosowanie nie tylko w aparaturze naukowej, ale również w systemach automatyki przemysłowej. Do wad systemu należy przede wszystkim powolny, jak na możliwości dzisiejszej elektroniki, protokół komunikacji (1 MHz). Wadą jest także 24 bitowe słowo danych, nie odpowiadające obecnym standardom mikroprocesorowym. Z powyższych względów jest on wypierany przez systemy szybsze i kompatybilne z obecnie produkowanymi komputerami.

Schemat elektronicznego układu pomiarowego przedstawiono na rys. 5.67. Składa się on z dwóch kaset CAMAC typu 012B, wyposażonych w zasilacze typu 043 i panele wentylacji wymuszonej typu 076A. Kasety zamontowano w stojaku przejezdnym typu 070A. W kasecie pierwszej (górnej) zostały umieszczone następujące bloki analogowe: liniowy wzmacniacz z filtrami aktywnymi typu 1101, jednokanałowy analizator amplitudy typu 1201, integrator impulsów typu 1301 i zasilacz półprzewodnikowego detektora promieniowania X typu 1901. W kasecie drugiej (dolnej) znalazły się bloki cyfrowe: bloki pośredniczące (interface) typu 111 i 111-1 łączące kasetę CAMAC z komputerem IBM, licznik impulsów typu 1401, licznik podwójny typu 420A, generator impulsów zegarowych typu 730B, rejestr wyjściowy typu 350 i rejestr wejściowy typu 305A oraz wskaźnik stanu magistrali typu 081. Wszystkie w/w urządzenia zostały wyprodukowane przez firmę POLON. Ponadto w skład układu pomiarowego wchodzą: detektor promieniowania rentgenowskiego Si(Li), integrator natężenia prądu wiązki jonowej typu RRAJ1, generator impulsów wzorcowych typu SLA, wyprodukowane w IBJ w Świerku oraz wielokanałowy analizator amplitudy typu ICA70 i oscyloskop katodowy produkcji węgierskiej, a także komputer PC.



Rys. 5.67. Schemat elektronicznego układu pomiarowego

Na schemacie elektronicznego układu pomiarowego można wyróżnić dwa tory pomiarowe. Pierwszy z nich stanowi klasyczny zestaw spektrometru promieniowania rentgenowskiego z wielokanałowym analizatorem amplitudy impulsów. Drugim torem jest układ z jednokanałowym analizatorem amplitudy i licznikiem impulsów, pracującym w systemie multiscalera. Pracą torów pomiarowych steruje komputer, połączony za pośrednictwem interface z magistralą systemu CAMAC. Specjalnie przygotowane oprogramowanie komputera pozwala prowadzić pomiary w czasie rzeczywistym w obydwu torach jednocześnie.

Pierwszy tor pomiarowy, przeznaczony do analizy widma energetycznego promieniowania X, składa się z detektora promieniowania rentgenowskiego, stowarzyszonego z przedwzmacniaczem ładunkowym, impulsowego wzmacniacza ładunkowego (wzmacniacza kształtującego), zasilacza wysokiego napięcia detektora (WN) i wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów (WAA). Do detekcji promieniowania X zastosowano dryfowy detektor krzemowo-litowy Si(Li) o powierzchni 28 mm^2 i grubości 3 mm. Został on umieszczony w pionowym, próżniowym kriostacie azotowym, wyposażonym w okienko berylowe o grubości 20 μm i średnicy 6 mm. Z detektorem współpracuje przedwzmacniacz ładunkowy, którego wejściowy tranzystor polowy FET jest także chłodzony w kriostacie azotowym w celu zmniejszenia szumów termicznych. W czasie pracy detektor polaryzuje się napięciem o wartości –500 V przyłożonym z zasilacza WN. Jest to optymalnie dobrana wartość napięcia, dla której uzyskano największy stosunek sygnału użytecznego do sygnału szumów. Kolejny element składowy spektrometru to impulsowy wzmacniacz liniowy. Zastosowany wzmacniacz został wybrany spośród kilku dostępnych egzemplarzy, z uwagi na najmniejsze szumy własne. W celu uzyskania właściwego kształtu impulsu wyjściowego bez przerzutu ujemnego, fabryczny wzmacniacz został zmodyfikowany. Wydłużono w nim stałą czasową formowania impulsów do 36 μs, co zdecydowanie wpłynęło na poprawę zdolności rozdzielczej spektrometru. Ukształtowany impuls wyjściowy ze wzmacniacza podawany jest na wejście 4096-kanałowego analizatora amplitudy impulsów z generatorem o częstotliwości 100 MHz. Pamięć analizatora o organizacji 4k x 16 bitów standardowo może być podzielona na 2 lub 4 sektory. Dokonana zmiana w konstrukcji WAA umożliwiła podzielenie pamięci na 16 sektorów po 256 kanałów. WAA został sprzężony z magistralą systemu CAMAC za pośrednictwem dwóch bloków wykonawczych: rejestru wyjściowego i rejestru wejściowego. Rejestr wyjściowy służy do wyboru części pamięci oraz uruchomienia i zatrzymania pomiaru WAA, natomiast rejestr wejściowy

przeznaczony jest do transmisji zgromadzonych danych z analizatora do pamięci komputera. W/w rejestry przeznaczone są także do komunikacji systemu CAMAC z integratorem natężenia prądu wiązki jonowej implantatora (IPJ). Pomiarami prowadzonymi w czasie rzeczywistym zarządza komputer połączony z magistralą CAMAC za pośrednictwem bloków interfejsu. Specjalnie opracowane oprogramowanie umożliwia sterowanie procesem pomiarowym i akwizycją danych.

Poniżej opisano podstawową procedurę rejestracji widma energetycznego promieniowania X emitowanego z tarczy bombardowanej wiązką jonów. Na wstępie, do zadań eksperymentatora należy dobranie odpowiednich poziomów wzmocnienia wzmacniacza liniowego i wzmacniacza WAA, ustawienie progów dyskryminacji sygnału napięciowego oraz wybranie sektora pamięci WAA. Kolejnym etapem jest zaprogramowanie w IPJ ustalonej dawki ładunku elektrycznego, a tym samym liczby jonów, która ma być doprowadzona do badanej tarczy. Polecenie „start pomiaru" wydane przez eksperymentatora za pośrednictwem komputera powoduje usunięcie (podniesienie) tarczy stopera z drogi wiązki jonowej, załączenie pomiaru dawki ładunku za pomocą IPJ i rozpoczęcie zbierania w WAA widma energetycznego promieniowania X emitowanego z naświetlanej tarczy. Po zebraniu zaprogramowanej dawki ładunku, IPJ przerywa pomiar i wysyła do stopera wiązki jonowej sygnał powodujący, że tarcza stopera opada przesłaniając drogę wiązce jonowej. Sygnał „koniec pomiaru" za pośrednictwem systemu CAMAC wysłany jest także do komputera, który w odpowiedzi wysyła do WAA polecenie „koniec zbierania widma". Następnie zgromadzone w wybranej części pamięci WAA spektrum, zostaje przesłane do pamięci komputera. W trakcie trwania pomiaru eksperymentator może na bieżąco obserwować kształt zbieranego widma korzystając z wyświetlacza WAA. Istnieje także możliwość ręcznego lub programowego przerwania pomiaru w dowolnej chwili bez utraty zgromadzonych danych.

Drugi tor pomiarowy, z jednokanałowym analizatorem amplitudy impulsów (JAA), przeznaczony do śledzenia zmian intensywności wybranej linii energetycznej promieniowania X w zależności od dawki bombardujących tarczę jonów, zawiera cztery elementy wspólnie z torem spektrometru z WAA, a są to: detektor Si(Li) z przedwzmacniaczem i zasilaczem WN oraz wzmacniacz liniowy. Uformowany impuls wyjściowy ze wzmacniacza podawany jest na wejście JAA, w którym podlega selekcji amplitudowej. Jeżeli amplituda impulsu wejściowego mieści się w określonym przedziale wartości napięcia (oknie), to na wyjściu analizatora pojawia się standardowy impuls o amplitudzie 5 V i czasie trwania 0,5 μs, który przesyłany jest na wejście pierwszego

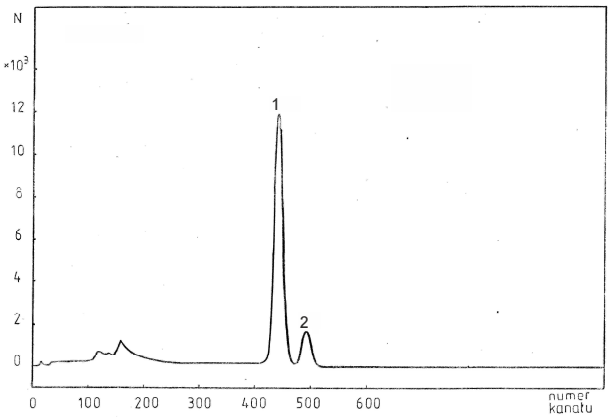
licznika – tzw. licznika fotonów X (pierwsza część podwójnego licznika 420A). Procedura pomiaru polega na zliczaniu fotonów promieniowania X o wybranej energii w określonych, następujących po sobie przedziałach czasowych. Przedział czasu jest wyznaczony czasem zbierania zadanej porcji ładunku elektrycznego, docierającego do tarczy, czyli liczbą padających na nią jonów. Powyższe zadanie realizuje układ elektroniczny, składający się z programowanego licznika rewersyjnego (druga część podwójnego licznika 420A) oraz IPJ. Dla przypomnienia, integrator natężenia prądu jonowego pracuje na zasadzie przetwornika prąd-częstotliwość. Do licznika programowanego wprowadza się z komputera, za pośrednictwem magistrali CAMAC, binarną wartość porcji ładunku elektrycznego, a na wejście podaje impulsy z IPJ. Po przepełnieniu licznika na jego wyjściu pojawia się sygnał zamykający bramkę licznika fotonów X. Komputer odczytuje zawartość licznika fotonów i zapisuje ją w sektorze pamięci histogramującej. Następnie układ jest wyzerowany i gotowy do rozpoczęcia kolejnego cyklu procedury pomiarowej. Liczba cykli pomiarowych zależy od przewidzianej przez eksperymentatora całkowitej dawki bombardujących jonów i zadanej wartości pojedynczej porcji ładunku. Wykres zmian intensywności wybranej linii promieniowania X w funkcji dawki padających na tarczę jonów, wyświetlany jest na ekranie monitora.

W skład układu pomiarowego wchodzą ponadto przyrządy pełniące pomocnicze funkcje kontrolne. Są one szczególnie pomocne w fazie przygotowania systemu do przeprowadzenia właściwego eksperymentu. Przyrządami tymi są: oscyloskop, przelicznik impulsów, integrator impulsów i generator impulsów wzorcowych (GIW).

GIW służy do testowania obydwu omawianych torów pomiarowych. Przyrząd ten musi spełniać wymogi stawiane kalibrowanym źródłom referencyjnym. W przypadku spektrometrów amplitudowych dotyczy to przede wszystkim amplitudy generowanych impulsów wyrażając się żądaniem precyzyjnego określania i zachowania wysokiej stabilności jej poziomu. Wymagania te dobrze spełnione są przez generatory typu przełącznikowego. Wymienione zalety zawdzięczają głownie elementowi przełączającemu – przekaźnikowi o stykach zwilżanych rtęcią (tzn. przekaźnikowi rtęciowemu). Częstotliwość impulsów wyjściowych takiego generatora zazwyczaj jest stała i wynosi 50 Hz.

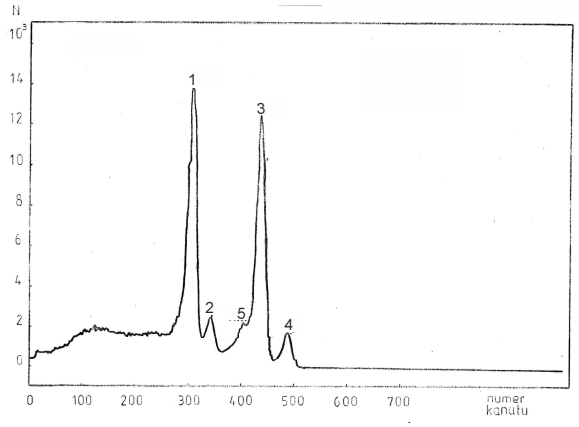
Na rys. 5.68 przedstawiono pierwsze widmo promieniowania X uzyskane za pomocą skonstruowanej aparatury. Jest to widmo energetyczne promieniowania rentgenowskiego, emitowanego z tarczy miedzianej bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 keV. W zarejestrowanym widmie wyraźnie widoczne są wierzchołki związane z liniami

emisyjnymi Cu-K_α o energii 8,047 keV oraz Cu-K_β o energii 8,904 keV. Dane dotyczące energii charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego serii K i L zaczerpnięto z pracy [5.9].



Rys. 5.68. Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego z tarczy miedzianej bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 keV; zaznaczone wierzchołki odpowiadają liniom emisyjnym: 1 – linia Cu-K_α (8,047 keV), 2 – linia Cu-K_β (8,904 keV)

Obiektem następnej próby była tarcza wykonana z manganinu (stop o składzie: Cu–85%, Mn–12%, Ni–3%). Na rys. 5.69 przedstawiono widmo energetyczne promieniowania X, uzyskane w wyniku bombardowania w/w próbki wiązką jonów H^+ o energii 200 keV.

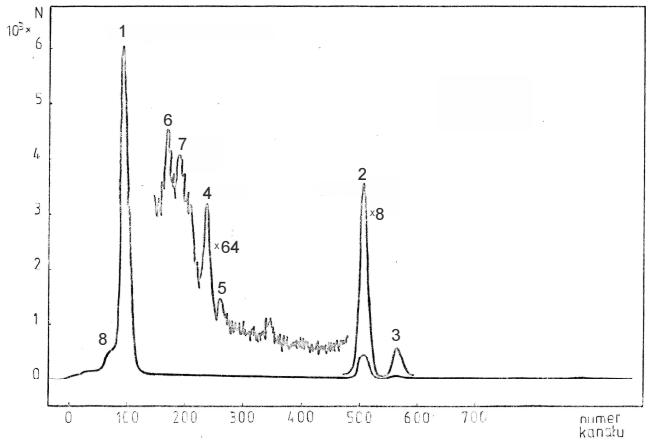


Rys. 5.69. Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego z tarczy manganinowej bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 200 keV; zaznaczone wierzchołki odpowiadają liniom emisyjnym: 1 – linia Mn-K_α (5,898 keV), 2 – linia Mn-K_β (6,490 keV), 3 – linia Cu-K_α (8,047 keV), 4 – linia Cu-K_β (8,904 keV), 5 – linia Ni-K_α (7,477 keV)

W zarejestrowanym widmie wyraźnie widoczne są wierzchołki związane z liniami emisyjnymi Mn-K_α (5,898 keV) i Mn-K_β (6,490 keV) manganu, Cu-K_α (8,047 keV) i Cu-K_β (8,904 keV) miedzi oraz mały wierzchołek związany z linią emisyjną Ni-K_α

(7,477 keV) niklu. Wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Ni-K_β (8,264 keV) niklu jest niewidoczny. Z uwagi na zdolność rozdzielczą detektora (FWHM = 240 eV) nakłada się ona na duży wierzchołek związany z linią emisyjną Cu-K_α (8,047 keV).

Na rysunku 5.70 przedstawione jest widmo energetyczne promieniowania rentgenowskiego, emitowanego z tarczy materiału półprzewodnikowego GaP, uprzednio zaimplantowanej jonami tytanu dawką $1 \cdot 10^{17}$ jonów/cm^2 o energii 150 keV.

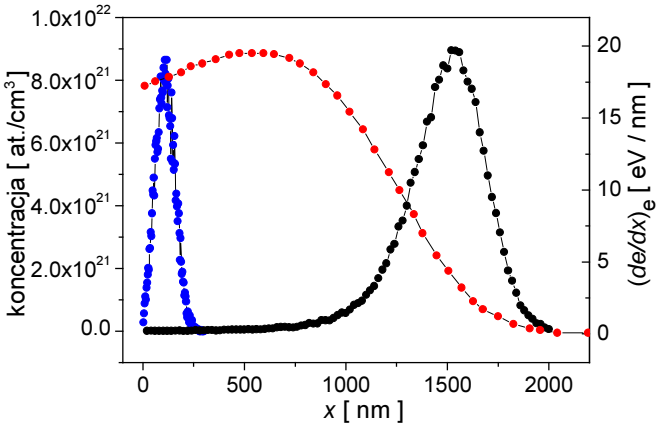


Rys. 5.70. Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego z tarczy GaP zaimplantowanej jonami Ti^+ dawką $1 \cdot 10^{17}$ jonów/cm^2 o energii 150 keV; zaznaczone wierzchołki odpowiadają liniom emisyjnym: 1 – P-K_α (2,015 keV), 2 – Ga-K_α (9,251 keV), 3 – Ga-K_β (10,263 keV), 4 – Ni-K_α (4,510 keV), 5 – Ti-K_β (4,931 keV), 6 – K-K_α (3,313 keV), 7 – Ca-K_α (3,691 keV), 8 – Al-K_α (1,487 keV)

Promieniowanie rentgenowskie w zaimplantowanej próbce wzbudzano bombardując ją wiązką jonów H^+ o energii 250 keV. W energetycznym spektrum zarejestrowanego promieniowania X wyróżnić można wierzchołki odpowiadające liniom emisyjnym P-K_α (2,015 keV) fosforu, Ga-K_α (9,251 keV) i Ga-K_β (10,263 keV) galu oraz wierzchołki związane z liniami emisyjnymi Ti-K_α (4,510 keV) i Ti-K_β (4,931 keV) zaimplantowanego tytanu. Wierzchołki pochodzące od tytanu widoczne są przy 64-krotnym powiększeniu skali. Oprócz tych wierzchołków zarysowane są także wierzchołki związane z liniami emisyjnymi K_α pochodzącymi od pierwiastków zanieczyszczających próbkę: potasu K-K_α (3,313 keV) i wapnia Ca-K_α (3,691 keV). Ponadto na lewym zboczu wierzchołka P-K_α (2,015 keV) przy jego podstawie pojawił się mały wierzchołek, odpowiadający linii emisyjnej Al-K_α aluminium (1,487 keV), czyli materiału z którego wykonana jest komora eksperymentalna.

Na rysunku 5.71 przedstawiono głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych atomów tytanu o energii 150 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}$ jonów/cm^2 do tarczy

GaP, głębokościowy rozkład koncentracji bombardujących próbkę jonów wodoru o energii 250 keV i kącie padania 45° oraz wykres strat energii jonów wodoru na hamowanie elektronowe. Rozkłady głębokościowe wyznaczono wykorzystując program TRIM 2008, natomiast do określenia strat na hamowanie elektronowe posłużono się kodem SUSPRE.



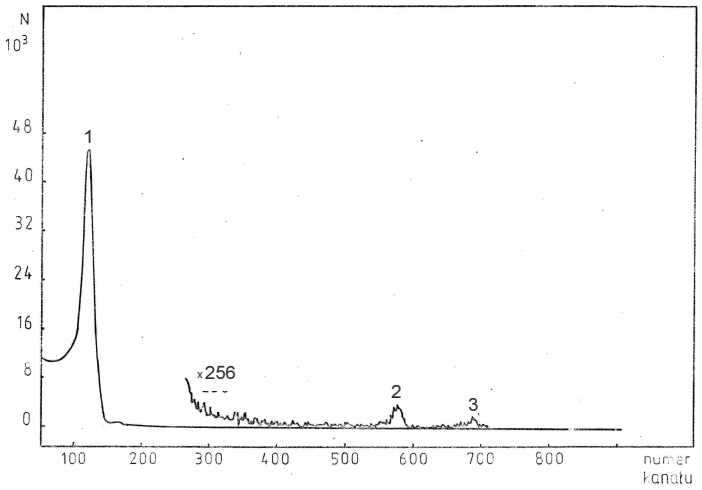
Rys. 5.71. Głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych atomów tytanu (dawka – $1 \cdot 10^{17}$ jonów/cm^2 , energia – 150 keV, kropki niebieskie) i atomów wodoru (dawka dowolna, energia – 250 keV, kąt padania wiązki 45°, kropki czarne) zaimplantowanych do tarczy GaP oraz wykres strat energii na hamowanie elektronowe jonów H^+ (kropki czerwone)

Jak łatwo zauważyć, zaimplantowane atomy tytanu lokują się na głębokości $R_p = 110$ nm (koncentracja objętościowa atomów Ti w maksimum rozkładu wynosi $1 \cdot 10^{21}$ jonów/cm^3). Zasięg R_p jonów H^+ jest równy 1480 nm. Porównując wykresy zauważono, że atomy Ti znajdują się na głębokości, na której dominują straty na hamowanie elektronowe penetrujących tarczę jonów wodoru, co implikuje emisję charakterystycznego promieniowania X z zaimplantowanych atomów domieszki.

5.12.5. Wyznaczanie charakterystyki energetycznego cechowania spektrometru promieniowania rentgenowskiego

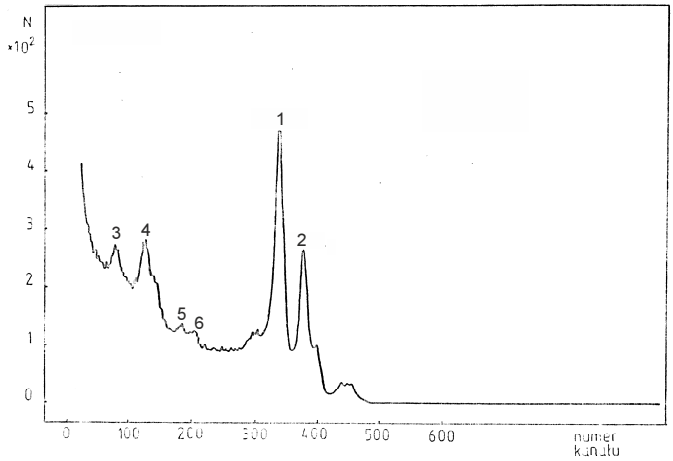
Charakterystyka energetycznego cechowania spektrometru promieniowania X została sporządzona na podstawie uzyskanych widm energetycznych promieniowania rentgenowskiego, pochodzącego z tarcz wykonanych z różnych pierwiastków bombardowanych wiązką jonów H^+ o energii 250 keV. Tarcze w postaci cienkich krążków o grubości 0,5 mm i średnicy 10 mm wykonano z następujących pierwiastków: Ti, V, Fe, Ni, Cu, Zn, Ga, Mo, Ag, Sn, Gd, Hg, Pb. Widma były rejestrowane w sektorze pamięci WAA o pojemności 1024 kanałów. Wzmocnienie toru spektrometrycznego utrzymywano

na tym samym poziomie w trakcie trwania wszystkich eksperymentów. Rysunek 5.72 przedstawia przykładowe widmo energetyczne promieniowania X, uzyskane z tarczy ołowianej o grubości 0,5 mm, bombardowanej jonami H^+ o energii 250 keV.



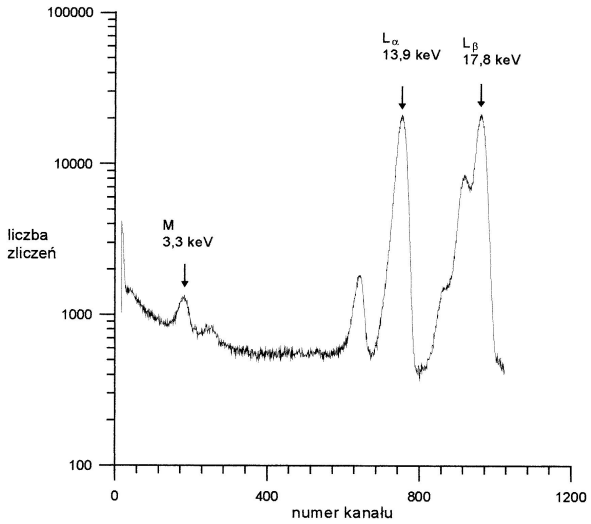
Rys. 5.72. Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego z tarczy ołowianej bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 keV; zaznaczone wierzchołki odpowiadają liniom emisyjnym: 1 – Pb-M_α (2,345 keV), 2 – Pb-L_α (10,549 keV), 3 – Pb-L_β (12,611 keV)

W widmie tym widoczny jest wierzchołek związany z linią emisyjną Pb-M_α (2,345 keV) oraz słabo zaznaczone wierzchołki odpowiadające liniom emisyjnym Pb-L_α (10,549 keV) i Pb-L_β (12,611 keV), które zostały przedstawione w 256-krotnym powiększeniu skali. Na rys. 5.73 zaprezentowano widmo energetyczne promieniowania X otrzymane z tarczy gadolinowej o grubości 0,5 mm, także bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 kV.



Rys. 5.73. Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego z tarczy gadolinowej, bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 keV; zaznaczone wierzchołki związane są z liniami emisyjnymi: 1 – Gd-L_α (6,059 keV), 2 – Gd-L_β (6,714 keV), 3 – Al-K_α (1,487 keV), 4 – S-K_α (2,308 keV), 5 – K-K_α (3,313 keV), 6 – Ca-K_α (3,691 keV)

W tym przypadku rejestrowane były wierzchołki związane z liniami emisyjnymi Gd-L_α (6,059 keV) i Gd-L_β (6,714 keV). Ponadto zaobserwować można szereg wierzchołków związanych z liniami emisyjnymi, pochodzącymi od zanieczyszczeń, a mianowicie: aluminium Al-K_α (1,487 keV), siarki S-K_α (2,308 keV), potasu K-K_α (3,313 keV) i wapnia Ca-K_α (3,691 keV). Zarejestrowane widma są przykładami wielu widm energetycznych, wyznaczonych w celu sporządzenia energetycznej charakterystyki cechowania spektrometru promieniowania X. Do cechowania wykorzystano także wzorcowe źródła promieniowania rentgenowskiego, pochodzącego z izotopów ^{55}Fe i ^{241}Am [5.65]. Izotop żelaza ^{55}Fe (czas połowicznego rozpadu $T_{1/2}$ = 2,7 lat) w wyniku wychwytu K przechodzi w mangan, który emituje fotony promieniowania X o charakterystycznych energiach: K_α – 5,898 keV oraz K_β – 6,490 keV. Z izotopu ameryku ^{241}Am (czas połowicznego rozpadu $T_{1/2}$ = 458 lat) wskutek rozpadu α powstaje izotop neptunu ^{237}Np. Temu rozpadowi towarzyszy między innymi emisja fotonów X o energiach: $L_{\alpha 1}$=13,945 keV, $L_{\beta 1}$=17,740 keV, $L_{\beta 2}$=16,837 keV, $L_{\gamma 1}$=20,774 keV. Przykładowe widmo energetyczne promieniowania X emitowanego ze źródła wzorcowego ^{241}Am przedstawia rysunek 5.74.



Rys. 5.74. Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego ze źródła wzorcowego ^{241}Am

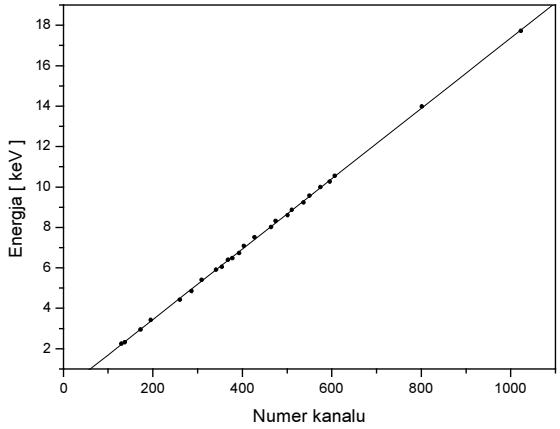
Znając energie charakterystycznych linii emisyjnych promieniowania X pierwiastków serii K, L i M [5.9] oraz odpowiadające im pozycje kanałów WAA (patrz tabela 5.2), wykreślono energetyczną charakterystykę cechowania spektrometru promieniowania X posługując się metodą najmniejszych kwadratów (rys. 5.75). Jest nią linia prosta opisana równaniem:

$$y = 17{,}41x - 0{,}04\ . \tag{5.126}$$

Współczynnik kierunkowy prostej $a = 17,41$ to tzw. dyspersja spektrometru, wyrażona w elektronowoltach na kanał. Jak wynika z wykresu, cechowanie dotyczy przedziału energii fotonów promieniowania X od 2 keV do 18 keV.

Tabela 5.2. Zestawienie danych niezbędnych do wyznaczenia energetycznej charakterystyki cechowania spektrometru promieniowania rentgenowskiego Si(Li)

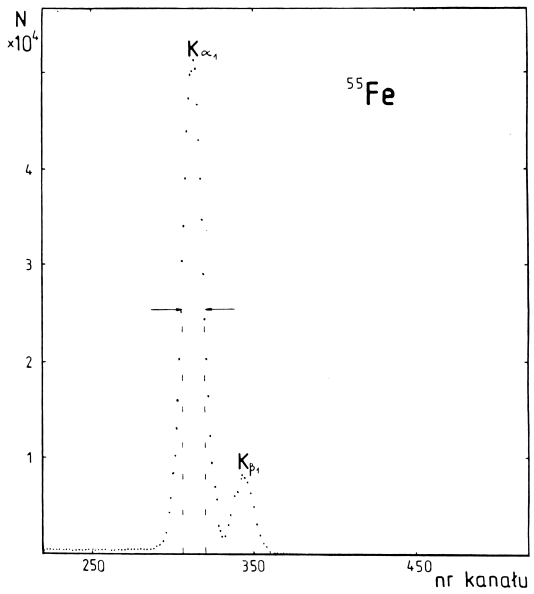
Lp.	Liczba atomowa Z	Symbol chemiczny	Linia	Energia [keV]	Numer kanału
1	42	Mo	L_α	2,293	129
2	82	Pb	M_α	2,345	137
3	47	Ag	L_α	2,984	173
4	50	Sn	L_α	3,444	195
5	22	Ti	K_α	4,510	260
6	23	V	K_α	4,952	286
7	23	V	K_β	5,427	309
8	25	Mn	K_α	5,898	341
9	64	Gd	L_α	6,059	354
10	26	Fe	K_α	6,403	368
11	25	Mn	K_β	6,490	378
12	64	Gd	L_β	6,714	393
13	26	Fe	K_β	7,052	404
14	28	Ni	K_α	7,477	428
15	29	Cu	K_α	8,047	464
16	28	Ni	K_β	8,264	475
17	30	Zn	K_α	8,638	501
18	29	Cu	K_β	8,904	511
19	31	Ga	K_α	9,251	537
20	30	Zn	K_β	9,571	550
21	80	Hg	L_α	9,907	574
22	31	Ga	K_β	10,263	595
23	82	Pb	L_α	10,549	607
24	93	Np	$L_{\alpha 1}$	13,945	801
25	93	Np	$L_{\beta 1}$	17,740	1023



Rys. 5.75. Charakterystyka energetycznego cechowania spektrometru promieniowania X z detektorem Si(Li)

5.12.6. Wyznaczanie energetycznej zdolności rozdzielczej spektrometru promieniowania X z detektorem Si(Li)

Energetyczną zdolność rozdzielczą spektrometru określono na podstawie zarejestrowanego widma promieniowania X manganu (rys. 5.76), stosując źródło promieniotwórcze ^{55}Fe. Szerokość połówkowa *FWHM* wyznaczona dla linii Mn-K_α wynosi 240 eV (14 kanałów 17,41 eV).



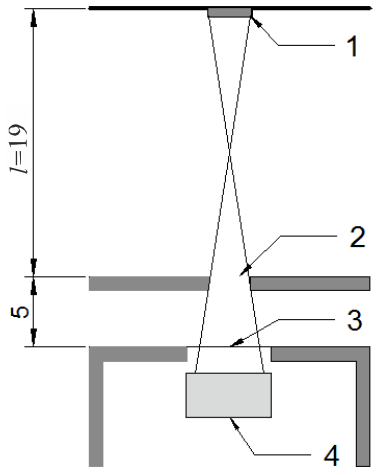
Rys. 5.76. Fragment widma energetycznego promieniowania X emitowanego ze źródła wzorcowego ^{55}Fe; wyznaczanie energetycznej zdolności rozdzielczej spektrometru promieniowania X z detektorem Si(Li); zaznaczone wierzchołki związane są z liniami emisyjnymi: Mn-K_α (5,898 keV), Mn-K_β (6,490 keV)

5.12.7. Wyznaczanie powierzchni czynnej detektora promieniowania rentgenowskiego Si(Li)

Z uwagi na niejednorodności struktury, występujące na krawędziach detektora, jego efektywna powierzchnia pracy jest mniejsza od powierzchni geometrycznej. W celu wyznaczenia efektywnej powierzchni pracy wykorzystywanego detektora, zaprojektowano i przeprowadzono opisany poniżej eksperyment. Za pomocą detektora mierzono intensywność promieniowania X emitowanego ze źródła wzorcowego ^{241}Am w zależności od odległości l źródło – diafragma, przez którą fotony X padają na detektor. Odległość diafragmy od okienka berylowego detektora była stała dla wszystkich pomiarów i wynosiła 5 mm. W eksperymencie zastosowano dwie diafragmy aluminiowe o grubości płytki 1 mm i średnicy otworu $d_1 = 3$ mm oraz $d_2 = 4$ mm. Pomiary wykonano dla trzech różnych odległości źródło-diafragma: $l_1 = 19$ mm, $l_2 = 49$ mm i $l_3 = 89$ mm. Przy ustalonej odległości l, wykonano pomiary intensywności promieniowania X w trzech przypadkach:

1) gdy między źródłem a detektorem umieszczona była płytka aluminiowa z otworem o średnicy d_1;
2) między źródłem a detektorem umieszczona była pełna płytka aluminiowa (bez otworu);
3) gdy fotony padały bezpośrednio na detektor.

Geometrię układu pomiarowego źródło promieniowania – detektor przedstawia rysunek 5.77.



Rys. 5.77. Schemat układu pomiarowego do wyznaczania powierzchni czynnej detektora rentgenowskiego Si(Li); 1 – źródło promieniotwórcze ^{241}Am, 2 – diafragma, 3 – okienko berylowe, 4 – detektor Si(Li) (wymiary podano w milimetrach)

Aby określić, jaka część promieniowania przechodzi tylko przez otwór w diafragmie i pada na detektor, należy od liczby zliczeń N_1 zarejestrowanych w przypadku, gdy na drodze promieniowania umieszczona była płytka z otworem, odjąć liczbę zliczeń N_2 zarejestrowaną kiedy detektor był przesłonięty płytką pełną. Do wyznaczenia powierzchni czynnej detektora niezbędna jest znajomość wartości stosunku $N_3/(N_1 - N_2)$, gdzie N_3 jest liczbą fotonów X padających bezpośrednio na detektor. W identyczny sposób przeprowadzono pomiary dla dwóch kolejnych odległości źródła od przesłony (l_2 = 49 mm i l_3 = 89 mm). Następnie wyżej opisana procedura została powtórzona z zastosowaniem diafragmy o średnicy otworu d_2 = 4 mm.

Na podstawie otrzymanych wyników oraz biorąc pod uwagę geometrię pomiarów uwzględniającą rozciągłości źródła promieniowania X (średnica źródła wynosiła 3 mm) wyznaczono powierzchnię czynną detektora jako średnią ważoną dla sześciu rozpatrywanych przypadków (dwie diafragmy i trzy odległości źródło-przesłona). Wielkość tej powierzchni wynosiła 23,28 mm^2±1,21 mm^2. Dla przypomnienia, powierzchnia geometryczna detektora była równa 28 mm^2.

5.12.8. Pochłanianie promieniowania X w okienkach mylarowych stanowiska pomiarowego

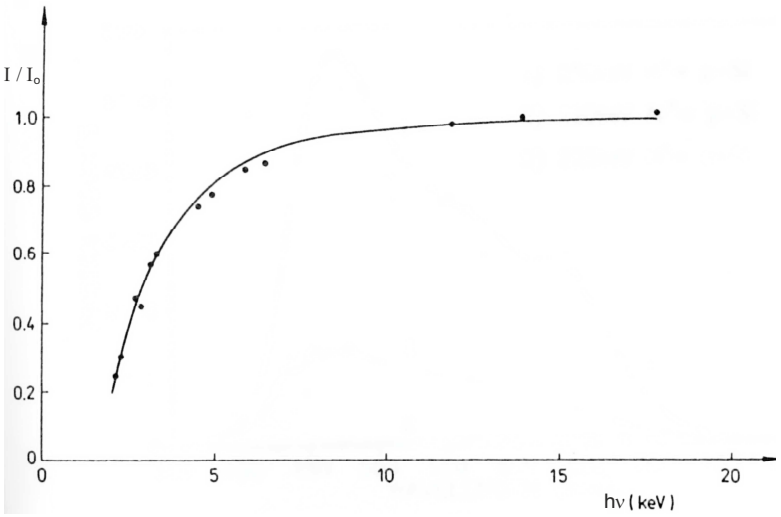
W opisanej aparaturze niskoenergetyczne fotony promieniowania rentgenowskiego, wzbudzone w bombardowanych wiązką jonów tarczach, zanim trafią do detektora Si(Li), przechodzą przez dwa okienka mylarowe. Dla przypomnienia, jedno z nich o grubości 25 μm oddziela część próżniową komory od atmosfery, natomiast drugie, cieńsze okienko o grubości 1,5 μm osłania to pierwsze przed rozpylonym w wyniku bombardowania jonowego materiałem tarczy. Absorpcja fotonów X w napylonej warstewce może zniekształcić wyniki pomiarowe, dlatego też drugie okienko jest wymieniane na nowe przed każdym kolejnym eksperymentem. Energia rejestrowanych kwantów promieniowania X, emitowanych z naświetlanych tarcz, zawiera się w przedziale od 2 keV do 10 keV. Fotony promieniowania X w zakresie energii do 5 keV są silnie pochłaniane w zastosowanych okienkach. W celu określenia wielkości tej absorpcji przeprowadzono specjalne pomiary, używając filtrów wykonanych z identycznego materiału jak w/w okienka [5.76]. Za pomocą detektora Si(Li) mierzono natężenie promieniowania X w zakresie energii od 2 keV do 18 keV dla danych dwóch przypadków: z filtrem

umieszczonym na drodze fotonów promieniowania X i bez filtru. W eksperymencie wykorzystano fotony promieniowania X o charakterystycznych energiach linii K i L, emitowanych ze źródeł wzorcowych ^{55}Fe i ^{241}Am, a także wzbudzane w tarczach wykonanych z Ti, V, Nb, Rh, Pd, Cd, In podczas bombardowania wiązką jonów wodoru i argonu. Pola powierzchni pod charakterystycznymi wierzchołkami zarejestrowanych widm były wyznaczane za pomocą programu komputerowego, który umożliwia opracowanie „surowych" widm energetycznych promieniowania X oraz γ [5.77, 5.78]. Następnie otrzymane dane (w przypadku widm otrzymanych z naświetlanych tarcz) zostały unormowane do jednakowej dawki bombardujących jonów. W kolejnym kroku obliczano stosunki I/I_0 natężeń rejestrowanego promieniowania z filtrem do natężeń bez filtru dla tych samych energii fotonów X. Dane niezbędne do sporządzenia zależności $I/I_0 = f(h\nu)$, uzyskane na drodze eksperymentalnej, zawarte są w tabeli 5.3.

Tabela 5.3. Zestawienie danych niezbędnych do sporządzenia charakterystyki pochłaniania promieniowania X w okienkach mylarowych stanowiska pomiarowego

L.p.	Pierwiastek	Linia	Energia [keV]	I/I_0
1	Nb	L_α	2,166	0,243
2	Mo	L_α	2,293	0,304
3	Rh	L_α	2,558	0,472
4	Pd	L_α	2,838	0,446
5	Cd	L_α	3,133	0,569
6	In	L_α	3,287	0,600
7	Ti	K_α	4,510	0,737
8	V	K_α	4,952	0,774
9	Mn	K_α	5,898	0,864
10	Mn	$K_{\beta 1}$	6,490	0,869
11	Pb	L_α	10,549	0,975
12	Np	L_α	13,945	0,993
13	Np	$L_{\beta 1}$	17,740	1,000

Na rys. 5.78 przedstawiony jest wykres zależności $I/I_0 = f(h\nu)$, który może być pomocny do określenia rzeczywistego natężenia promieniowania X, emitowanego z analizowanych próbek.



Rys. 5.78. Wyznaczony eksperymentalnie wykres zależności $I/I_0 = f(h\nu)$, służący do określania pochłaniania promieniowania X w okienkach mylarowych stanowiska pomiarowego, przeznaczonego do badania emisji promieniowania X [5.76]

5.13. Badanie charakterystycznego promieniowania X emitowanego z tarcz bombardowanych wiązkami jonów średnich energii

5.13.1. Wstęp

Ważnym parametrem opisującym emisję promieniowania rentgenowskiego z bombardowanych jonowo tarcz jest prawdopodobieństwo wystąpienia tego zjawiska, czyli przekrój czynny na emisję charakterystycznego promieniowania X ze zjonizowanych atomów próbki. Jego wartość zależy od liczby atomowej Z_1 i energii E_1 padających jonów oraz od liczby Z_2 materiału tarczy. Jak już zostało powiedziane w rozdziale 5.5, emisję charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego poprzedza jonizacja wewnętrznych powłok elektronowych atomów próbki podczas ich oddziaływania z penetrującymi, energetycznymi jonami. W przypadku bombardowania próbki lekkimi jonami, za jonizację wewnętrznych powłok elektronowych atomów odpowiedzialny jest proces prostego wzbudzania kulombowskiego. Do jonizacji tych powłok ciężkimi, powolnymi jonami dochodzi natomiast w wyniku rozpadu kwazimolekuł, które powstają w trakcie oddziaływania jonu z atomami tarczy. W większości prac eksperymentalnych, dotyczących badania zjawiska emisji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych wiązką jonową, wykorzystywano jony lekkie – głównie H^+. Oddziaływanie lekkich energetycznych jonów z wewnętrznymi elektronami

atomów tarczy prowadzi najczęściej do jonizacji powłok K, co może skutkować emisją fotonów charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego linii K. Bombardowanie próbki ciężkimi, powolnymi jonami wywołuje najczęściej jonizację atomów na powłokach L oraz M, w wyniku czego dochodzi do emisji fotonów promieniowania X linii L a także M [5.79–5.85].

Doświadczalne wyznaczanie przekrojów czynnych na emisję promieniowania X z powłok L i M w obszarze niskich energii <5 keV wiąże się z poważnymi problemami natury technicznej, takimi jak: mała czułość detektora Si(Li) w zakresie niskich energii promieniowania X, czy mała energetyczna zdolność rozdzielcza, która powoduje, że na analizowane wierzchołki charakterystycznego promieniowania X w spektrum energetycznym nakładają się wierzchołki związane z liniami emisyjnymi K, L i M, pochodzącymi od zjonizowanych zanieczyszczeń materiału tarczy. W celu zwiększenia energetycznej zdolności rozdzielczej toru spektrometrycznego można zastosować spektrometry o wysokiej rozdzielczości typu Bragga lub du Monda [5.86, 5.87]. Z uwagi na fakt, iż są to urządzenia jednokanałowe, wykorzystanie tego typu spektrometru wiąże się z koniecznością znacznego zwiększenia dawki padających jonów w celu uzyskania zadowalającej „statystyki" rejestrowanych fotonów promieniowania X. Duża dawka bombardujących jonów powoduje ich znaczną koncentrację pod powierzchnią tarczy, co może mieć znaczący wpływ na końcowy wynik eksperymentu [5.88, 5.89].

Wykorzystując opisane w rozdziale 5.12 stanowisko pomiarowe, wykonano eksperymenty, w których analizowano charakterystyczne promieniowanie X, emitowane z tarcz metalicznych oraz półprzewodnikowych bombardowanych wiązkami jonów średnich energii. Badania były przeprowadzone dla różnych kombinacji jon-tacza. W eksperymentach stosowano zarówno jony lekkie: H^+, H_2^+, D_2^+, N^+ jak i ciężkie – Ar^+.

Ponieważ eksperymentalne wyznaczanie przekrojów czynnych na emisję miękkiego, charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych wiązkami jonów średniej energii jest bardzo trudne technicznie, dlatego też analizując wyniki pomiarów posłużono się parametrem zwanym względną wydajnością emisji promieniowania X. Ten parametr, oznaczony symbolem *P*, definiuje się jako wydatek zarejestrowanych przez detektor fotonów wybranej, charakterystycznej linii emisyjnej promieniowania X przypadający na jednostkę ładunku elektrycznego (np. 1 μC) padającej na tarczę wiązki jonowej. Względna wydajność promieniowania X jest parametrem, którego wartość w dużej mierze zależy od konstrukcji (geometrii tarcza-detektor)

stanowiska pomiarowego [5.74, 5.75]. Wyznaczenie wartości parametru P w funkcji energii bombardujących tarczę jonów E_0 pozwala określić wartość energii progowej jonu E_p, poniżej której nie obserwuje się emisji fotonów wybranej linii charakterystycznego promieniowania X.

Przeprowadzono także eksperymenty mające na celu wyznaczenie zależności parametru P od dawki bombardujących jonów.

5.13.2. Badanie emisji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych wiązkami lekkich jonów średnich energii

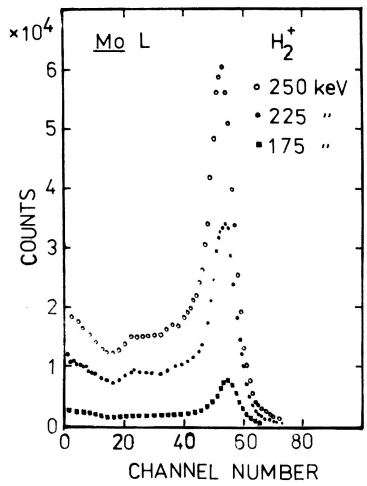
Dwie tarcze wykonane z czystej folii molibdenowej o grubości 0,5 mm zostały umieszczone na obrotowym stoliku w komorze eksperymentalnej. Pierwsza próbka była implantowana wiązką molekularnych jonów wodoru H_2^+, natomiast druga jonami azotu N^+. Każdą z tarcz bombardowano odpowiednią wiązką jonów o kolejnych, wybranych wartościach energi: 150 keV, 175 keV, 200 keV, 225 keV, 250 keV, 275 keV i 300 keV [5.90]. Do wytworzenia w implantatorze wiązek jonowych wodoru oraz azotu użyto plazmowego źródła jonów typu Nielsena [5.91, 5.92].

W celu uniknięcia efektu spiętrzania impulsów w torze spektrometrycznym, natężenie prądu bombardującej wiązki jonowej nie przekraczało wartości 1 μA.

W trakcie trwania eksperymentu były rejestrowane widma energetyczne emitowanego z próbki promieniowania rentgenowskiego w obszarze linii emisyjnej Mo-L o energii 2,293 keV. Z uwagi na energetyczną zdolność rozdzielczą toru spektrometrycznego, wynoszącą 240 eV, wierzchołki odpowiadające liniom emisyjnym Mo-L_α (2,293 keV) i Mo-L_β (2,395 keV) nie zostały rozdzielone.

Poszczególne spektra otrzymano bombardując próbki takimi dawkami jonów, aby uzyskać w rejestrowanym widmie dobrze zarysowane wierzchołki (o odpowiedniej statystyce) związane z linią emisyjną Mo-L. Następnie wszystkie zarejestrowane spektra zostały unormowane względem przyjętej, identycznej dawki bombardujących jonów równej $4{,}84 \cdot 10^{15}$ jonów/cm^2, co odpowiadało porcji ładunku elektrycznego $5{,}519 \cdot 10^{-4}$ C, zebranego na tarczy o powierzchni 0,713 cm^2. Rysunek 5.79 przedstawia przykładowe, unormowane fragmenty widm energetycznych promieniowania X, obejmujące wierzchołek związany z linią emisyjną Mo-L. Spektra te uzyskano w wyniku bombardowania tarczy

Mo jonami H_2^+ o energiach: 175 keV, 225 keV i 250 keV. Na rysunku 5.79 widać wyraźnie zaznaczone wierzchołki odpowiadające linii emisyjnej Mo-L oraz tło promieniowania X w zakresie niskich energii, których wysokość rośnie wraz ze wzrostem energii bombardujących jonów.

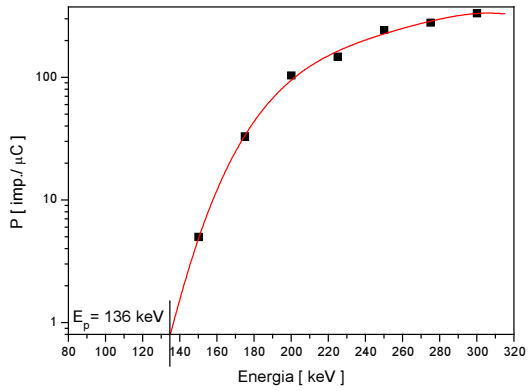


Rys. 5.79. Widma energetyczne promieniowania rentgenowskiego, emitowanego z tarczy molibdenowej bombardowanej wiązką jonów H_2^+ o energiach: 175 keV, 225 keV i 250 keV [5.90]

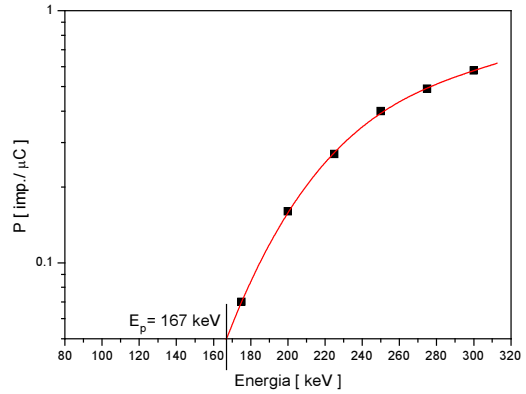
W celu wyznaczenia względnej wydajności P emisji promieniowania X, za pomocą programu komputerowego HGAM [5.77, 5.78] zsumowano liczbę zliczeń w kanałach pod poszczególnymi wierzchołkami, związanymi z linią emisyjną Mo-L. Następnie od otrzymanych sum zostały odjęte odpowiednie wartości tła. Wielkości tła pod analizowanymi wierzchołkami wyznaczono obliczając średnie z liczby zliczeń w kanałach przed oraz za wierzchołkami i następnie mnożąc je przez liczbę kanałów opisujących dany wierzchołek. Otrzymane, rzeczywiste liczby zliczeń pod wierzchołkami zostały podzielone przez porcję ładunku $5{,}519 \cdot 10^{-4}$ C, względem której były normowane widma. W ten sposób wyznaczono wydatek zarejestrowanych fotonów promieniowania X linii emisyjnej L molibdenu, przypadający na jednostkowy ładunek elektryczny równy 1 μC. Powyższe dane i wyniki obliczeń są zebrane w tabeli 5.4. Na rysunkach 5.80 i 5.81 przedstawione zostały wykresy względnej wydajności emisji promieniowania X linii Mo-L, w zależności od rodzaju i energii padających na tarczę jonów. Wykresy te uzyskano aproksymując punkty otrzymane na drodze doświadczalnej funkcją $P = a \cdot (E - E_p)^{\lambda}$, ($a$, λ – parametry).

Tabela.5.4. Zestawienie danych niezbędnych do wyznaczenia zależności względnej wydajności emisji promieniowania X linii Mo-L z tarczy molibdenowej od energii bombardujących jonów H_2^+ oraz N^+

Lp	Energia jonu [keV]	Jon H_2^+	Jon N^+
		Wydajność P [imp./μC]	Wydajność P [imp./μC]
1	300	335	0,58
2	275	288	0,49
3	250	244	0,40
4	225	148	0,27
5	200	104	0,16
6	175	33	0,07
7	150	5	-



Rys. 5.80. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania rentgenowskiego linii Mo-L z tarczy molibdenowej, bombardowanej wiązką jonów H_2^+ o energii do 300 keV

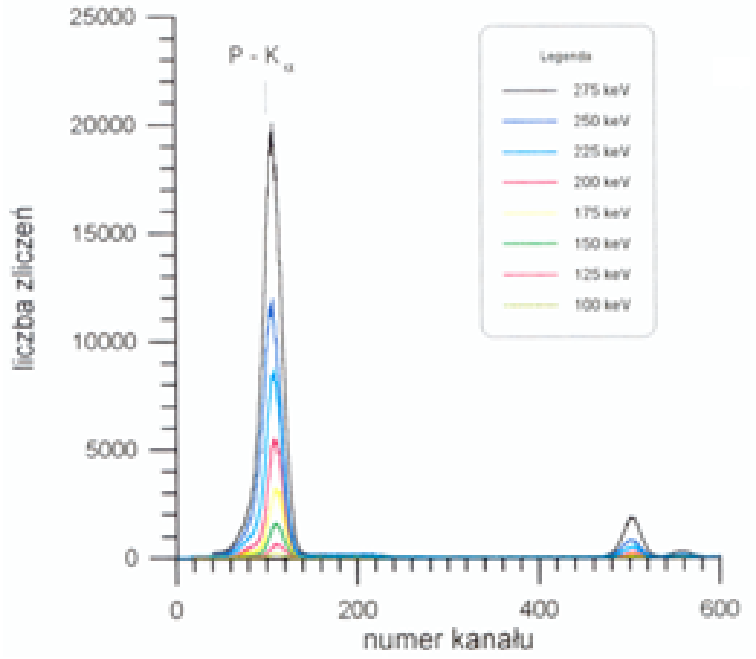


Rys. 5.81. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania rentgenowskiego linii Mo-L z tarczy molibdenowej, bombardowanej wiązką jonów N^+ o energii do 300 keV

Przedstawienie wykresów w skali półlogarytmicznej pozwala w łatwy sposób określić energie progowe bombardujących jonów E_p, poniżej których emisja fotonów promieniowania rentgenowskiego linii emisyjnej Mo-L nie była obserwowana. Wyznaczona wartość energii progowej dla jonów H_2^+ wynosi 136 keV, natomiast dla jonów N^+ jest równa 167 keV.

W kolejnym eksperymencie obiektem badań były tarcze przygotowane z krystalicznych płytek fosforku galu (GaP). Pomiary zostały przeprowadzone dla ośmiu różnych wartości energii jonów H^+, bombardujących próbki w przedziale od 100 keV do 275 keV. Wykonano dwie serie pomiarowe, umieszczając za każdym razem na obrotowym stoliku po cztery identyczne tarcze. Wszystkie próbki były bombardowane taką samą dawką jonów wodoru H^+ – $1{,}75 \cdot 10^{15}$ H^+/cm^2, co odpowiadało porcji ładunku elektrycznego $2 \cdot 10^{-4}$ C, zebranego na tarczy o powierzchni 0,713 cm^2. Natężenie prądu padającej na próbkę wiązki jonowej nie przekraczało wartości 1 μA.

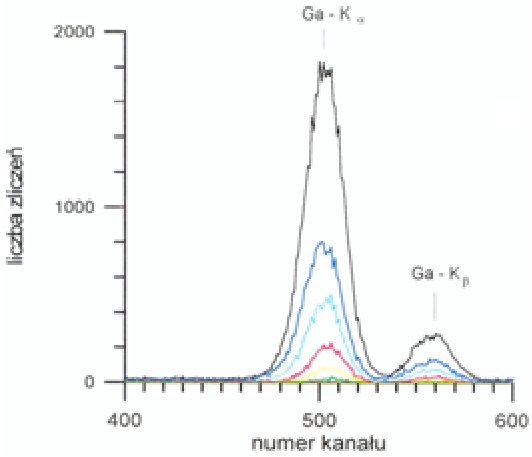
W wyniku bombardowania tarczy GaP wiązką jonów H^+ o energii $E_0 > 150$ keV, w widmach emitowanego promieniowania X obserwowano trzy wierzchołki związane z liniami emisyjnymi charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego: P-K_α o energii 2,015 keV, Ga-K_α o energii 9,251 keV i Ga-K_β o energii 10,263 keV.



Rys. 5.82. Widma energetyczne promieniowania X, emitowanego z tarcz GaP bombardowanych wiązką jonów H^+ o energiach od 100 keV do 275 keV

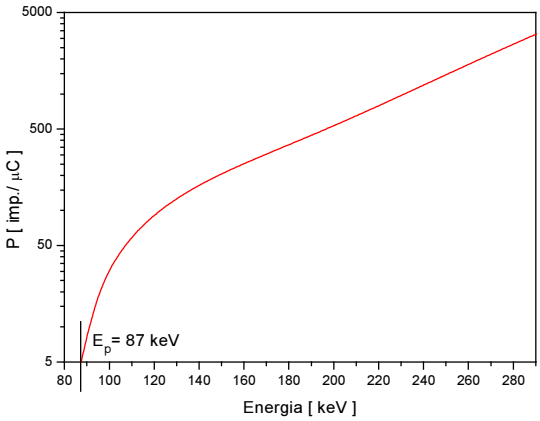
Wyznaczone spektra promieniowania X dla różnych wartości energii bombardujących jonów H^+ zaprezentowane są na rys. 5.82 i 5.83.

Rysunek 5.82 przedstawia całe zarejestrowane widma, natomiast na rys. 5.83 zamieszczono powiększony fragment spektrum zawierający wierzchołki związane z liniami emisyjnymi galu.

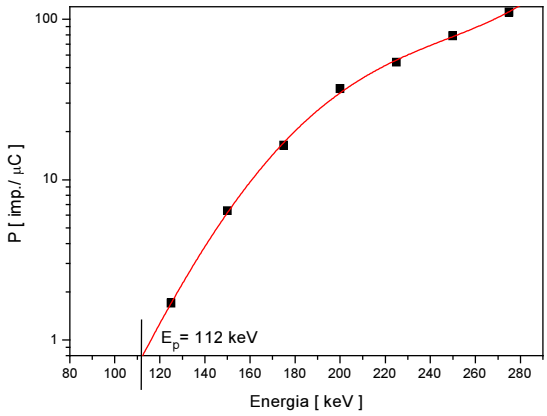


Rys. 5.83. Powiększony fragment widm promieniowania rentgenowskiego z tarcz GaP, obejmujący wierzchołki odpowiadające liniom emisyjnym Ga-K_α i Ga-K_β

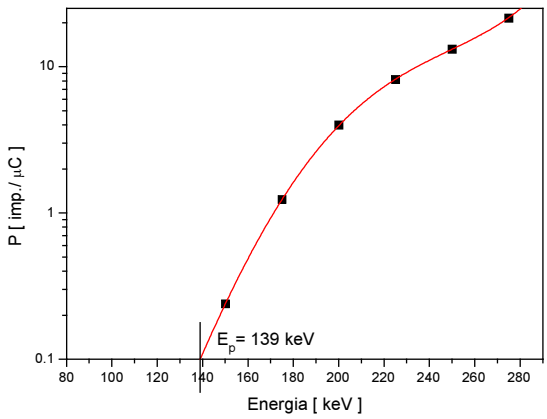
Jak łatwo zauważyć, dla wiązki jonów H^+ o energii mniejszej niż 150 keV, wierzchołki odpowiadające liniom emisyjnym Ga-K_α i Ga-K_β nie są obserwowane. Posługując się programem komputerowym HGAM [5.77, 5.78] obliczono pola powierzchni pod poszczególnymi wierzchołkami energetycznymi z uwzględnieniem tła, a następnie zostały wyznaczone względne wydajności emisji odpowiednich linii promieniowania X w naświetlanych jonami H^+ tarczach. Otrzymane wyniki zebrane są w tabeli 5.5. Na rys. 5.84, 5.85 oraz 5.86 przedstawiono odpowiednio wykresy zależności względnej wydajności emisji fotonów promieniowania rentgenowskiego linii emisyjnych P-K_α, Ga-K_α i Ga-K_β od energii bombardujących jonów H^+.



Rys. 5.84. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania rentgenowskiego linii P-K_α z tarczy GaP bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii do 275 keV



Rys. 5.85. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania rentgenowskiego linii Ga-K_α z tarczy GaP bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii do 275 keV



Rys. 5.86. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania rentgenowskiego linii Ga-K_β z tarczy GaP bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii do 275 keV

Wykresy te zostały zaprezentowane w skali półlogarytmicznej, co pozwoliło w łatwy sposób określić wartości energii progowych bombardujących jonów H^+, poniżej których nie obserwowano emisji fotonów w/w linii promieniowania rentgenowskiego. Wyznaczone wartości energii progowych jonów H^+ wynoszą: dla linii P-K_α – 87 keV, dla linii Ga-K_α – 112 keV, a dla linii Ga-K_β – 138 keV.

Tabela.5.5. Zestawienie danych niezbędnych do wyznaczenia zależności względnej wydajności emisji promieniowania X linii P-K_α, Ga-K_α oraz Ga-K_β z tarczy GaP od energii bombardujących jonów H^+

GaP			
energia padających jonów [keV]	prąd jonowy [μA]	linia	wydajność imp/μC
100	0,30	Ga K_α	-
		Ga K_β	-
		P	21,3
125	0,30	Ga K_α	1,7
		Ga K_β	-
		P	133
150	0,30	Ga K_α	6,4
		Ga K_β	0,24
		P	169
175	0,30	Ga K_α	16,4
		Ga K_β	1,24
		P	332
200	0,30	Ga K_α	37
		Ga K_β	4,0
		P	557
225	0,30	Ga K_α	54
		Ga K_β	8,2
		P	962
250	0,30	Ga K_α	79
		Ga K_β	13,2
		P	1443
275	0,30	Ga K_α	111
		Ga K_β	21,5
		P	2493

5.13.3. Emisja charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz metalicznych bombardowanych ciężkimi jonami

Badanie zjawiska emisji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych wiązkami ciężkich jonów średnich energii nie jest tak popularne wśród eksperymentatorów jak to, w których stosuje się jony lekkie [5.18, 5.27, 5.89, 5.93–5.96]. Jednakże z punktu widzenia implantacji jonowej, a w szczególności modelowania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek, to zagadnienie jest istotne, gdyż pozwala dokładniej poznać procesy odpowiedzialne za hamowanie elektronowe penetrujących tarczę ciężkich jonów.

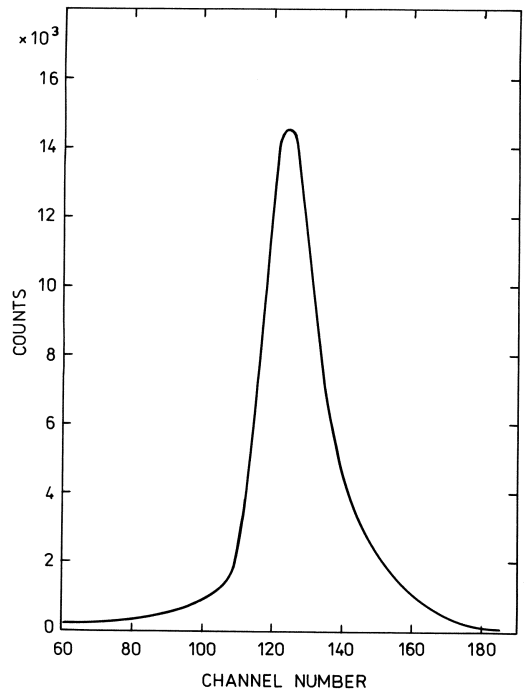
W eksperymencie badano emisję charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego z tarcz metalicznych bombardowanych jonami argonu Ar^+ [5.74]. Jak było powiedziane w rozdziale 5.5 niniejszego opracowania, mechanizm jonizacji wewnętrznych powłok elektronowych atomów takimi jonami jest inny niż w przypadku zastosowania jonów lekkich.

Na końcowy wynik eksperymentu może wpływać wiele czynników, które powodują jego zafałszowanie. Jednym z nich jest czystość bombardującej wiązki jonowej, która może zawierać zanieczyszczenia w postaci jonów wielokrotnie naładowanych oraz molekularnych o identycznym stosunku *m/q* co pożądane jony. Wartości przekrojów czynnych na emisję fotonów wybranej linii promieniowania rentgenowskiego z tarcz bombardowanych jonami o identycznych energiach, lecz różnym stosunku *m/q* nie są takie same. Jeżeli wiązka padających jonów jest zanieczyszczona, to wyznaczenie wydajności emisji fotonów określonych linii promieniowania rentgenowskiego, może być obarczone znacznym błędem pomiarowym.

W celu wytworzenia w implantatorze wiązki jonowej argonu, zostało zastosowane plazmowe źródło jonów typu Sideniusa [5.92, 5.97, 5.98], do którego był dozowany argon techniczny zawierający domieszki innych gazów, między innymi kryptonu. Krypton posiada sześć naturalnych izotopów. Jeden z nich o zawartości 2,25% ma masę atomową równą 80 j.m.a., a więc podwójnie naładowane jony tego izotopu $^{80}Kr^{2+}$ mogą zanieczyszczać wiązkę argonową Ar^+, z uwagi na identyczny stosunek *m/q*. Określenia udziału natężenia prądu jonowego $^{80}Kr^{2+}$ w wiązce jonowej Ar^+, dokonano w sposób pośredni, mierząc natężenia prądów wiązek jonowych $^{40}Ar^+$, $^{84}Kr^+$ oraz $^{80}Kr^+$ (izotop ^{84}Kr charakteryzuje się największą zawartością w naturalnym składzie izotopowym kryptonu wynoszącą 57%). Pomiary były przeprowadzone z wykorzystaniem puszki Faradaya umieszczonej w jonowodzie implantatora za magnesem separującym (patrz rys. 3.4).

Zmierzone wartości natężeń prądów jonowych wynosiły odpowiednio: 38 μA ($^{40}Ar^+$), 35 nA ($^{84}Kr^+$) i 1,5 nA ($^{80}Kr^+$), a więc natężenie prądu wiązki jonowej $^{80}Kr^+$ było cztery rzędy wielkości mniejsze niż natężenie wiązki Ar^+. Ponadto przekrój czynny na wytwarzanie jonów Kr^{2+} w źródle plazmowym jest o rząd wielkości mniejszy od przekroju czynnego na wytwarzanie jonów Kr^+ [5.99]. Podsumowując powyższe rozważania można stwierdzić, że natężenie prądu wiązki jonowej $^{80}Kr^{2+}$ było ponad cztery rzędy wielkości mniejsze od natężenia wiązki Ar^+. Nie miało więc ono praktycznie istotnego wpływu na wyniki prowadzonego eksperymentu, biorąc nawet pod uwagę fakt, że z wcześniej przeprowadzonych badań wynikało, iż wydajność emisji promieniowania X linii L z tarczy molibdenowej bombardowanej wiązką jonów Kr^{2+} o energii 250 keV była dwukrotnie wyższa, niż w przypadku bombardowania jej wiązką jonów Ar^+ o identycznej energii.

W eksperymencie zastosowano metaliczne, spektralnie czyste tarcze o grubości od 0,25 mm do 0,5 mm, wykonane z następujących pierwiastków: Zr, Nb, Mo, Rh, Pd, Ag, Sn, W, Pt, Au i Pb. Dla każdej tarczy wartość natężenia prądu bombardującej wiązki argonowej była tak dobrana, aby szybkość rejestracji emitowanych z niej fotonów X nie przekraczała 1500 imp/sek, co zapobiegało efektowi spiętrzania impulsów w torze spektrometrycznym. W rejestrowanych widmach energetycznych promieniowania rentgenowskiego analizowano wierzchołki odpowiadające emisji fotonów promieniowania X linii L następujących pierwiastków: Zr, Nb, Mo, Rh, Pd, Ag i Sn oraz z powłoki M: W, Pt, Au i Pb. Przykładowy, zarejestrowany wierzchołek w widmie energetycznym promieniowania X, emitowanego z tarczy molibdenowej, odpowiadający linii emisyjnej L (energia fotonów – 2,293 keV), przedstawio-no na rys. 5.87. Energia wiązki jonów argonu (Ar^+, 250 keV), była zbyt mała, aby wzbudzić w bombardowanych tarczach promieniowanie rentgenowskie linii emisyjnej K.



Rys. 5.87. Fragment widma energetycznego promieniowania X z tarczy Mo bombardowanej jonami Ar^+ (250 keV), obejmujący wierzchołek związany z linią emisyjną Mo-L [5.74]

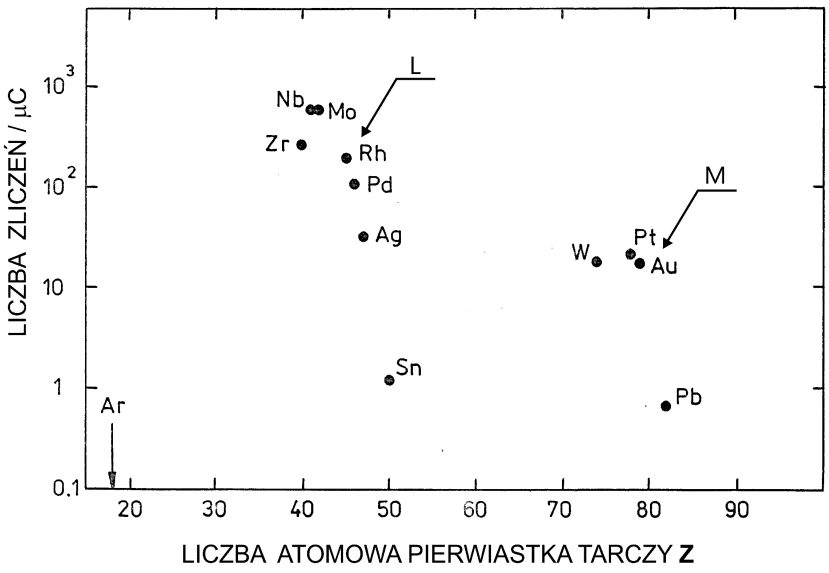
W tabeli 5.6 zestawiono dane dotyczące analizowanych próbek: energie fotonów promieniowania X związanych z odpowiednimi liniami emisyjnymi, dawki implantacji jonów Ar^+ do poszczególnych tarcz, ładunek elektryczny zgromadzony na próbce w trakcie bombardowania, sumaryczne liczby zliczeń pod analizowanymi wierzchołkami i względne wydajności emisji promieniowania X z bombardowanych tarcz. Należy podkreślić, że wyznaczenie bezwzględnych wartości przekrojów czynnych na wzbudzanie promieniowania X w grubych tarczach w wyniku bombardowania ich wiązką ciężkich jonów średniej energii jest zadaniem trudnym eksperymentalnie.

Tabela.5.6. Zestawienie danych niezbędnych do wyznaczenia zależności względnej wydajności emisji promieniowania X wybranych linii L oraz M od liczby *Z* materiału tarcz bombardowych jonami Ar^+ o energii 250 keV

Lp.	Z	Symbol chemiczny	Linia	Energia [keV]	Dawka Ar^+/cm^2	Zebrany ładunek [C]	Liczba zliczeń pod wierzchołkiem	Wydajność względna [imp/μC]
1	40	Zr	L	2,042	$5{,}26x10^{15}$	$6x10^{-4}$	169807	283,012
2	41	Nb	L	2,166	$5{,}26x10^{15}$	$6x10^{-4}$	383062	638,436
3	42	Mo	L	2,293	$5{,}26x10^{15}$	$6x10^{-4}$	374502	624,170
4	45	Rh	L	2,696	$5{,}26x10^{15}$	$6x10^{-4}$	123354	205,591
5	46	Pd	L	2,838	$5{,}26x10^{15}$	$6x10^{-4}$	67886	113,143
6	47	Ag	L	2,984	$5{,}26x10^{15}$	$6x10^{-4}$	20494	34,156
7	50	Sn	L	3,444	$1{,}40x10^{16}$	$1{,}6x10^{-3}$	1991	1,244
8	74	W	M	1,775	$1{,}75x10^{16}$	$2x10^{-3}$	39206	19,603
9	78	Pt	M	2,050	$1{,}75x10^{16}$	$2x10^{-3}$	48516	24,258
10	79	Au	M	2,123	$1{,}75x10^{16}$	$2x10^{-3}$	39166	19,583
11	82	Pb	M	2,345	$1{,}40x10^{16}$	$1{,}6x10^{-3}$	1192	0,7448

Na rysunku 5.88 przedstawiono zależność względnej wydajności emisji promieniowania charakterystycznego X linii L oraz M w funkcji liczby atomowej *Z* materiału tarczy ($P = f(Z)$). Łatwo jest zauważyć periodyczną strukturę omawianej zależności ze stosunkiem wierzchołek - dolina, osiągający prawie trzy rzędy wielkości dla linii emisyjnej L (Nb, Mo) i ponad rząd wielkości dla linii emisyjnej M (W, Pt, Au). Ujawniająca się rezonansowa zależność względnej wydajności emisji fotonów promieniowania X określonej linii od liczby *Z* pierwiastka tarczy może być wyjaśniona w oparciu o efekt przykrywania się poziomów energetycznych atomu próbki

i nadlatującego z odpowiednią prędkością ciężkiego jonu (powstanie i rozpad kwazimolekuły jon-atom materiału tarczy) (patrz rozdział 5.5).



Rys. 5.88. Zależność względnej wydajności emisji promieniowania charakterystycznego X linii L oraz M z tarcz metalicznych bombardowanych wiązką jonów Ar^+ o energii 250 keV w funkcji liczby atomowej Z materiału próbki ($P = f(Z)$) [5.74, 5.75]

W rejestrowanych widmach energetycznych Sn i Pb uwidoczniły się względnie duże wierzchołki, odpowiadające linii emisyjnej K argonu (2,957 keV). Ta linia pochodzi głównie od zaimplantowanych do tarczy atomów Ar.

W przypadku próbek wykonanych z folii Zr, Nb, Mo i Rh wierzchołek argonowy nakładał się częściowo na wierzchołki odpowiadające linii emisyjnej L wymienionych pierwiastków, powodując ich poszerzenie w kierunku wyższych energii. Na podstawie oceny wysokości wierzchołków związanych z linią emisyjną Ar-K w widmach Sn i Pb oraz uwzględniając dawki implantacji tarcz, wykonanych z Zr, Nb, Mo i Rh oszacowano udział rejestrowanych fotonów X linii emisyjnej Ar-K, który nie przekraczał 5% całkowitej liczby zliczeń w wierzchołkach odpowiadających liniom emisyjnym L w/w pierwiastków.

Precyzyjne określenie tego wkładu wymaga zastosowania detektora o znacznie lepszej zdolności rozdzielczej niż miał detektor używany w prezentowanych pomiarach (240 eV). Odnośnie próbki wykonanej ze srebra, energia fotonów linii emisyjnej L jest prawie równa energii fotonów linii emisyjnej Ar-K (różnica wynosi 27 eV), a także tarczy palladowej, gdzie różnica energii fotonów linii emisyjnej Ar-K i Pd-L wynosi 120 eV,

bezpośrednie określenie udziału fotonów promieniowania rentgenowskiego linii emisyjnej Ar-K w rejestrowanych wierzchołkach nie jest możliwe.

W widmach energetycznych promieniowania X emitowanych z tarcz wykonanych odpowiednio z W, Au i Pt, także obserwowano wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Ar-K, pochodzący od zaimplantowanych atomów argonu.

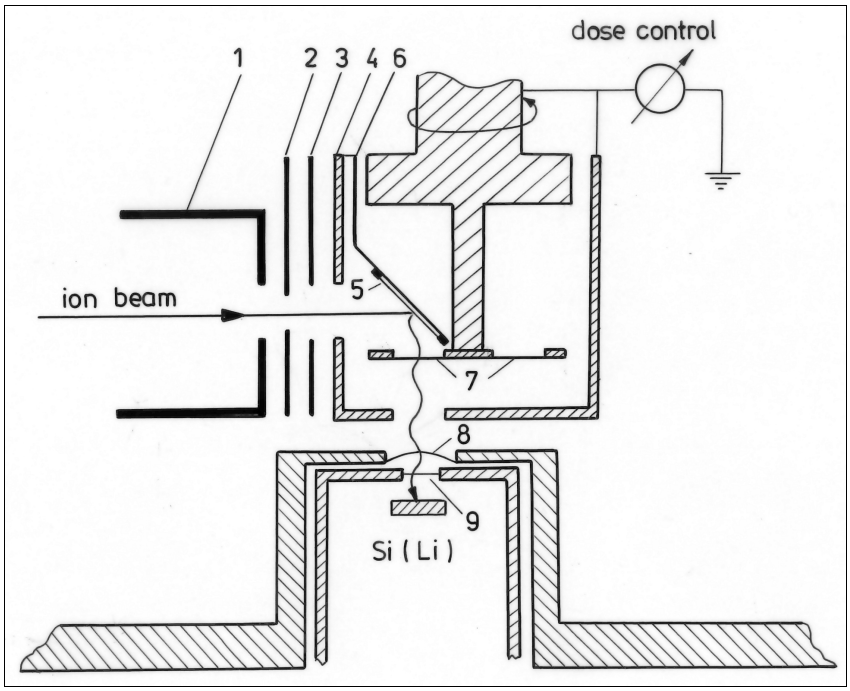
5.13.4. Wpływ dawki jonów Ar^+ o energii 250 keV bombardujących tarczę Mo na wydajność emisji promieniowania rentgenowskiego

Kolejny eksperyment został wykonany w celu uzyskania odpowiedzi na pytanie, czy istnieje zależność pomiędzy dawką implantowanych ciężkich jonów, a natężeniem emitowanego z tarczy charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego [5.75, 5.100]. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów względnej wydajności emisji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego P linii L oraz M z tarcz metalicznych bombardowanych wiązką jonów Ar^+ o energii 250 keV, do zaplanowanego eksperymentu została wybrana próbka molibdenowa. W czasie trwania doświadczenia intensywność wiązki fotonów linii emisyjnej Mo-L w zależności od dawki implantowanych jonów argonu rejestrowano w dwóch torach spektrometrycznych:

1) w torze wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów – rejestrowano zmiany kształtu wybranego fragmentu widma energetycznego promieniowania X, obejmującego wierzchołek związany z linią emisyjną Mo-L, w zależności od dawki implantacji (czas rejestracji widma określony był czasem zbierania na tarczy ustalonej dawki implantowanych jonów);
2) w torze analizatora jednokanałowego – zliczano emitowane z tarczy fotony promieniowania X linii emisyjnej Mo–L w funkcji dawki implantacji (czas wyznaczenia jednego punktu pomiarowego także określony był czasem zbierania na tarczy zadanej porcji ładunku elektrycznego, niesionego przez wiązkę bombardujących jonów).

Wykonanie zaplanowanego doświadczenia wymagało odpowiedniego przystosowania komory eksperymentalnej, której schemat przedstawiony jest na rys. 5.89 [5.75]. Badaną próbkę umieszczono tym razem na nieruchomym, aluminiowym, płaskim stoliku, ustawionym na stałe pod kątem 45° do kierunku padania wiązki jonowej i osi detektora promieniowania rentgenowskiego. Metaliczne połączenie stolika z wymrażarką azotową zapewniało w razie potrzeby chłodzenie tarczy, której temperaturę można było

kontrolować za pomocą termopary typu K. Pod stolikiem został zamontowany aluminiowy dysk z czterema okienkami mylarowymi o grubości 1,5 μm i średnicy 13 mm każde.



Rys. 5.89. Schemat komory eksperymentalnej przeznaczonej do wyznaczenia zależności względnej wydajności emisji promieniowania X od dawki implantacji; 1 – diafragma definiująca, 2 – diafragma formująca, znajdująca się na potencjale ziemi, 3 – elektroda antydynatronowa, znajdująca się na potencjale –500V względem ziemi, 4 – puszka Faradaya, 5 – analizowana tarcza, 6 – stolik do mocowania tarczy, 7 – dysk z okienkami mylarowymi o grubości 1,5 μm, 8 – próżniowe okienko mylarowe o grubości 25 μm, 9 – okienko berylowe detektora Si(Li) [5.74, 5.75]

Ich zadanie polegało na zabezpieczeniu próżniowego okienka mylarowego (o grubości 25 μm), umieszczonego w dnie komory próżniowej, przed zanieczyszczeniem rozpylanym w trakcie implantacji materiałem próbki. Dysk przymocowano do metalowego trzpienia wymrażarki, który mógł być obracany wokół pionowej osi. Takie rozwiązanie umożliwiało zmianę okienek pod implantowaną tarczą w trakcie trwania eksperymentu. W ten sposób starano się zmniejszyć ilość osadzanego na pojedynczym okienku rozpylanego z próbki materiału, co mogło mieć istotne znaczenie w przypadku bombardowania jej dużą dawką jonów. Gruba warstwa napylonego na okienko materiału mogłaby znacząco osłabiać natężenie przechodzącej przez nie wiązki fotonów promieniowania X i prowadzić do dużego błędu pomiarowego.

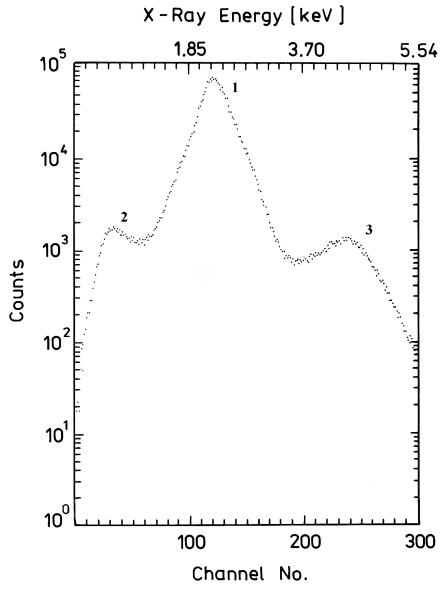
Wykonanie zaplanowanego eksperymentu wymagało określenia kilku niezbędnych warunków początkowych. Przede wszystkim należało ustalić:

– parametry bombardującej wiązki jonowej;

– liczbę dostępnych sektorów pamięci wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów (WAA);
– poziomy wzmocnienia wzmacniaczy liniowych toru spektrometrycznego;
– poziomy progów dyskryminacji w WAA;
– szerokość i położenie okna energetycznego jednokanałowego analizatora amplitudy;
– dawkę implantacji dla jednego cyklu pomiarowego;
– maksymalne obciążenie detektora Si(Li).

W celu określenia w/w początkowych warunków doświadczenia, do stolika komory eksperymentalnej przymocowano próbną tarczę molibdenową, na którą została skierowana wiązka jonów argonu Ar^+ o energii 250 keV. W implantatorze dobrano odpowiednie wartości napięć: ogniskującego, odchylającego i przemiatania. Zastosowanie przemiatania wiązki jonowej w dwóch kierunkach X i Y wynikało z potrzeby uzyskania dobrej jednorodności implantacji powierzchni tarczy, która jak w poprzednich eksperymentach była równa 0,713 cm^2.

Pierwszy zarejestrowany w torze WAA fragment widma energetycznego emitowanego promieniowania X przedstawiono na rys. 5.90.



Rys. 5.90. Fragment zarejestrowanego widma energetycznego fotonów promieniowania X wzbudzonych w tarczy molibdenowej wiązką jonów Ar^+ o energii 250 keV

Można w nim wyróżnić trzy wierzchołki:

1) centralny wierzchołek, oznaczony numerem 1, odpowiada linii emisyjnej L molibdenu (2,293 keV);

2) wierzchołek nr 2 związany jest z procesem reakcji detektora Si(Li) na niskoenergetyczne promieniowanie X, którego energia nieznacznie przekracza krawędź absorpcji krzemu (1,838 keV) [5.9];
3) wierzchołek nr 3 wynika z efektu spiętrzania impulsów w torze spektrometrycznym (2·2,293 keV = 4,586 keV).

Ponieważ założono, że w trakcie trwania właściwego eksperymentu kolejne energetyczne widma promieniowania X będą rejestrowane w sektorach pamięci WAA o pojemności 256 kanałów każdy (cała pamięć WAA została podzielona na 16 sektorów), dlatego też zaprezentowane na rys. 5.90 spektrum posłużyło do zweryfikowania ustawień poziomów wzmocnienia wzmacniaczy liniowych oraz progów dyskryminacji w torze spektrometrycznym WAA. Zostały one tak dobrane, aby w 256 kanałach WAA w całości rejestrować wybrany fragment widma, obejmujący wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Mo-L.

Następnie wyznaczono maksymalne obciążenie detektora Si(Li) emitowanymi z tarczy fotonami promieniowania X, przy którym jeszcze nie występuje wyraźny efekt spiętrzania impulsów w torze spektrometrycznym. Ustalono, że całkowita liczba rejestrowanych fotonów promieniowania rentgenowskiego nie powinna przekraczać 1500 na sekundę. Takie obciążenie detektora Si(Li) zostało uzyskane dla natężenia prądu wiązki jonowej równego 2,2 μA, co oznaczało, że gęstość prądu jonowego na powierzchni naświetlanej próbki wynosiła 3,1 $\mu A/cm^2$.

Kolejny etap eksperymentu dotyczył określenia szerokości okna energetycznego jednokanałowego analizatora amplitudy oraz jego położenia na osi energii. Ustawienia te zostały tak dobrane, aby rejestrowane były praktycznie tylko fotony promieniowania X, które posiadają energię odpowiadającą linii emisyjnej Mo-L (2,293 keV), zapewniając jednocześnie zadowalającą statystykę liczby zliczeń. Powyższe wymagania spełniało okno energetyczne o szerokości 300 eV ustawione dokładnie na wierzchołku związanym z linią emisyjną Mo-L.

Po określeniu początkowych warunków doświadczenia, przystąpiono do wykonania właściwych pomiarów. Na stoliku komory eksperymentalnej została umieszczona umyta w acetonie oraz metanolu nowa tarcza, przygotowana ze spektralnie czystej folii molibdenowej o grubości 0,1 mm, którą wyprodukowała firma Reactor Experiments Inc. W WAA wybrano adres pierwszego sektora pamięci, a w integratorze natężenia prądu jonowego IPJ została zaprogramowana porcja ładunku elektrycznego równa $2 \cdot 10^{-3}$ C, która odpowiadała dawce $0{,}175 \cdot 10^{17}$ jonów Ar^+/cm^2. Ta wartość dawki była ustalona

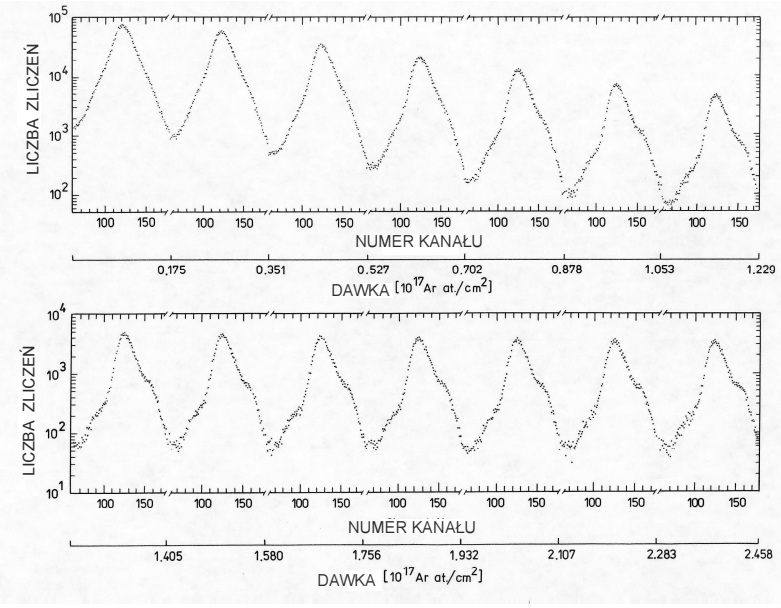
w trakcie trwania eksperymentu wstępnego. Po wykonaniu powyższych czynności i uzyskaniu w komorze eksperymentalnej odpowiedniego poziomu próżni – $2 \cdot 10^{-4}$ Pa, przystąpiono do bombardowania tarczy wcześniej przygotowaną wiązką jonów Ar^+ oraz jednoczesnej rejestracji wybranego fragmentu widma energetycznego emitowanych fotonów promieniowania X, zgodnie z procedurą pomiarową, która została opisana w rozdziale 5.12.4. Zebranie na próbce zaprogramowanej w IPJ porcji ładunku elektrycznego równej $2 \cdot 10^{-3}$ C, wyznaczyło moment zakończenia pierwszego cyklu pomiarowego, czyli przesłonięcia bombardującej próbkę wiązki jonowej tarczą stopera.

Temperatura próbki podczas bombardowania jonowego była kontrolowana i utrzymywana na poziomie 25°C, w wyniku schładzania jej ciekłym azotem za pośrednictwem wymrażarki.

Przed wykonaniem następnego cyklu pomiarowego, pod tarczą zostało umieszczone nowe okienko mylarowe w wyniku obrócenia dysku z okienkami o kąt 90°, wybrano adres drugiego sektora pamięci WAA, a w IPJ ponownie zaprogramowano ustaloną porcję ładunku elektrycznego równą $2 \cdot 10^{-3}$ C. Następnie został uruchomiony drugi cykl pomiarowy, w trakcie którego wybrany fragment widma energetycznego emitowanych z próbki fotonów promieniowania X był rejestrowany dla identycznych parametrów wiązki jonowej jak w pierwszym cyklu pomiarowym. Łącznie wykonano czternaście cykli pomiarowych. Tak więc, niezmieniana podczas całego eksperymentu próbka była zaimplantowana sumaryczną dawką jonów Ar^+, równą $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 ($14 \cdot 0{,}175 \cdot 10^{17}$ $Ar^+/cm^2 = 2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2). W kolejnych sektorach pamięci WAA zarejestrowano więc czternaście wybranych fragmentów widm energetycznych promieniowania X, obejmujących wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Mo-L. Widma te przedstawione są na rys. 5.91.

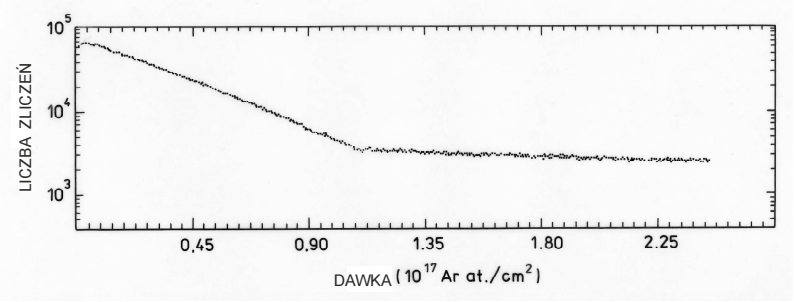
W czasie trwania eksperymentu, równolegle z analizą widm energetycznych promieniowania X za pomocą WAA, w torze analizatora jednokanałowego były rejestrowane zmiany intensywności linii emisyjnej Mo-L wraz ze wzrostem dawki padających jonów Ar^+. W czasie trwania każdego z czternastu cykli pomiarowych, w torze analizatora jednokanałowego rejestrowano 40 punktów pomiarowych. Czas zliczania impulsów z detektora Si(Li), niezbędny do wyznaczenia jednego punktu pomiarowego, określony był czasem zbierania na tarczy porcji ładunku elektrycznego równej $5 \cdot 10^{-5}$ C ($2 \cdot 10^{-3}$ C /40 = $5 \cdot 10^{-5}$ C), co odpowiadało dawce $4{,}375 \cdot 10^{14}$ Ar^+/cm^2. Na rys. 5.92 przedstawiona jest wyznaczona eksperymentalnie zależność natężenia promieniowania X

linii emisyjnej L molibdenu od dawki bombardujących próbkę jonów Ar^+ o energii 250 keV [5.75, 5.100].



Rys. 5.91. Zmiana kształtu wierzchołka związanego z linią emisyjną Mo-L w zależności od dawki bombardujących jonów Ar^+ o energii 250 keV; każdy zarejestrowany fragment widma odpowiada dawce implantacji $0{,}175 \cdot 10^{17}$ at.Ar/cm^2 [5.75, 5.100]

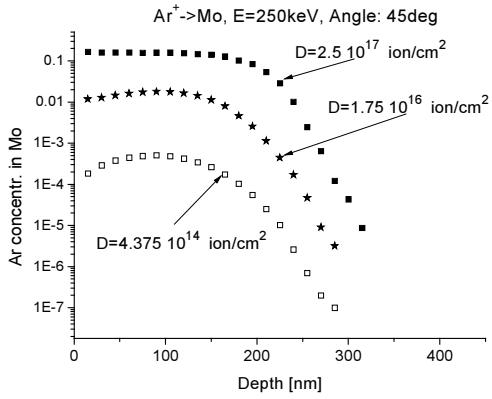
Analiza zaprezentowanych na rys. 5.91 i 5.92 wyników eksperymentalnych wymaga między innymi znajomości głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanych atomów argonu do tarczy molibdenowej. W celu wyznaczenia tego rozkładu przeprowadzono obliczenia numeryczne, wykorzystując kod komputerowy SATVAL [5.101, 5.102], który uwzględnia zjawisko rozpylania jonowego, a także obecność atomów uprzednio zaimplantowanych do tarczy (patrz rozdz. 4).



Rys. 5.92. Zależność natężenia wiązki fotonów promieniowania X linii emisyjnej Mo-L od dawki implantowanych jonów Ar^+ o energii 250 keV do tarczy molibdenowej [5.75, 5.100]

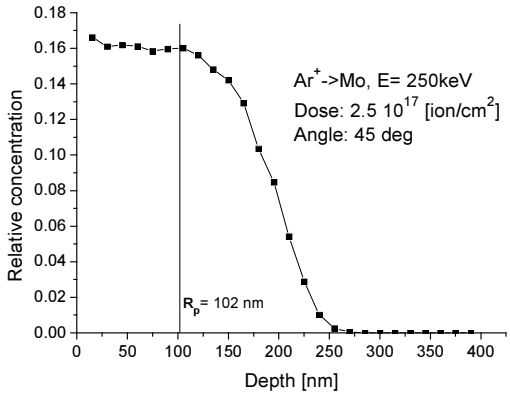
Identycznie jak w eksperymencie fizycznym, czystą próbkę molibdenową „bombardowano" wiązką jonów Ar^+ o energii 250 keV pod kątem 45°. Wyniki obliczeń zaprezentowane są w postaci wykresów na rys. 5.93. Krzywa 1 przedstawia głębokościowy

rozkład koncentracji zaimplantowanych atomów Ar, uzyskany dla dawki $4{,}375 \cdot 10^{14}$ Ar^+/cm^2; krzywa 2 dotyczy dawki $1{,}75 \cdot 10^{16}$ Ar^+/cm^2, natomiast krzywa 3 odnosi się do dawki końcowej równej $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2.



Rys. 5.93. Głębokościowe rozkłady koncentracji zdeponowanych atomów Ar w tarczy molibdenowej dla trzech różnych dawek implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV

Na rys. 5.94 pokazano krzywą 3 z rys. 5.93 w skali liniowej. Dla dawki implantacji równej $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2, największa względna koncentracja zdeponowanych w warstwie przypowierzchniowej tarczy atomów Ar wynosi około 16%, natomiast ich maksymalny zasięg jest równy 250 nm. Jak łatwo zauważyć (rys. 5.93), ze wzrostem dawki implantacji kształt omawianego rozkładu ulega zmianie. W głównej mierze wiąże się to ze zjawiskiem rozpylania jonowego, które towarzyszy procesowi implantacji.



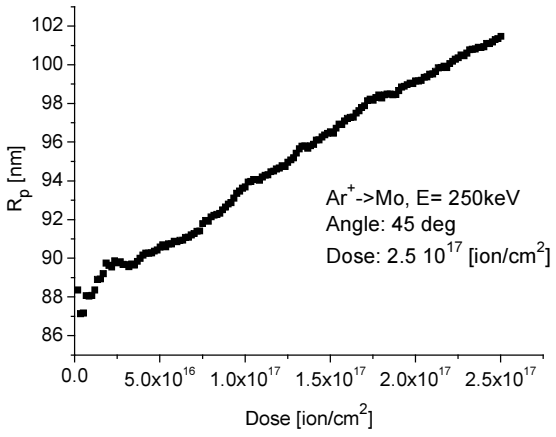
Rys. 5.94. Głębokościowy rozkład koncentracji zdeponowanych atomów Ar w tarczy molibdenowej dla dawki implantacji $2{,}46 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2

Na modyfikację omawianego rozkładu mogą wpływać także inne zjawiska fizyczne jak np. dyfuzja zaimplantowanych atomów zachodząca w wyniku wzrostu temperatury bombardowanego materiału, dyfuzja wspomagana bombardowaniem jonowym (ang.

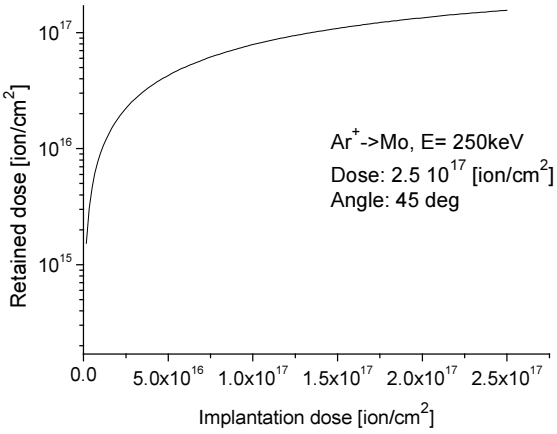
Radiation-Enhanced Diffusion RED), stopień zdefektowania próbki itd. Wraz ze zwiększaniem dawki bombardujących jonów Ar^+ rośnie grubość rozpylonej warstwy materiału tarczy. W początkowej fazie procesu implantacji usuwane są przypowierzchniowe warstwy próbki o małej zawartości zdeponowanego w nich argonu. Kontynuacja tego procesu powoduje, że powierzchnia tarczy coraz bardziej przemieszcza się w kierunku warstw o maksymalnej koncentracji zaimplantowanych atomów Ar.

Przeprowadzone modelowanie komputerowe pozwoliło określić także inne istotne zależności związane z procesem implantacji jonowej:

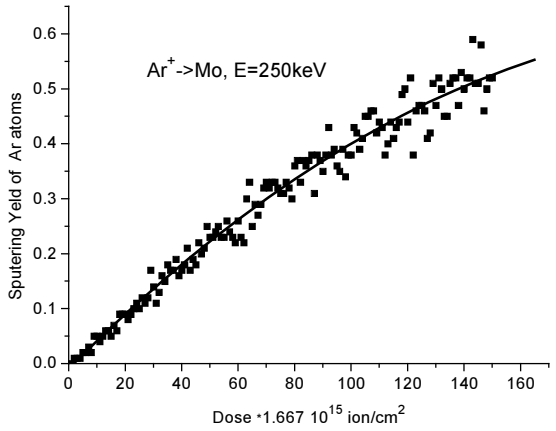
- zależność najbardziej prawdopodobnego zasięgu jonów Ar^+ w próbce od dawki implantacji, $R_p = f(D_i)$ (rys. 5.95);
- zależność dawki zdeponowanych atomów argonu D_z od dawki implantacji jonów argonu D_i do tarczy Mo, czyli tzw. krzywą nasycenia $D_z = f(D_i)$ (rys 5.96);
- zależność współczynnika rozpylania zdeponowanych atomów argonu Y_{Ar} w tarczy Mo od dawki implantacji jonów Ar^+, $Y_{Ar} = f(D_i)$ (rys. 5.97);
- zależność współczynnika rozpylania molibdenu Y_{Mo} w funkcji dawki implantacji D_i jonów Ar^+ o energii 250 keV, $Y_{Mo} = f(D_i)$ (rys. 5.98);
- zależność grubości rozpylonej warstwy materiału próbki h od dawki implantacji jonów Ar^+, $h = f(D_i)$ (rys. 5.99).



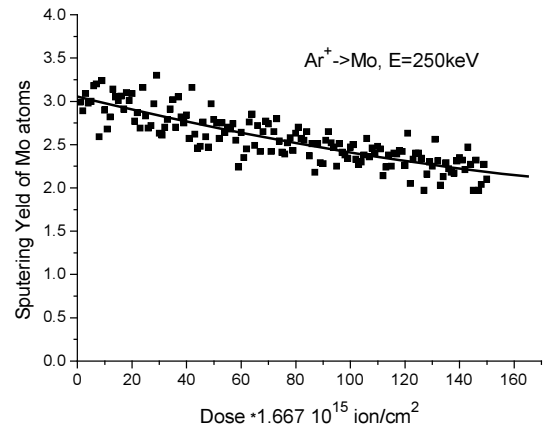
Rys. 5.95. Zależność zasięgu R_p jonów Ar^+ o energii 250 keV, bombardujących tarczę molibdenową z energią 250 keV, od dawki implantacji, $R_p = f(D_i)$



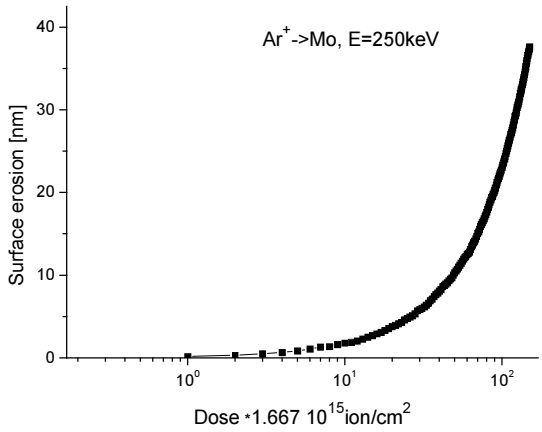
Rys. 5.96. Zależność dawki zdeponowanych atomów argonu D_z od dawki implantowanych jonów Ar^+ o energii 250 keV do tarczy molibdenowej (krzywa nasycenia), $D_z = f(D_i)$



Rys. 5.97. Wykres zależności współczynnika rozpylania zdeponowanych atomów argonu Y_{Ar} w tarczy molibdenowej od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV, $Y_{Ar} = f(D_i)$



Rys. 5.98. Wykres zależności współczynnika rozpylania molibdenu Y_{Mo} od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV do tarczy Mo, $Y_{Mo} = f(D_i)$



Rys. 5.99. Przesuwanie powierzchni tarczy molibdenowej w zależności od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV, $d = f(D_i)$

Przedstawione powyżej charakterystyki mają istotne znaczenie w procesie analizy zjawisk zachodzących podczas implantacji jonów Ar^+ do tarczy Mo. Zasięg R_p jonów Ar^+ (rys. 5.95), wyznaczony dla maksymalnej dawki eksperymentalnej ($2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2) jest równy 102 nm. Dawka zdeponowanych atomów argonu, odpowiadająca w/w dawce implantacji (określona z wykresu przedstawionego na rys. 5.96), wynosi $1{,}54 \cdot 10^{17}$ at.Ar/cm^2, co oznacza, że tylko 63% z liczby padających jonów Ar^+ pozostało w naświetlanej tarczy Mo, natomiast 37% uległo rozpyleniu. Wartość współczynnika rozpylania zaimplantowanych atomów argonu Y_{Ar} wyznaczona na podstawie zależności zaprezentowanej na rys. 5.97 zmieniała się od zera do 0,52 at.Ar/jonAr^+. Znajomość głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanej domieszki oraz zależności R_p od dawki implantacji, pozwala określić dawkę nasycenia, która w tym przypadku wynosi $2{,}15 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2. Według autorów prac [5.101, 5.102] za dawkę nasycenia uważa się najmniejszą wartość dawki implantacji, dla której koncentracja atomów domieszki jest stała w warstwie wyznaczonej pomiędzy powierzchnią tarczy i głębokością R_p.

W trakcie eksperymentu na wartość rejestrowanego natężenia promieniowania X, emitowanego z tarczy molibdenowej bombardowanej wiązką jonów Ar^+ o energii 250 keV, oprócz czynników aparaturowych, omówionych w rozdziałach 5.12.5–5.12.8 oraz 5.13.3, wpływ mogły mieć także takie zjawiska jak:

- pochłanianie promieniowania X w warstwie osadzonego na okienku mylarowym materiału tarczy;
- osłabienie natężenia wiązki promieniowania rentgenowskiego w próbce Mo;

– dyfuzja termiczna zaimplantowanych atomów Ar w tarczy molibdenowej.

W celu oszacowania grubości warstwy molibdenu osadzonej na okienku mylarowym o średnicy 13 mm i umiejscowionym w odległości 6 mm od środka badanej próbki (rys. 5.89), należało najpierw wyznaczyć ilość materiału, który został rozpylony z bombardowanej wiązką jonową tarczy. Posługując się wykresem zaprezentowanym na rys. 5.98, ustalono średnią wartość współczynnika rozpylania molibdenu wiązką jonów argonu o energii 250 keV i kącie padania 45° w przedziale dawki implantacji od zera do $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2. Jak wynika z przedstawionej zależności, wartość tego współczynnika zmieniała się podczas implantacji w granicach od 3 at.Mo/jon do 2,25 at.Mo/jon, a więc jego średnia wartość wynosiła 2,5 at.Mo/jon. Na tej podstawie, korzystając z poniższej formuły, obliczono grubość rozpylonej warstwy materiału tarczy *h*:

$$h = \frac{Y \; M \; D_i}{N_A \, \rho}, \tag{5.127}$$

gdzie: h – grubość rozpylonej warstwy materiału tarczy (głębokość wytrawionego krateru),

Y – współczynnik rozpylania materiału tarczy [at/jon],

M – masa molowa materiału tarczy [g/mol],

D_i – dawka implantacji [jon/cm^2],

N_A – liczba Avogadro [at/mol],

ρ – gęstość materiału tarczy [g/cm^3].

Podstawiając do wyrażenia (5.127) następujące dane: $Y = Y_{Mo} = 2{,}5\,\text{at Mo/jon}$, $M = M_{Mo} = 95{,}94\,\text{g/mol}$, $D_i = 2{,}45 \cdot 10^{17}\,Ar^+/cm^2$, $N_A = 6{,}022 \cdot 10^{23}\,\text{at./mol}$, $\rho = \rho_{Mo} = 10{,}28\,\text{g/cm}^3$, wyznaczono grubość rozpylonej warstwy molibdenu, która wynosiła 96 nm. Znajomość pola powierzchni powstałego krateru (0,713 cm^2) oraz jego głębokości (96 nm) pozwoliła obliczyć masę rozpylonego materiału, która była równa $70{,}4 \cdot 10^{-7}$ g. Zakładając, że wszystkie rozpylone atomy Mo osadziły się jedynie na okienku o średnicy 13 mm oraz ich koncentracja w powstałej warstwie była równa koncentracji tychże atomów w tarczy, określono grubość napylonej na pojedyncze okienko mylarowe warstewki molibdenu. W czasie eksperymentu narastała ona od zera do 11 nm na okienku użytym trzy razy oraz od 0 do 14,7 nm na okienku zastosowanym czterokrotnie. W tym miejscu należy przypomnieć, że rozpylany w trakcie bombardowania jonowego materiał próbki osadzał się na czterech okienkach mylarowych. Podczas całego eksperymentu dwa z nich były użyte 3 razy, natomiast dwa pozostałe – cztery razy. Znając grubość napylonej

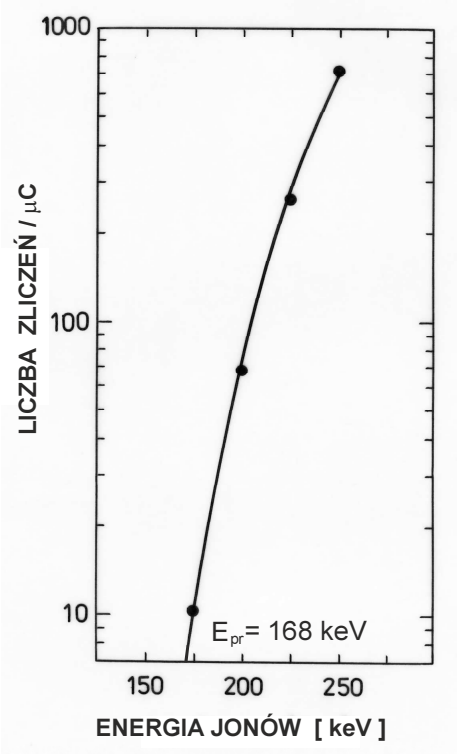
na okienko warstwy Mo oraz wartość masowego współczynnika pochłaniania fotonów X o energii 2,293 keV (Mo-L) w molibdenie równą 722 cm^2/g [5.103], obliczono względne osłabienie natężenia promieniowania linii emisyjnej Mo-L w tej warstwie. W trakcie trwania doświadczenia wzrastało ono średnio od zera do 1%.

Z przeprowadzonych obliczeń numerycznych wynika natomiast, że dla dawki $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2, grubość naświetlanej tarczy Mo zmalała jedynie o 38 nm (rys. 5.99). Niezgodność z wcześniej przeprowadzonym oszacowaniem jest jedynie pozorna i bierze się stąd, iż w trakcie procesu implantacji jonowej ma miejsce nie tylko zjawisko rozpylania, ale także efekt puchnięcia przypowierzchniowej warstwy materiału bombardowanej próbki. Oznacza to, że grubość implantowanej tarczy Mo zmniejszyła się o 96 nm w wyniku zjawiska rozpylania jonowego, a jednocześnie wzrosła o 58 nm w związku z puchnięciem próbki (96 nm – 58 nm = 38 nm).

Dodatkowo wykonano eksperyment, w którym do oceny pochłaniania fotonów promieniowania X w napylonej na okienku mylarowym warstewce molibdenu wykorzystano wzorcowe źródło promieniowania X – ^{241}Am. Widmo energetyczne promieniowania X neptunu pochodzącego ze źródła wzorcowego ^{241}Am przedstawione jest na rys. 5.74. Dla ustalonej geometrii pomiarowej źródło ^{241}Am - detektor Si(Li), mierzono natężenie wiązki fotonów promieniowania X o energii 3,3 keV (Np-M), przechodzących przez czyste okienko mylarowe, a następnie przez okienko z napyloną warstewką molibdenu (użyte czterokrotnie w głównym eksperymencie). Przeprowadzone pomiary nie wykazały żadnej różnicy natężeń rejestrowanego promieniowania X w granicach błędu pomiarowego.

Kolejnym zjawiskiem, które mogło wpływać na wyniki opisywanego eksperymentu, było pochłanianie fotonów promieniowania X w samym materiale tarczy. Jak już wykazano w poprzednich rozdziałach, względna wydajność emisji promieniowania X, wzbudzanego wiązką jonów bombardujących badaną tarczę, zależy w dużym stopniu od ich energii [5.104–5.106]. W celu wyznaczenia doświadczalnej zależności względnej wydajności emisji fotonów promieniowania X z powłoki L atomów molibdenu od energii padających na tarczę jonów Ar^+ ($P = f(E)$), przeprowadzono dodatkowe doświadczenie [5.75, 5.107]. Na obrotowym stoliku komory eksperymentalnej (patrz rys. 5.66) umieszczono cztery identyczne próbki wykonane z czystej folii molibdenowej. Następnie każda tarcza była bombardowana tylko jeden raz wiązką jonów Ar^+ o energii wybranej z przedziału od 175 keV do 250 keV. Dawka pojedynczej ekspozycji wynosiła $1{,}75 \cdot 10^{15}$ Ar^+/cm^2, co odpowiadało zebranej na próbce porcji ładunku elektrycznego

równej $2 \cdot 10^{-4}$ C. Wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 5.100. Każdy punkt tego wykresu, uzyskany dla innej tarczy i energii bombardujących jonów Ar^+, prezentuje sumaryczną liczbę zliczeń pod wierzchołkiem odpowiadającym linii emisyjnej Mo-L, unormowaną do porcji ładunku elektrycznego równej 1 μC. Przedstawioną na rys. 5.100 zależność otrzymano aproksymując punkty doświadczalne funkcją $P = \log\left(a(E_0 - E_p)\right)^{\lambda}$, gdzie a jest współczynnikiem proporcjonalności, E_0 – energią bombardującego jonu, E_p – energią progową bombardującego jonu, λ – wykładnikiem potęgi [5.75].

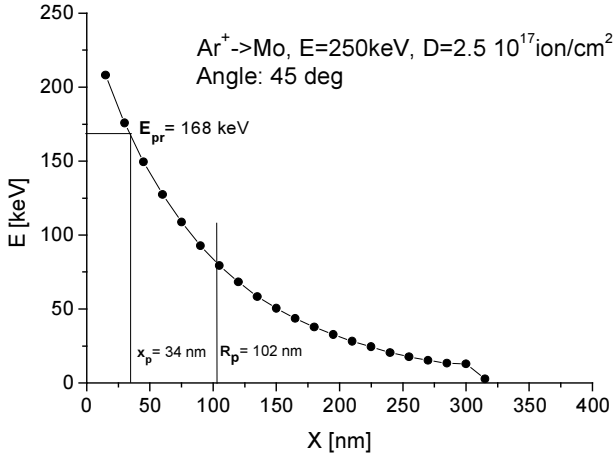


Rys. 5.100. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania X linii Mo-l z tarczy molibdenowej bombardowanej wiązką jonów Ar^+ o energii do 250 keV [5.75, 5.107]

Jak wynika z przeprowadzonego eksperymentu, energie jonów Ar^+ penetrujących tarczę Mo i zdolnych do wzbudzania rejestrowanego w detektorze Si(Li) promieniowania rentgenowskiego linii emisyjnej Mo-L, zawierają się w przedziale od energii progowej E_p do energii początkowej padających jonów E_0. Wyznaczona z wykresu 5.100 wartość energii progowej E_p wynosi 162 keV.

Wnikające do implantowanej tarczy jony stopniowo, w różnego rodzaju oddziaływaniach tracą swoją energię aż do momentu całkowitego zatrzymania. Średnią wartość energii, jaką posiadają poruszające się w materiale próbki jony Ar^+

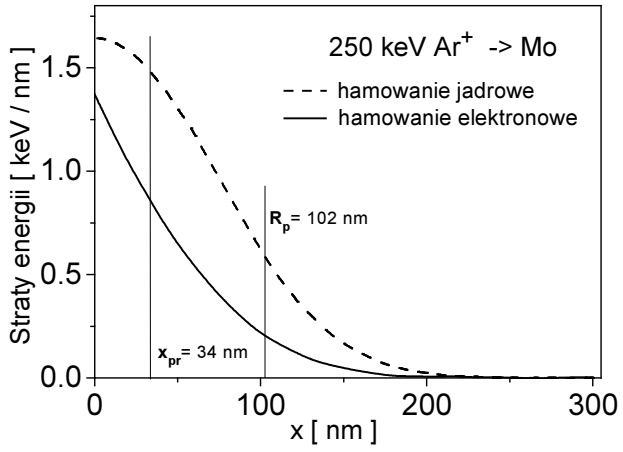
o energii początkowej E_0 = 250 keV na głębokości x liczonej od powierzchni naświetlanej tarczy molibdenowej $E = f(x)$, wyznaczono posługując się programem komputerowym SATVAL [5.101, 5.102]. Rysunek 5.101 przedstawia powyższą zależność obliczoną dla przypadku padania wiązki jonowej na powierzchnię próbki pod kątem 45°. W omawianym eksperymencie jony Ar^+ bombardowały tarczę Mo pod kątem 45°.



Rys. 5.101. Średnia energia jonów Ar^+ penetrujących tarczę Mo w zależności od odległości od powierzchni próbki x [5.75]

Z przedstawionych na rysunkach 5.100 i 5.101 zależności wynika, że wydajność emisji P bardzo silnie zależy od energii padających na tarczę jonów. Wraz z ich wnikaniem w głąb materiału próbki wydajność ta maleje, aby w końcu na głębokości progowej x_p zbliżyć się do zera. Na tej głębokości, którą można wyznaczyć z wykresu przedstawionego na rys. 5.101, średnia energia penetrujących tarczę jonów jest równa energii progowej E_p. Stąd też nasuwa się stwierdzenie, że fotony promieniowania X linii Mo-L rejestrowane w detektorze Si(Li) emitowane są tylko z przypowierzchniowej warstwy próbki Mo o grubości x_p=34 nm.

Korzystając z programu SUSPRE wyznaczono straty energetyczne na hamowanie elektronowe i jądrowe jonów Ar^+ o energii początkowej 250 keV, padających pod kątem 45° na tarczę molibdenową (rys 5.102). Suma strat energetycznych penetrującego jonu do głębokości x_p=34 nm wynosi 90 keV. Wynika z tego, że jon Ar^+ na tej głębokości posiada energię równą 160 keV, która w granicach niewielkiego błędu zgadza się z wyznaczoną wartością energii progowej – E_p = 162 keV.



Rys. 5.102. Wykresy strat energetycznych na hamowanie elektronowe i jądrowe jonów Ar^+ o energii początkowej $E_0 = 250$ keV, penetrujących tarczę molibdenową

Przedstawione zależności $P = f(E)$ oraz *E=f(x)* pozwalają określić współczynnik osłabienia (oznaczony symbolem A_{os}) mówiący o tym, jaka część wszystkich wzbudzonych fotonów promieniowania X linii emisyjnej Mo-L, które mogłyby być zarejestrowane w detektorze Si(Li), została pochłonięta w materiale tarczy.

Każdemu przedziałowi energii penetrującego materiał próbki jonu, zawartemu pomiędzy energiami E_i oraz $E_{i+1} = E_i - \Delta E$, gdzie $\Delta E = (E_0 - E_{pr})/n$, a n jest liczbą przedziałów, odpowiada różna wydajność emisji fotonów X, którą można wyznaczyć korzystając z poniższego wyrażenia:

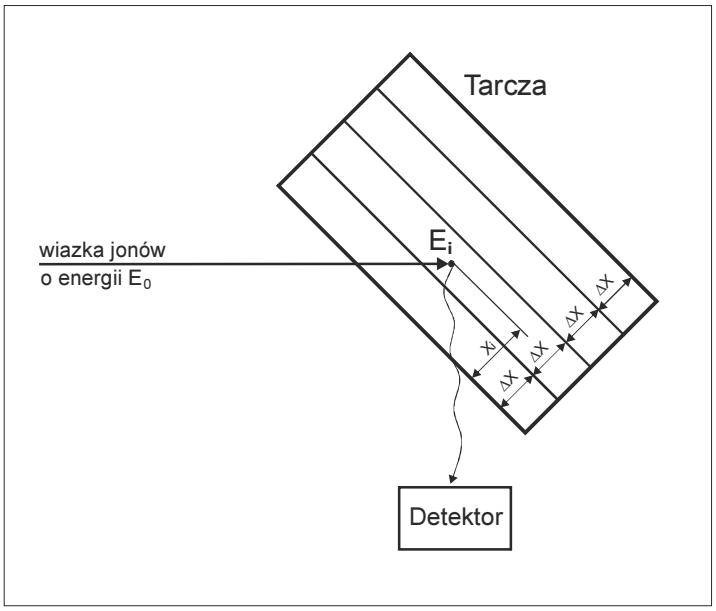
$$P(E_i) - P(E_{i+1}) = [P_0(E_i) - P_0(E_{i+1})]\exp(-\mu_l\, x(E_i)/\cos 45°). \qquad (5.128)$$

Przez $P_0(E_i)$ oznaczono tu względną wydajność emisji promieniowania X, które mogłoby być zarejestrowane w detektorze Si(Li), gdyby pochłanianie fotonów X wygenerowanych w materiale tarczy naświetlanej wiązką jonów o energii E_i było równe zero. Ponadto w równaniu tym μ_l jest całkowitym liniowym współczynnikiem absorpcji fotonów X o energii odpowiadającej linii emisyjnej L w molibdenie, natomiast x to głębokość, na której penetrujący tarczę jon Ar^+ osiąga energię E_i. Tę głębokość można wyznaczyć z zależności *E=f(x)* przedstawionej na rys. 5.101. Ponieważ próbka była nachylona pod kątem 45° do osi detektora, głębokość x jest dzielona przez wartość funkcji cos 45°.

Strumień fotonów emitowanych z warstwy materiału tarczy o grubości $\Delta x\,(E_i)$, znajdującej się na głębokości $x(E_i)$, które mogłyby być zarejestrowane w detektorze Si(Li), ulega osłabieniu przechodząc przez warstwę materiału próbki o grubości $x(E_i)$/cos45°

(rys. 5.103). Liczbę fotonów pochłoniętych w tej warstwie (unormowaną do dawki bombardujących jonów Ar^+ równej 1 μC) można wyznaczyć, stosując poniższe równanie:

$$\Delta P(E_i) = [P_0(E_i) - P_0(E_{i+1})] - [P_0(E_i) - P_0(E_{i+1})]\exp\left(-\mu_l\, x(\mathrm{E_i})/\cos 45^o\right). \qquad (5.129)$$



Rys. 5.103. Uproszczony schemat procesu pochłania promieniowania X, wzbudzonego w tarczy bombardowanej wiązką jonów o energii początkowej E_0

W oparciu o wyrażenia 5.128 i 5.129 dochodzi się do formuły pozwalającej obliczyć względny współczynnik osłabienia wiązki fotonów X w materiale tarczy:

$$A_{os} = \frac{\sum_{i=1}^{n}\left[P(E_i) - P\left(E_{i+1}\right)\right]\left[e^{\mu_l\, x(E_i)/\cos 45^o} - 1\right]}{\sum_{i=1}^{n}\left[P(E_i) - P(E_{i+1})\right]e^{\mu_l\, x(E_i)/\cos 45^o}}. \qquad (5.130)$$

Wyznaczona numerycznie, w oparciu o równanie (5.130), wartość współczynnika A_{os} jest mniejsza niż 0,009. Można więc stwierdzić, że pochłanianie promieniowania X linii emisyjnej Mo-L w materiale tarczy nie wpływało w znaczący sposób na uzyskane wyniki eksperymentalne.

W przedstawionych obliczeniach nie uwzględniono efektu osłabienia natężenia promieniowania X związanego z obecnością w tarczy Mo zaimplantowanych atomów argonu.

Przeprowadzone powyżej rozważania wykazują, że osłabienie natężenia promieniowania X w materiale tarczy, a także w aparaturowych okienkach mylarowych nie miało znaczącego wpływu na uzyskane wyniki pomiarowe. Dlatego też dane eksperymentalne zaprezentowane na rysunkach 5.91 i 5.92 nie wymagały korekty.

W tym miejscu należy także rozważyć wpływ termicznej dyfuzji zaimplantowanych atomów argonu w tarczy molibdenowej na wydajność emisji promieniowania rentgenowskiego P. Jest on dość trudny do jednoznacznego określenia z uwagi na brak szczegółowych danych eksperymentalnych. Na podstawie informacji zawartych w pracy [5.108], korzystając ze wzoru Arrheniusa, wyznaczono współczynnik dyfuzji atomów azotu w molibdenie w temperaturze 300 K. Wartość tego współczynnika jest mała i wynosi $3 \cdot 10^{-24}$ cm^2/s. Należy się spodziewać, że wartość współczynnika dyfuzji atomów Ar w próbce Mo jest tego samego rzędu.

Gazy szlachetne stosowane są między innymi w technologii wytwarzania półprzewodników. Jedną ze standardowych metod otrzymywania czystych powierzchni materiałów półprzewodnikowych jest ich rozpylanie z wykorzystaniem wiązki jonów argonu, a następnie wygrzewanie w odpowiedniej temperaturze i czasie, które pozwalają na ulotnienie atomów gazu szlachetnego oraz odbudowę zniszczonej struktury krystalicznej tarczy. W pracach [5.109, 5.110] do czyszczenia powierzchni płytek wykonanych z krystalicznego krzemu zastosowano jony Ar^+ o energiach w zakresie od 100 eV do 1000 eV. Wygrzewanie próbek w temperaturze 800°C i czasie około 10 min wystarczyło do odgazowania powierzchni, a także odbudowy jej struktury krystalicznej. Jednakże wymienione warunki obróbki termicznej nie były wystarczające do usunięcia tych atomów Ar, które wniknęły do wnętrza tarczy na głębokość większą niż 1 nm, najprawdopodobniej wskutek efektu kanałowania. W innej pracy [5.111] pokazano, że jony argonu o energii 200 keV, zaimplantowane do próbki Si, nie zostały z niej usunięte w procesie wygrzewania nawet w temperaturze 1000 °C.

W przeprowadzanym eksperymencie moc wiązki jonowej wydzielana w implantowanej tarczy nie przekraczała 0,5 W (250 kV · 2 μA). Wynikający z tego kilkustopniowy wzrost temperatury próbki niwelowano schładzając ją ciekłym azotem za pośrednictwem wymrażarki. W trakcie trwania całego eksperymentu temperatura tarczy nie przekraczała 25°C. Posiłkując się wspomnianymi uprzednio pracami eksperymentalnymi, można wysnuć wniosek, że zaimplantowane z energią 250 keV jony argonu do tarczy molibdenowej nie podlegały znacznemu zjawisku dyfuzji termicznej, która mogłaby mieć istotny wpływ na uzyskane wyniki doświadczalne. Stwierdzenie to dotyczy szczególnie okresu rozpoczęcia bombardowania próbki, kiedy nie była ona jeszcze zbytnio zdefektowana.

W początkowej fazie procesu implantacji nadlatujące jony Ar^+ tracą całą swoją energię, zderzając się w tarczy niemal wyłącznie z atomami molibdenu. W wyniku tych oddziaływań penetrujące próbkę jony argonu powodują między innymi emisję charakterystycznego promieniowania X linii Mo-L aż do głębokości, na której ich energia zmaleje poniżej energii progowej.

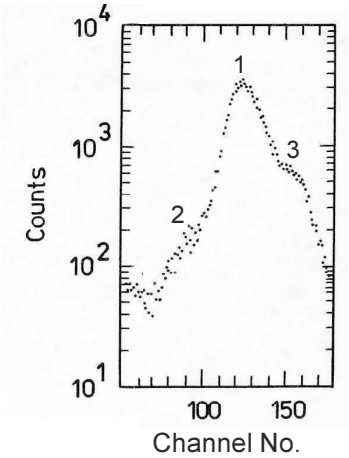
Ze wzrostem dawki implantacji zwiększa się koncentracja zdeponowanych atomów Ar w przypowierzchniowej warstwie tarczy. W takiej dwuskładnikowej warstwie rośnie prawdopodobieństwo przypadkowych zderzeń bombardujących jonów Ar^+ ze zdeponowanymi atomami argonu, co powoduje, że coraz mniejsza część energii wnikających jonów Ar^+ jest przekazywana atomom molibdenu, a tym samym maleje liczba emitowanych fotonów promieniowania X linii Mo-L.

Efekt zmniejszenia liczby emitowanych fotonów linii Mo-L ze wzrostem dawki implantacji jonów Ar^+ jest wyraźnie widoczny na uzyskanych wykresach eksperymentalnych (rys. 5.91 i 5.92). Zależność zaprezentowana na rys. 5.92 składa się z dwóch, w przybliżeniu eksponencjalnych części o różnych nachyleniach. Części pierwszej o większym nachyleniu można przyporządkować sytuację, kiedy to koncentracja atomów argonu w warstwach przypowierzchniowych tarczy wzrastała w wyniku procesu implantacji oraz zjawiska rozpylania jonowego powodującego usuwanie z powierzchni próbki warstw o małej zawartości tego pierwiastka. Druga część wykresu, o mniejszym nachyleniu, odpowiada powolnemu wzrostowi koncentracji atomów Ar w amorficznej, wysokozdefektowanej, dwuskładnikowej próbce Mo+Ar. Jak wynika z omawianego wykresu, dla dawki implantacji równej $1{,}08 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 liczba emitowanych fotonów promieniowania X linii Mo-L zmniejszyła się około 17 razy w odniesieniu do początkowej fazy naświetlania. Dalsze zwiększanie dawki implantacji powoduje niewielki spadek liczby rejestrowanych tychże fotonów. Można więc stwierdzić, że istnieje związek między wydajnością emisji promieniowania X linii Mo-L, wzbudzanej wiązką jonów Ar bombardujących tarczę molibdenową, a dawką implantacji.

Jak już było powiedziane, aby wzbudzić promieniowanie X linii emisyjnej Mo-L, jony Ar^+ muszą posiadać energię większą od energii progowej (162 keV). Ten warunek energetyczny odnosi się także do atomów Ar odrzutu. Oznacza to, że aby doszło do jonizacji powłoki L atomu molibdenu, w wyniku oddziaływania z atomem odrzutu Ar, musi on otrzymać w zderzeniu z pierwotnym jonem Ar^+ względnie wysoką energię przekraczającą 162 keV. Należy się spodziewać, że prawdopodobieństwo zajścia takich zderzeń jest niewielkie.

Analizując widma energetyczne promieniowania X, przedstawione na rys. 5.91, łatwo zauważyć, że ze wzrostem dawki implantacji jonów Ar^+ nie tylko maleje wysokość analizowanego wierzchołka związanego z linią emisyjną Mo-L, ale także zmienia się jego kształt. Na prawym zboczu tego wierzchołka ujawnia się coraz wyraźniejsze wybrzuszenie, które spowodowane jest rejestracją w torze spektrometrycznym fotonów promieniowania X linii K pochodzących od zdeponowanych w naświetlanej tarczy atomów argonu. Wynika to oczywiście z faktu, iż wzrasta koncentracja zaimplantowanych atomów Ar w przypowierzchniowej warstwie tarczy molibdenowej.

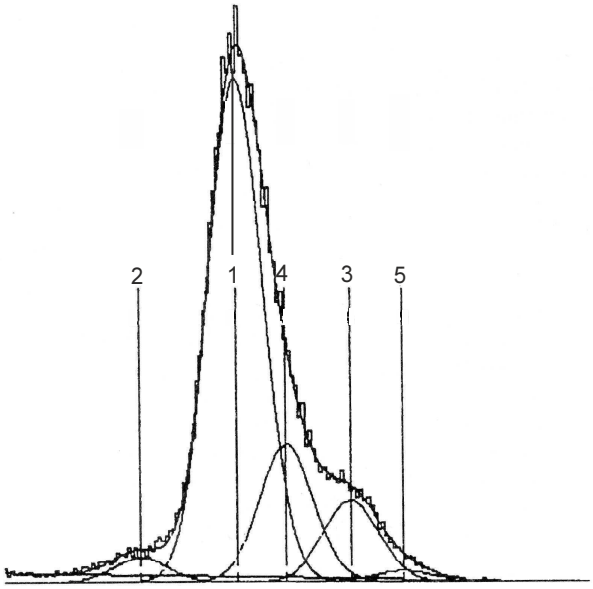
Na rys. 5.104 zaprezentowano fragment spektrum energetycznego promieniowania X zarejestrowanego w trakcie czternastego (ostatniego) cyklu pomiarowego. Z kształtu widma można wywnioskować, że składa się ono z minimum trzech wierzchołków. Wierzchołek (1) środkowy o największej intensywności odpowiada linii emisyjnej Mo-L. Wierzchołek (2) umiejscowiony na lewym zboczu wierzchołka głównego wynika z procesu rejestracji niskoenergetycznych fotonów X w detektorze Si(Li) [5.112], natomiast wierzchołek (3) znajdujący się na prawym zboczu odpowiada linii emisyjnej K (2.957 keV) zaimplantowanego do tarczy argonu.



Rys. 5.104. Fragment widma energetycznego promieniowania X, obejmujący wierzchołek związany z linią emisyjną Mo-L, zarejestrowany w czasie trwania ostatniego (czternastego) cyklu pomiarowego (rys. 5.91)

Za pomocą komputerowego programu HGAM [5.77, 5.78] dokonano dekonwolucji pięciu ostatnich widm eksperymentalnych. Przykład rozkładu czternastego fragmentu widma na wierzchołki składowe przedstawiono na rys. 5.105. Wierzchołek oznaczony numerem 2 związany jest z procesem rejestracji niskoenergetycznych fotonów promieniowania X w detektorze Si(Li), wierzchołki nr 1 i nr 4 odpowiadają rejestracji fotonów proieniowania X linii emisyjnych Mo-L_α (2,293 keV) i Mo-L_β (2,395 keV), które

w widmie eksperymentalnym były nierozdzielone z uwagi na zdolność rozdzielczą detektora Si(Li), natomiast wierzchołek nr 3 pochodzi od fotonów promieniowania X linii emisyjnej Ar-K (2,957 keV). Wyznaczone pola powierzchni pod uzyskanymi z powyższych rozkładów wierzchołkami, związanymi linią emisyjną Ar-K w pięciu ostatnich widmach, wynoszą średnio 9000 zliczeń w granicach 6% błędu pomiarowego. Nasuwa to przypuszczenie, że koncentracja zdeponowanych atomów argonu w przypowierzchniowej warstwie próbki o grubości x_p=34 nm, była bliska wartości nasycenia.

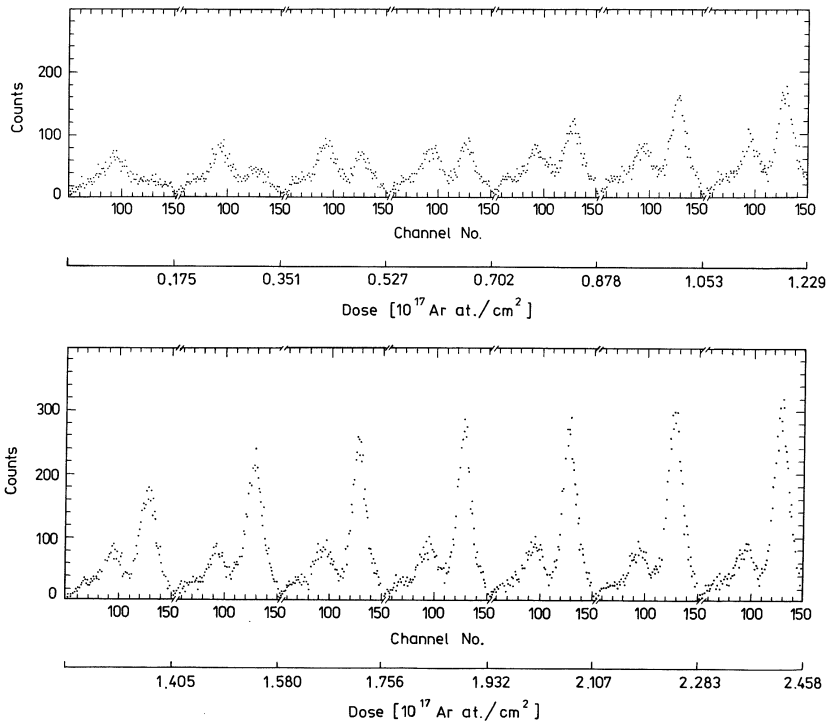


Rys. 5.105. Rozkład fragmentu widma energetycznego promieniowania X z rys. 5.104 na składowe z wykorzystaniem programu HGAM [5.75]

Z powyższego wypływa oczywisty wniosek, że wydajność emisji promieniowania X linii Ar-K, wzbudzonej w tarczy molibdenowej bombardowanej wiązką jonów Ar^+ o energii 250 keV, zwiększa się wraz ze wzrostem dawki implantacji.

Ponieważ w zarejestrowanych widmach doświadczalnych (rys. 5.91) wierzchołki odpowiadające liniom emisyjnym Ar-K i Mo-L są nierozdzielone, w celu potwierdzenia efektu zwiększania intensywności rejestracji fotonów promieniowania X linii emisyjnej Ar-K, wzbudzanych w bombardowanej wiązką jonów Ar^+ tarczy wraz ze wzrostem dawki implantacji, wykonano eksperyment z wykorzystaniem próbki aluminiowej. Był on przeprowadzony praktycznie w identyczny sposób jak poprzednie doświadczenie, polegające na bombardowaniu tarczy molibdenowej wiązką jonów argonu o energii 250 keV. Różnica energii fotonów promieniowania charakterystycznego X linii K w argonie (2,957 keV) oraz linii K w aluminium (1,487 keV) wynosi 1,470 keV i jest

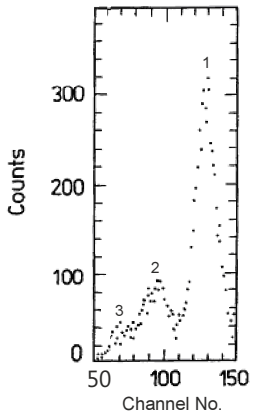
zdecydowanie większa od energetycznej zdolności rozdzielczej zastosowanego detektora Si(Li) (*FWHM* = 240 eV). Naświetlaną próbką była spektralnie czysta folia aluminiowa o grubości 0,05 mm. Widma energetyczne promieniowania X, uzyskane w kolejnych czternastu cyklach pomiarowych, zaprezentowane są na rys. 5.106.



Rys. 5.106. Zależność kształtu wierzchołka promieniowania X linii emisyjnej Ar-K od dawki jonów Ar^+ o energii 250 keV bombardujących tarczę aluminiową; dawka implantacji dla każdego cyklu pomiarowego wynosiła $0{,}175 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 [5.75]

Na rys. 5.107 przedstawiony jest fragment widma energetycznego promieniowania X, zarejestrowany w czasie trwania ostatniego (czternastego) cyklu pomiarowego. Po prawej stronie widma widoczny jest wierzchołek (1), związany z linią emisyjną Ar-K o energii 2,957 keV. Na lewym skraju widma ujawnia się mały wierzchołek (3), pochodzący od rejestracji fotonów promieniowania X linii emisyjnej K aluminium. Niskoenergetyczne fotony promieniowania X, związane z linią emisyjną Al-K, są słabo rejestrowane w detektorze Si(Li) ze względu na ich duże pochłanianie w okienku berylowym i warstwie martwej detektora, a także w okienkach mylarowych komory próżniowej i eksperymentalnej. Ponadto poziom dyskryminacji progu dolnego w wielokanałowym analizatorze amplitudy impulsów został tak ustawiony, aby wierzchołek związany z linią emisyjną Al-K praktycznie nie był rejestrowany. W tym miejscu należy przypomnieć, że komorę eksperymentalną wykonano z aluminium, ponadto

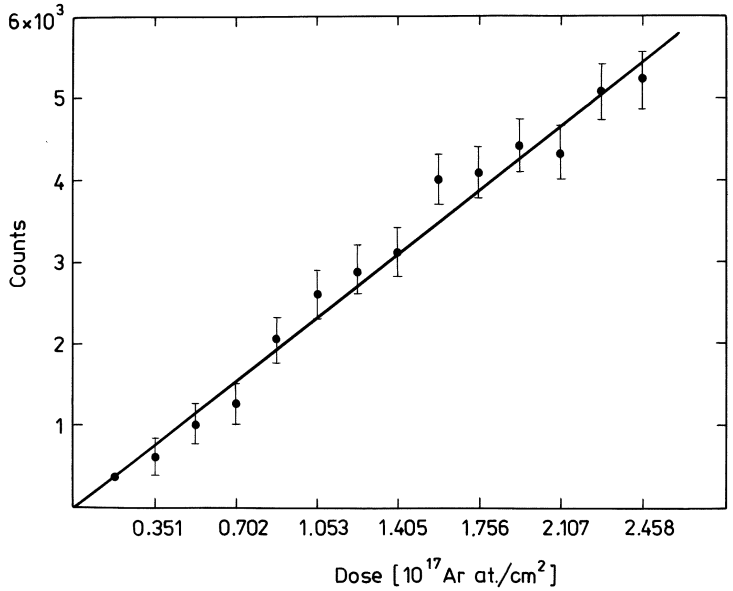
cieniutką warstewką tego pierwiastka były pokryte okienka mylarowe. W związku z tym, detektor Si(Li) rejestrowałby nie tylko fotony promieniowania charakterystycznego emitowane z bombardowanej jonami tarczy, ale także wtórne promieniowanie fluorescencyjne pochodzące z okienek mylarowych i materiału samej komory eksperymentalnej. Dlatego też, analiza fotonów promieniowania X linii Al-K nie miała w tym eksperymencie sensu, gdyż niemożliwe byłoby rozróżnienie źródeł emisji tego promieniowania.



Rys. 5.107. Fragment widma energetycznego promieniowania X, obejmujący wierzchołek związany z linią emisyjną Ar-K, zarejestrowany w czasie trwania ostatniego (czternastego) cyklu pomiarowego (rys. 5.106) [5.75]

W środkowej części widma umiejscowiony jest wierzchołek (2), którego maksimum znajduje się w kanale 90. Został on zidentyfikowany jako wierzchołek pochodzący od promieniowania charakterystycznego X, związanego z zanieczyszczeniami znajdującymi się w komorze eksperymentalnej. Jego obecność można przypisać promieniowaniu charakterystycznemu X siarki (S-K – 2,308 keV) i fosforu (P-K – 2,015 keV). Pierwiastki te były składnikami tarcz używanych we wcześniejszych pomiarach, stąd wynikała ich obecność na ściankach komory eksperymentalnej oraz diafragmach, spowodowana efektem rozpylania analizowanych próbek. W trakcie trwania omawianego doświadczenia, osadzone uprzednio na ściankach komory atomy siarki i fosforu mogły być ponownie rozpylane i osiadać na badanej tarczy aluminiowej, stając się źródłem charakterystycznego promieniowania X linii emisyjnych P-K i S-K. W przybliżeniu stała we wszystkich czternastu widmach wysokość wierzchołków promieniowania X, pochodzącego od zanieczyszczeń, może świadczyć o tym, iż wiązka argonu czyściła powierzchnię próbki, zapobiegając tym samym powstawaniu na niej warstwy napylonych atomów. Drugim sposobem wzbudzania fotonów linii emisyjnych P-K i S-K było zapewne zjawisko fluorescencji rentgenowskiej.

Jak wynika z rys. 5.108, intensywność rejestracji fotonów promieniowania X linii emisyjnej Ar-K zwiększała się w przybliżeniu liniowo wraz ze wzrostem dawki bombardujących tarczę jonów argonu. Oznaczało to, że dawka $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 nie była dawką nasycenia w analizowanym układzie jon-tarcza.

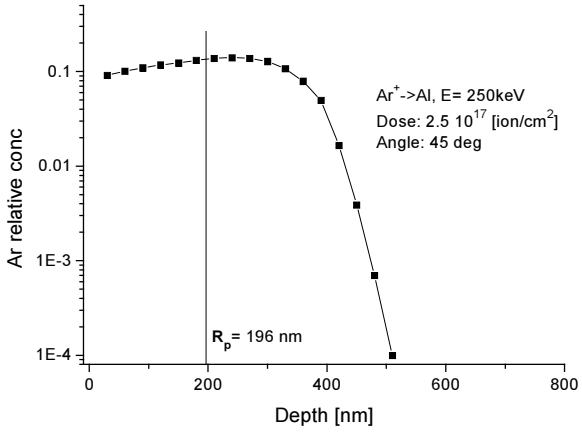


Rys. 5.108. Zależność liczby zliczeń pod wierzchołkiem związanym z linią emisyjną Ar-K od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV do tarczy aluminiowej

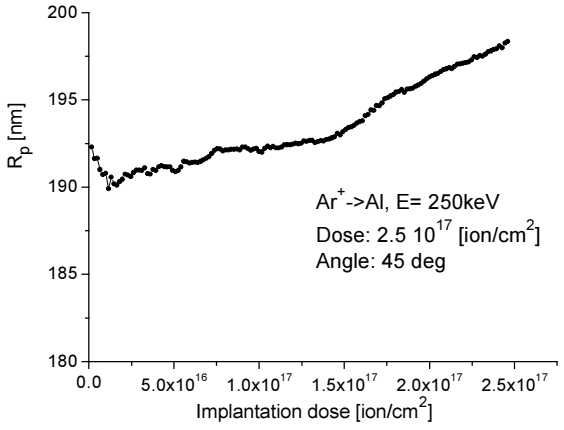
Liniowy wzrost (począwszy od zera) wydajności wzbudzania promieniowania X linii Ar-K udowadnia również, że fotony promieniowania tej linii są emitowane wówczas, gdy jony Ar^+ oddziałują ze zdeponowanymi w tarczy atomami argonu. Promieniowanie to nie pojawiało się w początkowej fazie eksperymentu, kiedy nadlatujące jony Ar^+ o energii 250 keV zderzały się prawie wyłącznie z atomami aluminium.

Na podstawie analizy rozkładu koncentracji zdeponowanych w próbce aluminiowej atomów argonu (rys. 5.109) można stwierdzić, że dawka implantacji $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 nie była dawką nasycenia, gdyż koncentracja atomów Ar przy powierzchni tarczy wynosiła 9%, natomiast na głębokości $R_p = 196$ nm jest równa 14%. W stanie nasycenia koncentracja zdeponowanej domieszki w warstwie przypowierzchniowej i w warstwie na głębokości R_p powinna być identyczna [5.101, 5.102]. Maksymalny zasięg zaimplantowanych jonów Ar^+ wynosi 520 nm. Zależność zasięgu R_p jonów Ar^+ od dawki implantacji przedstawiona jest na rys. 5.110. Dla maksymalnej dawki zastosowanej w eksperymencie ($2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2) zasięg ten jest równy 196 nm. Na rys. 5.111 zaprezentowano zależność dawki zdeponowanych w tarczy atomów argonu D_z od dawki

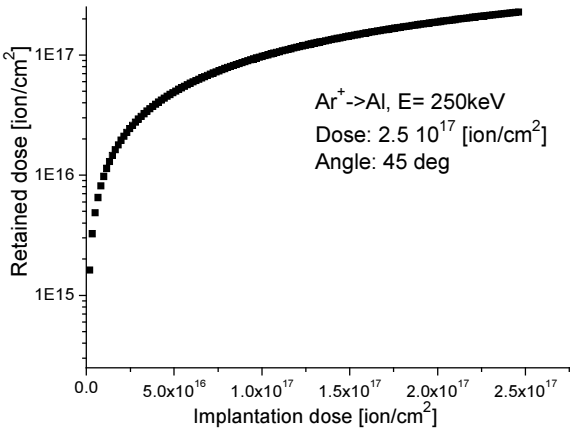
implantacji jonów argonu D_i. Wyznaczona z wykresu dawka D_z, odpowiadająca maksymalnej dawce implantacji jest równa $D_z = 2{,}27 \cdot 10^{17}$ at.Ar/cm^2, co oznacza, że 93% z liczby bombardujących jonów argonu pozostało w naświetlanej tarczy Al, a jedynie 7% uległo rozpyleniu. Zależność współczynnika rozpylania zdeponowanych w próbce atomów argonu Y_{Ar} od dawki implantacji przedstawiono na rys. 5.112. Wartość tego współczynnika zmieniała się w trakcie procesu implantacji od zera do 0,16 at.Ar/jon dla dawki $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar$^+$/cm^2. Wartość współczynnika rozpylania atomów aluminium Y_{Al} zmalała natomiast od 1,43 at.Al/jon do 1,3 at.Al/jon (rys. 5.113).



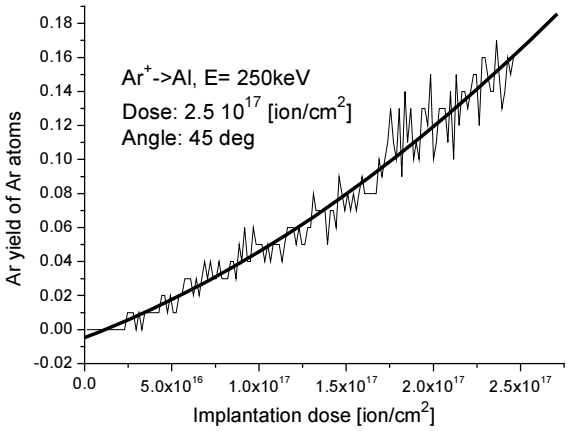
Rys. 5.109. Głębokościowy rozkład koncentracji zdeponowanych atomów Ar w tarczy aluminiowej, implantowanej jonami Ar$^+$ o energii 250 keV i dawce $2{,}5 \cdot 10^{17}$ Ar$^+$/cm^2



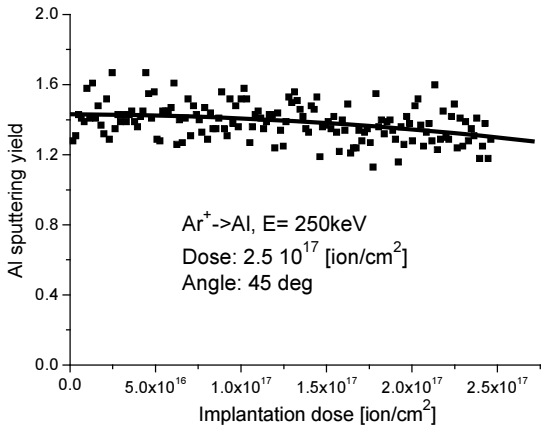
Rys. 5.110. Zależność zasięgu R_p jonów Ar$^+$ o energii 250 keV, bombardujących tarczę aluminiową, od dawki implantacji, $R_p = f(D_i)$



Rys. 5.111. Zależność dawki zdeponowanych atomów argonu D_z od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV do tarczy aluminiowej (krzywa nasycenia), $D_z = f(D_i)$

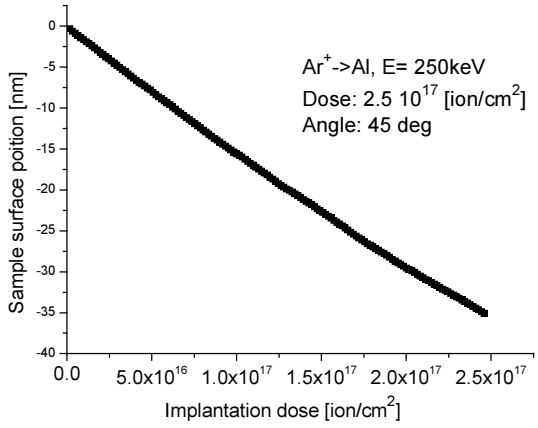


Rys. 5.112. Zależność współczynnika rozpylania zdeponowanych w tarczy aluminiowej atomów argonu Y_{Ar} od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV, $Y_{Ar} = f(D_i)$



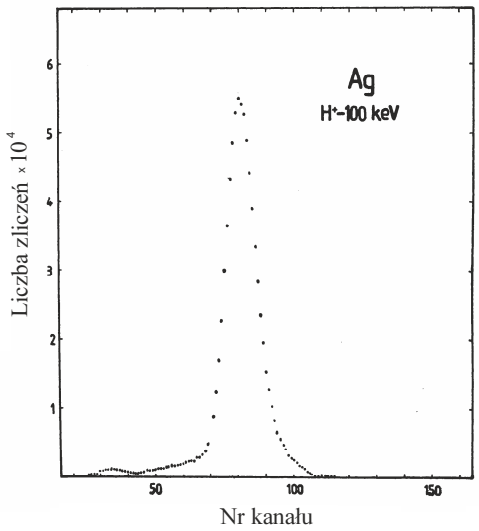
Rys. 5.113. Wykres zależności współczynnika rozpylania tarczy aluminiowej Y_{Al} wiązką jonów Ar^+ o energii 250 keV od dawki implantacji, $Y_{Al} = f(D_i)$

W przypadku implantacji jonów Ar^+ do tarczy Al widoczny jest efekt „puchnięcia" próbki (rys. 5.114). Dla dawki implantacji $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 powierzchnia tarczy przesunęła się w kierunku padających jonów argonu o 35 nm.



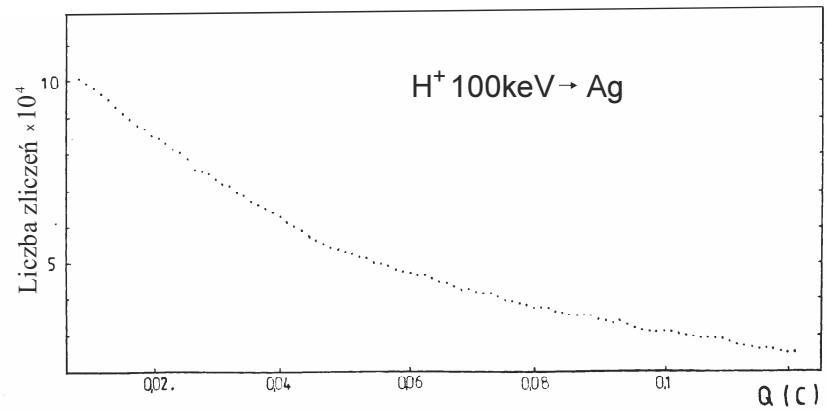
Rys. 5.114. Przesuwanie powierzchni tarczy aluminiowej w zależności od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 250 keV, $d = f(D_i)$

Efekt zmniejszenia względnej emisji fotonów promieniowania X z atomów materiału tarczy obserwuje się także dla przypadku bombardowania jej lekkimi jonami. Przeprowadzono eksperymenty polegające na bombardowaniu wiązką jonów H^+ o energii 100 keV tarcz wykonanych z następujących metali: Nb, Pd, Ag, In, Sn, W, Au, Pb. Przykładowy fragment widma energetycznego promieniowania X, obejmujący wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Ag-L (2,984 keV) wzbudzanego wiązką jonów H^+ o energii 100 keV, przedstawiono na rys. 5.115a.



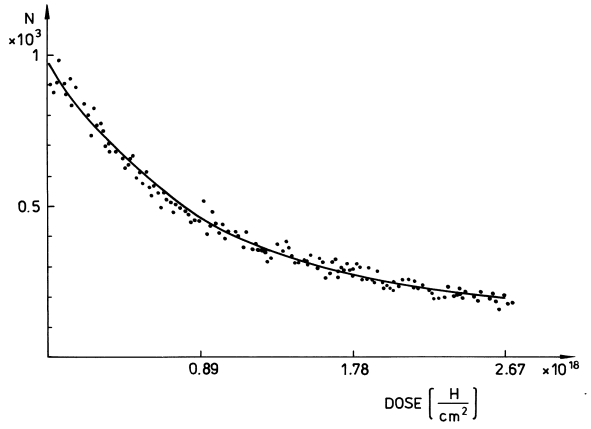
Rys. 5.115a. Fragment widma energetycznego promieniowania X, wzbudzanego w tarczy Ag bombardowanej jonami H^+ o energii 100 keV obejmujący wierzchołek związany z linią emisyjną Ag-L

Rysunek 5.115b przedstawia natomiast wykres zmian względnej wydajności emisji fotonów promieniowania X, związanych z linią Ag-L, w funkcji dawki implantowanych jonów H^+ o energii 100 keV i kącie padania 45°. Całkowita dawka ładunku elektrycznego zebranego na bombardowanej tarczy wynosiła 0,12 C, co odpowiadało dawce implantacji $1{,}05 \cdot 10^{18}$ H^+/cm^2.



Rys. 5.115b. Zależność natężenia wiązki fotonów promieniowania X linii emisyjnej Ag-L od dawki implantowanych jonów H^+ o energii 100 keV do tarczy Ag

Wykres zmian względnej wydajności emisji fotonów promieniowania X, związanych z linią Pd-L, w funkcji dawki implantacji jonów H^+ o energii 100 keV i kącie padania 45° zaprezentowano na rys. 5.116. Całkowita dawka implantacji w tym przypadku wynosiła $2{,}67 \cdot 10^{18}$ H^+/cm^2. Dawka implantacji, odpowiadająca wyznaczeniu jednego punktu pomiarowego, była równa $1{,},26 \cdot 10^{16}$ H^+/cm^2 [5.113].

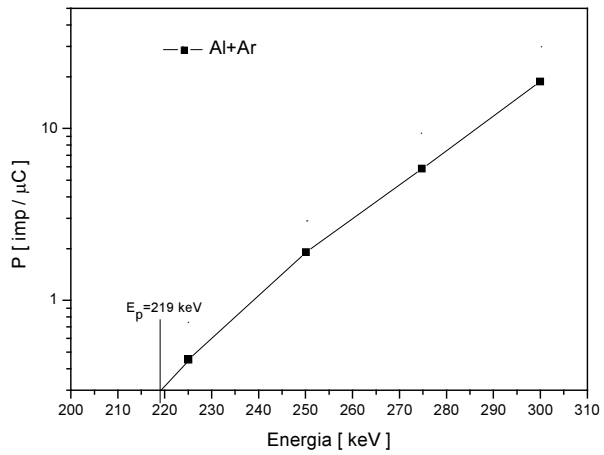


Rys. 5.116. Zależność natężenia wiązki fotonów promieniowania X linii emisyjnej Pd-L od dawki implantowanych jonów H^+ o energii 100 keV do tarczy Pd

W kolejnym eksperymencie podjęto próbę wyznaczenia energii progowej bombardujących jonów Ar^+, poniżej której nie są rejestrowane fotony promieniowania X

linii emisyjnej Ar-K, pochodzące z zaimplantowanych atomów argonu do tarczy Al [5.113]. W tym celu czystą folię aluminiową o grubości 0,2 mm zaimplantowano jonami Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}\, Ar^+/cm^2$. Po zakończeniu procesu implantacji, próbka Al+Ar została podzielona na dwie równe części, które następnie umieszczono na stoliku komory eksperymentalnej (rys. 5.66). Pierwszą próbkę poddano bombardowaniu wiązką jonów Ar^+ o kolejnych wartościach energii: 300 keV, 275 keV, 250 keV oraz 225 keV

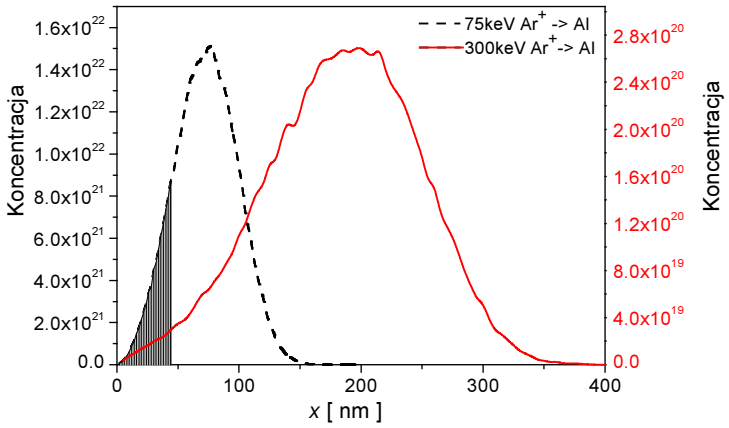
i kącie padania 45°. Ustalona porcja ładunku elektrycznego, zebranego na analizowanej tarczy w trakcie pojedynczej ekspozycji, wynosiła $5 \cdot 10^{-4}$ C, co odpowiadało dawce implantacji $4{,}38 \cdot 10^{15}\, Ar^+/cm^2$. Natężenie prądu wiązki jonowej (dla wszystkich wartości energii) było równe 1,2 μA. Zarejestrowane w wielokanałowym analizatorze amplitudy impulsów widma energetyczne promieniowania rentgenowskiego posłużyły do określenia zależności względnej wydajności emisji fotonów promieniowania X linii Ar-K od energii jonów bombardujących tarczę Al+Ar (rys. 5.117). Poszczególne punkty eksperymentalne wyznaczono, sumując liczbę zliczeń pod wierzchołkami w widmach energetycznych związanymi z linią emisyjną Ar-K i następnie po odjęciu tła, normując otrzymane wartości do porcji ładunku elektrycznego równej 1 μC. Korzystając z zależności przedstawionej na rys. 5.117 określono wartość energii progowej dla bombardujących jonów Ar^+, która wynosi 219 keV.



Rys. 5.117. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania X linii Ar-K z tarczy Al+Ar bombardowanej wiązką sondujących jonów Ar^+ o energii do 300 keV [5.114]

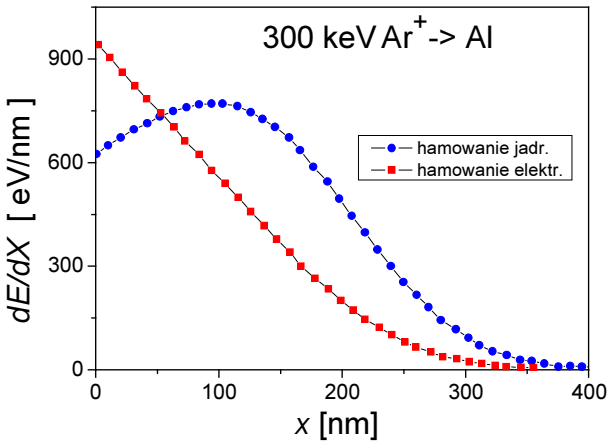
W celu przeprowadzenia dalszej analizy uzyskanych wyników doświadczalnych, wykonano eksperyment numeryczny z wykorzystaniem programu SRIM 2010. Na

rys. 5.118 przedstawiono głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych do tarczy aluminiowej jonów Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}\ Ar^+/cm^2$ oraz głębokościowy rozkład koncentracji bombardujących (sondujących) jonów Ar^+ o energii 300 keV, kącie padania 45° i dawce $4.38 \cdot 10^{15}\ Ar^+/cm^2$. Jak wynika z wykresów (rys. 5.118), większość jonów Ar^+ zaimplantowanych z energią 300 keV lokuje się na głębokości większej ($R_p = 185$ nm) niż jony argonu zaimplantowane z energią 75 keV ($R_p = 72$ nm).



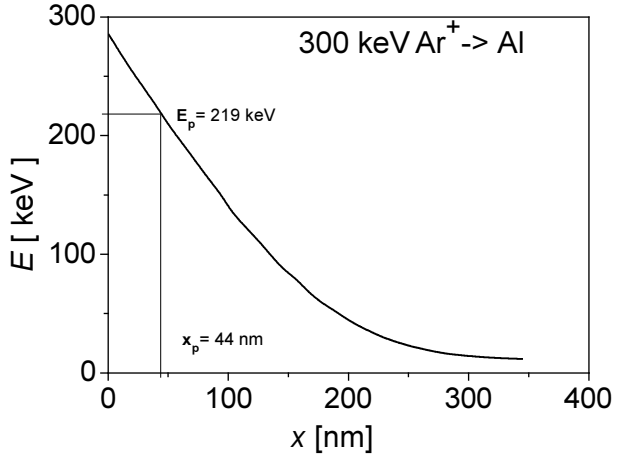
Rys. 5.118. Głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}\ Ar^+/cm^2$ oraz sondujących Ar^+ o energii 300 keV, kącie padania 45° i dawce $4{,}38 \cdot 10^{15}\ Ar^+/cm^2$ w tarczy aluminiowej

Posługując się programem SUSPRE, wyznaczono zależność strat energetycznych jonów Ar^+ o energii początkowej 300 keV i kącie padania 45°, penetrujących tarczę aluminiową, na hamowanie elektronowe i jądrowe od głębokości (rys. 5.119).



Rys. 5.119. Wykresy strat energetycznych na hamowanie elektronowe i jądrowe sondujących jonów Ar^+ o energii 300 keV i kącie padania 45° w tarczy aluminiowej

Korzystając z wyznaczonych strat energii jonów na poszczególne mechanizmy hamowania, wykreślono zależność średniej energii jonów Ar^+ (o energii początkowej 300 keV i kącie padania 45°), wnikających do tarczy aluminiowej od głębokości w materiale próbki (rys. 5.120).

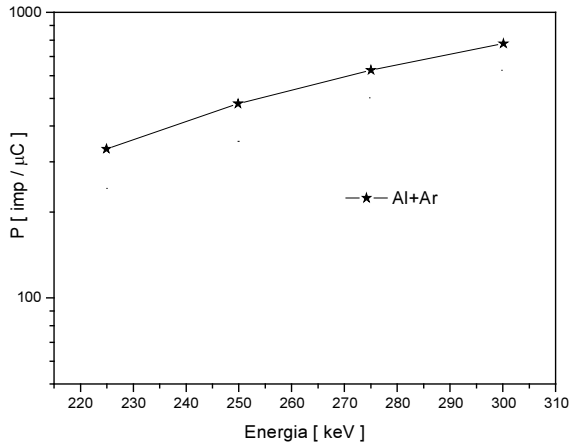


Rys. 5.120. Zależność średniej energii sondujących jonów Ar^+ o energii początkowej 300 keV, penetrujących tarczę aluminiową, od głębokości

Posługując się zależnością z rys. 5.120 oraz wartością energii progowej ($E_p = 219$ keV), określono grubość przypowierzchniowej warstwy tarczy aluminiowej, w której dochodzi do wzbudzenia emisji fotonów promieniowania X linii Ar-K, z uprzednio zaimplantowanych atomów argonu. Grubość tej warstwy wynosiła 44 nm. Dysponując tą informacją oraz głębokościowym rozkładem koncentracji zaimplantowanych jonów Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}\ Ar^+/cm^2$ (rys. 5.118), można określić liczbę atomów argonu zdeponowanych w przypowierzchniowej warstwie o grubości 44 nm, która wynosi $1{,}44 \cdot 10^{16}$.

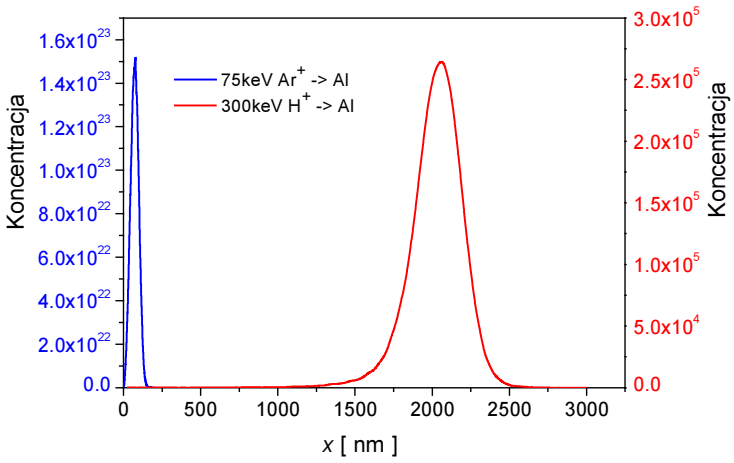
Drugą tarczę Al+Ar bombardowano wiązką jonów H^+ o identycznych energiach jak w przypadku wiązki Ar^+, a mianowicie: 300 keV, 275 keV, 250 keV oraz 225 keV i kącie padania 45°. Natężenia prądu wiązek jonów H^+ o poszczególnych energiach były równe 1,2 μA. Na rys 5.121 przedstawiono wykres zależności względnej wydajności emisji promieniowania X linii Ar-K od energii bombardujących jonów H^+. Dla jonów wodoru o energii 300 keV wydajność ta jest około 40 razy większa od wydajności dla jonów Ar^+ o tej samej energii. Zbyt mała liczba punktów eksperymentalnych nie pozwala wyznaczyć

wartości energii progowej dla bombardujących jonów H^+, poniżej której nie obserwuje się emisji fotonów linii Ar-K.



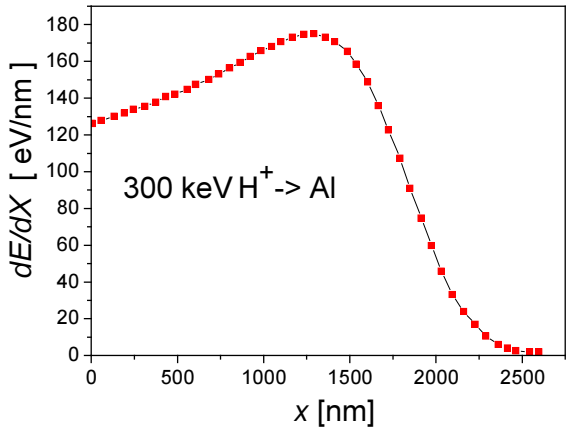
Rys. 5.121. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania X linii Ar-K z tarczy Al+Ar, bombardowanej wiązką sondujących jonów H^+ o energii do 300 keV [5.114]

Na rys. 5.122 przedstawiono wykresy głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych jonów Ar^+ o energii 75 keV, dawce $1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 oraz jonów H^+ o energii 300 keV i kącie padania 45°. Do obliczeń zastosowano program SRIM 2010. Jak wynika z zaprezentowanych profili, bombardujące (sondujące) jony H^+ lokują się znacznie głębiej ($R_p = 2$ μm) niż jony Ar^+ ($R_p = 72$ nm).



Rys. 5.122. Głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 oraz sondujących H^+ o energii 300 keV, kącie padania 45° i dawce $4{,}38 \cdot 10^{15}$ H^+/cm^2 w tarczy aluminiowej

Za hamowanie jonów H^+ w tarczy aluminiowej odpowiedzialne są głównie zderzenia nieelastyczne (hamowanie elektronowe) (rys. 5.123). Wkład hamowania jądrowego jest w tym przypadku pomijalnie mały. Wykres sporządzono wykorzystując program SUSPRE.

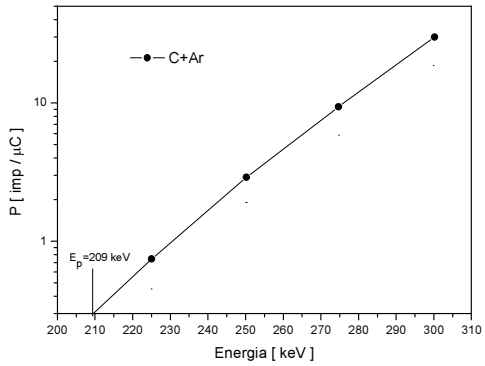


Rys. 5.123. Wykres strat energetycznych na hamowanie elektronowe sondujących jonów H^+ o energii 300 keV i kącie padania 45° w tarczy aluminiowej

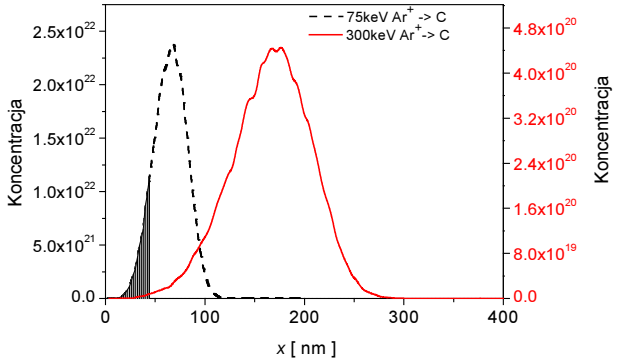
Celem weryfikacji wyników eksperymentu, polegającego na bombardowaniu tarcz Al+Ar wiązkami jonów argonu oraz wodoru, wykonano kolejne doświadczenie. Tym razem jonami argonu o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 zaimplantowano czystą folię węglową o grubości 0,2 mm. Zaimplantowaną próbkę podzielono na dwie równe części i następnie umieszczono na stoliku w komorze eksperymentalnej.

Pierwszą tarczę C+Ar bombardowano wiązką jonów Ar^+ o kolejnych wartościach energii: 300 keV, 275 keV, 250 keV i 225 keV, kącie padania 45° oraz dawce $4{,}38 \cdot 10^{15}$ Ar^+/cm^2. Na podstawie zarejestrowanych w WAA widm energetycznych promieniowania rentgenowskiego, wyznaczono zależność względnej wydajności emisji promieniowania X linii Ar-K (rys. 5.124) od energii padających jonów, która posłużyła do określenia energii progowej jonów Ar^+. Wartość tej energii jest równa 209 keV.

Na rys. 5.125 zaprezentowano głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 oraz jonów Ar^+ o energii 300 keV, kącie padania 45° oraz dawce $4{,}38 \cdot 10^{15}$ Ar^+/cm^2. Zasięgi jonów R_p wynoszą odpowiednio 64 nm i 165 nm. Rozkłady te zostały wyznaczone za pomocą programu SRIM 2010.

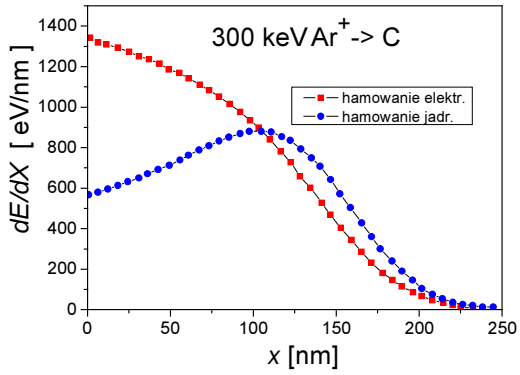


Rys. 5.124. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania X linii Ar-K z tarczy C+Ar, bombardowanej wiązką sondujących jonów Ar^+ o energii do 300 keV [5.114]



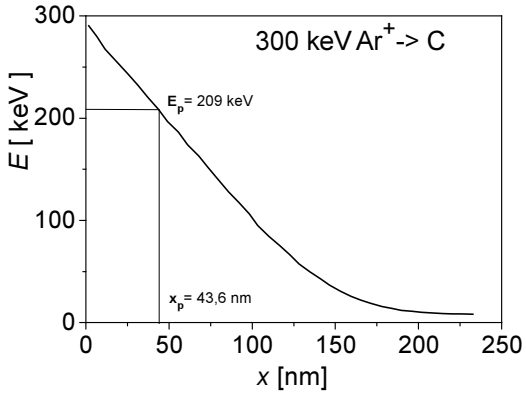
Rys. 5.125. Głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 oraz sondujących Ar^+ o energii 300 keV, kącie padania 45° i dawce $4{,}38 \cdot 10^{15}$ Ar^+/cm^2 w tarczy węglowej

Korzystając z programu SUSPRE wykreślono zależności strat energetycznych na hamowanie jądrowe i elektronowe jonów Ar^+ o energii początkowej 300 keV i kącie padania 45° od głębokości ich wnikania w materiał próbki (rys. 5.126).



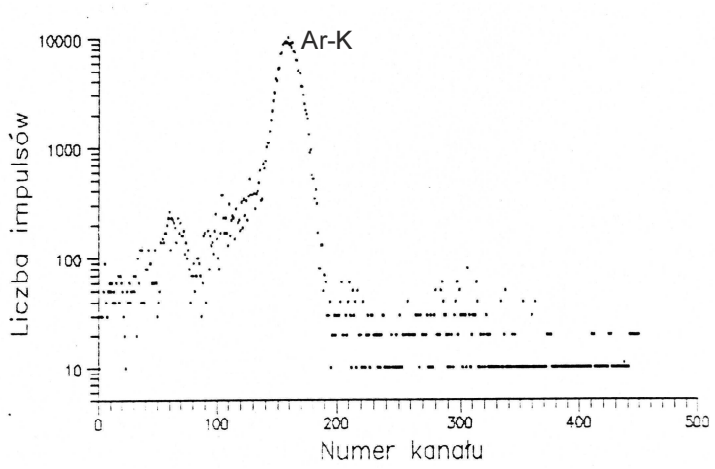
Rys. 5.126. Wykresy strat energetycznych na hamowanie elektronowe i jądrowe sondujących jonów Ar^+ o energii 300 keV i kącie padania 45° w tarczy węglowej

Wyznaczone zależności posłużyły do sporządzenia wykresu przedstawiającego zależność energii penetrujących tarczę jonów od głębokości (rys. 5.127). Ten wykres oraz znajomość wartości energii progowej ($E_p = 209$ keV) umożliwiły znalezienie grubości przypowierzchniowej warstwy tarczy C+Ar, w której dochodzi do wzbudzania fotonów promieniowania X linii emisyjnej Ar-K z zaimplantowanych uprzednio atomów argonu, sondującymi jonami Ar^+ o energii 300 keV i kącie padania 45°. Grubość ta wynosi 43 nm. Liczba zdeponowanych w tej warstwie atomów argonu, uprzednio zaimplantowanych z energią 75 keV, jest równa $1{,}2 \cdot 10^{16}$ (rys. 5.125).



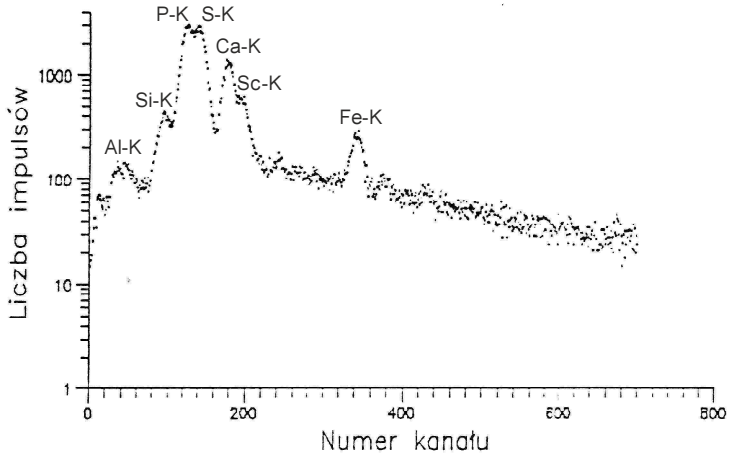
Rys. 5.127. Zależność średniej energii sondujących jonów Ar^+ o energii początkowej 300 keV penetrujących tarczę węglową od głębokości

Drugą tarczę C+Ar bombardowano wiązką jonów H^+ o parametrach identycznych jak w przypadku wiązki argonowej. Przykładowe widmo energetyczne promieniowania X, emitowanego z tarczy C+Ar bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 keV i kącie padania 45°, przedstawia rys. 5.128.



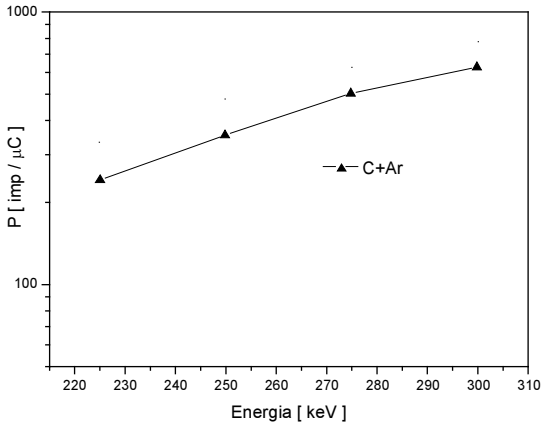
Rys. 5.128. Widmo energetyczne promieniowania X, emitowanego z tarczy C+Ar bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 keV i kącie padania 45°

Zaprezentowane widmo otrzymano odejmując od zarejestrowanego widma „surowego” spektrum energetyczne promieniowania rentgenowskiego, pochodzącego z czystej tarczy węglowej (tło) także bombardowanej jonami H^+ o energii 250 keV i kącie padania 45° (rys. 5.129).



Rys. 5.129. Widmo energetyczne promieniowania X, emitowanego z tarczy węglowej bombardowanej wiązką jonów H^+ o energii 250 keV i kącie padania 45°

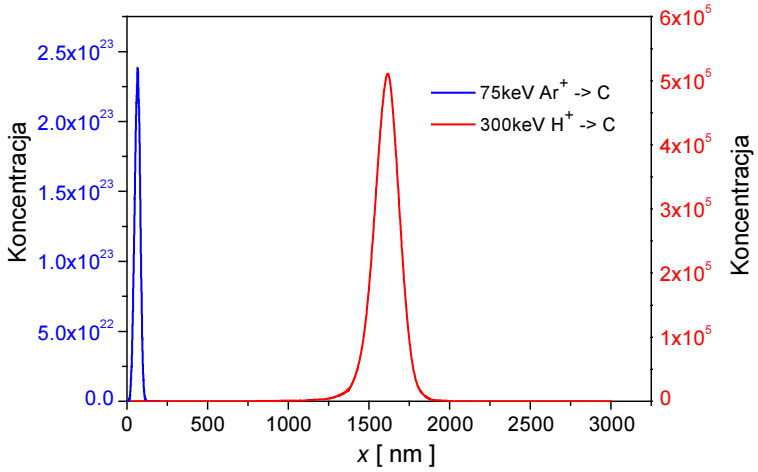
Zależność względnej wydajności emisji promieniowania rentgenowskiego linii Ar-K od energii bombardujących jonów H^+ przedstawiona jest na rys. 5.130. Dla jonów wodoru o energii 300 keV wartość wydajności jest około 20 razy większa od tej dla jonów Ar^+ o energii 300 keV.



Rys. 5.130. Wykres względnej wydajności emisji promieniowania X linii Ar-K z tarczy C+Ar, bombardowanej wiązką sondujących jonów H^+ o energii do 300 keV [5.114]

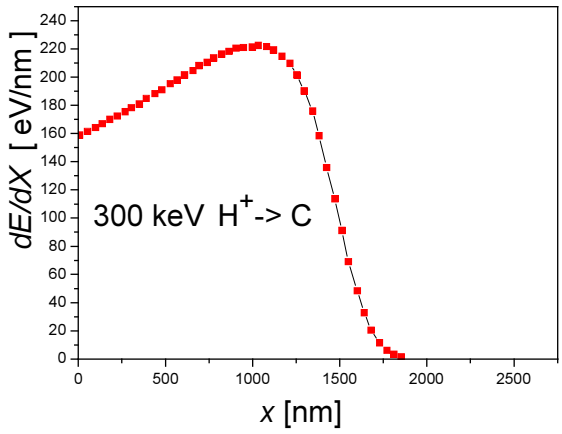
Wykresy głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych jonów argonu o energii 75 keV i dawce implantacji $1 \cdot 10^{17}\ Ar^+/cm^2$ oraz bombardujących (sondujących)

jonów H^+ o energii 300 keV, kącie padania 45° oraz dawce $4{,}38 \cdot 10^{15} H^+/cm^2$, przedstawiono na rys. 5.131. Profile te wyznaczono posługując się programem SRIM 2010. Zasięgi jonów R_p wynoszą odpowiednio 64 nm i 1,59 μm.



Rys. 5.131. Głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów Ar^+ o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 oraz sondujących H^+ o energii 300 keV, kącie padania 45° i dawce $4{,}38 \cdot 10^{15}$ Ar^+/cm^2 w tarczy węglowej

Za mechanizm hamowania jonów H^+ w tarczy węglowej odpowiedzialne są głównie zderzenia nieelastyczne (rys. 5.132). Straty na hamowanie jądrowe są w tym przypadku pomijalnie małe. Przedstawione zależności strat energetycznych jonów w funkcji głębokości wyznaczono stosując program SUSPRE.

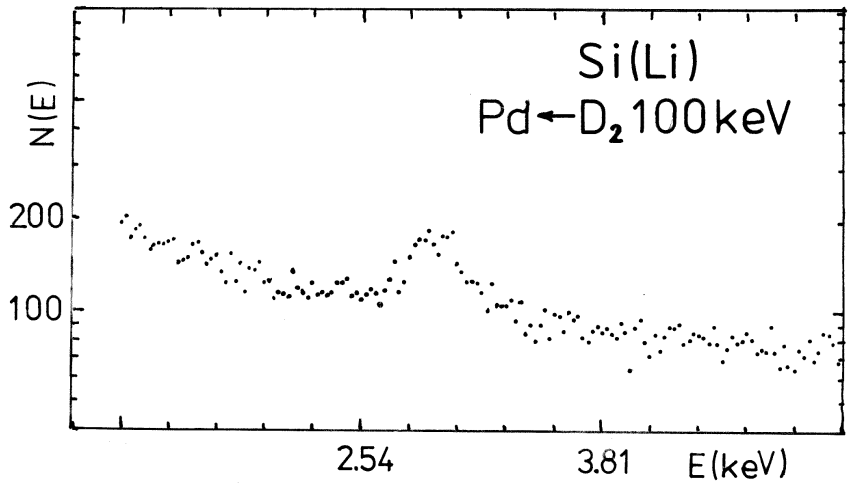


Rys. 5.132. Wykres strat energetycznych na hamowanie elektronowe sondujących jonów H^+ o energii 300 keV i kącie padania 45° w tarczy węglowej

Porównanie wyników uzyskanych w eksperymentach z tarczami Al+Ar oraz C+Ar pozwala stwierdzić, iż charakter krzywych opisujących względne wydajności emisji promieniowania X linii Ar-K w analizowanych przykładach, są bardzo podobne. Także grubości wyznaczonych warstw x_p różnią się bardzo nieznacznie. Można więc stwierdzić, że opisywane eksperymenty zostały przeprowadzone w sposób właściwy.

5.13.5. Emisja promieniowania rentgenowskiego oraz gamma z tarczy palladowej bombardowanej wiązką jonów D_2^+

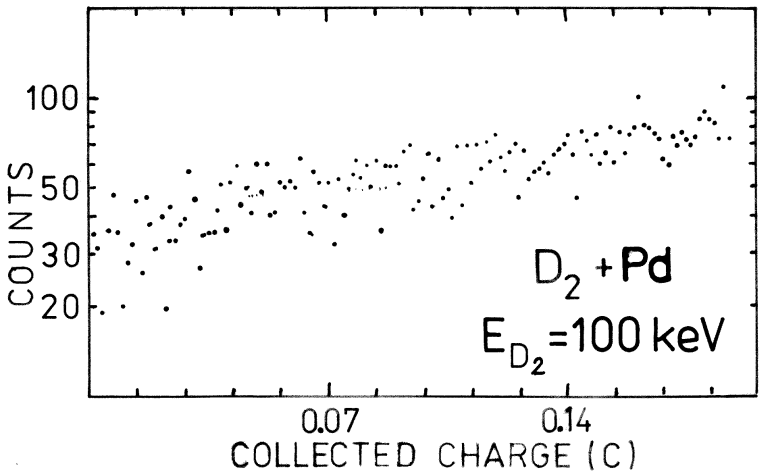
Spektralnie czystą folię palladową o grubości 0,2 mm, umieszczoną na stoliku komory eksperymentalnej, bombardowano strumieniem molekularnych jonów deuteru D_2^+ o energii 100 keV, wzbudzając w niej emisję fotonów promieniowania rentgenowskiego linii Pd-L o energii 2,84 keV. Powierzchnia bombardowanej tarczy wynosiła 0,713 cm^2. Fragment uzyskanego widma energetycznego promieniowania X, obejmującego wierzchołek związany z rejestracją fotonów linii Pd-L, przedstawia rys. 5.133. Wartość ładunku elektrycznego, zebranego na tarczy w trakcie implantacji, wynosiła 0,214 C, co odpowiadało dawce $1{,}9 \cdot 10^{18}$ D_2^+/cm^2 ($3{,}8 \cdot 10^{18}$ at.D/cm^2).



Rys. 5.133. Fragment widma energetycznego promieniowania X, obejmującego wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Pd-L, wzbudzanego w tarczy palladowej bombardowanej wiązką jonów D_2^+ o energii 100 keV

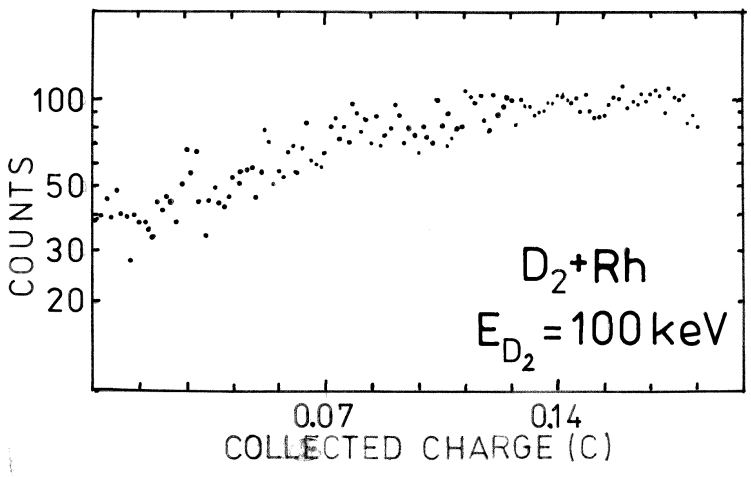
Równocześnie z rejestracją spektrum energetycznego promieniowania X za pomocą WAA, przeprowadzono eksperyment polegający na wyznaczeniu zależności intensywności emisji fotonów promieniowania X linii Pd-L od dawki implantacji jonów D_2^+. Progi

dyskryminatora amplitudy w torze spektrometrycznym analizatora jednokanałowego dobrano tak, aby wierzchołek w widmie energetycznym związany z linią emisyjną Pd-L rejestrowany był w całości. Próg dolny dyskryminatora ustawiono na wartość 2,54 keV, natomiast górny na 3,8 keV. Czas zliczania fotonów promieniowania X dla jednego punktu pomiarowego określony był czasem zbierania na tarczy porcji ładunku elektrycznego o wartości $1{,}43 \cdot 10^{-3}$ C, co odpowiadało dawce implantacji równej $1{,}25 \cdot 10^{16}$ D_2^+/cm^2 ($2{,}5 \cdot 10^{16}$ at.D/cm^2). Otrzymane wyniki w postaci wykresu przedstawiono na rys. 5.134.



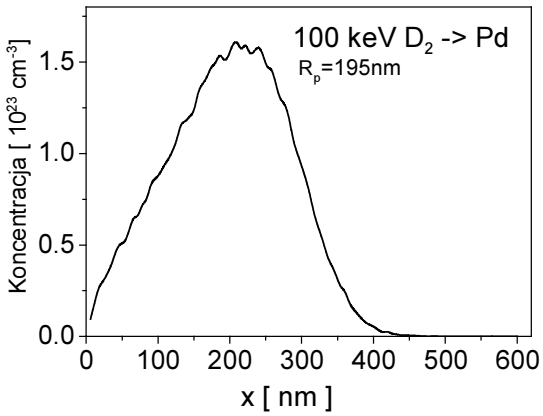
Rys. 5.134. Zależność intensywności promieniowania X linii emisyjnej Pd-L wzbudzonego w tarczy palladowej bombardowanej wiązką jonów D_2^+ o energii 100 keV od dawki implantacji

Identyczny eksperyment jak z tarczą palladową przeprowadzono także z próbką rodową, analizując emisję promieniowania X linii Rh-L o energii fotonów równej 2,7 keV. Wyniki tego doświadczenia zaprezentowano w formie wykresu na rys. 5.135.



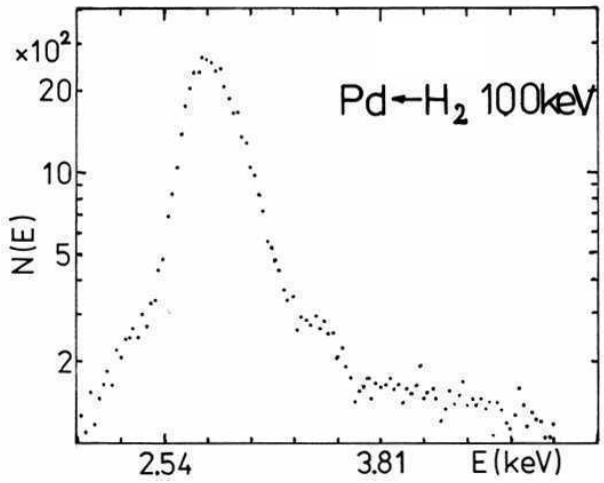
Rys. 5.135. Zależność intensywności promieniowania X linii emisyjnej Rh-L wzbudzonego w tarczy rodowej bombardowanej wiązką jonów D_2^+ o energii 100 keV od dawki implantacji

Wartość energii bombardujących jonów D_2^+ (100 keV) została tak dobrana, aby uzyskać możliwie dużą koncentrację atomów deuteru w przypowierzchniowej warstwie tarczy palladowej. Głębokościowy rozkład koncentracji atomów deuteru wyznaczony przy pomocy programu SRIM 2010 zaprezentowano na rys. 5.136. Zasięg R_p jest równy 195 nm, natomiast ΔR_p wynosi 83 nm.



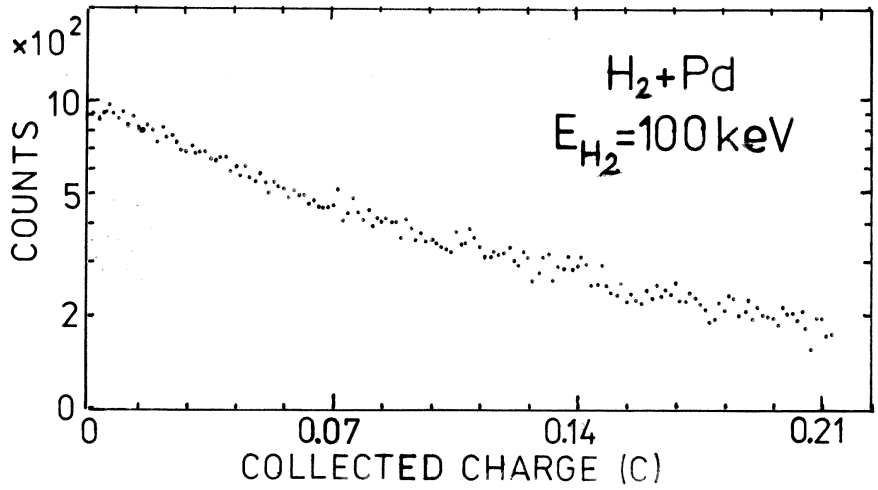
Rys. 5.136. Głębokościowy rozkład koncentracji jonów deuteru (D_2^+) zaimplantowanych do tarczy palladowej z energią 100 keV pod kątem 45°

Kolejny eksperyment polegał na bombardowaniu tarczy palladowej wiązką jonów H_2^+ o energii 100 keV [5.113]. Na rys. 5.137 przedstawiono fragment otrzymanego widma energetycznego promieniowania X, obejmujący wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Pd-L. Wartość ładunku elektrycznego, zebranego w tym przypadku na tarczy, wyniosła 0,22 C, co odpowiadało dawce implantacji $1{,}95 \cdot 10^{18}$ H_2^+/cm^2 ($3{,}9 \cdot 10^{18}$ at.H/cm^2).



Rys. 5.137. Fragment widma energetycznego promieniowania X, obejmującego wierzchołek odpowiadający linii emisyjnej Pd-L, wzbudzanego w tarczy palladowej bombardowanej wiązką jonów H_2^+ o energii 100 keV

Zależność intensywności emisji fotonów promieniowania X linii Pd-L od dawki jonów H_2^+ o energii 100 keV zaprezentowano na rys 5.138. Czas trwania pojedynczego pomiaru określony był jak poprzednio, czasem zbierania na próbce porcji ładunku elektrycznego równej $1{,}43 \cdot 10^{-3}$ C.



Rys. 5.138. Zależność intensywności promieniowania X linii emisyjnej Pd-L wzbudzonego w tarczy palladowej bombardowanej wiązką jonów H_2^+ o energii 100 keV od dawki implantacji

Jak wynika z wykresów przedstawionych na rys. 5.134 i 5.135, wraz ze wzrostem dawki implantacji jonów D_2^+, zwiększała się intensywność promieniowania X linii L palladu i rodu. Odnośnie tarczy rodowej, otrzymana charakterystyka wchodzi w zakres nasycenia począwszy od dawki $2{,}5 \cdot 10^{18}$ at. D/cm^2, natomiast w przypadku próbki palladowej dla dawki $3{,}8 \cdot 10^{18}$ at. D/cm^2 efektu nasycenia jeszcze nie zaobserwowano.

Eksperyment polegający na bombardowaniu tarczy palladowej wiązką jonów H_2^+ wykazał natomiast, że wraz ze wzrostem dawki inplantacji jonów H_2^+ intensywność emitowanego promieniowania X linii Pd-L malała. Można więc wyciągnąć wniosek, że w przypadku naświetlania tarcz wiązką jonów D_2^+ miały miejsce dwa procesy prowadzące do wzbudzania promieniowania X:

- wzbudzanie padającymi jonami D_2^+,
- zbudzanie protonami pochodzącymi z reakcji $D + D$.

Wzrost koncentracji deuteru w przypowierzchniowej warstwie naświetlanej próbki powoduje zwiększenie prawdopodobieństwa zajścia reakcji $D + D$ i wzbudzania atomów palladu powstałym w jej wyniku protonem. Schemat takiej reakcji jest następujący [5.115]:

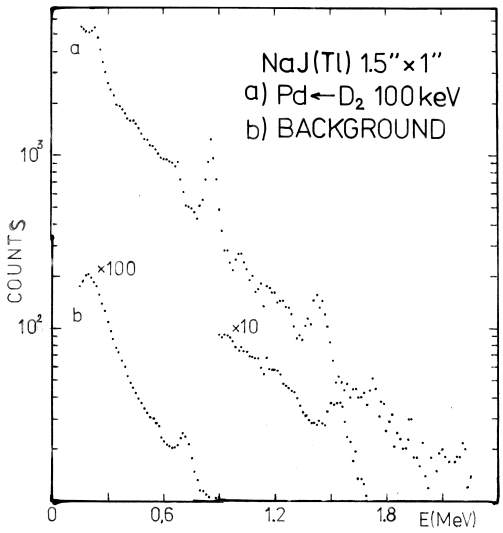
$$D + D \rightarrow T(1{,}01\,\mathrm{MeV}) + p(3{,}03\ \mathrm{MeV}). \tag{5.131}$$

Zmniejszanie intensywności emisji promieniowania X w przypadku naświetlania tarczy wiązką jonów H_2^+ (rys. 5.138) następuje w wyniku bezemisyjnego wytracania energii padających jonów na zdeponowanych atomach wodoru. W ten sposób, wraz ze wzrostem dawki zaimplantowanego wodoru, maleje prawdopodobieństwo wzbudzania emisji fotonów X linii L atomów palladu.

W celu właściwego porównania procesów emisji promieniowania X z tarczy palladowej bombardowanej jonami D_2^+ i H_2^+, należałoby bombardować próbkę wiązką jonów H_2^+ o energii 50 keV. Wówczas w każdym przypadku na jeden nukleon padającego jonu przypadałaby energia 25 keV. Jednakże uzyskanie wiązki jonów H_2^+ o energii 50 keV i odpowiedniej wartości natężenia prądu, w implantatorze UNIMAS 79 było technicznie niemożliwe.

W trakcie trwania opisywanych eksperymentów z wykorzystaniem wiązki jonowej D_2^+, na ekranie oscyloskopu pracującego w torze spektrometrycznym WAA, zaobserwowano impulsy napięciowe o amplitudach znacznie wyższych od tych odpowiadających energiom rejestrowanych fotonów X. W celu wyjaśnienia źródła tych impulsów zamieniono detektor Si(Li) na scyntylacyjny NaJ(Tl) o wymiarach 1,5"·1". Widmo energetyczne kwantów promieniowania γ, zarejestrowane z użyciem tego detektora, pokazano na rys. 5.139. Dawka bombardujących jonów D_2^+ w przypadku rejestracji tego spektrum wynosiła $3{,}5\cdot10^{17}$ D_2^+/cm^2 ($7\cdot10^{17}$ at. D/cm^2), co odpowiadało porcji ładunku elektrycznego zebranego na naświetlanej tarczy równej $4\cdot10^{-2}$ C. Widoczne w widmie wierzchołki związane są z rejestracja fotonów γ o energiach 855 keV, 1005 keV i 1425 keV. Poniżej głównego spektrum pokazane jest widmo energetyczne tła promieniowania γ (część b na rys. 5.139), w którym można wyróżnić wierzchołki odpowiadające kwantom promieniowania γ o energiach 700 keV i 1512 keV. To widmo było rejestrowane w czasie kilkunastu godzin. Rejestrowane kwanty promieniowania γ (rys. 5.139 część a) w tarczach Pd i Rh bombardowanych wiązką jonów D_2^+ mogły powstawać w wyniku aktywacji neutronowej materiału próbki, komory eksperymentalnej (duraluminium) i komory próżniowej (stal kwasoodporna). Źródłem neutronów była reakcja [5.115]:

$$D + D \rightarrow He^3(0{,}82\,MeV) + n(2{,}45\,MeV). \qquad (5.132)$$



Rys. 5.139. Widmo energetyczne promieniowania gamma emitowanego z tarczy palladowej bombardowanej wiązką jonów D_2^+ o energii 100 keV; a) właściwe widmo; b) zarejestrowane widmo tła

Fakt pojawienia się neutronów w trakcie bombardowania tarcz wiązką jonów D_2^+ potwierdzono także, dokonując pomiaru z wykorzystaniem sondy neutronowej typu SSNT-2, współpracującej z uniwersalnym radiometrem RUST-2 firmy POLON.

5.14. Literatura

[5.1] M. A. Błochin, *Fizyka promieni rentgenowskich,* Warszawa 1956.

[5.2] Sz. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna, część V*, *Fizyka atomowa*, PWN, Warszawa 1967.

[5.3] H. A. Enge, M. R. Wehr, J. A. Richards, *Wstęp do fizyki* atomowej, PWN, Warszawa 1983.

[5.4] H. Haken, H. Ch. Wolf, *Atomy i kwanty, wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej,* PWN, Warszawa 2002.

[5.5] Z. W. Shpolskiy, *Atomnaya fizyka,* Gosudarstvennoe Izdatelstvo Tekhniko-Teoreticheskoy Literatury, Moskva-Leningrad 1950.

[5.6] D. Holliday, R. Resnick, J. Walker, *Podstawy fizyki,* tom 5, PWN, Warszawa 2003.

[5.7] N. A. Dyson, *Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i jądrowej,* PWN, Warszawa 1978.

[5.8] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego,* PWN, Warszawa 1979.

[5.9] B. Dziunikowski, *Podstawy rentgenowskiej radioizotopowej analizy fluorescencyjnej, część 1*, Skrypt uczelniany AGH, nr 669, Wydawnictwo AGH, Kraków 1978.

[5.10] J. Sokołowski, M. Nosiła, B. Pluta, *Podstawy mikroanalizy rentgenowskiej*, Politechnika Śląska, skrypt uczelniany, nr 943, Gliwice 1980.
[5.11] B. Dziunikowski, *Energy Dispersive X-ray fluorescence analysis*, PWN, Warszawa 1989.
[5.12] T. Goworek, *Wstęp do fizyki atomu*, UMCS, skrypt, Lublin 1987.
[5.13] L. Groszew, I. Szapiro, *Spektrometria jąder atomowych*, PWN, Warszawa 1956.
[5.14] B. Dziunikowski, *O fizyce i energii jądrowej*, Wydawnictwo AGH, Kraków 2001.
[5.15] A. Z. Hrynkiewicz, ed., *Człowiek i promieniowanie jonizujące*, PWN, Warszawa 2001.
[5.16] B. Dziunikowski, S. J. Kalita, *Ćwiczenia laboratoryjne z jądrowych metod pomiarowych*, Skrypt uczelniany AGH, nr 1440, Wydawnictwo AGH, Kraków 1995.
[5.17] B. Dziunikowski, *Radiometryczne metody analizy chemicznej, seria „Fizyka dla przemysłu*", WNT, Warszawa 1991.
[5.18] I. A. Sellin, *Structure and collisions of ions and atoms, Topics in Current Physics*, Springer - Verlag, Berlin - Heidelberg - New York 1978.
[5.19] H. Morinaga, T. Yamazaki, *In-beam gamma-ray spectroscopy*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam - New York - Oxford 1976.
[5.20] J. Kajfosz, *Analiza pierwiastków śladowych przy pomocy charakterystycznego promieniowania X wzbudzonego przez cząstki naładowane*, Postępy Fizyki, tom 25, zeszyt 2, 1974, 159–173.
[5.21] B. Cresemann, ed., *Atomic inner-shell processes*, Academic Press, New York- San Francisco-London 1975.
[5.22] V. M. Kolyda, A. K. Zaychenko, R. V. Dmitrenko, *Rentgeno-spektralnyy analiz s ionnym vozbuzhdeniem,* Atomizdat, Moskva 1974.
[5.23] U. Fano, J. W. Cooper, *Spectral distribution of atomic oscillator strengths,* Rev. Mod. Phys., vol. 40, nr 3, 1968, 441–507.
[5.24] E. Merzbacher, H. W. Lewis, *X-ray production by heavy charged particles*, in: Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Berlin, vol. 34, 1958, 166.
[5.25] J. C. Slater, *Atomic shielding constants*, Phys. Rev., vol. 36, nr 1, 1930, 57.
[5.26] G. S. Khandelwal, B. H. Choi, E. Merzbacher, *Tables for Born approximation calculation of K-and L-shell ionization by protons and other charged particles*, Atom. Data, vol. 1, nr 2, 1969, 103.
[5.27] J. D. Garcia, R. J. Fortner, T. M. Kavanagh, *Inner-shell vacancy production in ion-atom collisions*, Rev. Mod. Phys., vol. 45, nr 2, 1973, 111.
[5.28] G. Basbas, W. Brandt, R. Laubert, *Universal cross section for K-shell ionization by heavy charged particles*, *1, Low particle velocities*, Phys. Rev., A, vol. 7, 1973, 983.

[5.29] W. Brandt, G. Lapicki, *Binding and Coulomb-deflection effects in L-shell Coulomb ionization by heavy charged particles. Low particle velocities*, Phys. Rev., A, vol. 10, nr 2, 1974, 474.

[5.30] N. A. Khelil, T. J. Gray, *Proton- induced K-shell ionization cross section for selected elements Ag to La: 0,6÷2,0 MeV,* Phys. Rev. vol. 11, nr 3, 1975, 893.

[5.31] T. J. Gray, G. M. Light, R. K. Gardner, F. D. McDaniel, *L-shell X-ray production cross sections for light ions on Sm, Yb and Pb,* Phys. Rev., A, vol. 11, nr 6, 1975, 2325.

[5.32] F. Reuter, I. William, H. P. Smith, *Full-range solution for the measurement of thin-film surface densites with proton-excited X-ray,* J. Appl. Phys., vol. 43, nr 10, 1972, 4228.

[5.33] G. N. Morgan, A. Everhart, *Measurement of inelastic energy loss in large-angle Ar^+ on Ar collision at keV energies,* Phys. Rev., vol. 128, nr 2, 1962, 667.

[5.34] U. Fano, W. Lichten, *Interaction of Ar^+ - Ar collision at 50 keV,* Phys. Rev. Lett., vol. 14, nr 16, 1965, 627.

[5.35] T. B. Johansson, R. E. Van Grieken, J. W. Nelson, J. W. Winchester, *Elemental trace analysis of small samples by proton-induced X-ray emission*, Analyt. Chem., vol. 47, nr 6, 1975, 855.

[5.36] D. Burch, P. Richard, *X-ray spectra from oxygen-ion bombardments on Ca and V at 15 MeV*, Phys. Rev. Lett., vol. 25, nr 15, 1970, 983.

[5.37] F. Folkmann, C. Gaarde, T. Huns, K. Kemp, *Proton-induced X-ray emission as a tool for trace element analysis,* Nucl. Instr. Meth., vol. 116, 1974, 487.

[5.38] A. W. Herman, L. A. McNelles, J. L. Campbell, *Choice of physical parameters in charged X-ray fluorescence analysis*, Int. J. Appl. Rad. Isotopes, vol. 24, nr 2, 1973, 677.

[5.39] Ch. Heitz, *Non-characteristic X-ray in Si^+-Si and Ar^+-Si collisions in the 2 to 3 MeV range,* J. Phys., B, vol. 8, nr 12, 1975, 271.

[5.40] K. K. Aglincew, *Dozymetria promieniowania jonizującego,* PWN, Warszawa 1961.

[5.41] W. Lisiecki, W. Scharf, *Spektrometry rozkładów amplitudowych*, PWN, Warszawa 1973.

[5.42] Ł. S. Gorn, B. J. Chazanow, *Wybrane zagadnienia radiometrii,* Biblioteka Postępów Techniki Jądrowej, ROINTE Energetyki i Energii Atomowej, Warszawa 1977.

[5.43] D. W. Aitken, *Detekcja promieniowania X*, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa 1970.

[5.44] F. S. Goulding, J. W. Mayer, J. M. Hollander, *Detektory półprzewodnikowe*, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa 1973.

[5.45] A. Piątkowski, W. Scharf, *Elektroniczne mierniki promieniowania jonizującego*, Wydawnictwo MON, 1979.
[5.46] E. Fünfer, H. Neuert, *Liczniki promieniowania*, PWN, Warszawa 1960.
[5.47] A. Oleś, *Metody doświadczalne fizyki ciała stałego*, WNT, Warszawa 1998.
[5.48] K. Korbel, *Układy elektroniki front-end*, AGH, Uczelniane Wydawnictwo Naukowo-Dydaktyczne, Kraków 2000.
[5.49] E. Kowalski, *Elektronika jądrowa*, Post. Tech. Jądr., nr 76(559), Warszawa 1973.
[5.50] J. Chwaszczewska, *Półprzewodnikowe detektory promieniowania jądrowego*, Postępy Fizyki, tom 23, zeszyt 4, 1972, 351–368.
[5.51] J. Chwaszczewska, *Półprzewodnikowe detektory promieniowania jądrowego*, Postępy Tech. Jądrowej, 14, 1970, 661–682.
[5.52] J. Chwaszczewska, B. Sawicka, *Zastosowanie detektorów półprzewodnikowych do analizy promieniowania X*, Postępy Tech. Jądrowej, 14, 1970, 1239–1250.
[5.53] M. Stołpa, *Zastosowanie półprzewodnikowych detektorów promieniowania jonizującego*, Postępy Fizyki, tom 23, zeszyt 4, 1972, 429–444.
[5.54] F. S. Goulding, Nucl. Instr. Meth., vol. 142, 1977, 213–223.
[5.55] Z. Pawłowski, *Eliminacja biegu własnego detektorów i pomiary małych aktywności*, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa 1970.
[5.56] J. J. Samueli, J. Pigneret, A. Sarazin, *Elektroniczne metody pomiarowe w technice jądrowej*, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa 1970.
[5.57] A. A. Sanin, *Elektroniczne przyrządy fizyki jądrowej*, WNT, Warszawa 1960.
[5.58] P. Gryboś, K. Korbel, *Pomiary testujące amplitudowych spektrometrów promieniowania jonizującego*, AGH, Uczelniane Wydawnictwo Naukowo-Dydaktyczne, Kraków 2008.
[5.59] W. P. Brillantow, *Układy impulsowe na elementach półprzewodnikowych*, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa 1973.
[5.6] R. Śledziowski, *Elektronika dla studentów fizyki*, PWN, Warszawa 1978.
[5.61] T. Stacewicz, A. Kotlicki, *Elektronika w laboratorium naukowym,* PWN, Warszawa 1994.
[5.62] K. Korbel, *Elektronika jądrowa, część 1*, Skrypt uczelniany AGH, nr 878, Wydawnictwo AGH, Kraków 1982.
[5.63] K. Korbel, *Elektronika jądrowa, część 2*, Skrypt uczelniany AGH, nr 971, Wydawnictwo AGH, Kraków 1985.
[5.64] K. Korbel, *Elektronika jądrowa, część 3*, Skrypt uczelniany AGH, nr 1078, Wydawnictwo AGH, Kraków 1987.
[5.65] K. Kaniewska, R. Radoszewski, *Wzorcowe źródła promieniowania*, Ośrodek Informacjji o Energii Jądrowej, Warszawa 1970.
[5.66] W. Nawrocki, *Komputerowe systemy pomiarowe*, WKŁ, Warszawa 2002.
[5.67] W. Myszka, *Komputerowy system obsługi eksperymentu*, WNT, Warszawa 1991.

[5.68] K. Badźmirowski, H. Karkowska, Z. Karkowski, *Cyfrowe systemy pomiarowe,* WNT, Warszawa 1979.
[5.69] K. Rzymkowski, *Typowe zestawy pomiarowe w systemie CAMAC*, Postępy Tech. Jądrowej, 18, 1971, 661–649.
[5.70] W. Żuk, *Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów*, PWN, Warszawa 1980.
[5.71] Z. A. Kozłowski, *Implantatory ciężkich jonów*, Post. Tech. Jądr., 18, 1974, 343–348.
[5.72] D. Mączka, A. Latuszyński, R. Kuduk, J. Partyka, *Optimization of the ion implantation process*, Nucl. Instr. Meth., B, 21, 1987, 521–522.
[5.73] D. Mączka, *Separacja izotopów i implantacja jonowa w Zakładzie Fizyki Jonów i Implantacji IF UMCS*, Annales UMCS, sectio AAA, vol. XLIX, 15, Lublin 1994.
[5.74] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, **K. Pyszniak**, *250 keV argon induced X-ray emission from metallic targets,* vol. XLVI/XLVII, 24, sectio AAA, Annales UMCS, Lublin 1991/1992, 217–221.
[5.75] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, *Influence of bombarding 250 keV Ar^+ ion dose upon X-ray emission from Mo target,* Annales UMCS, vol. L/LI, sectio AAA, Lublin 1995/1996, 117–135.
[5.76] E. Krupa, W. Tańska-Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *Absorption of X-radiation in measuring apparatus' windows,* I.F. UMCS Report, 1992, 95.
[5.77] H. Hanewinkel, *Diplomarbeit,* Universitaet Koeln, Koeln 1981.
[5.78] S. Albers, A. Clauberg, A. Dewald, C. Wesselborg and A. Zilges, Verhandl. DPG (VI) 23 (1988) X, Program changed and adapted for IBM PC by J. Grębosz, A. Maj, Z. Stachura, J. Wrzesiński, Inst. Nucl. Physics, Cracow and D. Miskowiec, Jagiellonian Univ., Cracow.
[5.79] I. Orlic, C. H. Sow, S. M. Tang, At. Data Nucl. Data Tables, 56, 1994, 159.
[5.80] I. Orlic, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 87, 1994, 285.
[5.81] G. Lapicki, *Abstracts of the 16th ICPEAC*, New York, 1989, 619.
[5.82] L. H. Sun,, J. F. Kirchhoff, A. R. Azordegan, J. L. Duggan, F. D. McDaniel, R. M. Wheeler, R. P. Chaturvedi, G. Lapicki, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 79, 1993, 186.
[5.83] X. Cai, Z. Y. Liu, X. M. Chen, S. X. Ma, Z. C. Chen, Q. Xu, P. H. Liu, X. W. Ma, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 72, 1992, 159.
[5.84] R. S. Sokhi, D. Crumpton, At. Data Nucl. Data Tables, vol. 30, 1984, 49.
[5.85] A. P. Jesus, J. P. Ribeiro, J. S. Lopes, J. Phys., vol. B, 20, 1987, 95.
[5.86] C. R. Vane, M. Smith, S. Raman, J. Heard, T. Walkiewicz, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 24/25, 1987, 59.
[5.87] I. Török, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 68, 1992, 289.
[5.88] U. Lehnert, K. Merla and G. Zschornack, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 89, 1994, 238.

[5.89] Ch. Heitz, M. Kwadow, D. Tenorio, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 149, 1978, 482.
[5.90] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, *175-250 keV Hydrogen and nitrogen induced X - ray emission from Mo target,* International Conference on Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, Poland 1988, 107.
[5.91] K. O. Nielsen, *The development of magnetic ion sources for an electromagnetic isotope separator,* Nucl. Instr. Meth., vol. 1, 6, 1957, 289–301.
[5.92] M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, Yu. Yushkevich, A. Vaganov, *Plasma Sources of Ions of Solids*, Instr. Exp. Tech., vol. 55, 2012, 469.
[5.93] D. Trobojevic, P. Treado, A. M. Vincenz, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 27, 1987, 386.
[5.94] D. Trobojevic, P. Treado, A. M. Vincenz, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 27, 1987, 392.
[5.95] F. W. Saris, *Atomic collision in solids*, (ed.) S. Datz, B. R. Appleton, C. D. Moak, Plenum Press, New Zork and London 1975, 343–363.
[5.96] J. S. Cipolla, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 56/57, 1991, 54.
[5.97] G. Sidenius, *The high temperature hollow cathode ion source*, Nucl. Instr. Meth., vol. 38, 1965, 19–22.
[5.98] J. Zdanowski, *Wyładowania elektryczne w gazach*, skrypty Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1975.
[5.99] D. Mączka, *Badania nad wywarzaniem jonów dla celów separacji izotopów i implantacji jonowej*, Rozprawa habilitacyjna, UMCS, Lublin 1982.
[5.100] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *Inwestigation of X - radiation from Mo target bombarded with high dose Ar^+ ions,* IF UMCS Report, 1993, 93.
[5.101] J. Sielanko, W. Szyszko, Surf. Sci., vol. 161, 1985, 101.
[5.102] J. Sielanko, W. Szyszko, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 16, 1986, 340.
[5.103] J. M. W. Veigele, At. Data Tables, vol. 5, 1973, 51.
[5.104] K. Taubjerg, P. Sigmund, Phys. Rev., vol. A, 5, 1972, 1285.
[5.105] E. Clayton, D. D. Cohen and P. Duerden, Nucl. Instr. Meth., vol. 180, 1981, 541.
[5.106] D. D. Cohen, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 22, 1987, 59.
[5.107] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *L – shell X - ray production from Mo target bombarded with Ar^+ ions*, IF UMCS Report, 1994, 103.
[5.108] Gang Qi, W. M. Small, T. Debroy, *Thermochemistry and diffusion of nitrogen in solid molybdenum,* Metallurgical transaction B, vol. 22, B, 1991, 219.
[5.109] G. Margaritondo, J. E. Rowe, S. B. Christsman, Phys. Rev., vol. B, 14, 1976, 5396.
[5.110] J. C. Bean, G. E. Becker, P. M. Petroff, T. E. Seidel, J. Appl. Phys., vol. 48, 1977, 907.
[5.111] T. E. Seidel, R. L. Meek, A. G. Cullis, J. Appl. Phys., vol. 46, 1975, 600.
[5.112] Y. Inagaki, K. Shima, H. Maezawa, Nucl. Instr. Meth., vol. B, 27, 1987, 353.

[5.113] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, *K X-ray emission of Ar implanted into Al and C samples bombarded with Ar^+ and H^+ ions of energy 225 keV to 300 keV.* IF UMCS Report, 1995, 97.

[5.114] E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, *Dependence of X - ray Emission from Pd target bombarded with 100 keV H^+ ions.* IF UMCS Report, 1990, 137.

[5.115] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, część *VI, Fizyka jądra i cząstek elementarnych*, PWN, Warszawa 1974.

6. Emisja promieniowania optycznego towarzysząca procesowi implantacji jonowej

6.1. Wstęp

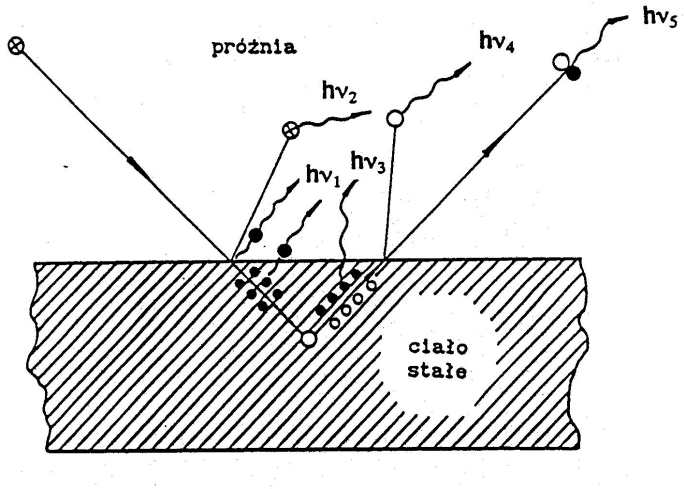
Jednym ze zjawisk towarzyszących procesowi implantacji jonowej jest emisja promieniowego optycznego zachodząca zarówno nad, jak i na powierzchni oraz w objętości bombardowanej tarczy. Termin „promieniowanie optyczne" obejmuje tu nie tylko zakres widzialny, ale także obszary w podczerwieni i nadfiolecie.

Początki zainteresowania problematyką emisji światła w procesie bombardowania jonowego powierzchni ciała stałego datują się na koniec XIX wieku. W 1886 r. Goldstein badając wyładowania elektryczne w rurze wypełnionej gazem pod obniżonym ciśnieniem zauważył pasemka światła po zewnętrznej stronie wydrążonej katody, które nazwano promieniami kanalikowymi. Kilkanaście lat później Arnold przeprowadził eksperymenty naświetlając tymi promieniami powierzchnie tarcz wykonanych z różnych metali. Zaobserwował on w powstającym widmie emisyjnym linie charakterystyczne dla swobodnych atomów materiału użytej próbki. Największa liczba prac o tematyce związanej z emisją fotonów, wywołaną bombardowaniem jonowym ciał stałych, powstała w latach siedemdziesiątych i osiemdziesiątych ubiegłego wieku. Obszerny przegląd literatury na ten temat można znaleźć w publikacjach [6.1–6.6].

Analizując zjawiska związane z emisją optyczną pojawiającą się w wyniku bombardowania jonowego ciał stałych w zakresie niskich i średnich energii można wskazać co najmniej pięć różnych procesów (rys. 6.1) [6.3]:

1) pierwszy proces nosi nazwę emisji jonowo-fotonowej (EJF) i jest związany z deekscytacją promienistą rozpylonych wzbudzonych cząstek [6.7–6.9]. Pewna część produktów (atomów, jonów lub molekuł), wybitych w wyniku bombardowania jonowego, opuszcza powierzchnię tarczy w stanie wzbudzonym lub zjonizowanym. W widmach emitowanego przez te cząstki promieniowania obserwuje się linie emisyjne atomów, jonów oraz pasma molekularne. Dokładniejszy opis tego procesu zawarto w rozdziale 6.2;
2) drugi proces dotyczy emisji optycznej generowanej przez rozproszone jony wiązki pierwotnej. Emisja ta jest najbardziej intensywna w przypadku bombardowania ciężkich tarcz lekkimi jonami (H^+, He^+) i obserwuje się ją w postaci wąskich linii widmowych [6.10, 6.11];

3) trzecim bardzo ważnym procesem jest jonoluminescencja (JL). Jonoluminescencję charakteryzują szerokie pasma w widmach optycznych wzbudzanych wiązką jonową zarówno na powierzchni, jak i w pewnej objętości materiału tarczy [6.12, 6.13]. Proces ten dokładniej scharakteryzowano w rozdziale 6.4;
4) czwarty proces to emisja optyczna pochodząca od rozpylonych wzbudzonych atomów i molekuł zanieczyszczających powierzchnię implantowanej tarczy;
5) piątym procesem jest formowanie widma ciągłego w spektrum emitowanego promieniowania przez rozpylone wzbudzone cząsteczki. Dokładnie ten rodzaj emisji został opisany w rozdziale 6.3.



Rys. 6.1. Źródła emisji optycznej towarzyszącej bombardowaniu jonowemu; 1 – wybite i rozpylone cząstki tarczy, 2 – rozproszone cząstki wiązki pierwotnej, 3 – elektronowo-dziurowe i ekscytonowe wzbudzenie ciała stałego, 4 – rozpylone atomy i molekuły zanieczyszczeń powierzchniowych, 5 – cząstki odpowiedzialne za emisję widma ciągłego [6.3]

Ta różnorodność procesów emisji promieniowania elektromagnetycznego w zakresie optycznym, z których każdy zależy nie tylko od energii padającego jonu ale i szeregu innych czynników powoduje, że mechanizm zjawiska emisji optycznej towarzyszącej bombardowaniu jonowemu nie jest do końca poznany. W dalszym ciągu nie opracowano jednego uniwersalnego modelu tego zjawiska, który by poprawnie i całościowo opisywał przebieg w/w procesów. Taki stan wiedzy uzasadnia konieczność prowadzenia dalszych badań zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych.

Metoda diagnostyczna wykorzystująca omawianą emisję optyczną nosi nazwę spektroskopii jonowo-fotonowej (SJF). Metoda ta posiada szereg zalet, do których należą:

- prostota i dokładność identyfikacji linii widmowych pierwiastków;
- możliwość jednoczesnej rejestracji kilku linii widmowych badanego pierwiastka;
- brak potrzeby stosowania pól elektrycznych i magnetycznych.

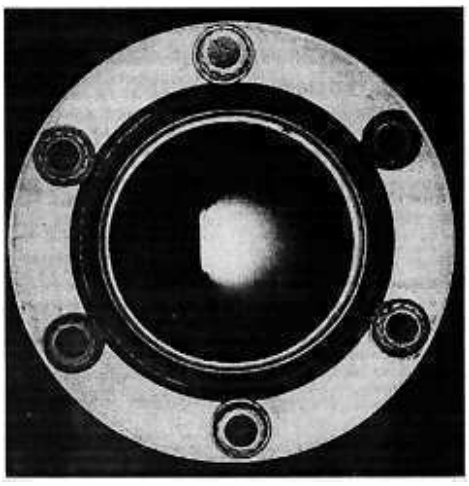
Zjawisko emisji jonowo-fotonowej można wykorzystać do:

- określania składu jakościowego i ilościowego domieszek w warstwie przypowierzchniowej tarczy;
- badania procesów fizyczno-chemicznych, które mogą zachodzić nad, jak i na powierzchni próbki;
- wyznaczania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanej domieszki.

Efekt jonoluminescencji można zastosować do badania mechanizmu powstawania defektów radiacyjnych w tarczach pod wpływem bombardowania jonowego.

6.2. Emisja jonowo-fotonowa

Jak już było powiedziane w rozdziałach 2 oraz 4, oddziaływanie wiązek jonowych z powierzchnią ciała stałego polega na transferze energii kinetycznej padających jonów wiązki pierwotnej do atomów tarczy w trakcie zderzeń elastycznych i nieelastycznych. Jednym z ważnych procesów fizycznych, zachodzących podczas bombardowania jonowego, jest zjawisko rozpylania, w rezultacie którego ma miejsce emisja pewnej liczby cząstek z materiału tarczy do obszaru próżni. Cząstki te mogą opuścić próbkę w stanie neutralnym, wzbudzonym lub zjonizowanym. Dla przypomnienia, zjawisko rozpylania jonowego charakteryzuje współczynnik rozpylania Y (wydajność rozpylania), którego wartość jest równa liczbie atomów tarczy rozpylonych przez jeden jon wiązki pierwotnej. Opuszczające powierzchnię materiału rozpylone wzbudzone cząstki mogą ulec deekscytacji radiacyjnej, w rezultacie czego nad tą powierzchnią powstaje świecąca aureola (rys. 6.2).



Rys. 6.2. Aureola powstająca w trakcie bombardowania tarczy ze stali nierdzewnej jonami Kr^+ o energii 10 keV; tarcza znajduje się z lewej strony, zaś wiązka jonowa pada prostopadle na jej powierzchnię z prawej strony [6.1]

Jej rozkład przestrzenny zależny jest od wielkości i kierunku rozpylonych produktów oraz od czasów życia ich stanów wzbudzonych. Opisywane zjawisko nosi nazwę emisji jonowo-fotonowej (EJF). Analiza widm emisji jonowo-fotonowej daje informacje o stanie najbardziej przypowierzchniowej warstwy materiału tarczy, dlatego też istotne jest poznanie mechanizmów powstawania tego zjawiska.

Emisję jonowo-fotonową można scharakteryzować określając jej wydajność całkowitą $Y_{\Delta\lambda}$ [6.3]. Wielkość ta jest równa stosunkowi liczby fotonów $I_{\Delta\lambda}$ wyemitowanych w jednostce czasu z całej objętości aureoli w zadanym przedziale widmowym do liczby padających jonów wiązki pierwotnej I_0:

$$Y_{\Delta\lambda} = \frac{I_{\Delta\lambda}}{I_0}. \tag{6.1}$$

W przypadku widm liniowych wygodniej jest stosować różniczkowy współczynnik wydajności emisji Y_{ij}, określający liczbę fotonów emitowanych przy przejściach kwantowych atomów ze stanów i do stanów j przypadającą na jeden jon bombardujący tarczę:

$$Y_{ij} = \frac{I_{ij}}{I_0}, \tag{6.2}$$

gdzie Y_{ij} – intensywność wybranej linii widmowej.

6.2.1. Rozkłady energetyczne rozpylonych wzbudzonych atomów

Rozpylone wzbudzone lub też zjonizowane atomy stanowią zaledwie niewielką część tych produktów, które zostały wybite z tarczy w stanie neutralnym podczas bombardowania jonowego. Dlatego też poznanie procesów wzbudzania rozpylonych atomów jest znacznie utrudnione z uwagi na skąpą informację o ich rozkładzie energetycznym. Rozkład energetyczny wybitych i jednocześnie wzbudzonych cząstek znacznie różni się od rozkładu cząstek neutralnych, który dobrze opisany jest przez teorię Sigmunda [6.14].

Istnieją różne techniki eksperymentalne pozwalające uzyskać informacje o rozkładach energetycznych rozpylonych wzbudzonych cząstek. Do najbardziej znanych należy metoda oparta na analizie profili linii widmowych emitowanego światła (ich poszerzenie i przesunięcie), wykorzystująca efekt Dopplera [6.6]. Długość fali λ, emitowanej przez poruszającą się cząstkę, związana jest z jej prędkością v_x następującą formułą:

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_x}{c} \right), \tag{6.3}$$

gdzie: λ_0 – długość fali emitowanej przez wzbudzoną, pozostającą w spoczynku cząstkę,

c – prędkość światła,

v_x – rzut prędkości poruszającej się cząstki na oś obserwacji X.

Wyniki pomiarów przesunięcia dopplerowskiego oraz zmiany szerokości profili linii emisyjnych dostarczają informacji o prędkościach wzbudzonych atomów. Jednakże interpretacja surowych danych eksperymentalnych z matematycznego punktu widzenia jest dość trudna. Wiąże się ona z koniecznością uwzględnienia zarówno rozkładu przestrzennego wzbudzonych atomów, jak również procesów ich deekscytacji [6.15, 6.16].

Innym sposobem wyznaczania energetycznego rozkładu rozpylonych wzbudzonych cząstek jest metoda analizy przestrzennego profilu intensywności emitowanych przez nie fotonów światła. Technika obserwacji stopniowego zaniku świecenia, generowanego przez wzbudzone, oddalające się od rozpylanej próbki cząstki, została zapożyczona z badań dotyczących pomiarów czasów życia wzbudzonych atomów, przechodzących przez cienkie folie [6.17]. Eksperyment polega na przesuwaniu przesłoniętego wąską szczeliną detektora światła wzdłuż normalnej do powierzchni tarczy i jednoczesnej rejestracji liczby fotonów w funkcji odległości. Rozkład intensywności świecenia atomów po przejściu przez folię opisuje wyrażenie:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{x}{v\tau_i} \right), \tag{6.4}$$

gdzie: I_0 – intensywność świecenia na folii,

x – odległość od folii (po stronie przeciwnej do bombardowanej),

v – prędkość wzbudzonych atomów,

τ_i – czas życia elektronu na poziomie wzbudzonym w atomie, $\tau_i = 1 \Big/ \sum_j A_{ij}$,

przy czym $\sum_j A_{ij}$ jest sumą prawdopodobieństw przejść między poziomem i a poziomami j.

Przekształcając równanie (6.4) do postaci:

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{x}{v\tau_i}, \tag{6.5}$$

można określić wartości średnie składowej normalnej prędkości v_x dla rozpylonych wzbudzonych atomów. Znajomość prędkości cząstek jest oczywiście równoważna znajomości ich energii kinetycznych. Względnie duże energie kinetyczne wzbudzonych

cząstek mogą świadczyć o tym, że stany wzbudzone atomów powstają w wyniku zderzeń binarnych jonów wiązki pierwotnej z atomami tarczy, a zjawisko wzbudzania dotyczy tylko atomów wybitych z warstw przypowierzchniowych. Kaskady zderzeń nie dają wkładu w proces tworzenia stanów rozpylonych wzbudzonych cząstek. Atomy wybite zgodnie z tym mechanizmem nie osiągają dostatecznie dużych wartości energii kinetycznych. Jednakże niedawne badania pokazują, że rozpylone, wzbudzone atomy mogą mieć także energie porównywalne z energiami cząstek rozpylanych w stanach podstawowych [6.18].

Należy zaznaczyć, że powyższa metoda wyznaczania energii kinetycznych rozpylonych wzbudzonych atomów daje jedynie wyniki przybliżone. We wzorze (6.4) nie uwzględnia się wpływu przejść kaskadowych we wzbudzonej cząstce, ani rozkładu kątowego prędkości oddalających się od tarczy atomów.

Kolejnym krokiem na drodze wyznaczania rozkładu energetycznego wzbudzonych lub zjonizowanych rozpylonych cząstek było opisanie go następującą formułą [6.19]:

$$F(E)dE = \frac{dE}{(E + E_b)^2}, \tag{6.6}$$

w oparciu o energetyczny rozkład wszystkich wybitych cząstek zaproponowany w pracach [6.20, 6.21]:

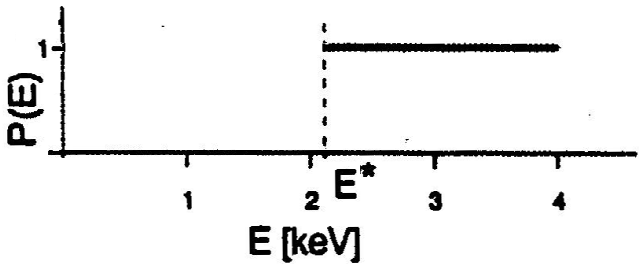
$$F(E)dE = \frac{E\,dE}{(E + E_b)^3}, \tag{6.7}$$

gdzie E_b jest energią wiązania atomu z powierzchnią tarczy.

Autorzy pracy [6.19] w swoich rozważaniach uwzględnili radiacyjną i nieradiacyjną deekscytację, a także rozkład kątowy rozpylanych atomów. Obliczono całkową oraz różniczkową zależność intensywności świecenia wzbudzonych atomów od parametru *z*, który jest proporcjonalny do odległości *x* od tarczy. Charakterystykę całkową określa się, obserwując świecenie od wszystkich wzbudzonych atomów znajdujących się nad powierzchnią tarczy. Charakterystykę różniczkową wyznacza się natomiast prowadząc pomiary intensywności świecenia z wykorzystaniem wąskiej szczeliny. Przewidywania modelu [6.19] dają dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi i pozwalają określić wielkość bariery potencjału na powierzchni tarczy dla rozpylonych wzbudzonych atomów. Dalszym rozwinięciem powyższych przewidywań teoretycznych było wprowadzenie nowego parametru E^*, którego sensem fizycznym jest minimalna energia kinetyczna rozpylonych i będących jednocześnie w stanie wzbudzonym atomów [6.22]. Pod pojęciem atom wzbudzony, należy tu rozumieć także atom zjonizowany. Do opisu wzbudzenia

rozpylonych cząstek wprowadzono funkcję $P(E)$, wyrażającą prawdopodobieństwo tego, że wybity atom będzie w stanie wzbudzonym. Funkcja ta ma charakter schodkowy z progiem określonym dla $E = E^*$ (rys. 6.3) [6.23]:

$$\begin{aligned} P(E) &= 0, \text{ dla } \quad E < E^*, \\ P(E) &= 1, \text{ dla } \quad E \geq E^*. \end{aligned} \tag{6.8}$$



Rys. 6.3. Funkcja prawdopodobieństwa $P(E)$; $P(E) = 0$ dla $E < E^*$, $P(E) = 1$ dla $E \geq E^*$ [6.23]

Całkowita intensywność światła emitowanego przez oddalające się od powierzchni tarczy cząstki na odległość x została opisana formułą [6.22]:

$$I^{\text{int}}(x) = k \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} \left(\frac{dN}{dE} \right) P(E)\, Q(E,x)\, R(E) \sin\theta \; d\theta \, dE \,, \tag{6.9}$$

gdzie: k – stała, która jest niezależna od E i Q,

θ – kąt zawarty pomiędzy kierunkiem ruchu atomu, a normalną do powierzchni tarczy,

dN/dE – różniczkowy rozkład energetyczny rozpylonych cząstek,

$P(E)$ – prawdopodobieństwo wzbudzenia rozpylonej cząstki,

$Q(E,x)$ – prawdopodobieństwo, że wzbudzona cząstka w odległości x od powierzchni tarczy dozna przejścia promienistego,

$R(E)$ – prawdopodobieństwo, że cząstka nie ulegnie deekscytacji nieradiacyjnej.

Rozkład kątowy rozpylonych atomów przyjęto w tych rozważaniach za izotropowy, natomiast rozkład energetyczny wybitych atomów opisano korzystając z funkcji E^{-2}.

Wielkość $Q(E,x)$ ze wzoru (6.9) ma postać:

$$Q(E,x) = \exp \frac{-bx}{E^{1/2} \cos\theta} \,, \tag{6.10}$$

gdzie: $b = \gamma_i (m/2)^{1/2}$,

m – masa atomu,

$\gamma_i = \Sigma A_{fi}$ – suma prawdopodobieństw przejść z górnego poziomu i na dolny f, natomiast wyrażenie $R(E)$ określa formuła:

$$R(E) = \exp\frac{-a}{E^{1/2}\cos\theta}, \tag{6.11}$$

przy czym a jest parametrem związanym z procesami nieradiacyjnymi.

Biorąc pod uwagę wyrażenia (6.10) i (6.11), równanie (6.9) można przedstawić w postaci:

$$I^{int}(x) = k\int_0^{\pi/2}\int_{E^*}^{\infty}(E)^{-2}\exp-\frac{a+\gamma_i x m^{1/2}}{(2E)^{1/2}\cos\theta}\sin\theta\cos\theta\,d\theta\,dE\,. \tag{6.12}$$

Równanie (6.10) ma znormalizowane rozwiązanie, które wyraża się zależnością:

$$I^{int}(z) = z^2\left[1-\exp(-z)-3zE_4(z)\right], \qquad I^{int}(0) = 1 \tag{6.13}$$

przy czym:

$$z = \frac{a+\gamma_i x m^{1/2}}{(2E^*)^{1/2}}, \tag{6.14}$$

gdzie: z – bezwymiarowa odległość atomu od tarczy,

m – masa atomu,

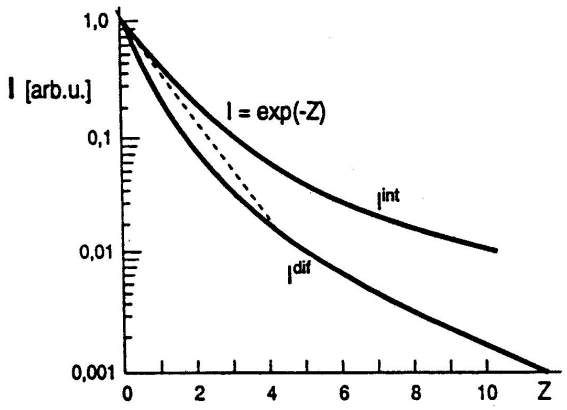
$E_4(z)$ – eksponencjalna funkcja całkowa czwartego rzędu.

W przypadku, gdy obserwacja emisji fotonów jest dokonywana z wykorzystaniem wąskiej szczeliny, to wyrażenie (6.13) przedstawia się w postaci różniczkowej:

$$I^{dif}(z) = \left(\frac{3}{2z^2}\right)\left[\frac{1}{z}-\left(1+\frac{1}{z}\right)\exp(-z)-zE_3(z)\right] \sim \frac{3}{2z^2}, \qquad I^{dif}(0) = 1 \tag{6.15}$$

gdzie $E_3(z)$ jest eksponencjalną funkcją całkową trzeciego rzędu.

Na rysunku 6.4 przedstawiono całkowy I^{int} oraz różniczkowy I^{dif}, przestrzenny rozkład intensywności świecenia rozpylonych wzbudzonych atomów w funkcji bezwymiarowego parametru odległości z [6.22].

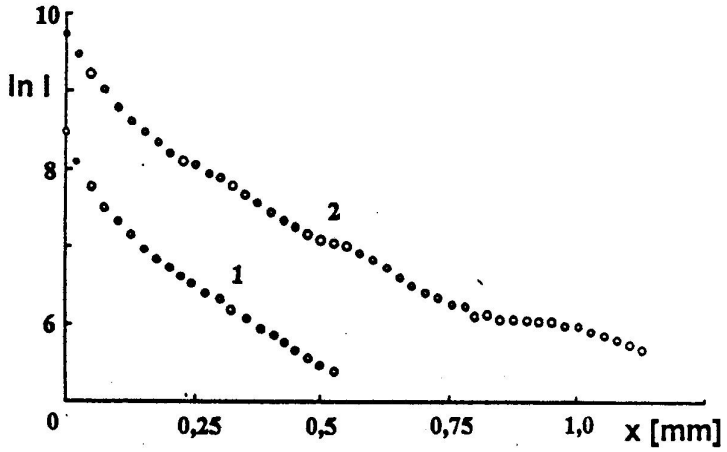


Rys. 6.4. Zależność intensywności rozkładu przestrzennego EJF od bezwymiarowego parametru z [6.22]

Dla porównania (na tym samym rysunku) pokazana jest zależność I=exp (–z) (linia przerywana) odpowiadająca jednakowym prędkościom rozpylonych wzbudzonych cząstek, bez uwzględnienia ich rozkładu kątowego.

Porównanie krzywych teoretycznych wyznaczonych na podstawie równań (6.13) i (6.14) z doświadczalnym wykresem rozkładu przestrzennego intensywności świecenia rozpylonych atomów, pozwala wyznaczyć zależność $z=f(x)$. Wartość kąta nachylenia krzywej umożliwia określenie E^*, natomiast punkt przecięcia krzywej z osią X wyznacza wartość parametru a.

Na rys. 6.5 zaprezentowano eksperymentalny, przestrzenny rozkład intensywności linii widmowej Ni I (λ = 341,5 nm) mierzony w trakcie bombardowania polikrystalicznej tarczy niklowej jonami Ar^+ o energiach 3 keV oraz 8 keV [6.24]. Jak można zauważyć, wyznaczonej zależności $lnI(x)$ (szczególnie dla energii jonów 8 keV) nie da się aproksymować linią prostą, co może świadczyć o szerokim przedziale energii kinetycznej rozpylonych wzbudzonych atomów Ni.



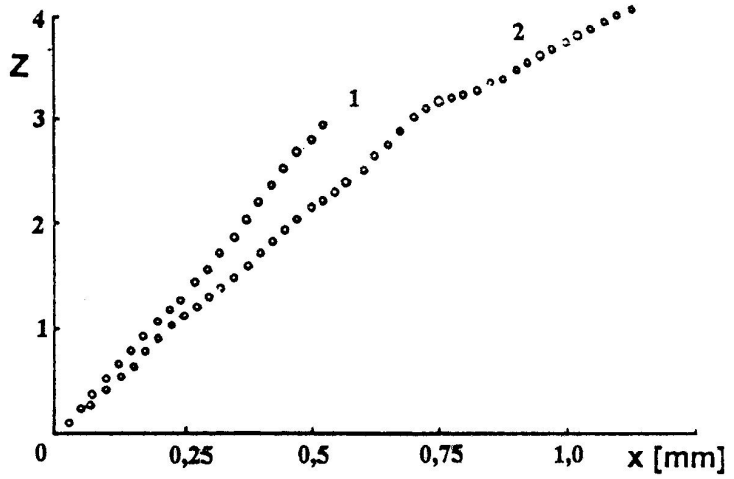
Rys. 6.5. Logarytm intensywności linii Ni I (341,5 nm) w funkcji odległości x mierzonej od powierzchni polikrystalicznej tarczy niklowej bombardowanej jonami Ar^+ o energii 3 keV (krzywa 1) i 8 keV (krzywa 2) [6.24]

Na rys. 6.6 pokazano natomiast funkcję $z(x)$, którą otrzymano korzystając z zależności teoretycznej $I(z)$ oraz doświadczalnej $I(x)$. Posługując się równaniem:

$$z = \left(E^*\right)^{-1/2} x\,, \tag{6.16}$$

oraz wykresami z rys. 6.6, można wyznaczyć minimalną energię kinetyczną rozpylonych wzbudzonych atomów Ni. Dla energii bombardujących jonów E = 3 keV, energia E^* = 150 eV. W przypadku energii jonów E = 8 keV krzywą $z(x)$ można aproksymować dwoma prostymi odcinkami. Na tej podstawie otrzymano dwie wartości energii E^*:

$E_1^* = 250$ eV, $E_2^* = 870$ eV. Autorzy pracy [6.24] wyjaśnili ten przypadek wystąpieniem dwóch różnych procesów zderzeniowych prowadzących do rozpylania atomów o różniących się prędkościach.



Rys. 6.6. Bezwymiarowy parametr z w funkcji odległości x od tarczy dla przypadku polikrystalicznej tarczy niklowej, bombardowanej jonami Ar^+ o energii 3 keV (krzywa 1) i 8 keV (krzywa 2) [6.24]

Z analizy prac eksperymentalnych [6.17, 6.25–6.34] wynika, że wartość minimalnej energii kinetycznej rozpylonych wzbudzonych atomów E^*, może zawierać się w przedziale od elektronowoltów do kiloelektronowoltów, przy czym zależy ona od poziomu wzbudzenia rozpylonego atomu. Stanom o wyższym stopniu wzbudzenia odpowiadają większe wartości E^*. Charakterystyczne jest także to, że wartość parametru E^* rośnie wraz ze zwiększaniem energii jonów bombardujących i to niezależnie od stanu wzbudzenia rozpylonego atomu.

Badano również wpływ energii jonów wiązki pierwotnej na wydajność emisji optycznej wzbudzonych cząstek. Sądzono, że zwiększanie energii bombardujących jonów będzie powodowało zmianę wydajności emisji, skorelowaną ze zmianą wydajności rozpylania. Jednakże dane uzyskane na drodze doświadczalnej nie potwierdziły tej zależności.

Zaprezentowane w pracach [6.9, 6.35, 6.36] wyniki eksperymentalne potwierdzają fakt, że rozpylone wzbudzone atomy posiadają energie kinetyczne w szerokim przedziale wartości od elektronowoltów do kiloelektronowoltów. Kształt krzywej rozkładu energetycznego rozpylonych wzbudzonych atomów zależy od wielu różnych czynników, a do najważniejszych z nich należą:

– masy jonów bombardujących i atomów tarczy;

– kąt padania wiązki pierwotnej na powierzchnię próbki;
– skład chemiczny oraz struktura analizowanej tarczy;
– stan próżni w komorze eksperymentalnej.

Różne warunki prowadzenia eksperymentów znacznie utrudniają porównywanie uzyskanych wyników doświadczalnych między sobą, a także z obliczeniami teoretycznymi. Analiza porównawcza teoretycznych i doświadczalnych krzywych rozkładu przestrzennego emisji jonowo-fotonowej pozwala uzyskać poprawne wyniki dla odległości od 1 mm do 2 mm od badanej tarczy. W przypadku większych odległości otrzymuje się wartości energii kinetycznych wzbudzonych atomów, mogące pozostawać nawet w sprzeczności z zasadą zachowania energii [6.3].

Z przeprowadzonych rozważań wynika, że zaprezentowane metody pomiaru energii kinetycznej rozpylonych, wzbudzonych cząstek, nie dają w pełni poprawnego obrazu rozkładu energetycznego. Pozwalają one jednocześnie określić jego parametry, bądź też charakterystyki uśrednione.

6.2.2. Modele emisji jonowo-fotonowej

Ciągle aktualnym problemem jest sposób powstawania elektronowych stanów wzbudzonych atomów wybitych z tarczy w procesie rozpylania jonowego. Do najbardziej popularnych modeli opisujących ten mechanizm można zaliczyć:

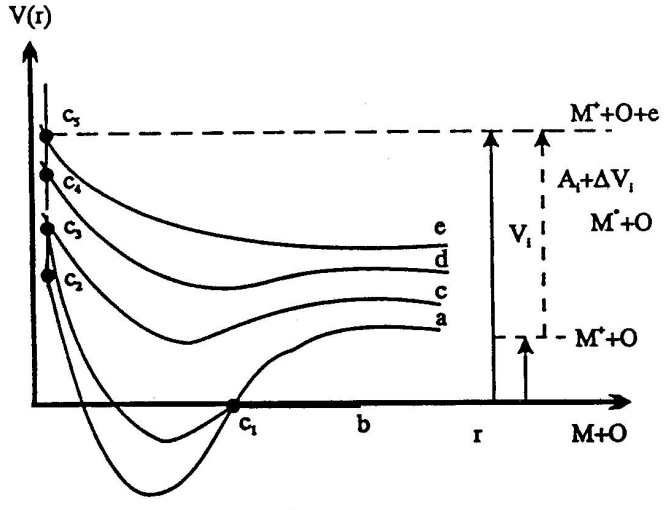
1) model dysocjacji molekularnej;
2) model rezonansowego tunelowania elektronu.

W literaturze przedmiotu są opisane jeszcze inne modele np. model statystyczny [6.37], model piku termicznego [6.38], czy model neutralizacyjny [6.39], jednakże nie znajdują one dobrego potwierdzenia eksperymentalnego.

6.2.2.1. Model dysocjacji molekularnej

Zaproponowany przez Blaise'a [6.4, 6.40] model dysocjacji molekularnej początkowo był stosowany do wyjaśnienia wtórnej emisji jonowej, zachodzącej w trakcie bombardowania tarcz metalicznych, na powierzchni których znajdowały się zaadsorbowane atomy tlenu lub molekuły tlenku metalu. Następnie Thomas, Tsong, a także Yu [6.4] rozwinęli ten model wykorzystując go do analizy mechanizmu powstawania stanów wzbudzonych rozpylonych atomów.

Podczas bombardowania jonowego, końcowym efektem rozwijającej się w materiale kaskady zderzeń, może być wybicie z powierzchni tarczy molekuły w stanie predysocjacji. Dysocjacja takiej molekuły prowadzi do wzbudzenia atomu metalu. Przekazanie energii kinetycznej przez ostatni atom kaskady do układu metal-atom (M + O) powoduje „kompresję" zaadsorbowanego atomu tlenu z atomem tarczy, czyli zbliżenie się do siebie tych atomów w bardzo krótkim czasie na małą odległość. Wynikiem tej kompresji jest wzrost energii potencjalnej układu (M + O) do wartości wystarczającej na jego dysocjację. Im bardziej tarcza jest utleniona, tym więcej kwazimolekuł (metal-tlen) wybijanych jest z jej powierzchni, które jako obiekty energetycznie nietrwałe, najczęściej ulegają rozpadowi na wzbudzone atomy metalu oraz atomy tlenu. Na rys. 6.7 przedstawiono wykresy energii potencjalnej układu (M + O) w funkcji odległości międzyatomowej. Literą (a) oznaczono wykres energii potencjalnej swobodnej molekuły tlenku metalu w stanie podstawowym. Krzywą odnoszącą się do energii potencjalnej molekuły zaadsorbowanej na powierzchni tarczy oznaczono symbolem (b). Literami (c, d i e) oznaczono natomiast wykresy energii potencjalnej cząsteczek znajdujących się w kolejnych stanach wzbudzonych. Jak już było wspomniane, w wyniku kompresji energia potencjalna układu (M + O) gwałtownie wzrasta, co w konsekwencji może prowadzić do jego dysocjacji. W zależności od wartości tej energii, kwazimolekuła „metal-tlen", może przejść w punktach przecięcia się krzywych energii potencjalnej (c2, c3, c4, c5) do jednego ze stanów wzbudzonych lub zjonizowanego.



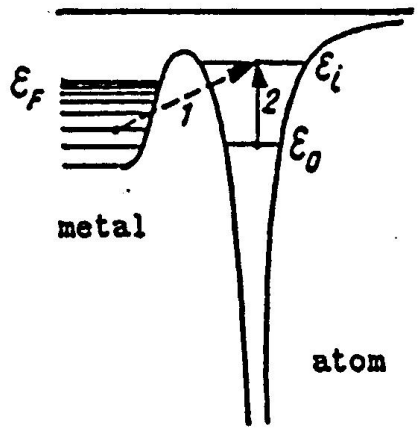
Rys. 6.7. Wykresy energii potencjalnej układu (M + O) w funkcji odległości międzyatomowej [6.3]

Zaprezentowany model wyjaśnia wpływ obecności tlenu, a także innych gazów aktywnych na natężenia emisji optycznej z rozpylonych atomów tarcz metalicznych.

6.2.2.2. Model rezonansowego tunelowania elektronu

Model rezonansowego tunelowania elektronu powstał na podstawie obserwacji, iż rozpylone, wzbudzone atomy posiadają większe prędkości od atomów będących w stanach podstawowych. Ponadto stwierdzono, że wydajność emisji atomów neutralnych, a także jonów w procesie rozpylania była większa niż atomów wzbudzonych, zdolnych do deekscytacji promienistej. Efekt ten tłumaczono tym, iż na powierzchni tarczy lub bardzo blisko niej muszą zachodzić procesy, które uniemożliwiają deekscytację promienistą wzbudzonych atomów, posiadających małą energię kinetyczną i tym samym przebywających odpowiednio długo w pobliżu powierzchni bombardowanej próbki.

Jeżeli w procesie rozpylania pewna część atomów jest emitowana z tarczy w stanie zjonizowanym, to wiele z nich ulega neutralizacji w wyniku przechwycenia elektronu z pasma przewodnictwa materiału próbki (rys. 6.8).



Rys. 6.8. Proces wzbudzania rozpylonego atomu; 1 – wychwyt elektronu z pasma przewodnictwa na poziom wzbudzony ε_i atomu; 2 – przejście elektronu z poziomu podstawowego ε_0 na poziom wzbudzony [6.3, 6.6]

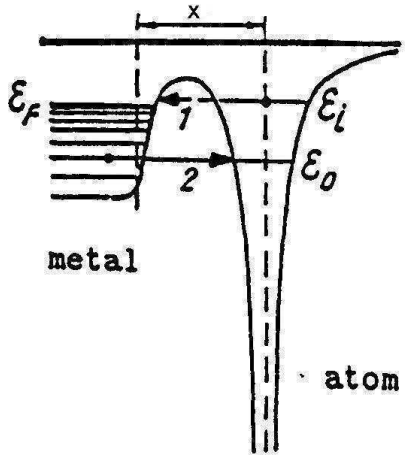
Niektóre z tych elektronów mogą ulokować się na poziomach wzbudzonych ε_i. Taki schemat wzbudzenia wybitego atomu dotyczy szczególnie tarcz metalicznych. Elektrony walencyjne w metalu nie są silnie związane z atomami, a zatem atomy te często wybijane są z próbki w stanie zjonizowanym. Wzbudzenie i utrzymanie tego stanu przez atom wewnątrz materiału tarczy jest mało prawdopodobne, gdyż stanowi on geometrycznie zbyt duży obiekt, aby opuścić materiał tarczy w stanie wzbudzonym [6.41]. Druga możliwość ekscytacji rozpylonego atomu polega na przejściu elektronu z poziomu podstawowego ε_0 na poziom wzbudzony ε_i w wyniku dostarczenia mu energii w procesie zderzeń binarnych. Deekscytacja promienista rozpylonych wzbudzonych atomów tarczy objawia się tym, że

w spektrum emitowanego światła widoczne są linie widmowe, charakterystyczne dla tych atomów. Obserwuje się także linie widmowe związane z jonami wiązki pierwotnej.

Zanik stanu wzbudzonego rozpylonego atomu bez emisji fotonu, może mieć miejsce w wyniku zajścia jednego z trzech procesów [6.42, 6.43]:

1) rezonansowej jonizacji rozpylonych atomów;
2) rezonansowej neutralizacji rozpylonych atomów;
3) deekscytacji dwuelektronowej typu Augera.

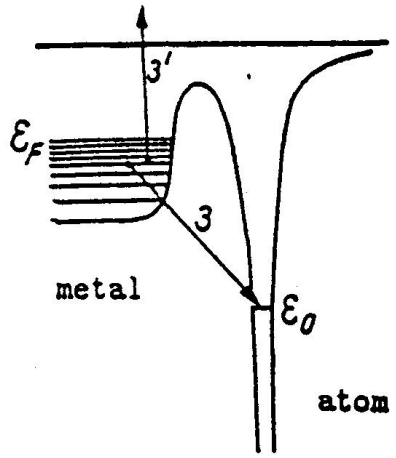
Wymienione procesy zostały schematycznie pokazane na rys. 6.9, 6.10 i 6.11. Rysunki te przedstawiają powierzchnię tarczy metalicznej oraz rozpylony atom, znajdujący się w bliskiej od niej odległości x [6.3]. Rys. 6.9 prezentuje proces jonizacji rezonansowej rozpylonego, wzbudzonego atomu (1), podczas którego elektron z poziomu ε_i przechodzi przez barierę potencjału (dzięki zjawisku tunelowania) na nieobsadzony stan w paśmie przewodnictwa metalu, energetycznie odpowiadający poziomowi wzbudzenia w atomie. W wyniku takiego przejścia elektronu, wzbudzony atom zostaje zjonizowany, co uniemożliwia jego deekscytację promienistą. Rysunek ten przedstawia także proces odwrotny, a mianowicie rezonansową neutralizację jonu (2). Elektron z zapełnionego pasma przewodnictwa metalu, dzięki efektowi tunelowania, przechodzi na poziom podstawowy atomu ε_0, co także zapobiega deekscytacji promienistej tego atomu.



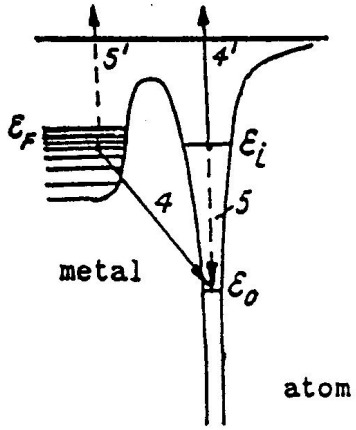
Rys. 6.9. Rezonansowe procesy wymiany elektronowej w układzie metal-atom; 1 – rezonansowa jonizacja atomu (przejście elektronu, dzięki efektowi tunelowania, ze wzbudzonego poziomu atomu ε_i na wolne miejsce w paśmie przewodzenia metalu), 2 – rezonansowa neutralizacja jonu (przejście elektronu dzięki efektowi tunelowania z zapełnionego pasma przewodnictwa metalu na poziom podstawowy atomu ε_0) [6.3, 6.6]

Na rys. 6.10 pokazano proces neutralizacji Augera rozpylonego atomu, będącego w stanie zjonizowanym. Elektron z zapełnianego pasma przewodnictwa metalu tuneluje przez

barierę potencjału na poziom ε_0 atomu (3) z jednoczesnym przekazaniem nadmiaru energii elektronowi Augera (3'), który przechodzi do kontinuum. Rysunek 6.11 dotyczy natomiast schematu procesu deekscytacji bezpromienistej typu Augera rozpylonego wzbudzonego atomu.



Rys. 6.10. Neutralizacja Augera wtórnego jonu; 3-3' – przejście elektronu z pasma przewodnictwa metalu na poziom ε_0 atomu z jednoczesnym przekazaniem energii elektronowi Augera [6.3, 6.6]



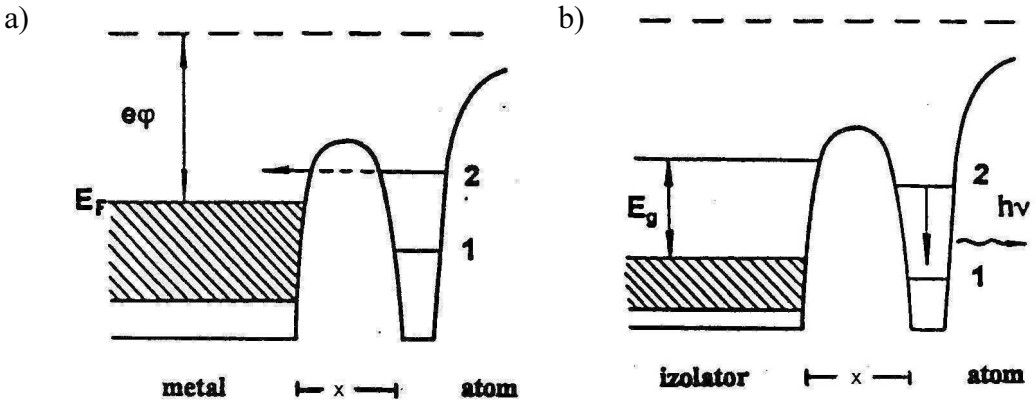
Rys. 6.11. Procesy deekscytacji Augera wtórnego atomu; 4-4' – deekscytacja Augera z wymianą elektronu (przejścia elektronu z pasma przewodzenia na poziom ε_0 atomu i jednoczesny przekaz nadmiaru energii elektronowi znajdującemu się na wzbudzonym poziomie atomu ε_i), 5-5' – deekscytacja Augera bez wymiany elektronu (nieradiacyjne przejście elektronu z poziomu ε_i na poziom ε_0 i jednoczesny przekaz nadmiaru energii elektronowi należącemu do pasma przewodnictwa) [6.3, 6.6]

W tym przypadku deekscytacja może przebiegać dwiema drogami:

1) elektron z pasma przewodnictwa metalu tuneluje na poziom ε_0 atomu (4) z równoczesnym przekazaniem energii elektronowi znajdującemu się na wzbudzonym poziomie atomu (4'). Ten sposób deekscytacji nazywany jest deekscytacją Augera z wymianą elektronu;

2) deekscytacja Augera bez wymiany elektronu, kiedy przechodzi on nieradiacyjnie z poziomu wzbudzonego ε_i na poziom ε_0 z przekazaniem energii elektronowi z pasma przewodnictwa, który przechodzi do kontinuum.

Jeżeli powierzchnia tarczy metalicznej jest utleniona, wówczas procesy prowadzące do deekscytacjji wzbudzonego atomu przebiegają inaczej niż w przypadku czystych próbek, co wynika ze zmiany układu pasm energetycznych. Struktura pasmowa powierzchni metalicznej, pokrytej warstwą tlenu, upodabnia się do struktury pasmowej odpowiedniego tlenku, który jest najczęściej półprzewodnikiem lub izolatorem, a to powoduje zmianę wartości pracy wyjścia. Na rys. 6.12a przedstawiono diagram energetyczny układu metal-atom, natomiast rys. 6.12b dotyczy układu dielektryk-atom. Strzałka na rys. 6.12a pokazuje proces rezonansowej deekscytacji w wyniku tunelowania elektronu ze wzbudzonego poziomu w atomie znajdującym się w odległości x od powierzchni tarczy, na wolny poziom pasma przewodnictwa metalu. W przypadku izolatora (rys. 6.12b) wzbudzone elektrony atomów nie mogą tunelować do obszaru ciała stałego, gdyż ich energie odpowiadają energiom pasma zabronionego izolatora, z czego wynika wzrost wydajności deekscytacji promienistej wzbudzonych atomów.



Rys. 6.12. Diagram energetyczny układu metal-atom (a) oraz tlenek metalu-atom (b); 1 – stan podstawowy rozpylonego atomu, 2 – stan wzbudzony rozpylonego atomu, x – odległość między atomem a powierzchnią, E_F – energia poziomu Fermiego, $e\varphi$ – praca wyjścia [6.3]

Ważnym zagadnieniem jest określenie prawdopodobieństwa $dW(x,v)$ tego, że rozpylony wzbudzony atom poruszający się z prędkością v dozna deekscytacji bezpromienistej w pewnej odległości x od powierzchni tarczy. To prawdopodobieństwo można wyrazić wzorem:

$$dW(x,v) = -R(x)\,W(x,v)\frac{dx}{v}, \tag{6.17}$$

gdzie: $W(x,v)$ – prawdopodobieństwo tego, że atom może unieść wzbudzenie na pewną odległość x,

$R(x)$ – szybkość przebiegu procesu deekscytacji bezpromienistej.

Wielkość $R(x)$ opisuje wyrażenie:

$$R(x) = A\exp(-ax), \tag{6.18}$$

przy czym A, a – stałe, charakteryzujące szybkość procesu deekscytacji bezpromienistej.

Całkując wyrażenie (6.17) otrzymuje się:

$$W = \exp\left(-\int_0^x \frac{R(x)dx}{\bar{v}_p}\right), \tag{6.19}$$

gdzie $\bar{v}_p$ – składowa normalna średniej prędkości oddalającego się od tarczy atomu.

Podstawiając równanie (6.18) do wyrażenia (6.19) i przyjmując górną granicę całkowania $x=\infty$ oraz uwzględniając fakt, że $R(x)$ bardzo szybko maleje wraz z odległością, otrzymuje się wzór:

$$W(v) = \exp\left(-\frac{A}{a\,\bar{v}_p}\right). \tag{6.20}$$

Z równania (6.20) wynika, że im większa jest wartość $\bar{v}_p$, tym większe staje się prawdopodobieństwa przejścia radiacyjnego. Wielkość A/a zwana jest parametrem przetrwania, który fizycznie określa prędkość jaką posiada wzbudzony atom, zdolny do deekscytacji promienistej. Dla tarcz metalicznych A/a jest rzędu 10^8 cm/s.

W pracy [6.44] wyznaczono wartości parametru przetrwania A/a dla procesu Augera oraz nieradiacyjnego przejścia z wymianą elektronów. W pierwszym przypadku wartość współczynnika A/a zmienia się w przedziale od $(6\div35)\cdot10^{14}$ cm/s do $(6\div9)\cdot10^{16}$ cm/s, natomiast dla procesu rezonansowego wartość ta znajduje się w przedziale od $9\cdot10^{18}$ cm/s do $(5\div7)\cdot10^{19}$ cm/s. Oznacza to, że przejścia nieradiacyjne z rezonansową wymianą elektronów przebiegają znacznie szybciej niż procesy Augera.

Powyższe rozważania prowadzą do wniosku, że niskoenergetyczne cząstki mają bardzo małe prawdopodobieństwo opuszczenia w stanie wzbudzonym obszaru oddziaływania z metaliczną tarczą. Prawdopodobieństwo zajścia procesów bezpromienistych jest przy małych odległościach rozpylonego atomu od powierzchni tarczy kilka rzędów wielkości większe od prawdopodobieństwa emisji fotonów. Stąd też wynika konieczność posiadania przez wzbudzony atom odpowiednio dużej prędkości, aby zachować stan wzbudzenia po opuszczeniu powierzchni tarczy. W odległości atomu od

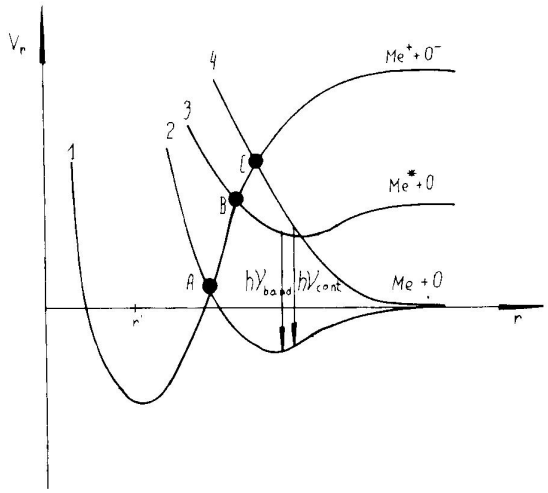
powierzchni tarczy rzędu kilku angstremów, czas trwania procesów nieradiacyjnych wynosi od 10^{-13} s do 10^{-16} s. Czas życia atomu wzbudzonego atomu jest natomiast rzędu 10^{-8} s. W związku z tym znacznie wcześniej może dojść do procesów deekscytacji bezpromienistej niż emisji fotonu [6.45]. Przykładowo, dla rozpylonego wzbudzonego atomu Cu o energii kinetycznej 10 eV, znajdującego się w bliskiej odległości nad tarczą miedzianą prawdopodobieństwo, że atom ten opuści obszar oddziaływania z metaliczną próbką w stanie wzbudzonym, wynosi około 1% [6.46].

6.3. Emisja szerokopasmowa i widma ciągłe

W widmach emisji jonowo-fotonowej rozpylonych wzbudzonych atomów z niektórych tarcz metalicznych, oprócz charakterystycznych dla danych atomów linii spektralnych, obserwuje się także emisję szerokopasmową, na którą składają się pasma molekularne i widmo ciągłe. Badania tych rodzajów widm, które są związane z emisją światła przez rozpylone wzbudzone molekuły wieloatomowe, dostarczają wielu cennych informacji dotyczących procesów fizyko-chemicznych zachodzących na powierzchni tarczy oraz w fazie gazowej podczas bombardowania jonowego. W przypadku konieczności analizy natężenia charakterystycznych linii widmowych emitowanych przez rozpylone wzbudzone atomy np. w technice określania głębokościowego rozkładu koncentracji zaimplantowanych domieszek, pojawienie się emisji szerokopasmowej jest zjawiskiem znacznie utrudniającym poprawną interpretację danych eksperymentalnych.

Głównym składnikiem emisji szerokopasmowej w całym spektrum światła emitowanego przez rozpylone produkty jest widmo ciągłe. Obecnie wiadomo, że wystąpienie tego rodzaju widma wiąże się z obecnością powierzchniowych i objętościowych zanieczyszczeń tarczy, w szczególności tlenków.

Opracowano wiele modeli teoretycznych wyjaśniających powstawanie emisji szerokopasmowej w trakcie bombardowania jonowego tarcz metalicznych [6.47–6.50], a jednym z nich jest model chemiluminescencyjny [6.3, 6.51]. W modelu tym założono, że istotnym czynnikiem warunkującym pojawienie się widma ciągłego jest powstanie elektronowo wzbudzonej molekuły w stanie predysocjacji dzięki transferowi energii kinetycznej od kaskady zderzeń, która rozwinęła się w materiale tarczy w wyniku bombardowania jonowego, do kompleksu atom metalu (M) – atom tlenu (O), znajdującego się na powierzchni próbki. Rysunek 6.13 przedstawia wykresy zależności energii potencjalnej molekuły (MO) od odległości między atomami metalu (M) i tlenu (O).



Rys. 6.13. Zależność energii molekuły MO od odległości między atomami metalu (M) i tlenu (O); 1 – stan podstawowy molekuły zaadsorbowanej na powierzchni, 2 – stan podstawowy swobodnej molekuły, 3 – stan wzbudzony molekuły MO^*, 4 – stan repulsywny molekuły MO^*, A, B, C – punkty przecięcia termów, $h\nu_p$ – energia odpowiadająca przejściu 3-2 (pasmo molekularne), $h\nu_c$ – energia odpowiadająca przejściu 4-2 (widmo ciągłe) [6.3, 6.51]

Przejście molekuły ze stanu określonego krzywą (4) w stan podstawowy (2) daje widmo ciągłe. Dla tego przypadku wzbudzenie cząsteczki zachodzi zgodnie z reakcjami:

$$\begin{aligned} M + O &\Leftrightarrow MO^*, \\ M + O + C &\Leftrightarrow MO^* + C, \end{aligned} \tag{6.21}$$

gdzie: MO^* – molekuła w stanie wzbudzonym,

C – trzecia cząstka niezbędna do odprowadzenia nadmiaru energii, tę rolę często może pełnić powierzchnia tarczy.

Deekscytacja promienista wzbudzonej molekuły przebiega natomiast zgodnie ze wzorem:

$$MO^* = MO + hv_c, \tag{6.22}$$

gdzie hv_c jest energią fotonu widma ciągłego. Przejścia cząsteczki ze stanu wzbudzonego, określonego krzywą (3), do stanu podstawowego (2) przebiega według reakcji:

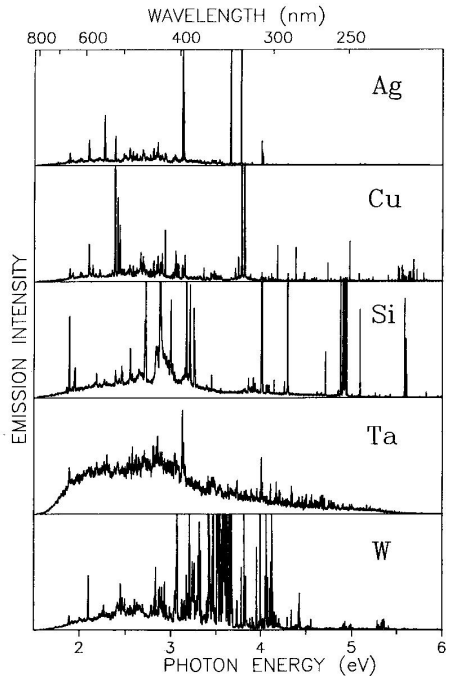
$$MO^* = MO + hv_p, \tag{6.23}$$

przy czym hv_p jest energią fotonu należącego do pasma molekularnego w widmie emisji jonowo-fotonowej.

Wkład emisji molekularnej w całe spektrum emisji jonowo-fotonowej [6.52] jest nieznaczny z uwagi na fakt, iż ilość wzbudzonych molekuł, znajdujących się wśród wszystkich produktów rozpylania jonowego, jest niewielka. Z rozważań teoretycznych [6.53], a także danych doświadczalnych [6.54, 6.55] wynika, że stosunek ilości

rozpylonych neutralnych cząstek w postaci monomerów (M_1), dimerów (M_2) oraz trimerów (M_3) jest następujący: $M_1 : M_2 : M_3 = 1 : 0{,}001 : 0{,}0001$.

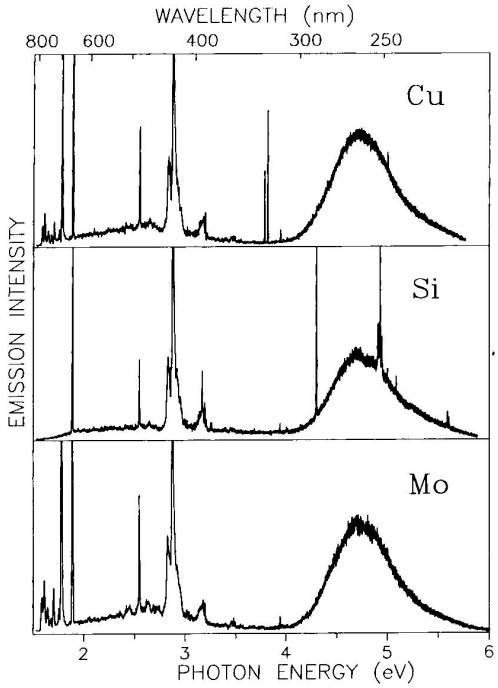
Ciekawe eksperymenty dotyczące pojawiania się widma ciągłego światła emitowanego przez rozpylone produkty w wyniku bombardowania jonowego tarcz metalicznych i półprzewodnikowych przeprowadzono korzystając ze stanowiska pomiarowego skonstruowanego w Instytucie Fizyki UMCS [6.56]. Autorzy cytowanej pracy wykazali, że formowanie widma ciągłego może zależeć nie tylko od materiału próbki i stanu jej powierzchni, ale także od rodzaju jonów wcześniej zaimplantowanych do tarczy. Implantując tarcze dużymi dawkami jonów argonu zaobserwowali szerokopasmową emisję światła z rozpylonych obiektów. Rysunek 6.14 przedstawia przykładowe widma emisji jonowo-fotonowej, uzyskane w trakcie bombardowania tarcz: Ag, Cu, Si, Ta oraz W wiązką jonów Ar^+ o energii 100 keV, odnoszące się do początkowej fazy procesu implantacji. Dawki implantacji podczas rejestracji poszczególnych widm nie przekraczały 10^{17} Ar^+/cm^2.



Rys. 6.14. Przykłady widm ciągłych powstających w trakcie bombardowania różnych tarcz jonami Ar^+ o energii 100 keV [6.56]

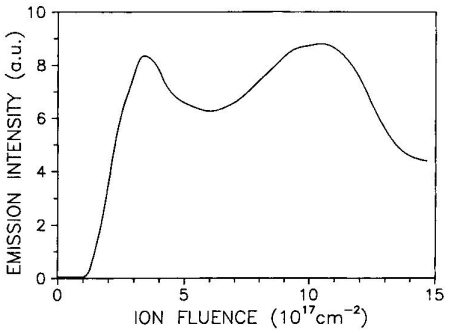
Na rys. 6.15 zaprezentowane są natomiast widma EJF dla tarcz: Cu, Si oraz Mo, uzyskane w czasie, gdy dawki implantacji były znacznie większe od 10^{17} Ar^+/cm^2. W tym przypadku, w przedstawionych spektrach wyraźnie widoczne są obszary widma ciągłego uformowane w zakresie długości fal od 200 nm do 300 nm. Brak tej emisji w początkowej fazie bombardowania jonowego (rys. 6.14) świadczy o tym, iż przyczyną jej wystąpienia

jest proces implantacji dużą dawką jonów argonu, a pochodzenie widma ciągłego ma ścisły związek z zaimplantowanymi atomami.



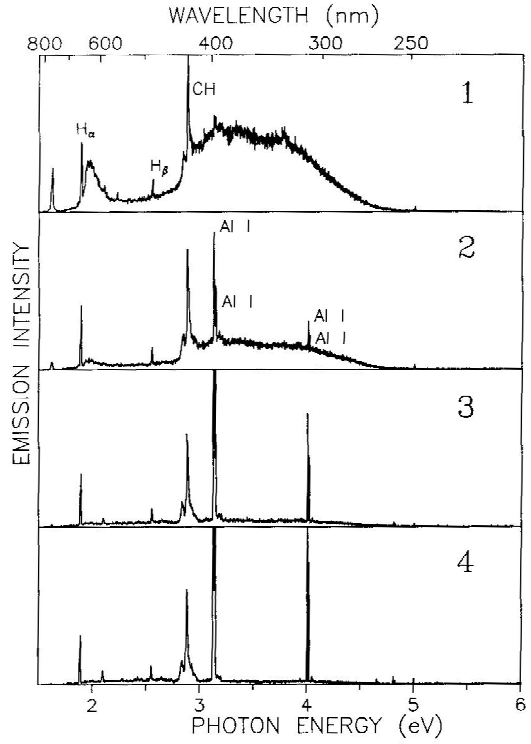
Rys. 6.15. Widma optyczne zarejestrowane podczas bombardowania tarcz Cu, Si oraz Mo wiązką jonów Ar^+ o energii 100 keV (po przekroczeniu dawki implantacji 10^{17} Ar^+/cm^2) [6.56]

Na rys. 6.16 przedstawiono uzyskaną eksperymentalnie zależność intensywności emitowanego światła o długości fali λ=265 nm, wybranej z zakresu analizowanego widma ciągłego (200 nm÷300 nm) od dawki implantacji jonów Ar^+ o energii 100 keV. Jak wynika z zaprezentowanego wykresu, emisja światła o mierzalnej intensywności pojawia się po przekroczeniu dawki implantacji 10^{17} Ar^+/cm^2. Zwiększanie tej dawki powoduje gwałtowny wzrost intensywności rejestrowanego światła, aby osiągnąć maksimum dla dawki $3{,}5 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 i następnie podlegać pewnym oscylacjom. Ten stan autorzy cytowanej pracy wiązali z nasyceniem tarczy jonami argonu.



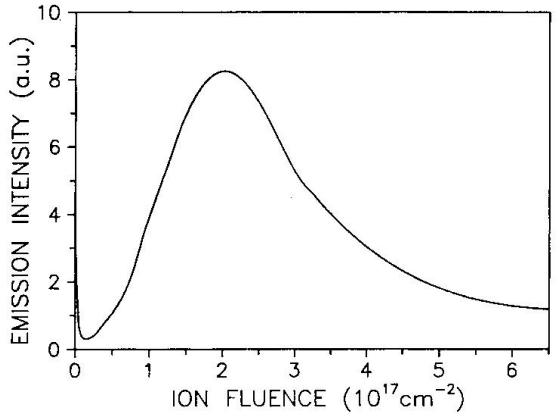
Rys. 6.16. Intensywność emisji widma ciągłego w zależności od dawki jonów Ar^+ o energii 100 keV, bombardujących tarczę Mo (pomiar wykonano dla światła o długości fali 265 nm) [6.56]

Kolejny eksperyment polegał na rozpylaniu wiązką jonów Kr^+ o energii 100 keV próbki aluminiowej, która uprzednio została zaimplantowana dużą dawką jonów argonu. Wynik eksperymentu przedstawia rys. 6.17. Jak wynika z zaprezentowanych wykresów, tym razem ciągłe widmo występowało w początkowej fazie bombardowania tarczy i składało się z dwóch części usytuowanych w obszarze bardziej długofalowym niż na rys. 6.15.



Rys. 6.17. Widma ciągłe zarejestrowane w trakcie bombardowania wiązką jonów Kr^+ o energii 100 keV tarczy aluminiowej uprzednio zaimplantowanej jonami argonu. Dawki jonów kryptonu wzrastały przy pomiarze każdego widma poczynając od fal długich do krótkich: $1 - 1{,}20 \div 2{,}12 \cdot 10^{17}\,Kr^+/cm^2$; $2 - 2{,}77 \div 3{,}70 \cdot 10^{17}\,Kr^+/cm^2$; $3 - 4{,}23 \div 5{,}16 \cdot 10^{17}\,Kr^+/cm^2$; $4 - 5{,}47 \div 6{,}41 \cdot 10^{17}\,Kr^+/cm^2$ [6.56]

Ze wzrostem dawki rozpylających jonów Kr^+ emisja światła w obszarze widma ciągłego stopniowo zanikała, co niewątpliwie wynikało z trawienia warstwy przypowierzchniowej tarczy aluminiowej zaimplantowanej atomami argonu. Efekt zmniejszania intensywności widma ciągłego wiąże się w oczywisty sposób ze wzrostem intensywności charakterystycznych linii odpowiadających deekscytacji rozpylonych wzbudzonych atomów Al. Wykres zmian intensywności emitowanego światła o długości fali λ=265 nm w funkcji dawki rozpylających jonów kryptonu przedstawiono na rys. 6.18. Przypomina on swoim kształtem głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanej domieszki.



Rys. 6.18. Zmiany intensywności emisji światła w obszarze widma ciągłego, występujące w trakcie bombardowania wiązką jonów Kr^+ o energii 100 keV tarczy aluminiowej uprzednio zaimplantowanej jonami Ar^+ (pomiar wykonano dla światła o długości fali 265 nm) [6.56]

W oparciu o dane eksperymentalne zaproponowano jakościowe wyjaśnienie obserwowanego zjawiska formowania widma ciągłego w spektrum EJF, będącego wynikiem bombardowania tarczy jonami argonu. Podczas implantacji dużymi dawkami jonów Ar^+ (lub innymi jonami gazów szlachetnych), pod powierzchnią bombardowanej tarczy tworzą się pęcherzyki z zaimplantowanych atomów gazu. Ciśnienie argonu w tych pęcherzykach może osiągać wartości kilku atmosfer (setek kPa), co sprzyja powstawaniu cząsteczek wieloatomowych (klasterów) [6.57].

Biorąc pod uwagę szerokość pasma obejmującego widmo ciągłe oraz uwzględniając fakt, że w tym obszarze widmo to nie może pochodzić od rozpylonych wzbudzonych dimerów argonu [6.58] nasuwa się wniosek, iż źródłem obserwowanego promieniowania są klastry argonu 3 lub 4 atomowe. W wyniku bombardowania jonowego mogą być one wybijane w stanie wzbudzonym poza obszar tarczy, ale dopiero wówczas, gdy oddzielająca je od powierzchni warstwa materiału ulegnie rozpyleniu. Takie rozumowanie prowadzi do wyjaśnienia efektu „opóźnienia" pojawienia się widma ciągłego podczas implantacji tarczy jonami argonu.

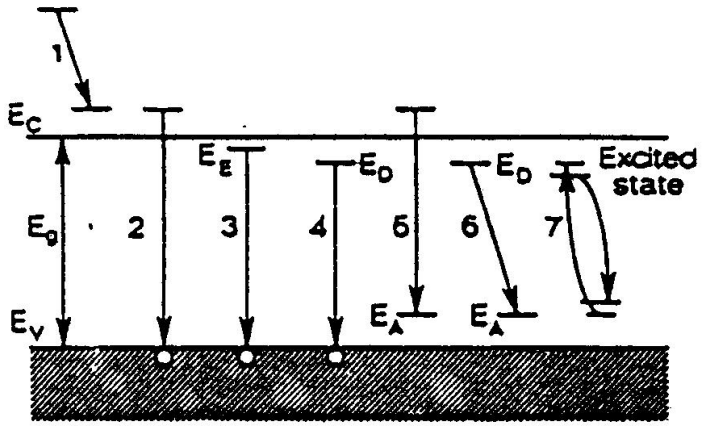
6.4. Jonoluminescencja

Zjawisko luminescencji polega na absorpcji energii w materiale tarczy, a następnie jej reemisję w postaci promieniowania elektromagnetycznego w obszarze optycznym [6.59]. Istnieją różne sposoby powstawania tego zjawiska. W zależności od źródła wzbudzenia można wyróżnić [6.60, 6.61]:

– fotoluminescencję (źródłem wzbudzenia jest światło);

– elektroluminescencję (pole elektryczne);
– termoluminescencję (energia termiczna);
– chemiluminescencję (reakcje chemiczne);
– katodoluminescencję (elektrony);
– jonoluminescencję (jony).

Niezależnie od źródła wzbudzenia luminescencji, analiza emitowanego promieniowania optycznego dostarcza informacji o uszkodzeniach materiału oraz dekompozycji jego składu chemicznego. W przypadku materiałów półprzewodnikowych zjawisko luminescencji można wyjaśnić w oparciu o model pasmowy ciała stałego. Schemat możliwych przejść radiacyjnych zaprezentowano na rys. 6.19 [6.3, 6.22]. Cyfrą 1 oznaczono przejście wewnątrz pasma przewodnictwa. Proces 2 jest przejściem między pasmami i dotyczy tzw. luminescencji własnej kryształu. Rekombinacja elektronu z pasma przewodnictwa i dziury z pasma walencyjnego prowadzi do emisji fotonu o energii $h\nu = E_g$ związanej z szerokością pasma wzbronionego. Proces 3 ilustruje przejście z poziomu ekscytonowego, które może być obserwowane w niskich temperaturach. Procesy 4, 5 i 6 odpowiadają przypadkowi luminescencji aktywatorowej, tzn. gdy przejście zaczyna się lub kończy na poziomach domieszek donorowych albo akceptorowych. Przejście oznaczone cyfrą 7 dotyczy wzbudzenia i deekscytacji radiacyjnej domieszki o niecałkowicie zapełnionych poziomach elektronowych (np. jony ziem rzadkich lub metali grupy przejściowej).



Rys. 6.19. Schemat przejść radiacyjnych w półprzewodniku pomiędzy pasmem przewodzenia (E_c) a pasmami: walencyjnym (E_v), donorowym (E_D), akceptorowym (E_A) i ekscytonowym (E_E) [6.3, 6.22]

W procesie bombardowania jonowego, wnikające do materiału tarczy cząstki naładowane generują na swojej drodze pary elektron-dziura oraz ekscytony. Rozpadowi

tych pierwotnych wzbudzeń elektronowych towarzyszy emisja promieniowania elektromagnetycznego zwana jonoluminescencją (JL).

Analiza procesu jonoluminescencji wymaga znajomości różniczkowych strat energii jonów na hamowanie, a także rozkładu zaabsorbowanej energii w materiale tarczy [6.63–6.65]. Straty energii jonu podczas hamowania w ciele stałym wyrażają się następującą zależnością [6.66]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = N\left(S_n(E) + S_e(E)\right). \tag{6.24}$$

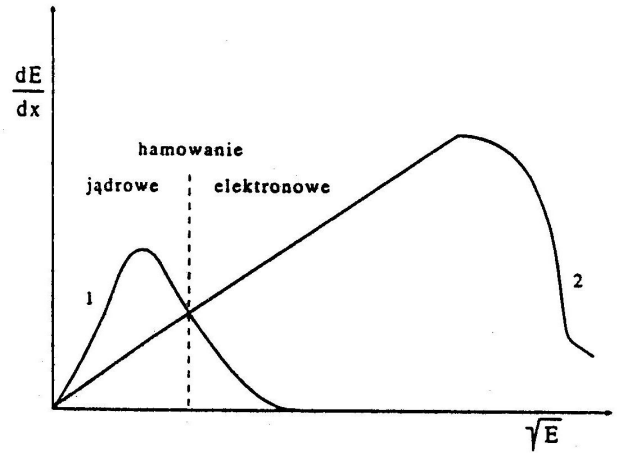
gdzie: N – liczba atomów w materiale tarczy na jednostkę objętości,

$S_n(E)$ – jądrowa zdolność hamowania,

$S_e(E)$ – elektronowa zdolność hamowania.

Mechanizm straty energii jonu na hamowanie jądrowe i elektronowe w ciele stałym został opisany w rozdziale 2.

Zależność strat energii jonu na jednostkę drogi dE/dx od jego prędkości ($v \sim \sqrt{E}$) przedstawiono na rys. 6.20.



Rys. 6.20. Zależność strat energii penetrującego tarczę jonu na jednostkę drogi dE/dx od jego prędkości ($v \sim \sqrt{E}$); 1 – wykres przedstawiający straty energii w zderzeniach sprężystych, 2 – krzywa opisująca straty energii w oddziaływaniach niesprężystych [6.3]

W pierwszym okresie ruchu szybki jon przebywa stosunkowo krótko w sąsiedztwie poszczególnych atomów próbki. Traci on wówczas energię na skutek oddziaływań elektronowych, które mają charakter zderzeń niesprężystych. Przy mniejszych prędkościach jonu dochodzi do sekwencji zderzeń sprężystych z jądrami atomów tarczy, co skutkuje znacznymi uszkodzeniami wiązań sieci krystalicznej, a tym samym silnym zdefektowaniem implantowanego materiału. Charakter oddziaływania jonu z atomami

tarczy zależy od jego prędkości początkowej, z jaką wnika on do próbki. Jeżeli prędkość padającego jonu jest mniejsza od prędkości orbitalnej elektronu (dla elektronu w atomie wodoru prędkość ta wynosi $2{,}2\cdot 10^8$ cm/s), straty energii na zderzenia nieelastyczne w porównaniu ze stratami na zderzenia elastyczne są minimalne i można ich nie uwzględniać.

Badania zjawiska jonoluminescencji wzbudzonej różnymi cząstkami naładowanymi pokazują, że większość charakterystyk (rozkład widmowy, intensywność, długość impulsu scyntylacyjnego, zależności temperaturowe i kinetyczne) zależy od strat energii jonu w materiale *dE/dx*.

Wydajność jonoluminescencji L związana jest z wielkością parametru różniczkowego dL/dx i efektywnością scyntylatora (bombardowanej tarczy) dL/dE w następujący sposób [6.67]:

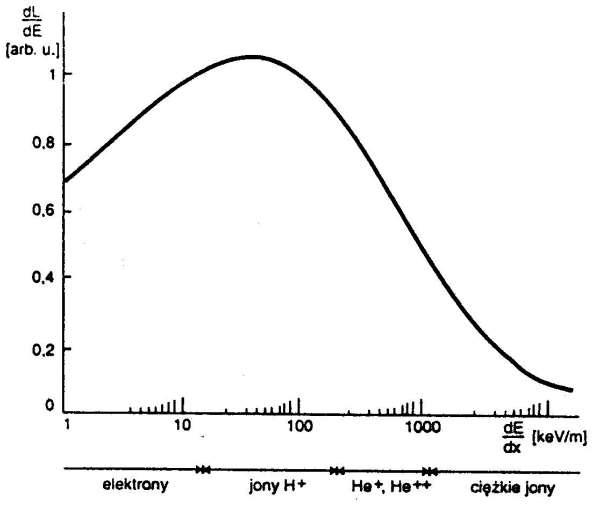
$$L = \int_0^R \frac{dL}{dx}dx = \int_0^R \frac{dL}{dE}\frac{dE}{dx}dx\,, \tag{6.25}$$

gdzie R jest zasięgiem jonu w próbce.

W związku ze złożonością procesów luminescencyjnych, przebiegających w ciele stałym, wielkość dL/dE określana jest na drodze eksperymentalnej. Wartość tego parametru wyznaczona dla różnych bombardujących jonów i energii leży na jednej uniwersalnej krzywej opisanej funkcją [6.68]:

$$dL/dE = f\left(dE/dx\right). \tag{6.26}$$

Rys. 6.21 przedstawia wykres powyższej zależności, sporządzony dla scyntylatora (tarczy) CsJ (Tl).



Rys. 6.21. Zależność wielkości dL/dE dla kryształu CsJ (TL) od parametru dE/dx [6.68]

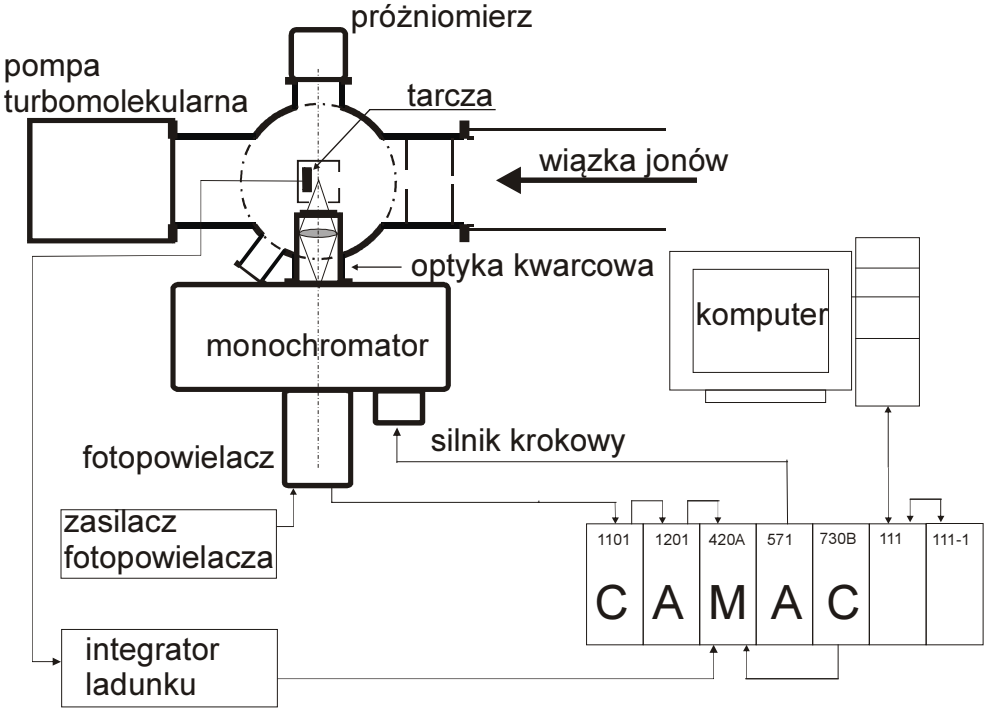
Z wykresu wynika, że maksimum przedstawionej krzywej przypada dla bombardujących protonów posiadających energię w przedziale od 10 keV do 100 keV.

Intensywność jonoluminescencji rośnie w miarę zwiększania energii bombardującego jonu i jest wprost proporcjonalna do wydajności generacji par elektron-dziura, natomiast maleje wraz ze wzrostem dawki implantacji.

6.5. Stanowisko pomiarowe do badania EJF i JL

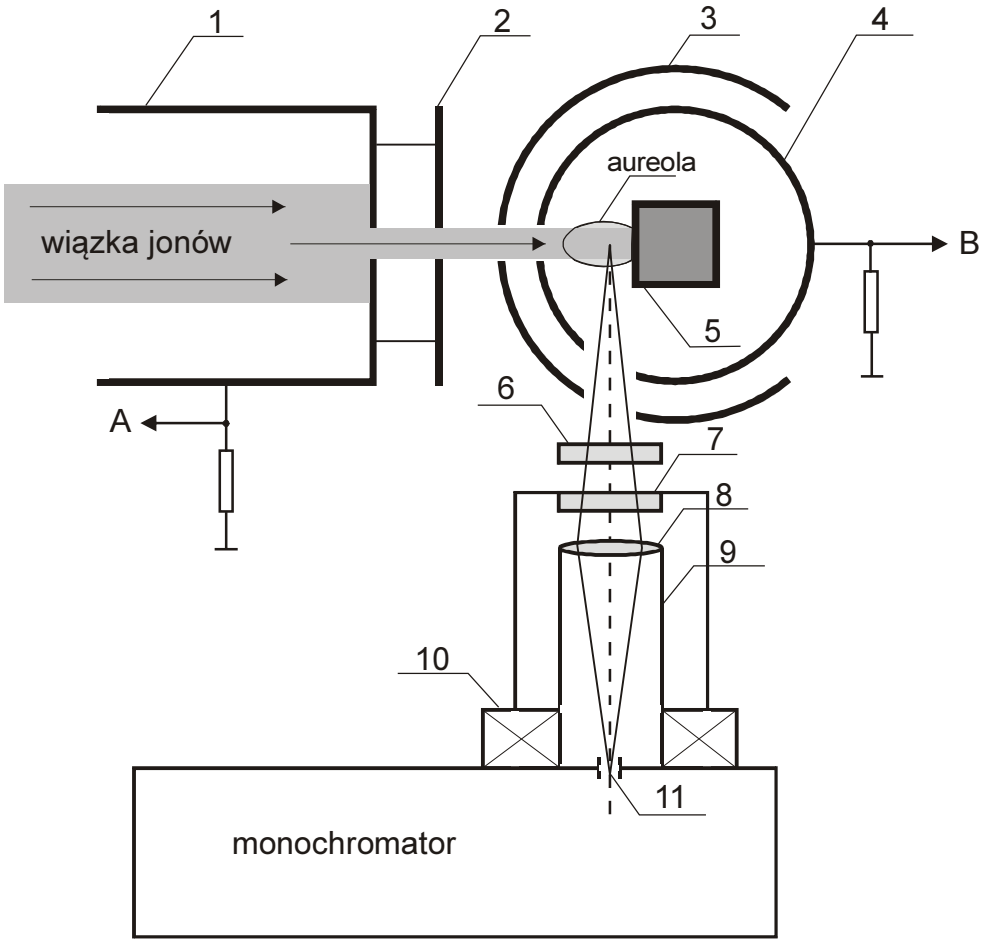
6.5.1. Konstrukcja stanowiska pomiarowego

Stanowisko pomiarowe, służące do badania promieniowania optycznego emitowanego w procesie bombardowania jonowego ciała stałego, zostało zbudowane na bazie implantatora jonów UNIMAS 79 [6.69]. Opis tego implantatora jest zawarty w rozdziale 3. Stanowisko składa się z komory eksperymentalnej, układu optycznego i elektronicznego toru pomiarowego (rys. 6.22a). Komora próżniowa za pośrednictwem śluzy oraz izolatora, podłączona jest do komory tarczowej implantatora, stanowiąc przedłużenie jego traktu jonowego. W czasie trwania eksperymentów, komora próżniowa i komora tarczowa implantatora są uziemione. Głównym konstruktorem elektronicznego toru pomiarowego omawianego stanowiska był autor niniejszego opracowania.



Rys. 6.22a. Schemat stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania emisji optycznej wzbudzonej bombardowaniem jonowym ciała stałego [6.69, 6.83, 6.105, 6.108]

Wprowadzona do komory próżniowej wiązka jonów, zanim trafi w badaną próbkę, umieszczoną na specjalnym stoliku w komorze eksperymentalnej, przechodzi przez układ trzech diafragm. Pierwsza diafragma, posiadająca otwór o średnicy 4 mm, wykonana jest w kształcie cylindrycznej puszki Faradaya. Przeprowadzony z jej wykorzystaniem pomiar natężenia prądu jonowego ma istotne znaczenie w fazie przygotowania eksperymentu, gdyż ułatwia naprowadzenie i odpowiednie zogniskowanie wiązki jonowej na analizowanej tarczy. Procedura naprowadzania wiązki jonów na badaną próbkę polega na takim eksperymentalnym dobraniu wartości napięć odchylających i ogniskujących, aby uzyskać maksymalny stosunek wartości natężenia prądu wiązki jonowej padającej na tarczę do wartości natężenia prądu mierzonego na pierwszej diafragmie. Uformowana wiązka jonowa ma średnicę ok. 10 mm. Za pomocą diafragmy wycina się z niej środkową część o średnicy 4 mm (rys. 6.22b).



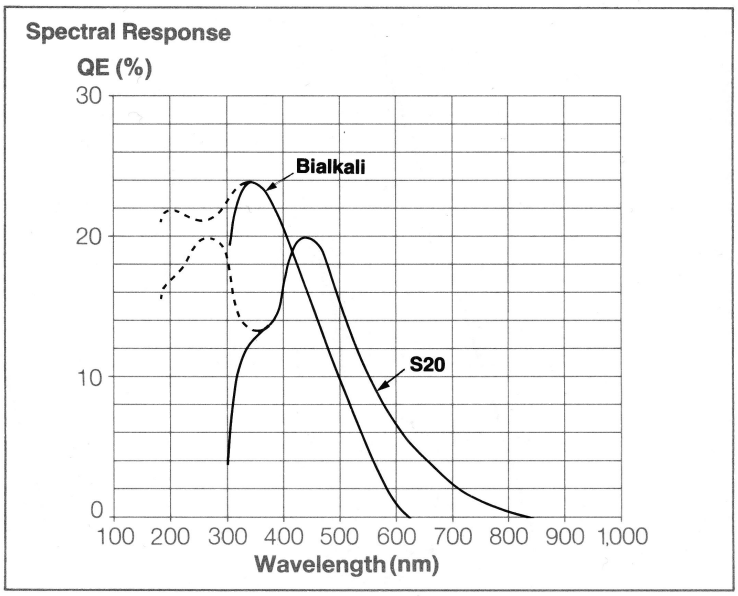
Rys. 6.22b. Schemat fragmentu stanowiska pomiarowego przeznaczonego do badania EJF; 1 – diafragma pierwsza, 2 – diafragma druga, 3 – diafragma trzecia (na potencjale ujemnym do –500 V), 4 – komora pomiarowa, 5 – stolik na próbki, 6 – okienko kwarcowe pierwsze, 7 – okienko kwarcowe drugie (próżniowe), 8 – soczewka kwarcowa, 9 – tubus, 10 – manipulator tubusa, 11 – szczelina wejściowa monochromatora, A – pomiar natężenia prądu jonowego z diafragmy pierwszej, B – pomiar natężenia prądu jonowego z badanej tarczy

Druga, płaska diafragma formująca, także posiadająca otwór o średnicy 4 mm, jest połączona elektrycznie z diafragmą pierwszą. Trzecia diafragma z otworem o średnicy 5 mm jest odizolowana elektrycznie od pozostałych i znajduje się na potencjale ujemnym do – 500 V. Pełni ona rolę elektrody antydynatronowej, zapobiegającej ucieczce elektronów wtórnych wybitych z bombardowanej tarczy. Po przejściu przez otwory w diafragmach, uformowana wiązka jonowa o kołowym przekroju poprzecznym i średnicy 4 mm, wchodzi do komory eksperymentalnej trafiając w badaną próbkę. Komorę eksperymentalną stanowi cylindryczny, odizolowany elektrycznie od komory próżniowej i diafragm kubek Faradaya. Posiada on dwa otwory: pierwszy z nich o średnicy 5 mm jest otworem wejściowym dla wiązki jonowej, natomiast drugi o średnicy 10 mm służy do obserwacji wzbudzonego w obszarze tarczy świecenia. Próbki przeznaczone do naświetlania (maksymalnie 4) umieszcza się na specjalnym stoliku, który można obracać dookoła pionowej i zarazem prostopadłej do kierunku padania wiązki jonowej osi. Sam stolik nakręcony jest na trzpień wymrażarki azotowej, co pozwala schładzać w razie potrzeby bombardowaną tarczę. Komorę eksperymentalną, która wraz ze stolikiem próbek stanowi elektrycznie jedną całość, podłączono do integratora pozwalającego mierzyć natężenie prądu wiązki jonowej oraz określać dawkę ładunku elektrycznego doprowadzonego do naświetlanej tarczy. Próżnię w komorze na poziomie $2 \cdot 10^{-5}$ Pa wytwarza pompa turbomolekularna BOC EDWARDS EXT 555H.

Tor optyczny, umożliwiający obserwację światła emitowanego z obszaru bombardowanej jonami tarczy, składa się z dwóch okienek kwarcowych, soczewki kwarcowej i monochromatora SPM 2 produkcji firmy Carl Zeiss Jena, wyposażonego w pryzmat kwarcowy. Oś układu optycznego jest prostopadła do kierunku padania wiązki jonowej na tarczę. Odległość pomiędzy tą osią, a płaszczyzną stolika z próbką (w przypadku, gdy jest ona ustawiona prostopadle do kierunku padania wiązki jonowej) wynosi 5 mm. Zadaniem pierwszego, cienkiego okienka kwarcowego jest ochrona drugiego okienka (oddzielającego część próżniową komory od atmosfery) przed rozpylonym z tarczy materiałem. Pierwsze okienko, na którym osadza się rozpylony z tarczy materiał, powinno być czyszczone przed rozpoczęciem każdego nowego eksperymentu. Rola soczewki kwarcowej polega na zogniskowaniu światła w szczelinie wejściowej monochromatora. Soczewkę zamontowano w specjalnym tubusie połączonym z manipulatorem, który służy do zmiany jej położenia w dwóch kierunkach tak, aby można było wprowadzić maksymalną ilość światła do szczeliny monochromatora. Szerokości szczelin wejściowej i wyjściowej były ustawiane w zakresie 0,1÷0,2 mm, co pozwoliło

uzyskać zdolność rozdzielczą monochromatora w przedziale od 1 angstrema w obszarze nadfioletu do kilku angstremów w podczerwieni. Światło o wybranej w monochromatorze długości fali pada następnie na fotokatodę fotopowielacza.

Elektroniczny układ pomiarowy składa się z fotopowielacza wraz z odpowiednim dzielnikiem WN, zasilacza wysokiego napięcia, bloków elektronicznych wykonanych w systemie CAMAC, integratora natężenia prądu wiązki jonowej (miernika dawki) i komputera PC. Z uwagi na niskie natężenie światła emitowanego z analizowanej próbki, pomiar odbywa się metodą zliczania pojedynczych fotonów (ang. photon counting). Do detekcji fotonów zastosowano fotopowielacz firmy EMI model 9863 QB/350 z okienkiem kwarcowym. Jest to specjalny, przeznaczony do zliczania pojedynczych fotonów fotopowielacz, który został wyposażony w fotokatodę typu S20 o średnicy 9 mm. Anoda fotopowielacza jest uziemiona za pośrednictwem oporu o wartości 1 MΩ, natomiast fotokatoda znajduje się na wysokim potencjale ujemnym. Typowy prąd ciemny tego fotopowielacza wynosi 1 nA, co odpowiada 300 „impulsom ciemnym" na sekundę. Nominalne wzmocnienie jest równe $27 \cdot 10^6$, a maksymalna wartość WN to –2500 V. Charakterystykę spektralną tego fotopowielacza przedstawiono na rys. 6.23. Linią przerywaną zostało zaznaczone przesunięcie jej zakresu widmowego w kierunku nadfioletu, wynikające z zastosowania wejściowego okienka kwarcowego.



Rys. 6.23. Charakterystyka spektralna fotopowielacza firmy EMI, model 9863 QB/350 z okienkiem kwarcowym [6.106]

Impulsy elektryczne z anody fotopowielacza kierowane są na wejście wzmacniacza impulsowego (typ 1101), a następnie po wzmocnieniu i uformowaniu, podaje się je

na wejście dyskryminatora amplitudy impulsów (typ 1201), którego zadaniem jest odcięcie sygnału szumów. Standardowy impuls wyjściowy z dyskryminatora (o amplitudzie 5 V i czasie trwania 0,5 μs) przesyłany jest następnie na wejście licznika fotonów (pierwsze wejście dwukanałowego licznika typu 420A). Standardowa procedura wyznaczania widma optycznego światła emitowanego z bombardowanej jonami tarczy polega na zliczaniu liczby fotonów w funkcji długości fali, w określonym przedziale czasu i ustalonej wartości natężenia prądu jonowego. W rzeczywistości wartość natężenia prądu jonowego podlega pewnym fluktuacjom czasowym. Celem wyeliminowania ich wpływu na liczbę rejestrowanych fotonów, przedział czasu jest określony czasem zbierania zadanej porcji ładunku elektrycznego, docierającego do tarczy, czyli liczbą padających na nią jonów. Zadanie to realizuje układ elektroniczny, składający się z programowanego licznika rewersyjnego (druga część podwójnego licznika 420A) oraz integratora natężenia prądu wiązki jonowej. Integrator pracuje na zasadzie przetwornika prąd-częstotliwość (I-f). Do programowanego licznika rewersyjnego wprowadza się w postaci cyfrowej, za pośrednictwem magistrali CAMAC, ustaloną dawkę jonów, a na jego wejście podawane są impulsy z integratora natężenia prądu jonowego. Po przepełnieniu tego licznika na jego wyjściu pojawia się sygnał zamykający bramkę wejściową licznika fotonów.

W niektórych eksperymentach, takich jak np. wyznaczanie widm optycznych spektralnych źródeł światła, pomiary muszą być wykonywane w określonych przedziałach czasu. W tym przypadku na wejście programowalnego licznika rewersyjnego kieruje się impulsy z generatora impulsów wzorcowych typu 730 B.

Wybieranie długości fali w monochromatorze odbywa się za pomocą pryzmatu kwarcowego, obracanego silnikiem krokowym, sterowanym z kasety CAMAC, za pośrednictwem bloku typu 571. Całym procesem pomiarowym i akwizycją danych steruje komputer PC. Do obsługi eksperymentu został opracowany program komputerowy, który zarządza blokami w kasecie CAMAC. Zbierane w trakcie trwania doświadczenia dane pomiarowe wyświetla się na bieżąco w postaci wykresu na ekranie monitora, a także zapisywane są do pliku celem poddania dalszej analizie.

6.5.2. Wyznaczanie parametrów elektronicznego układu pomiarowego

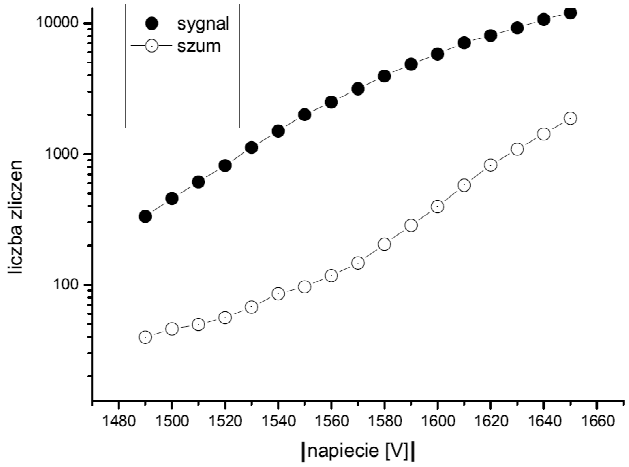
Detekcja i zliczanie pojedynczych fotonów światła (photon counting) jest techniką, w której na wynik eksperymentu istotny wpływ ma poziom szumów własnych elementów składowych toru pomiarowego. Rejestracja impulsów związanych z szumami może

w znaczący sposób zwiększyć poziom tła analizowanych widm optycznych. Źródłami impulsów szumowych (pomijając zewnętrzne źródła zakłóceń takie jak: zakłócenia sieciowe, elektromagnetyczne, czy pochodzące od promieniowania kosmicznego) są: fotopowielacz, dzielnik wysokiego napięcia fotopowielacza, zasilacz wysokiego napięcia fotopowielacza oraz wzmacniacz impulsów napięciowych. Poziom szumów własnych fotopowielacza opisuje parametr zwany prądem ciemnym. W przypadku fotopowielaczy przeznaczonych do zliczania pojedynczych impulsów, ich poziom szumów własnych charakteryzuje się najczęściej podając liczbę „impulsów ciemnych", pojawiających się w jednostce czasu. Za poziom szumów własnych fotopowielacza, odpowiada zjawisko emisji elektronów termicznych z fotokatody, dynod, a także z wewnętrznej powierzchni szklanej obudowy fotopowielacza. Istotne znaczenie ma również efekt emisji polowej elektronów z fotokatody i dynod zależny od wielkości wysokiego napięcia przyłożonego pomiędzy anodę i katodę fotopowielacza. Konstrukcje fotopowielaczy dedykowanych technice zliczania pojedynczych impulsów muszą charakteryzować się przede wszystkim małym poziomem szumów własnych, co uzyskuje się między innymi stosując fotokatody o małej powierzchni (poniżej 1 cm^2). Ponadto zalecane jest chłodzenie całego przyrządu, nawet do temperatury –30°C. Stosowane dzielniki wysokiego napięcia zbudowane są z precyzyjnych, niskoszumowych oporników, które montuje się bezpośrednio do gniazda fotopowielacza, wykonanego z wysokiej jakości izolatora, aby zapobiec mikroprzebiciom. Zasilacz WN oraz wzmacniacz impulsowy muszą być urządzeniami specjalnie wyselekcjonowanymi.

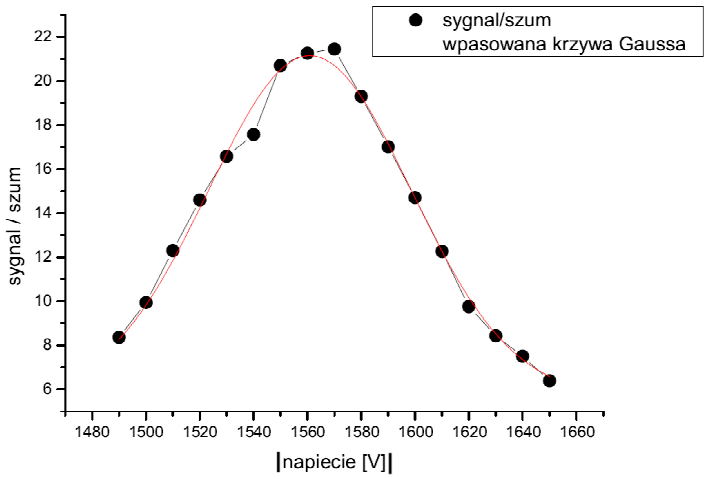
Przed przystąpieniem do wykonania właściwych eksperymentów należało określić optymalne parametry toru pomiarowego, a mianowicie: wartość wysokiego napięcia przyłożonego do elektrod fotopowielacza, wzmocnienie wzmacniacza impulsowego oraz poziom dolnego progu dyskryminacji dyskryminatora napięcia. W tym celu niezbędne było wyznaczenie maksymalnego stosunku sygnału użytecznego do sygnału szumów. Pod pojęciem sygnału użytecznego należy rozumieć całkowity rejestrowany sygnał pomniejszony o sygnał szumów.

W pierwszym etapie została wyznaczona optymalna wartość wysokiego napięcia. Na fotokatodę fotopowielacza, za pośrednictwem układu optycznego oraz monochromatora, został skierowany strumień światła emitowany z rurki Plückera napełnionej neonem. Szerokość szczelin monochromatora wynosiła 0,1 mm, natomiast długość wybranej fali świetlnej była równa 585,25 nm (długość fali świetlnej odpowiadająca jednej z charakterystycznych linii widmowych neonu). Dolny próg dyskryminatora ustawiono na

wartość 0,5 V. Następnie została wyznaczona zależność liczby rejestrowanych w zadanym przedziale czasu impulsów od wartości WN przyłożonego do fotopowielacza. W kolejnym kroku zasłonięto strumień światła i określono zależność liczby ciemnych impulsów fotopowielacza od wartości WN. Obydwie charakterystyki, przedstawiające zależność sygnału użytecznego oraz sygnału szumów od wartości wysokiego napięcia fotopowielacza zaprezentowano na rys. 6.24. Wyznaczony na podstawie powyższych wykresów stosunek sygnału użytecznego do sygnału szumów w funkcji WN przedstawiono na rys. 6.25. Z dopasowanego do punktów doświadczalnych rozkładu Gaussa wynika, że maksimum charakterystyki przypada dla napięcia równego –1560 V.

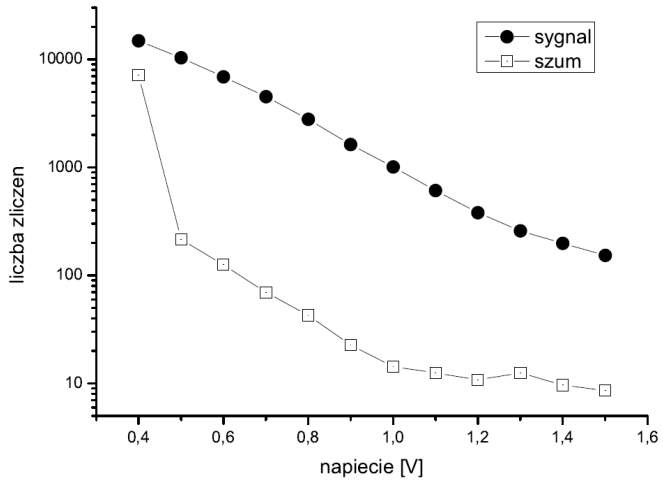


Rys. 6.24. Zależność sygnału użytecznego oraz sygnału szumów od wartości wysokiego napięcia przyłożonego do fotopowielacza [6.105]

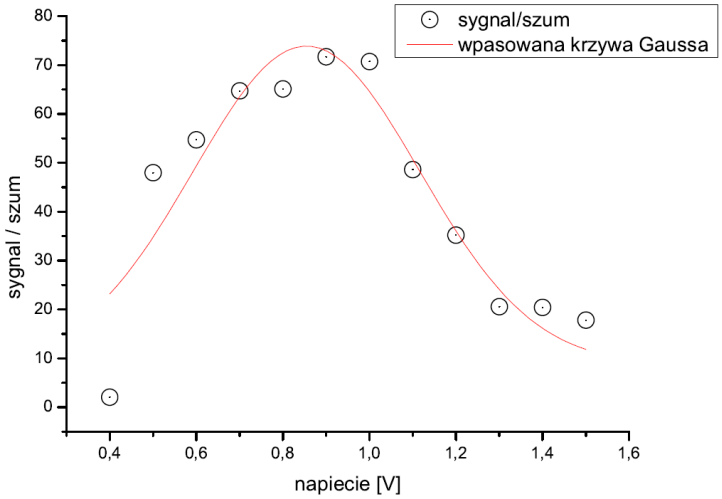


Rys. 6.25. Stosunek sygnału użytecznego do sygnału szumów w funkcji WN fotopowielacza, wyznaczony na podstawie zależności z rys. 6.24 [6.105]

W kolejnych pomiarach została wyznaczona (dla zadanego napięcia WN równego –1560 V) zależność stosunku sygnału użytecznego do sygnału szumów od poziomu dolnego progu dyskryminacji (rysunki 6.26 i 6.27). Dopasowana do punktów doświadczalnych z rys. 6.27 krzywa Gaussa posiada maksimum dla poziomu dyskryminacji równego 0,85 V.

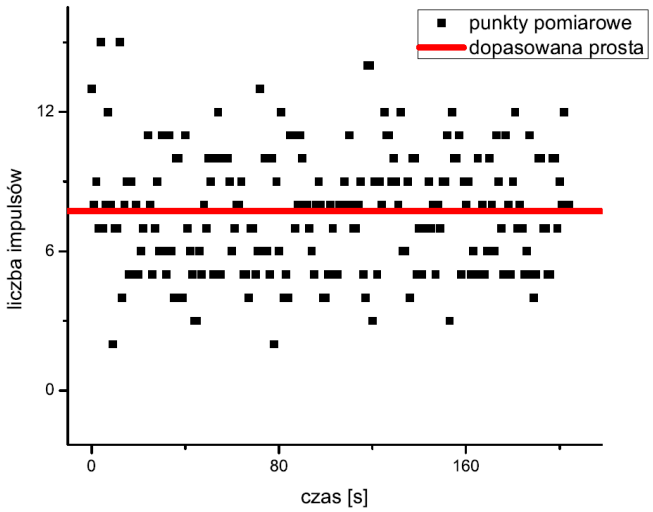


Rys. 6.26. Zależność sygnału użytecznego oraz sygnału szumów od wartości napięcia dolnego progu dyskryminacji [6.105]



Rys. 6.27. Stosunek sygnału użytecznego do sygnału szumów w funkcji napięcia dolnego progu dyskryminacji, wyznaczony na podstawie wykresów z rys. 2.26 [6.105]

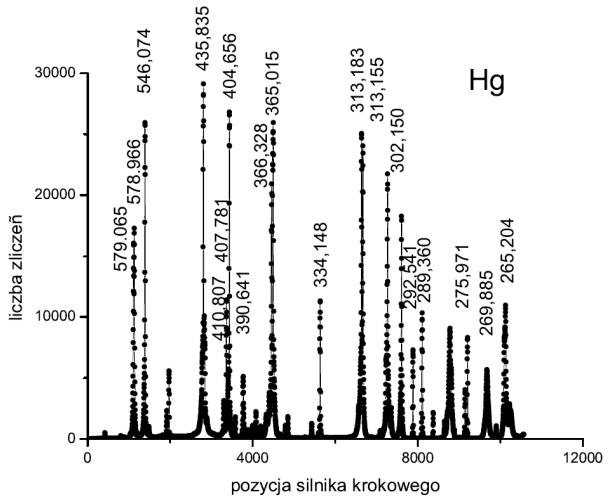
Na rys. 6.28 przedstawione są fluktuacje czasowe sygnału szumów zmierzone dla optymalnych wartości wysokiego napięcia i poziomu progu dyskryminacji. Czas trwania pojedynczego pomiaru wynosił 1 sekundę. Obliczona na tej podstawie średnia wartość poziomu tła była równa 7 imp/s.



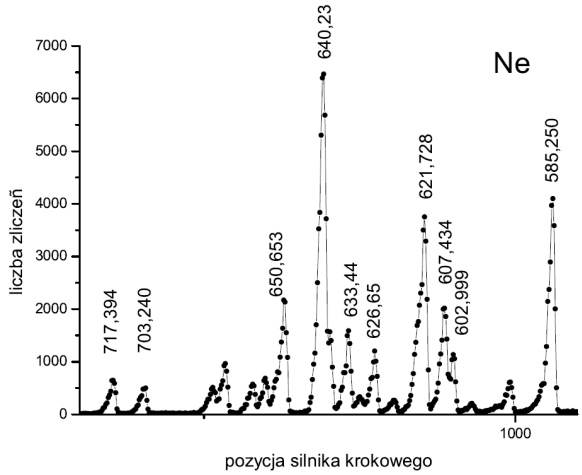
Rys. 6.28. Fluktuacje czasowe sygnału szumów wyznaczone dla optymalnych wartości WN i prądu dyskryminacji (czas pojedynczego pomiaru t = 1s) [6.105]

6.5.3. Cechowanie monochromatora

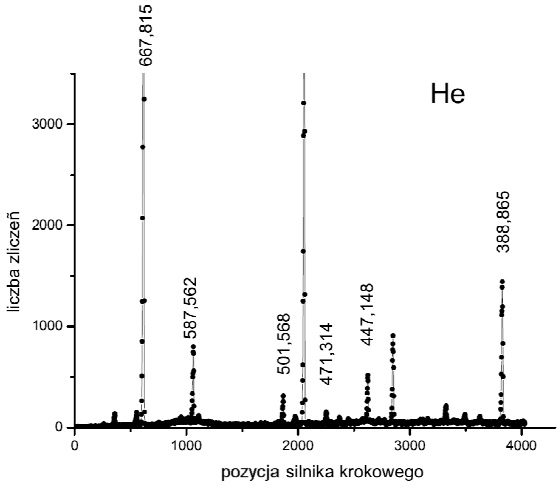
W procedurze automatycznego wyznaczania widma optycznego, położenie analizującego pryzmatu monochromatora jest wymuszane obrotem wirnika silnika krokowego. W celu przyporządkowania określonej długości fali świetlnej do położenia pryzmatu w monochromatorze, a tym samym do pozycji wirnika silnika krokowego, należało przeprowadzić proces cechowania. Jako spektralne źródła światła zostały użyte: lampa rtęciowa, a także rurki Plückera wypełnione helem oraz neonem, w których zapalono wyładowanie jarzeniowe. Strumień fotonów światła za pośrednictwem układu optycznego i monochromatora skierowano na fotokatodę fotopowielacza. Jako pozycję wyjściową pryzmatu przyjęto położenie odpowiadające długości analizowanej fali równej 800 nm. Widma optyczne emitowanego światła były rejestrowane (z maksymalnie możliwą precyzją) w zakresie długości fali od 200 nm do 800 nm, obracając pryzmat analizujący o kąt odpowiadający jednemu krokowi silnika sterującego. Otrzymane spektra zaprezentowane są na rys. 6.29, 6.30 i 6.31. Identyfikacji poszczególnych wierzchołków widmowych dokonano posługując się tablicami Zajdela [6.70] oraz internetową bazą NIST Atomic Spectra Database Lines Form [6.71]. Jak wynika z przedstawionych wykresów, obszary linii widmowych uzupełniają się, co pozwala na precyzyjne określenie zależności długości analizowanej fali świetlnej od pozycji silnika krokowego w całym wybranym zakresie. Charakterystykę cechowania monochromatora wyznaczoną na podstawie zarejestrowanych widm przedstawiono na rys. 6.32.



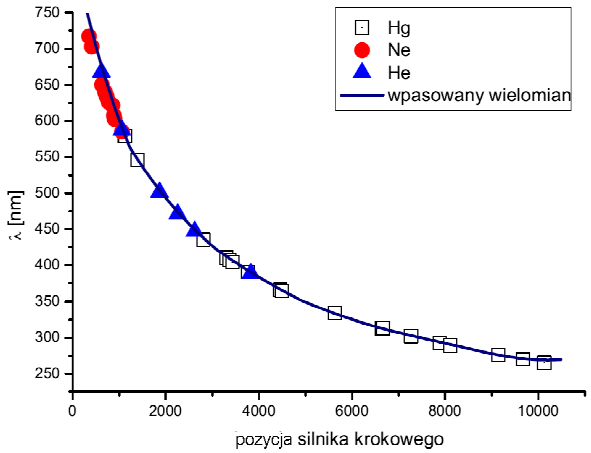
Rys. 6.29. Widmo światła emitowanego z rurki Plückera wypełnionej parami rtęci [6.105]



Rys. 6.30. Widmo światła emitowanego z rurki Plückera wypełnionej neonem [6.105]



Rys. 6.31. Widmo światła emitowanego z rurki Plückera wypełnionej helem [6.105]



Rys. 6.32. Charakterystyka cechowania monochromatora na podstawie zarejestrowanych widm (rys. 6.29, 6.30 i 6.31) [6.105]

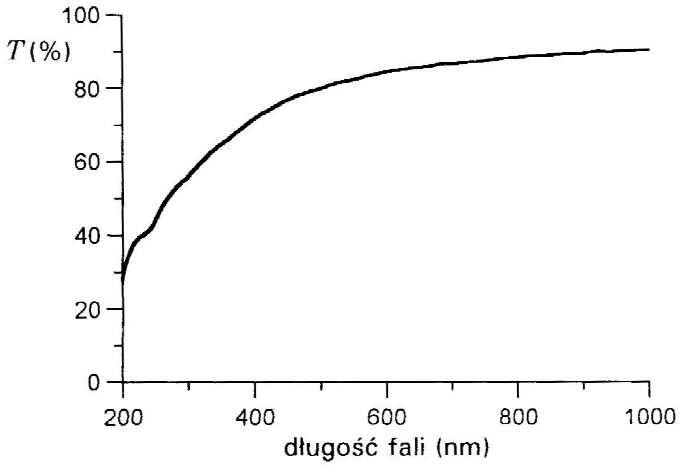
Dopasowana do punktów doświadczalnych krzywa jest wielomianem szóstego stopnia, który opisano poniższą zależnością

$$\lambda[nm] = 808{,}97225 - 0{,}3049\,K + 1{,}12389 \cdot 10^{-4} K^2 - 2{,}66198 \cdot 10^{-8} K^3 + 3{,}62233 \cdot 10^{-12} K^4 - 2{,}55776 \cdot 10^{-16} K^5 + 7{,}23254 \cdot 10^{-21} K^6 \,, \tag{6.27}$$

gdzie: λ – długość fali,

K – liczba kroków silnika (pozycja silnika krokowego).

W kompleksowej analizie widm optycznych należałoby uwzględnić czułość spektralną fotopowielacza oraz transmisję światła przez elementy składowe toru optycznego. Na rys. 6.33 przedstawiona jest charakterystyka spektralna transmisji światła, wyznaczona dla okienek kwarcowych wykorzystywanych w układzie eksperymentalnym.



Rys. 6.33. Charakterystyka spektralna transmisji światła wyznaczona dla zastosowanych okienek kwarcowych w torze optycznym [6.107]

6.6. Wyznaczanie głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek metodą SJF

6.6.1. Wprowadzenie

Znajomość głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek w ciałach stałych jest niezwykle ważna, zarówno w badaniach podstawowych, jak i zastosowaniach technologicznych. Z różnym powodzeniem stosuje się w tym celu szereg metod doświadczalnych, takich jak: spektrometrię mas jonów wtórnych (SIMS) [6.72], rozpraszanie rutherfordowskie (RBS) [6.73], spektrometrię elektronów Augera [6.74]. Kolejną ze stosowanych metod jest spektroskopia fotonów emitowanych w procesie bombardowania jonowego (SJF) [6.69, 6.75]. Polega ona na rozpylaniu wiązką jonów materiału badanej tarczy, z jednoczesną rejestracją zmian intensywności wybranej, charakterystycznej linii widmowej w zakresie promieniowania optycznego, emitowanej przez wybite i będące w stanach wzbudzonych atomy uprzednio zaimplantowanej domieszki. Jeżeli w procesie rozpylania stosuje się wiązkę jonową o energii kilkudziesięciu keV, wówczas najlepiej jest wykorzystywać ciężkie jony o relatywnie dużej masie w stosunku do masy atomów tarczy [6.72]. Lekkie jony, takie jak np. wodór czy hel stosowane z powodzeniem w metodzie RBS, wnikają w głąb naświetlanej tarczy (o ile nie uległy rozproszeniu wstecznemu) nie powodując jej większej erozji. Rozpylająca wiązka jonowa musi być monoenergetyczna, monoizotopowa, a ponadto jej profil poprzeczny powinien charakteryzować się jednorodnym rozkładem gęstości natężenia prądu jonowego. W wyniku procesu rozpylania zachodzi erozja coraz to głębiej położonych warstw naświetlanej tarczy, co prowadzi do powstania w niej swoistego krateru. Głębokość utworzonego krateru jest proporcjonalna do dawki bombardujących próbkę jonów. Ważne jest także, aby ta głębokość była możliwie jednakowa na całej powierzchni krateru. W przeciwnym razie, trudno byłoby odnieść informacje uzyskane z analizy światła emitowanego z rozpylonych atomów do konkretnej głębokości w próbce, na której się one znajdowały. Głębokość utworzonego krateru wyznacza się metodami mikroskopowymi lub za pomocą tzw. profilometru. Znając dawkę bombardujących jonów oraz głębokość powstałego krateru, można w łatwy sposób obliczyć wypadkowy współczynnik rozpylania materiału, z którego wykonano tarczę, posługując się poniższą zależnością:

$$Y = \frac{hN_a\rho}{MD}\ , \tag{6.28}$$

gdzie: h – głębokość krateru [cm],

N_a – liczba Avogadro, N_a=6,022·10^{23} mol^{-1},

ρ – gęstość materiału tarczy [g/cm^3],

M – masa molowa materiału tarczy [g/mol],

D – dawka jonów rozpylających [jon/cm^2].

Istota omawianej metody opiera się na założeniach teoretycznych [6.76, 6.77], z których wynika, że bombardujące badaną tarczę jony powodują wybijanie atomów będących w stanach wzbudzonych jedynie z pierwszych warstw trawionej powierzchni, a intensywność emitowanego przez nie świecenia jest proporcjonalna do ich koncentracji w aktualnie rozpylanej warstwie. Tak więc analiza intensywności tego świecenia w trakcie konsekwentnego zdejmowania kolejnych warstw materiału próbki, pozwala wyznaczyć jej zależność od dawki rozpylających jonów. Znajomość głębokości wyżłobionego krateru wyznaczonej metodą mikroskopową lub za pomocą profilometru, pozwala przetransponować wartość dawki bombardujących jonów na głębokość trawionego krateru. W efekcie tego przekształcenia otrzymuje się zależność koncentracji zaimplantowanej domieszki w funkcji głębokości. Powyższe rozumowanie pozostaje słuszne pod warunkiem przyjęcia założenia, że trawienie jest równomierne podczas całego pomiaru. Nie uwzględnia się wpływu zaimplantowanej domieszki na wartość współczynnika rozpylania materiału tarczy z uwagi na jej niewielką koncentrację, a także błędy wnoszone przez inne czynniki np. dokładność pomiaru głębokości krateru. Wyżej wymienione założenie nie jest do końca poprawne w przypadku implantacji dużymi dawkami jonów, kiedy to na kształt wyznaczonego głębokościowego profilu koncentracji domieszki może mieć wpływ zjawisko rozpylania preferencyjnego (ang. preferential sputtering) [6.78–6.80]. Polega ono na rozpylaniu różnych składników próbki z różnymi szybkościami (różne wartości współczynników rozpylania), co prowadzi do zmiany składu wierzchniej, analizowanej warstwy materiału. W przypadku gdy szybkość rozpylania materiału tarczy jest większa od szybkości rozpylania zaimplantowanych atomów, obserwuje się zwiększenie koncentracji domieszki w warstwie przypowierzchniowej materiału w stosunku do jej koncentracji wewnątrz próbki. Jeżeli szybkość rozpylania zaimplantowanych atomów jest większa od szybkości rozpylania materiału tarczy, wówczas koncentracja domieszki przy powierzchni jest mniejsza od jej koncentracji w głębi próbki.

Przed przystąpieniem do wyznaczenia rozkładu głębokościowego omawianą metodą, oprócz przygotowania rozpylającej wiązki jonowej o określonych parametrach, należy

wybrać analityczną, intensywną linię widmową związaną z atomami zaimplantowanej domieszki. Linia ta nie może pokrywać się z liniami widmowymi pochodzącymi z widm optycznych pozostałych składników tarczy, czy też jonów bombardujących. Należy także zwrócić uwagę na możliwość powstawania widm ciągłych, których intensywność może być związana z dawką naświetlających jonów.

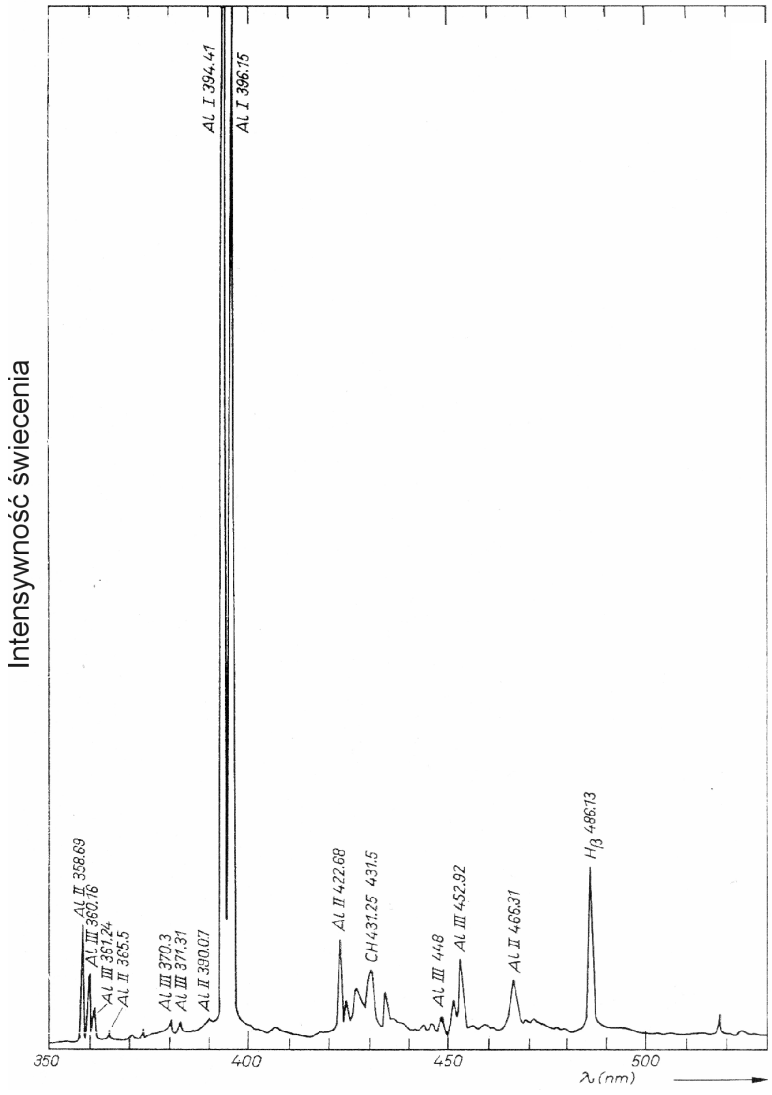
Pierwsze prace dotyczące wykorzystania metody SJF do wyznaczenia rozkładów głębokościowych koncentracji zaimplantowanych domieszek pojawiły się w latach siedemdziesiątych ubiegłego wieku. W badaniach testujących omawianą technikę pomiarową zastosowano tarcze dwuskładnikowe. Przykładowo, na podkładkę molibdenową została naniesiona warstwa srebra o grubości 100 nm [6.81], natomiast w innym przypadku [6.82], na podkładkę aluminiową napylono warstwę srebra o grubości 200 nm. Tak przygotowane próbki były następnie bombardowane wiązkami jonów argonu o energiach przekraczających 10 keV. W trakcie procesu rozpylania rejestrowano jednocześnie zmiany intensywności dwóch linii spektralnych związanych ze składnikami analizowanej tarczy. Zgodnie z przewidywaniami, intensywność linii widmowej pochodzącej od atomów srebra malała, natomiast intensywność linii spektralnej związanej z atomami podkładki rosła.

6.6.2. Eksperyment i analiza wyników

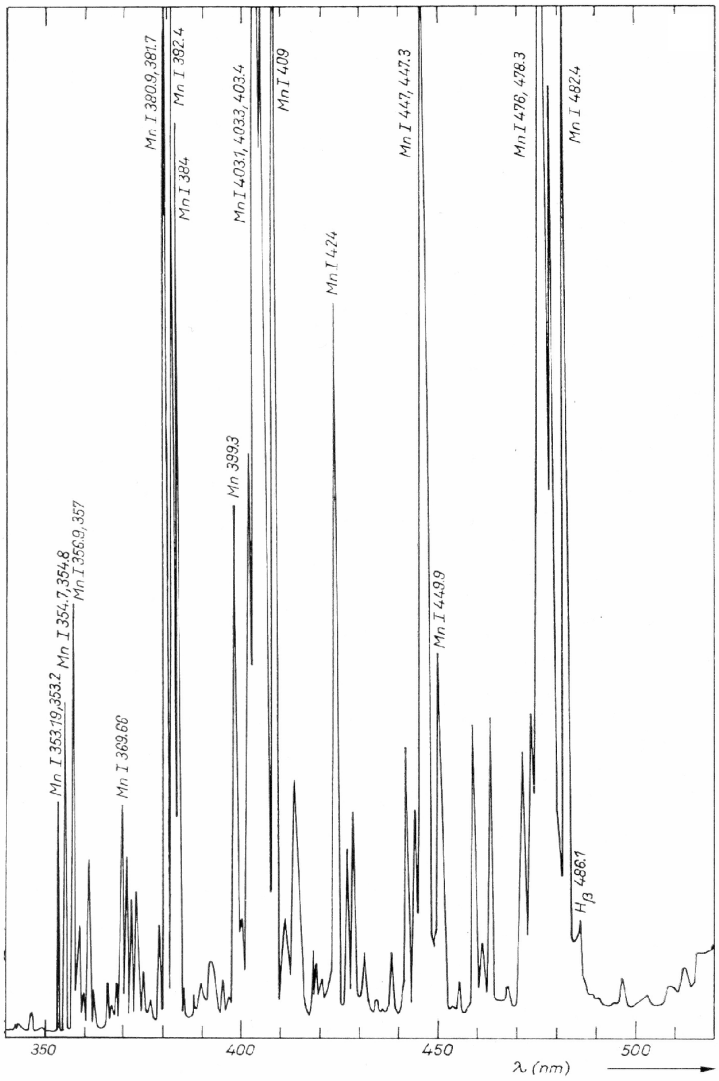
W niniejszym rozdziale została przedstawiona analiza głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek metodą SJF, z wykorzystaniem stanowiska pomiarowego opisanego w rozdziale 6.5. W kolejnych eksperymentach użyto czterech różnych tarcz wykonanych z materiałów półprzewodnikowych [6.69, 6.83]. Pierwsza badana tarcza przygotowana z krystalicznego GaAs została zaimplantowana jonami Al^+ o energii 100 keV dawką $1 \cdot 10^{16}$ jonów/cm^2. Próbka druga, wykonana z krystalicznego Si, była zaimplantowana jonami Mn^+ o energii 100 keV dawką $1 \cdot 10^{16}$ jonów/cm^2. Tarcze trzecią i czwartą, przygotowane odpowiednio z krystalicznego GaAs oraz SiC, zaimplantowano jonami Al^+ o energii 170 keV dawkami $2{,}2 \cdot 10^{16}$ jonów/cm^2. Do trawienia tarcz wykonanych z GaAs i Si została wybrana wiązka jonów argonu, natomiast próbkę SiC rozpylano jonami bizmutu (bizmut jest pierwiastkiem monoizotopowym o liczbie masowej 209).

Jak już było wspomniane, przed przystąpieniem do wyznaczania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek metodą SJF, należało najpierw wybrać odpowiednią, analityczną linię widmową z zakresu optycznego od 200 nm do

800 nm, związaną z atomami wprowadzonej domieszki. W tym celu przebadano widma światła emitowanego przez rozpylone atomy, będące w stanach wzbudzonych i pochodzące z czystych tarcz wykonanych z Al, Mn, GaAs oraz Si bombardowanych wiązką jonów Ar^+ o energii 80 keV. W przypadku próbki przygotowanej z SiC, zaimplantowanej jonami Al^+, widma optyczne jej składników otrzymano rozpylając czyste tarcze z SiC oraz Al wiązką jonów bizmutu o energii 120 keV. Analizując zarejestrowane widma, do badania próbek zaimplantowanych Al^+, została wybrana najsilniejsza linia atomowa Al I o długości fali 396,15 nm, natomiast w przypadku tarczy zaimplantowanej jonami manganu wytypowano linię Mn I o długości fali 403,3 nm. Przykładowe fragmenty widm optycznych, uzyskanych podczas bombardowania tarcz wykonanych z czystego aluminium oraz manganu wiązką jonów Ar^+ o energii 80 keV, są przedstawione odpowiednio na rys. 6.34 i rys. 6.35.



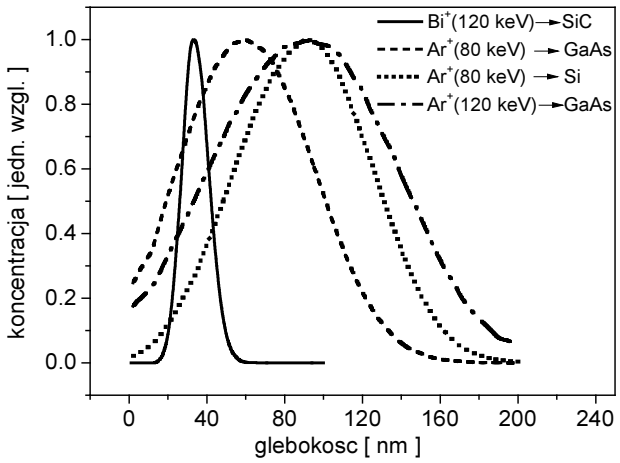
Rys. 6.34. Widmo światła EJF uzyskane podczas bombardowania tarczy aluminiowej jonami Ar^+ o energii 80 keV [6.69]



Rys. 6.35. Widmo światła EJF uzyskane w trakcie bombardowania tarczy manganowej jonami Ar^+ o energii 80 keV [6.69]

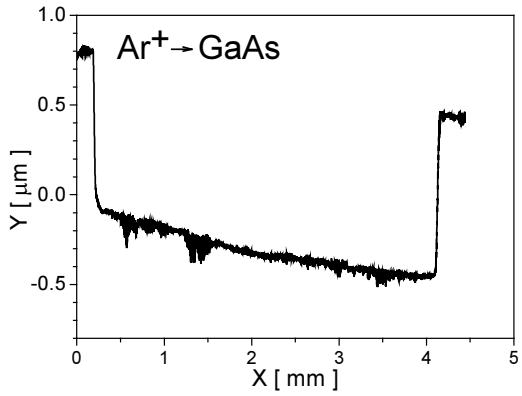
Do analizy próbki nr 1 była zastosowana wiązka jonów Ar^+ o energii 80 keV i gęstości prądu jonowego na badanej tarczy równej 25 μA/cm^2. Proces rozpylania prowadzono do chwili zaniku intensywności wybranej linii analitycznej Al I, co odpowiadało dawce trawiących jonów $2 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2. Próbka oznaczona numerem 2 była bombardowana wiązką jonów Ar^+ o energii 80 keV i gęstości prądu 25 μA/cm^2. Trawienie kontynuowano do momentu zaniku intensywności linii analitycznej Mn I. W tym przypadku dawka jonów bombardujących tarczę była równa $9{,}6 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2. Próbkę numer 3 rozpylano wiązką jonów Ar^+ o energii 120 keV i gęstości prądu jonowego wynoszącej 25 μA/cm^2. Wyraźny zanik intensywności linii analitycznej Al I zaobserwowano dla dawki $4{,}5 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2, co było sygnałem do zakończenia trawienia tarczy. Próbkę przygotowaną z SiC (nr 4) rozpylano natomiast wiązką jonów bizmutu

o energii 120 keV i gęstości prądu równej 25 μA/cm^2. Jony bizmutu były wytwarzane w plazmowym źródle jonów z parownikiem wewnętrznym [6.84]. Po naświetleniu analizowanej tarczy dawką jonów równą $6{,}64 \cdot 10^{17}$ Bi^+/cm^2, zaobserwowano zanik intensywności analizowanej linii widmowej Al I, co oznaczało, że rozpyleniu uległa cała warstwa SiC zawierająca atomy glinu. Na rys. 6.36 przedstawione są głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów wiązki rozpylającej w trawionych tarczach, wyznaczone za pomocą programu SRIM 2010.

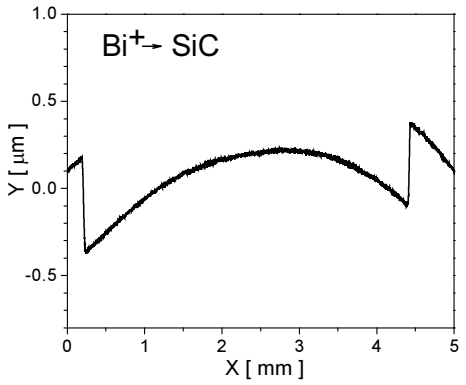


Rys. 6.36. Głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanych jonów wiązki rozpylającej w trawionych tarczach wyznaczone za pomocą kodu SRIM 2010

W następnym etapie eksperymentu, korzystając z profilometru typu FORM TALYSURF SERIES 2 with "ultra" SOFTWARE wyprodukowanego przez firmę TALYLOR HOBSON, zostały wyznaczone profile wytrawionych w kolejnych tarczach kraterów, z dokładnością do 6 nm. Zmierzone głębokości kraterów wynoszą odpowiednio: dla próbki 1 – 520 nm, 2 – 270 nm, 3 – 906 nm, 4 – 560 nm. Przykładowe profile kraterów powstałych w próbkach nr 3 i nr 4 zaprezentowane są na rys. 6.37 i 6.38.

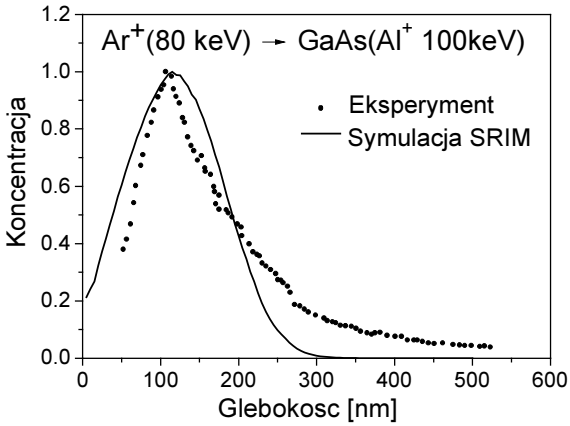


Rys. 6.37. Profil wytrawionego krateru w tarczy GaAs rozpylanej wiązką jonów Ar^+ o energii 120 keV [6.83]

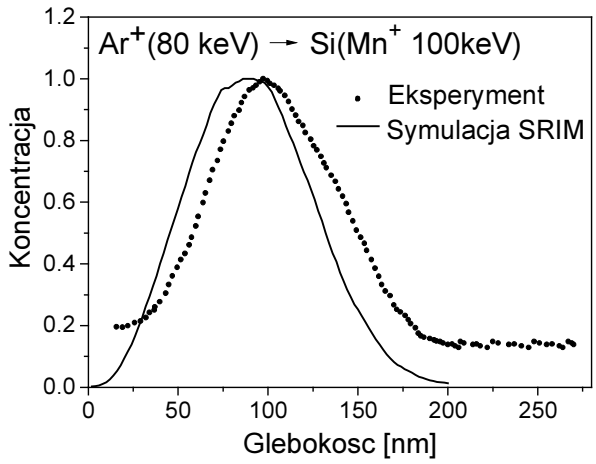


Rys. 6.38. Profil wytrawionego krateru w tarczy SiC rozpylanej wiązką jonów Bi^+ o energii 120 keV [6.83]

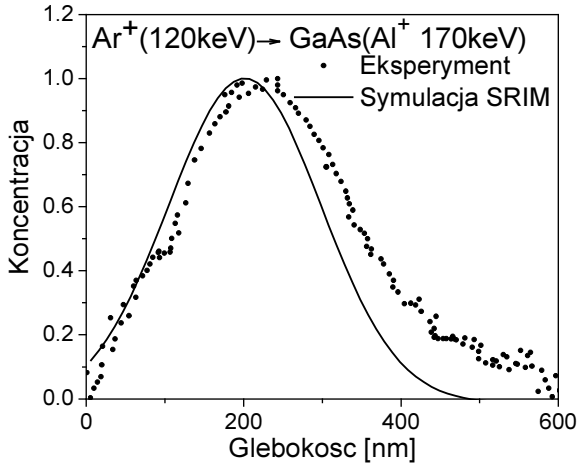
Zmierzone głębokości powstałych kraterów posłużyły następnie do wyskalowania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek. Uzyskane eksperymentalnie rozkłady przedstawione są na rys. 6.39 a, b, c i d. Na tych samych rysunkach zostały także umieszczone rozkłady otrzymane metodą symulacji komputerowych z wykorzystaniem programu SRIM 2010. Z porównania najbardziej prawdopodobnych, efektywnych zasięgów zaimplantowanych domieszek wyznaczonych doświadczalnie R_{pd} i uzyskanych z obliczeń komputerowych R_{pt}, można wywnioskować, iż względna ich różnica nie przekracza 10% (próbka nr 1: R_{pd}=115 nm, R_{pt}=109 nm; próbka nr 2: R_{pd}=98 nm, R_{pt}=90 nm; próbka nr 3: R_{pd}=220 nm, R_{pt}=203 nm; próbka nr 4: R_{pd}=196 nm, R_{pt}=189 nm), co jest wynikiem zadowalającym. Należy jednak zauważyć, iż maksima rozkładów wyznaczonych eksperymentalnie (z wyjątkiem próbki nr 1) są przesunięte w głąb tarczy w stosunku do rozkładów uzyskanych teoretycznie. Charakteryzują się one ponadto długimi „ogonami", które ciągną się na znaczne głębokości, większe niż w rozkładach wyznaczonych teoretycznie.



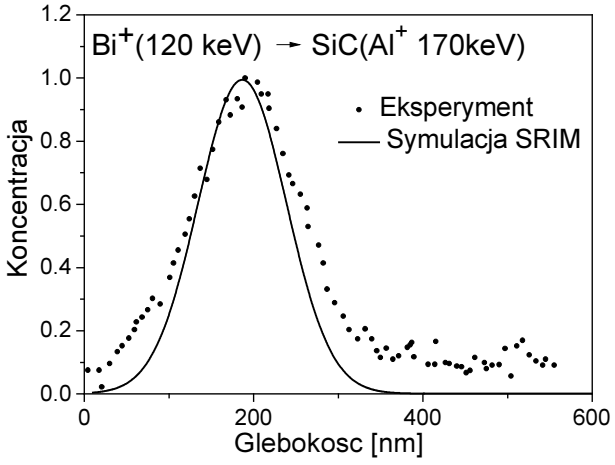
Rys. 6.39a. Głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych jonów Al^+ o energii 100 keV do tarczy GaAs (tarcza rozpylana jonami Ar^+ o energii 80 keV) [6.69]



Rys. 6.39b. Głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych jonów Mn^+ o energii 100 keV do tarczy Si (tarcza rozpylana jonami Ar^+ o energii 80 keV) [6.69]



Rys. 6.39c. Głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych jonów Al^+ o energii 170 keV do tarczy GaAs (tarcza rozpylana jonami Ar^+ o energii 120 keV) [6.83]

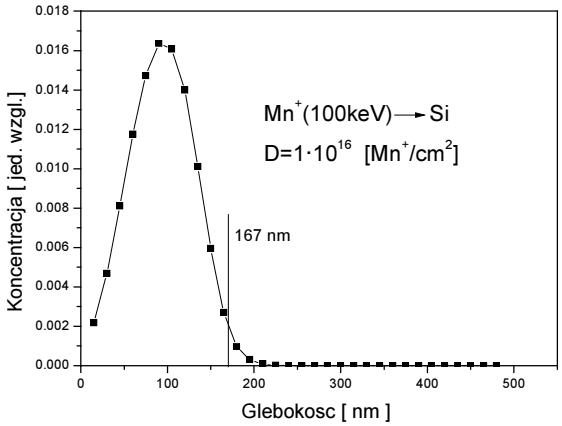


Rys. 6.39d. Głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych jonów Al^+ o energii 170 keV do tarczy SiC (tarcza rozpylana jonami Bi^+ o energii 120 keV) [6.83]

Powyższe obserwacje świadczą o istnieniu dodatkowych efektów mających wpływ na wyniki eksperymentalne. Zaliczyć do nich można zjawisko kanałowania, związane z implantacją atomów domieszki do tarcz krystalicznych, a także przemieszczanie zaimplantowanych atomów domieszki w wyniku kaskady zderzeń, spowodowanej znaczną energią jonów wiązki rozpylającej.

Znając dawki rozpylających jonów oraz głębokości utworzonych w tarczach kraterów, wyznaczono wypadkowe współczynniki rozpylania, korzystając z zależności (6.28). Obliczone wartości współczynników rozpylania wynoszą odpowiednio: próbka GaAs (Ar^+, 80 keV) – 5,7 at./jon, próbka Si (Ar^+, 80 keV) – 1,41 at./jon, próbka GaAs (Ar^+, 120 keV) – 4,46 at./jon, próbka SiC (Bi^+, 120 keV) – 4,33 at./jon. Dla porównania, wartości współczynników rozpylania uzyskane za pomocą programu SRIM 2010 są równe odpowiednio: próbka GaAs (Ar^+, 80 keV) – 6,14 at./jon, próbka Si (Ar^+, 80 keV) – 1,51 at./jon, próbka GaAs (Ar^+, 120 keV) – 5,12 at./jon, próbka SiC (Bi^+, 120 keV) – 4,74 at./jon.

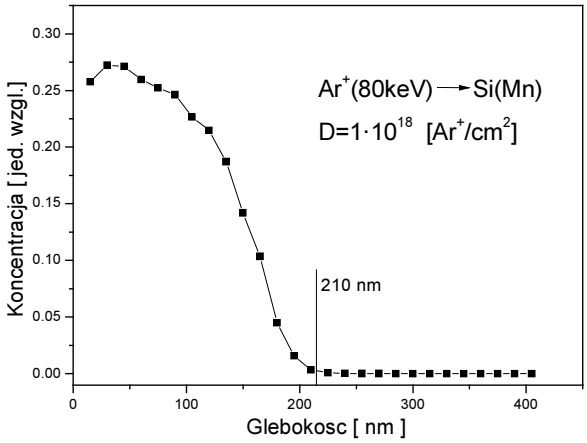
W celu kolejnej weryfikacji uzyskanych wyników doświadczalnych przeprowadzono eksperyment numeryczny (o identycznych parametrach jak w eksperymencie fizycznym) wykorzystując program SATVAL [6.85] oraz SRIM 2010. Tarcza krzemowa została zaimplantowana dawką $1 \cdot 10^{16}$ Mn^+/cm^2. Głębokościowy rozkład koncentracji wprowadzonych atomów domieszki Mn przedstawia rys. 6.40; najbardziej prawdopodobny, efektywny zasięg jonów R_{pt} jest równy 87 nm (obliczony za pomocą programu SRIM 2010 – 90 nm).



Rys. 6.40. Głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych atomów Mn o energii 100 keV do tarczy Si, obliczony za pomocą kodu SRIM 2010

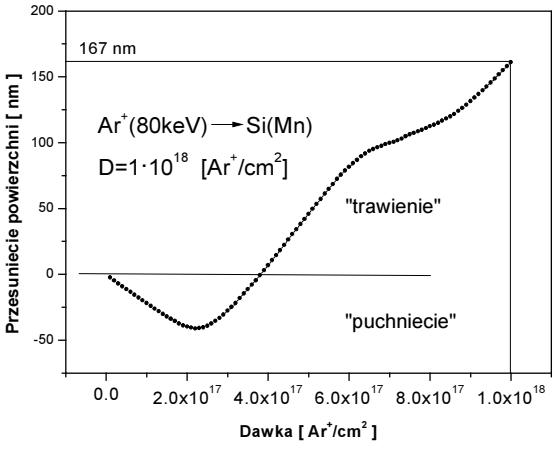
Na rys. 6.41 został natomiast zaprezentowany głębokościowy rozkład koncentracji atomów argonu (pochodzących z wiązki rozpylającej) w tarczy Si, zaimplantowanej jonami

manganu (dawka $1 \cdot 10^{16}$ Mn^+/cm^2) (program SATVAL). Jak łatwo zauważyć, jony Ar^+ penetrowały próbkę do głębokości 210 nm, natomiast ich średni, efektywny zasięg (dla dawki $1 \cdot 10^{18}$ Ar^+/cm^2) wyniósł 80 nm.



Rys. 6.41. Głębokościowy rozkład koncentracji zaimplantowanych atomów Ar o energii 80 keV do tarczy Si uprzednio zaimplantowanej jonami Mn^+ (rozkład wyznaczono korzystając z kodu SATVAL)

Rys. 6.42 przedstawia natomiast przesuwanie się powierzchni tarczy krzemowej w trakcie naświetlania jonami Ar^+ (program SATVAL). W początkowej fazie bombardowania powierzchnia próbki przesuwała się do przodu, co związane jest z efektem „puchnięcia" tarczy, a następnie począwszy od dawki jonów równej $2{,}1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2 ulegała ona rozpylaniu. Wyznaczona średnia wartość współczynnika rozpylania krzemu wynosi 1,24 at./jon. Dla dawki $1 \cdot 10^{18}$ Ar^+/cm^2 powierzchnia trawionej próbki cofnęła się o 167 nm. Odnosząc tę wartość do wykresu z rys. 6.40 można uznać, że praktycznie cała domieszkowana atomami manganu warstwa krzemu uległa rozpyleniu, co potwierdza poprawność uzyskanego wyniku w eksperymencie fizycznym (próbka nr 2).



Rys. 6.42. Przesuwanie się powierzchni tarczy Si (Mn) rozpylanej jonami Ar^+ o energii 80 keV (kod SATVAL)

Niezbędne dane eksperymentalne oraz wyniki obliczeń zawarte są w tabeli 1.

Tabela 6.1. Dane eksperymentalne oraz wyniki obliczeń

Numer tarczy		1	2	3	4
Materiał tarczy		GaAs	Si	GaAs	SiC
Parametry implantacji	Rodzaj jonu	Al^+	Mn^+	Al^+	Al^+
	Energia jonów [keV]	100	100	170	170
	Dawka implantacji [jonów/cm^2]	$1\cdot10^{16}$	$1\cdot10^{16}$	$2{,}2\cdot10^{16}$	$2{,}2\cdot10^{16}$
Parametry wiązki rozpylającej	Rodzaj jonu	Ar^+	Ar^+	Ar^+	Bi^+
	Energia jonów [keV]	80	80	120	120
	Dawka jonów [jonów/cm^2]	$2\cdot10^{17}$	$9{,}6\cdot10^{17}$	$4{,}5\cdot10^{17}$	$6{,}64\cdot10^{17}$
Głębokość wytworzonego krateru [nm]		520	270	906	560
Gęstość materiału traczy [g/cm^3]		5,31	2,33	5,31	3,217
Gęstość molowa materiału traczy [g/mol]		144,64	28,08	144,64	40,1
Współczynnik rozpylania materiału tarczy wyznaczony eksperymentalnie [atomów/jon]		5,7	1,41	4,46	4,33
Współczynnik rozpylania materiału tarczy wyznaczony kodem SRIM 2010 [atomów/jon]		6,14	1,51	5,12	4,74

6.7. Jonoluminescencja SiC wzbudzana bombardowaniem jonami H^+

6.7.1. Wstęp

Zjawisko jonoluminescencji (IL – ionoluminescence), czyli wzbudzanie bombardowaniem jonowym promieniowania ciała stałego w zakresie optycznym [6.91, 6.92], jest metodą spektroskopową stosowaną między innymi w badaniach centrów promienistych w materiałach krystalicznych [6.93, 6.96]. Uzyskiwane dzięki niej informacje dotyczą najczęściej warstwy przypowierzchniowej tarczy o grubości do 1μm.

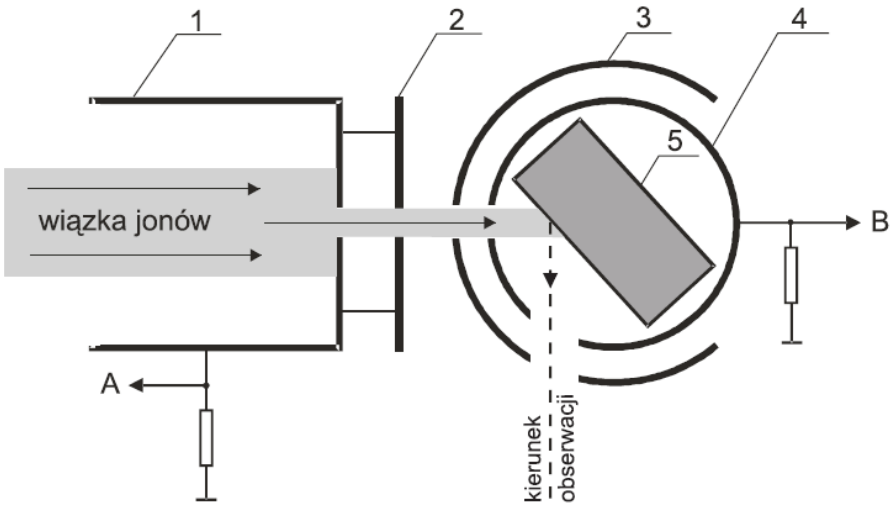
Generalnie, jonoluminescencja jest bardzo złożonym procesem, a jej intensywność zależy nie tylko od strat energii padających jonów na kreację par elektron-dziura, lecz także od wydajności rekombinacji promienistej, liczby defektów generowanych

w materiale tarczy, współczynnika absorpcji i odbicia światła w warstwie przypowierzchniowej. Dużą zaletą jonoluminescencji jest wysoka energia bombardujących jonów (w zakresie setek keV, a nawet MeV), co daje możliwości wzbudzania centrów promienistych w bardzo szerokim zakresie spektralnym [6.97], trudno osiągalnym dla fotoluminescencji ze względu na małą dostępność źródeł światła w dalekim nadfiolecie.

Zainteresowanie badaniami właściwości węglika krzemu (SiC) wynika z faktu, iż jest on wiodącym materiałem półprzewodnikowym w elektronice dużych mocy i wysokich temperatur [6.86] ze względu na szeroką przerwę energetyczną [6.87, 6.88] oraz dużą odporność na przebicia. W miarę postępu w technologii otrzymywania monokryształów SiC ich udział w rynku urządzeń elektronicznych wzrasta także z uwagi na doskonałe parametry mechaniczne, termiczne oraz odporność na agresywne chemicznie otoczenie [6.89, 6.90].

6.7.2. Eksperyment i dyskusja wyników

W badaniach zostało wykorzystane stanowisko pomiarowe opisane w rozdziale 6.5. Wytworzoną w implantatorze wiązkę jonów H^+ wprowadzono do komory eksperymentalnej przez układ diafragm, gdzie trafiała w badaną tarczę ustawioną pod kątem 45 stopni względem osi wiązki jonowej i osi układu optycznego. Uformowana wiązka jonowa miała średnicę 4 mm, w związku z tym bombardowała ona na próbce pole o powierzchni równej 18 mm^2 (rys. 6.43).

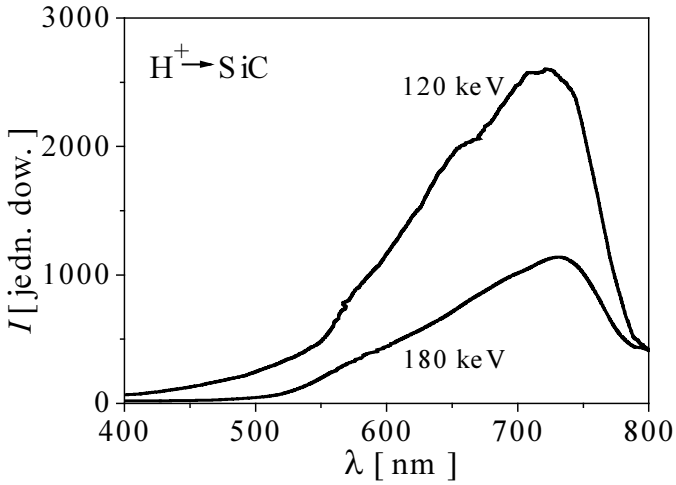


Rys. 6.43. Usytuowanie bombardowanej tarczy względem kierunku padania wiązki jonowej; 1 – diafragma pierwsza, 2 – diafragma druga, 3 – diafragma trzecia (na potencjale ujemnym do –500 V), 4 – komora pomiarowa, 5 – stolik na próbki, A – pomiar natężenia prądu jonowego z diafragmy pierwszej, B – pomiar natężenia prądu jonowego z badanej tarczy i osi optycznej układu pomiarowego

Procedura wyznaczania widm jonoluminescencji polegała na zliczaniu wyemitowanych z bombardowanej próbki fotonów w funkcji długości fali w określonym przedziale czasu oraz ustalonej wartości natężenia prądu jonowego. Ponieważ wartość natężenia prądu bombardującej wiązki jonowej mogła ulegać pewnym fluktuacjom czasowym, dlatego też czas pomiaru uwarunkowany był zebraniem żądanej porcji ładunku elektrycznego na naświetlanej tarczy. Ustalenie długości fal analizowanych w monochromatorze fotonów odbywało się za pomocą pryzmatu kwarcowego obracanego silnikiem krokowym, sterowanym za pośrednictwem specjalnego bloku wykonanego w systemie CAMAC. Rejestrowane w trakcie eksperymentu dane pomiarowe wyświetlane były na bieżąco w postaci wykresu na monitorze komputera, a także zapisywane do pliku celem poddania dalszej analizie.

Tarcze wykonane z węglika krzemu SiC (polityp 4H) naświetlano wytworzoną w implantatorze wiązką jonów H^+ o energii 120 keV oraz 180 keV. Protony były otrzymywane z plazmowego źródła jonów typu Nielsena, do którego dozowano wodór techniczny [6.84]. We wszystkich eksperymentach wartość natężenia prądu wiązki jonowej bombardującej próbkę wynosiła 0,5 μA, co odpowiadało gęstości prądu na tarczy 2,8 $\mu A/cm^2$.

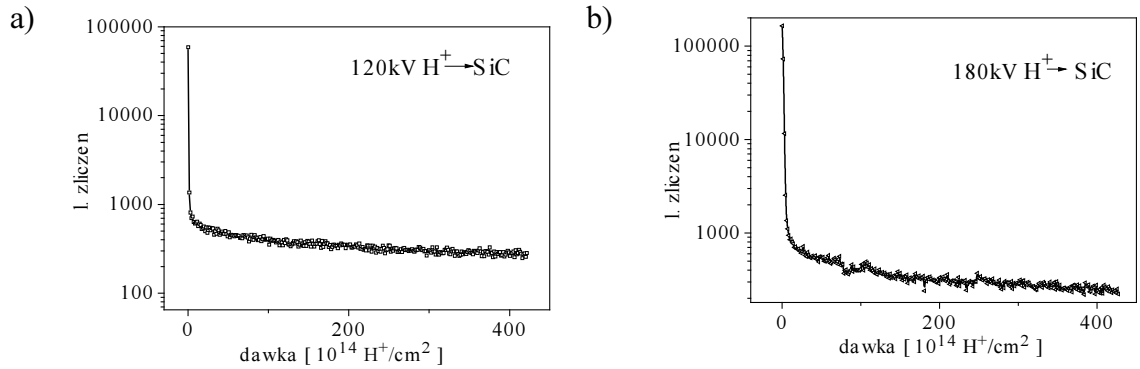
Widma jonoluminescencji były rejestrowane w zakresie długości fal od 800 nm do 400 nm. W trakcie wyznaczania widma jednemu krokowi pomiarowemu odpowiadała porcja ładunku zebranego na tarczy równa 8 μC ($2{,}8 \cdot 10^{14}$ H^+/cm^2). Zarejestrowane widma zostały następnie unormowane z uwzględnieniem charakterystyki wydajności kwantowej fotopowielacza (rys. 6.23). Wyniki przedstawione są na rysunku 6.44.



Rys. 6.44. Widma jonoluminescencji SiC wywołanej bombardowaniem tarczy wiązką jonów H^+ o energiach 120 keV oraz 180 keV [6.108]

Otrzymane widma IL mają charakter ciągły dla obu energii protonów i są superpozycją co najmniej trzech składowych, z których najsilniejsza posiada maksimum dla długości fali równej 730 nm (1,7 eV). Pochodzenie pasma przy 650 nm jest prawdopodobnie związane z centrum defektowym w tlenku krzemu [6.98, 6.99] pokrywającym SiC.

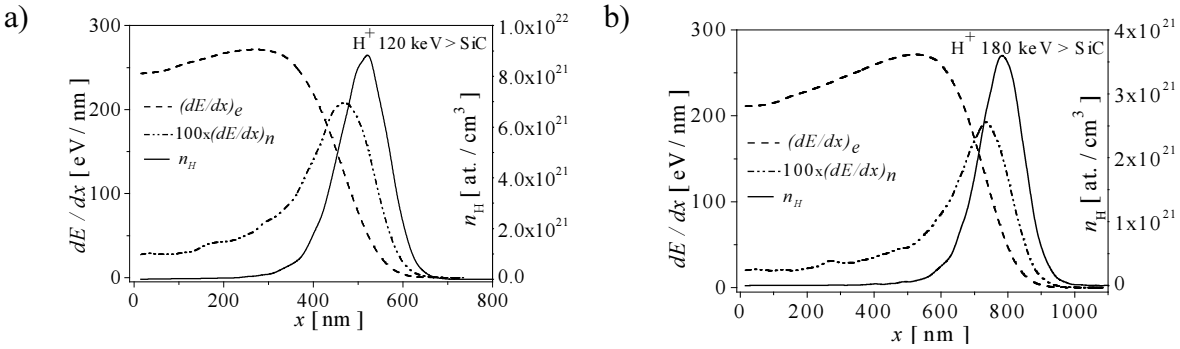
Kolejny eksperyment przeprowadzono w celu określenia wpływu amorfizacji tarczy, wywołanej bombardowaniem jonowym, na intensywność jonoluminescencji (jak było to obserwowane w pracach [6.96, 6.100]). Czyste próbki SiC poddano bombardowaniu wiązkami jonów H^+ o energiach 120 keV oraz 180 keV. Rejestrowano liczbę emitowanych z bombardowanej tarczy fotonów o wybranej długości fali λ=570 nm w funkcji dawki padających jonów. Porcja ładunku, odpowiadająca pojedynczemu pomiarowi, wynosiła 4 μC ($1{,}4 \cdot 10^{14}$ H^+/cm^2). Wyznaczone zależności przedstawiono na wykresach (rys. 6.45). Już po bombardowaniu tarczy wiązką jonów H^+, trwającemu 30 s (dawka padających jonów wynosiła $4 \cdot 10^{14}$ H^+/cm^2), natężenie IL uległo zmniejszeniu o około 2 rzędy wielkości, po czym jego wartość dalej malała, ale już w znacznie wolniejszym tempie. Takie zachowanie może świadczyć o wygaszaniu luminescencji po wprowadzeniu do kryształu pewnej liczby centrów rekombinacji niepromienistej. Defektowanie półprzewodników, towarzyszące implantacji jonowej, prawie zawsze prowadzi do osłabienia wydajności rekombinacji promienistej elektron-dziura. Dodatkowo zachodzi jeszcze inny proces, a mianowicie wzrost absorpcji światła w uszkodzonej radiacyjnie warstwie przypowierzchniowej próbki [6.101].



Rys. 6.45. Zmiany natężenia jonoluminescencji SiC (dla fali o długości 730 nm) w funkcji dawki implantacji jonów H^+ o energiach; a) 120 keV oraz b) 180 keV [6.108]

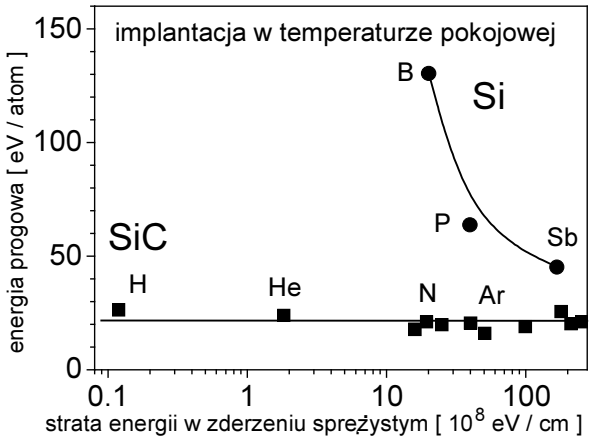
Podstawowym mechanizmem, odpowiedzialnym za powyższe efekty, są zderzenia elastyczne wnikającego do kryształu jonu z jądrami atomów tarczy, które wyrazić można liczbowo poprzez straty energii jonu na jednostkę długości jego toru. W przypadku SiC, bombardowanego jonami H^+, jak wynika z rozkładów głębokościowych, wyznaczonych

z użyciem programu SRIM 2008, są one bardzo małe w porównaniu ze stratami energii jonu na hamowanie elektronowe, czyli przede wszystkim na jonizację (rys. 6.46a i 6.46b).



Rys. 6.46. Straty energii jonów H^+ na hamowanie elektronowe $(dE/dx)_e$ oraz jądrowe $(dE/dx)_n$, a także ich głębokościowy rozkład koncentracji w SiC dla energii: a) 120 keV oraz b) 180 keV (obliczenie wykonano za pomocą kodu SRIM 2008) [6.108]

Badany półprzewodnik posiada unikalną właściwość, jaką jest jego wielka podatność na uszkodzenia radiacyjne, nawet w przypadku bombardowania bardzo lekkimi pociskami takimi jak jony H^+. W temperaturze pokojowej krystaliczny SiC może zostać zamorfizowany praktycznie dowolnym jonem [6.102], czego nie obserwuje się np. dla krzemu (rys. 6.47) (wystarczy, aby w jądrowym zderzeniu sprężystym przekazana została całkowita energia około 23 eV/atom). Takie zachowanie SiC tłumaczone jest bardzo niską mobilnością defektów punktowych w tym materiale, nie pozwalającą na tzw. dynamiczne wygrzewanie tarczy podczas implantacji [6.103].



Rys. 6.47. Zależność energii progowej na amorfizację SiC (kwadraty) i Si (kropki) od strat energii w zderzeniach sprężystych [6.108]

Dużą rolę w procesie amorfizacji SiC odgrywa także hamowanie elektronowe [6.104], bardzo istotne, szczególnie w bilansie strat energii, dla lekkich jonów. W przypadku zaprezentowanych badań, wkład hamowania elektronowego jest dominujący,

co przekłada się na bardzo znaczący wzrost współczynnika ekstynkcji światła w interesującym obszarze spektralnym. Absorpcja promieniowania jonoluminescencji, generowanej w próbce SiC, jest tak silna w zamorfizowanej warstwie przypowierzchniowej, że powoduje znaczący spadek rejestrowanego natężenia jonoluminescencji.

6.8. Literatura

[6.1] G. E. Thomas, *Bombardment induced light emission*, Surf. Sci., 90, 1979, 381–446.

[6.2] E. W. Thomas, *Formation of exicited states by ion impact on surface*, Progr. Surf. Sci., 10, 1980, 383–490.

[6.3] M. Suchańska, *Ion induced photon emission of metals*, Progr. Surf. Sci., 54(2), 1997, 165–209.

[6.4] D. R. Vij, *Luminescence of solids*, Plenum Press, 1998.

[6.5] C. B. Kerdijk, E. W. Thomas, *Photon-emission induced by impact of fast ions on metal surface*, Rad. Effects, 18, 1973, 241–244.

[6.6] S. S. Pop, S. F. Belych, V. G. Drobnić, V. Ch. Ferleger, *Ionno-fotonnaya emissiya matallov,* Izd. FAN, Tashkent 1989.

[6.7] C. W. White, N. H. Tolk, Phys. Rev. Lett., 2b,1971, 486.

[6.8] C. W. White, D. L. Simms, N. H. Tolk, Science, 177, 1972, 481.

[6.9] T. S. Kiyan, V. V. Gritsyna, Ya. M. Fogel, Nucl. Instr. Meth., 132, 1976, 415.

[6.10] G. M. Mc Cracken, Rep. Progr. Phys., 38, 1975, 241.

[6.11] W. E. Baird, T. Zivitz, E. W. Thomas, Phys. Rev., A, 12, 1975, 876.

[6.12] I. Bazhin, E. O. Rausch, E. W. Thomas, Phys. Rev., B, 4, 1976, 2583.

[6.13] I. Bazhin, E. O. Rausch, E. W. Thomas, J. Chem. Phys., 65, 1976, 3897.

[6.14] P. Sigmund, Phys. Rev., 184, 1969, 383.

[6.15] D. R. Olander, C. B. Kerkdijk, C. M. Smith, Surf. Sci., 49, 1975, 28.

[6.16] G. N. Polakova, V. I. Gerasimenko, O. A. Opalev, A. N. Procenko, Poverkhnost. Fiz. Mekh. Khim., 8, 1983, 28.

[6.17] G. M. Mladenov, M. Braun, Phys. Stat. Solidi., A, 53, 1973, 631.

[6.18] A. Wucher, *Ion beam science: Solved and unsolved problems,* ed. P. Sigmud, Matematisk–fisiske meddeleser, 52, 2006, 403–431.

[6.19] G. Carter, G. Fischer, R. Webb, S. Dzioba, R. Kelly, O. Auciello, Rad. Eff., 45, 1979, 45.

[6.20] M. Szymoński, Acta Phys. Pol., A, 56, 1979, 289.

[6.21] W. Thompson, B. W. Farmery, P. A. Newson, Phil. Mag., 18, 1968, 361, 377, 415.

[6.22] S. Dzioba, O. Auciello, R. Kelly, Rad. Eff., 45, 1980, 235.

[6.23] M. Szymoński, A. Poradzisz, L. Gabła, Proc. 3rd Int. Workshop on Inelastic Ion-Surface Collisions in Feldkirchen-Westerham, 1980, Springer-Verlag, ed. E. Taglauer, W. Heiland, Berlin, Heidelberg, New York 1981, 322.
[6.24] I. Bazhin, S. V. Teplov, V. P. Shestov, Poverknost Fiz. Mekh. Khim., 11, 1984, 52.
[6.25] I. Bazhin, V. V. Kozel, V. G. Labzin, Zh. Toer. Fiz., 49, 1979, 446.
[6.26] I. Bazhin, V. G. Labzin, V. N. Ryzhov, Pisma Zh. Toer. Fiz., 6, 1980, 944.
[6.27] I. Bazhin, S. V. Teplov, V. P. Shestov, Fiz. Tverdogo Tela, Kiev-Donetsk 14, 1984, 12.
[6.28] N. D. Yusuf, I. S. T. Tsong, Surf. Sci., 108, 1981, 578.
[6.29] P. G. Fournier, J. Fournier, B. Bellaoui, Nucl. Instr. Meth., B67, 1992, 604.
[6.30] W. Loxton, R. I. MacDonald, E. Taglauer, Surf. Sci. Lett., 102, 1982, L 76.
[6.31] G. Koval, G. I. Viagin, V. V. Bobkov, Yu. A. Klimovskij, S. S. Strielchenkov, Ya. M. Fogel, Zh. Teor. Fiz., 43, 1973, 1753.
[6.32] W. Loxton, R. I. MacDonald, Surf. Sci., 110, 1981, 339.
[6.33] O. Auciello, Nucl. Instr. Meth., 194, 1982, 549.
[6.34] O. Auciello, Phys. Rev., B 24, 1981, 4065.
[6.35] V. V. Gritsyna, T. S. Kiyan, A. G. Koval, Ya. M. Fogel, Rad. Eff., 14, 1972, 77.
[6.36] M. Braun, B. Emmoth, I. Martinson, Phys. Scr., 10, 1974, 133.
[6.37] R. Kelly, Phys. Rev., B25, 1982, 700.
[6.38] R. Kelly, Rad. Eff., 32, 1977, 91.
[6.39] E. Veje, Phys. Rev., A14, 1976, 65.
[6.40] G. Blaise, Surf. Sci., 60, 1976, 65.
[6.41] Z. Jurela, Rad. Eff., 13, 1972, 167.
[6.42] H. D. Hagstrum, Phys., Rev. 96, 1954, 336.
[6.43] M. Braun, Phys. Scr., 19, 1979, 33.
[6.44] D. Betz, *Atomynye i molekularnye processy,* Mir, Moskva 1964.
[6.45] A. Cobas, W. E. Lumb, Phys. Rev., 65, 1944, 327.
[6.46] W. F. Van der Weg, D. J. Bierman, Physica, 44, 1969, 206.
[6.47] W. White, N. H. Tolk, J. Kraus, W. F. Van der Weg, Nucl. Instr. Meth., 132, 1976, 419.
[6.48] V. I. Veksler, Fiz. Tverdogo Tela, 22, Leningrad 1980, 2620.
[6.49] E. O. Rausch, A. I. Bazhin, E. W. Thomas, J. Chem. Phys., 65, 1976, 4447.
[6.50] I. Bazhin, V. A. Stupak, Fizika Tverdogo Tela, 8, Kiev-Donetsk 1978, 27.
[6.51] I. Bazhin, M. Suchańska, S. V. Teplov, Nucl. Instr. Meth., B 48, 1990, 639.
[6.52] J. Weng, E. Veje, Phys. Rev., B 31, 1985, 1600.
[6.53] W. Gerhard, Z. für Phys., B 22, 1975, 31.
[6.54] M. Oechsner, M. Schoof, S. Stumpe, Surf. Sci., 76, 1978, 343.
[6.55] G. Staudenmaier, Rad. Eff., 13, 1972, 87.
[6.56] R. Kuduk, J. Żuk, D. Mączka, Nucl. Instr. Meth., B 85, 1994, 794–797.

[6.57] R. S. Bhattacharya, K. G. Lang, A. Scharmann, K. H. Schartner, J. Phys., D 11, 1978, 1935–1940.
[6.58] K. P. Huber, G. Herzberg, *Konstanty dvuchatomnych molekul*, Mir, Moskva 1984.
[6.59] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1974.
[6.60] M. D. Lumb, *Luminescence spectroscopy*, Academic Press, London 1978.
[6.61] S. Marfunin, *Spectroscopy, luminescence and radiation centers in minerals*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg. New York 1979.
[6.62] G. Yacobi, *Cathodoluminescence. Microscopy of inorganic solids*, Plenum Press, New York 1990.
[6.63] R. Katz, Y. Kobetich, Phys. Rev., 122, 1961, 815.
[6.64] M. Luntz, G. M. Heymafield, Phys., Rev., 6B, 1973, 2530.
[6.65] M. Luntz, Y. Figuerva, Phys. Rev., 9B, 1974, 87.
[6.66] W. Żuk, *Spektrometria mas i elektromagnetyczna separacja izotopów*, PWN, Warszawa 1980.
[6.67] M. Luntz, R. H. Bartram, Phys. Rev., 175, 1968, 468.
[6.68] R. B. Murray, A. Meyer, Phys. Rev., 170, 1968, 397.
[6.69] R. Kuduk, M. Kulik, D. Mączka, **K. Pyszniak**, J. Żuk, Phys. Stat. Sol., (a) 112, 1989, 799.
[6.70] A. N. Saidel, W. K. Prokofjew, S. M. Raiski, *Spektraltabellen. Tables of spectrum lines. Tables des raies spectrales*, Veb Verlag Technik, Berlin 1961.
[6.71] National Institute of Standards and Technology: *Atomic Spectra Data Base Lines Form.* http://www.nist.gov/physlab/data/asd.cfm
[6.72] J. Sielanko, *Efekt rozpylania jonowego i jego zastosowanie w badaniach warstw implantowanych*, Lublin 1968.
[6.73] W. K. Chu et al., *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, New York 1978.
[6.74] G. Pantano et al., Appl. Phys. Lett., 26, 1975, 601.
[6.75] M. Braun, *Photon emission following the impact of heavy ions on solids in sputtering and beam foil experiments*, Praca doktorska, Uniwersytet w Sztokholmie 1978.
[6.76] R. Kelly, Nucl. Instr. Meth., 194, 1982, 583–588.
[6.77] R. Kelly, Phys. Rev., B, 25, 1982, 700–712.
[6.78] R. Kelly, Nucl. Instr. Meth., 194, 1978, 553–558.
[6.79] R. Shimizu, Nucl. Instr. Meth., B, 18, 1987, 486–495.
[6.80] P. Sigmund, Nucl. Instr. Meth., B, 18, 1987, 375–387.
[6.81] M. Braun, B. Emmoth, R. Buchta, Rad. Eff., 28, 77–83.
[6.82] B. Emmoth, Thin. Solid Films, 57, 1979, L11–L12.
[6.83] **K. Pyszniak**, Ł. Gluba, M. Turek, A. Droździel, J. Filiks, A. Wójtowicz, J. Żuk, M. Mączka, Elektronika, 11, 2011, 50–52.

[6.84] M. Turek, S. Prucnal, A. Drożdziel, **K. Pyszniak**, Rev. Sci. Instr., 80, 2009, 043304.
[6.85] J. Sielanko W.Szyszko, Nucl. Instr. Meth., 16, 1986, 352.
[6.86] A. Bruk Jr., M. J. O'Loughlin, R. R. Siergiej, A. K. Agarwal, S. Sriram, R. C. Clarke, M. F. MacMillan, V. Balakrishna, C. D. Brandt, *SiC and GaN wide band gap semiconductor materials and devices*, Solid-State Electronics, 43, 1999, 1459.
[6.87] L. Patrick, W. J. Choyke, D. R. Hamilton, *Liminescence of 4H SiC, and location of conduction-band minima in SiC polytypes*, Phys. Rev., A, 137, 1965, 1515.
[6.88] W. J. Choyke, L. Patrick, *Absorption of light in alpha SiC near the band edge*, Phys. Rev., 105, 1957, 1721.
[6.89] H. H. Zhang, C. H. Zhang, B. S. Li, L. H. Han, Y. Zhang, *Structural and optical properties of 6H-SiC helium-implanted at 600 K*, Nucl. Instr. Meth., B, 368, 2010, 2318.
[6.90] K. Kawahara, G. Alfieri, T. Kimoto, *Detection and depth analyses of deep levels generated by ion implantation in n- and p- type 4H-SiC*, J. Appl. Phys., 106, 2009, 013719.
[6.91] E. Vittone, C. Ricciardi, A. Lo Giudice, F. Fizzotti, C. Manfredotti, G. Egeni, V. Rudello, *Micro-IBICC and micro-IL analyses of CVD diamond microdosimeters*, Nucl. Instr. Meth., B, 181, 2001, 184.
[6.92] D. N. Jamieson, D. R. Beckman, A. A. Bettiol, J. S. Laird, K. K. Lee, S. Prawera, A. Saint, L. C. G. Witham, C. Yang, *New problems in nuclear microprobe analysis of materials*, Nucl. Instr. Meth., B, 158, 1999, 628.
[6.93] H. Calvo del Casitillo, J. L. Ruvalcaba, T. Calderón, *Some new trends in the ionoluminescence of minerals*, Anal. Bioanal. Chem., 387, 2007, 869.
[6.94] T. Calderon, *Ionoluminescence and minerals: the state of the art*, Rev. Mex. Fis., S54, 2008, 21.
[6.95] J. S. Laird, J. Wilkinson, C. Ryan, A. Bettiol, *Hyper-spectral ionoluminescence systems for minerals and fluid inclusions*, Nucl. Instr. Meth., B, 269, 2011, 2244.
[6.96] G. E. King, A. A. Finch, R. A. J. Robinson, D. E. Hole, *The problem of dating quartz: Spectroscopic ionoluminescence of dose dependence*, Radiation Measurements, 46, 2011, 1.
[6.97] J. R. Huddle, P. G. Grant, A. R. Ludington, R. L. Foster, *Ion beam-induced luminescence*, Nucl. Instr. Meth., B, 261, 2007, 475.
[6.98] J. Żuk, T. Ochalski, M. Kulik, J. Liskiewicz, A. P. Kobzev, *Effect of oxygen implantation on ionoluminescence of porous silicon*, J. Luminescence, 80, 1998, 187.

[6.99] G. Gawlik, J. Jagielski, A. Stonert, R. Ratajczak, *Proton beam induced luminescence of silicon dioxide implanted with silicon*, Nucl. Instr. Meth., B, 267, 2009, 2579.

[6.100] C. Manfredotti, S. Calusi, A. Lo Giudice, L. Giuntini, M. Massi, P. Olivero, A. Re, *Luminescence center in proton irradiated single crystal CVD diamond*, Diam. Rel. Mat., 19, 2010, 854.

[6.101] E. Wendler, G. Peiter, *Optical properties of partially damaged ion implanted SiC layers by use of effective medium models*, J. Appl. Phys., 87, 2000, 7679.

[6.102] P. Musumeci, L. Calcagno, M. G. Grimaldi, G. Foti, *Opical defects in ion damaged 6H-silicon carbide*, Nucl. Instr. Meth., B, 116, 1996, 327.

[6.103] V. Heera, W. Skorupa, MRS Symp. Proc., 438, 1997, 241.

[6.104] C. Ascheron, J. P. Biersack, D. Fink, P. Goppelt, A. Manuaba, F. Paszti, N. Q. Khanh, *Study of proton-bombardment-induced radiation damage in elemental and compound semiconductor by RBS channeling*, Nucl. Instr. Meth., B, 68, 1993, 443.

[6.105] Ł. Gluba, *Badanie emisji optycznej towarzyszącej oddziaływaniu jonów z SiC*, Praca doktorska, UMCS, Lublin 2010.

[6.106] Katalog fotopowielaczy firmy EMI.

[6.107] R. Kuduk, *Emisja promieniowania optycznego w procesie implantacji jonowej*, Praca doktorska, UMCS, Lublin 1998.

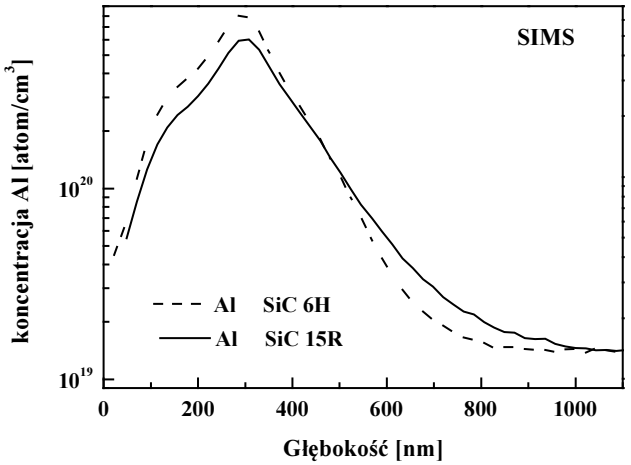
[6.108] **K. Pyszniak**, J. Żuk, A. Droździel, A. Wójtowicz, S. Prucnal, M. Turek, *Jonoluminescencja SiC wzbudzana bombardowaniem jonami* H^+, Przegląd Elektrotechniczny, 89, 2013, 281–283.

7. Przykłady wykorzystania techniki implantacji jonowej

7.1. Wytwarzanie diod *p-i-n* metodą implantacji warstw epitaksialnych 4H-SiC jonami glinu

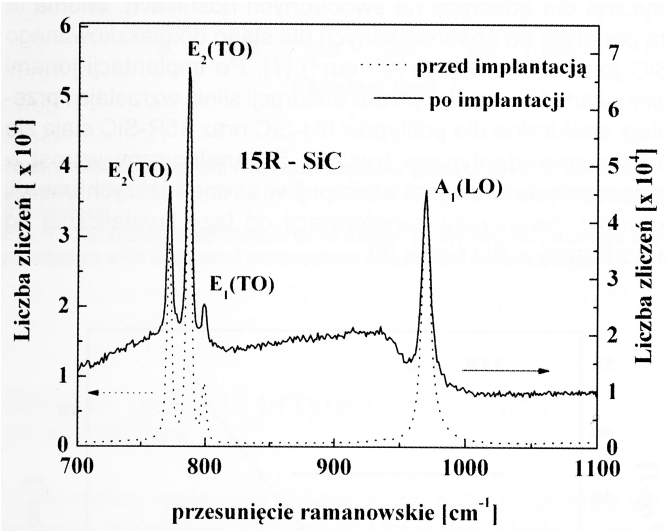
W ostatnim czasie dużym zainteresowaniem cieszy się wytwarzanie diod i tranzystorów dużej mocy w oparciu o węglik krzemu SiC implantowany jonami Al^+ lub B^+. Taka implantacja powoduje powstawanie w materiale tarczy warstwy typu *p*. Obszary typu *n* wytwarza się najczęściej implantując do podkładki z SiC atomy azotu lub fosforu. Węglik krzemu charakteryzuje się między innymi dużą wartością przerwy energetycznej (około 3,2 eV w zależności od politypu kryształu), a także wysoką temperaturą topnienia równą 2830 ^oC. Zastosowanie boru jako domieszki stwarza bardzo duże problemy, zwłaszcza na etapie wygrzewania, ze względu na niski stopień aktywacji (0,1% dla 1700 ^oC) oraz bardzo dużą redyfuzję [7.1]. Korzystne jest natomiast zastosowanie jako domieszki akceptorowej atomów glinu, które w podsieci węgla mają ujemną energię wiązania równą –7,9 eV, co powoduje, że korzystniejsze energetycznie jest obsadzenie przez atomy glinu położeń węzłowych w sieci Si [7.2]. Spośród trzech domieszek akceptorowych (bar, glin, gal), glin ma najmniejszą energię jonizacji (około 200 meV). W związku z tym wygodniejsze, choć technicznie trudniejsze, jest implantowanie węglika krzemu jonami glinu jako głównej domieszki akceptorowej. Wiąże się to z koniecznością zastosowania źródła jonowego wytwarzającego wiązkę jonów Al^+ o odpowiednio wysokim i stabilnym w czasie natężeniu prądu (źródło takie opisano w rozdziale 3).

Grupa, w której pracuje autor niniejszego opracowania, zaangażowana była w projekt wytwarzania elementów półprzewodnikowych na bazie SiC [7.1, 7.3]. Pierwszy etap polegał na wykonaniu kilku implantacji jonów Al^+ do tarcz przygotowanych z dwóch politypów SiC (6H i 15R); w trakcie implantacji próbka utrzymywana była w temperaturze 500 ^oC. Implantację wykonano pięcioma różnymi dawkami i energiami jonów Al^+ w celu uzyskania odpowiedniego głębokościowego rozkładu koncentracji domieszek. Energie i dawki implantacji były w tym przypadku następujące: (250 keV, $8{,}35\cdot10^{15}$ Al^+/cm^2), (170 keV, $3{,}43\cdot10^{15}$ Al^+/cm^2), (120 keV, $2{,}04\cdot10^{15}$ Al^+/cm^2), (100 keV, $4{,}29\cdot10^{14}$ Al^+/cm^2), (80 keV, $1{,}19\cdot10^{14}$ Al^+/cm^2). Głębokościowe rozkłady koncentracji zaimplantowanej domieszki, uzyskane metodą SIMS, przedstawia rysunek 7.1.



Rys. 7.1. Głębokościowe rozkłady koncentracji atomów glinu w SiC, uzyskane metodą SIMS, dla przypadku pięciokrotnej implantacji

Przeprowadzono również pomiary zdefektowania próbki SiC [7.1], wykorzystując metodę rozpraszania ramanowskiego. Jak wynika z uzyskanych widm (rys. 7.2), próbka ta została silnie zdefektowana. Dla tarczy implantowanej pojawiają się bardzo szerokie pasma, podnoszące tło pomiarowe. Wielkość tła pokazuje, że w materiale powstały bardzo silne uszkodzenia radiacyjne, a w warstwie przypowierzchniowej nastąpiła znaczna jego amorfizacja. Uwidocznione na rys. 7.2 w postaci silnych i wąskich linii aktywne ramanowsko mody, posiadają symetrię typu A_1, E_1 i E_2 [7.4–7.6]. Charakteryzują one doskonały monokryształ i odpowiadają akustycznym i optycznym fononom poprzecznym (TA, TO) oraz optycznym fononom podłużnym (LO).

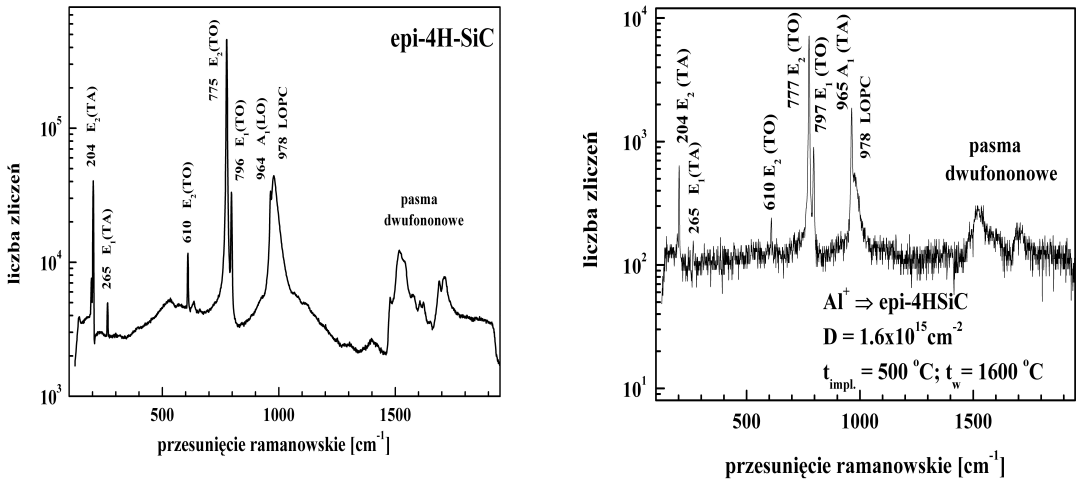


Rys. 7.2. Widmo rozpraszania ramanowskiego dla nieimplantowanego oraz zaimplantowanego jonami Al^+ SiC o politypie 15R [7.1]

Należy stąd wywnioskować, że zastosowano zbyt duże dawki jonów Al^+ i konieczne jest ich zmniejszenie nawet o rząd wielkości.

Następnie przeprowadzono proces wielokrotnej implantacji jonów glinu do warstwy epitaksjalnej SiC (o strukturze krystalicznej 4H) z dawką implantacji zmieszoną około dziesięciokrotnie [7.3]. W czasie całego procesu implantacji podłoże utrzymywano w temperaturze 500 °C w celu ograniczenia efektów związanych z przypowierzchniową amorfizacją materiału podczas oddziaływania z wiązką jonową. Dla osiągnięcia równomiernego rozkładu koncentracji domieszki na zakładanym poziomie $2 \cdot 10^{19}$ Al^+/cm^3 do głębokości około 0,5 μm, wykonano 4 kolejne implantacje jonowe, stosując następujące energie i dawki: (250 keV, $3{,}7 \cdot 10^{14}$ Al^+/cm^2); (160 keV, $1{,}7 \cdot 10^{14}$ Al^+/cm^2); (100 keV, $1{,}0 \cdot 10^{14}$ Al^+/cm^2); (55 keV, $6{,}5 \cdot 10^{13}$ Al^+/cm^2). Następnie próbka została wygrzana w temperaturze 1600 ^oC przez 20 minut w strumieniu argonu przy ciśnieniu 100 hPa.

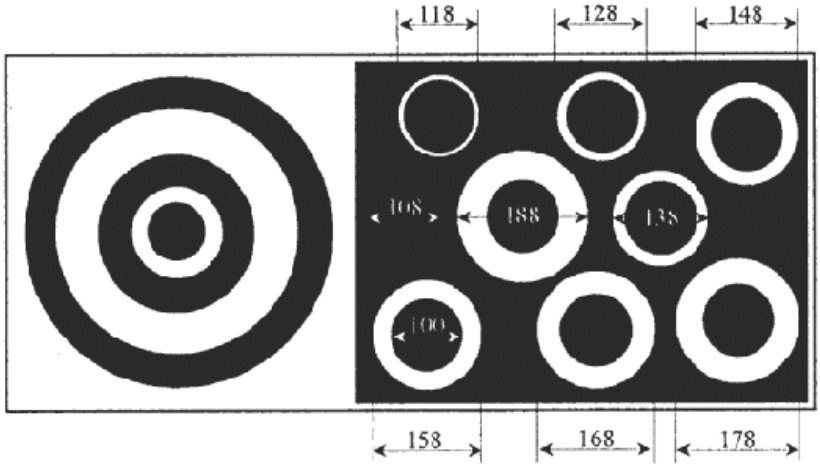
a) b)



Rys. 7.3. Widmo rozpraszania ramanowskiego: a) dla nieimplantowanego SiC o politypie 4H; b) dla SiC (polityp 4H) zaimplantowanego jonami Al^+. Próbka po implantacji była wygrzewana w temperaturze 1600 ^oC [7.3]

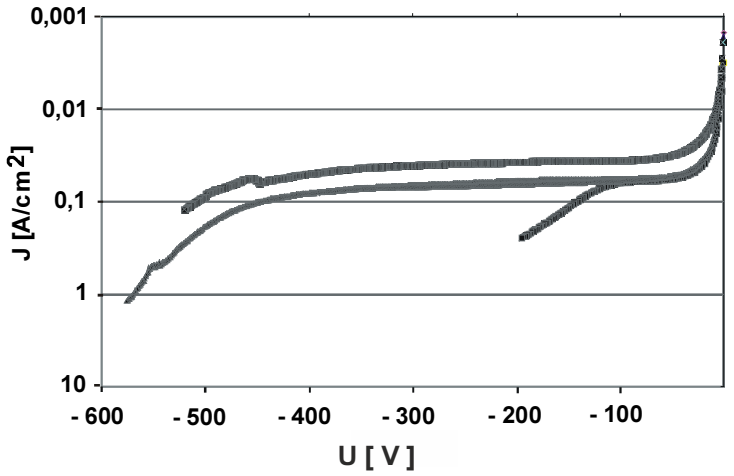
Zastosowanie wygrzewania poimplantacyjnego w temperaturze 1600 ^oC powoduje odbudowę porządku krystalicznego. Generalnie jednak widmo Ramana (rys. 7.3.b), chociaż charakterystyczne dla monokryształu, jest gorszej jakości niż widmo przedstawione na rys. 7.3.a, pochodzące z czystego kryształu SiC (polityp 4H). Za prawdopodobną przyczynę tego stanu rzeczy należy uznać pogorszenie struktury powierzchni wskutek wygrzewania [7.4−7.6].

Kolejnym etapem, prowadzącym do wytworzenia działającej diody, było wytworzenie kontaktu omowego umożliwiającego podłączenie powstałego złącza do źródła zasilania. Kontakty te zostały wykonane metodą fotolitografii, a ich kształt przedstawia rysunek 7.4.



Rys. 7.4. Topografia wzoru (kontaktu omowego), wykonywanego w metalizacji metodą fotolitografii [7.3]

Przeprowadzone pomiary charakterystyk prądowo-napięciowych pokazują, że udało się wytworzyć przewidywane złącze *p-i-n*. Otrzymane diody *p-i-n* charakteryzowały się napięciem przebicia od -550 V do -600 V [7.3]. Niepożądanym zjawiskiem jest stosunkowo duży prąd upływu, utrzymujący się na stałym poziomie 10 μA w szerokim zakresie napięcia polaryzacji zaporowej od -50 V do -400 V (rys. 7.5). Największe rozrzuty parametrów zaobserwowano w przypadku polaryzacji w kierunku przewodzenia. Gęstość prądu przewodzenia diody przy polaryzacji napięciem 10 V zmieniała się w zakresie od 20 A/cm^2 do 220 A/cm^2.



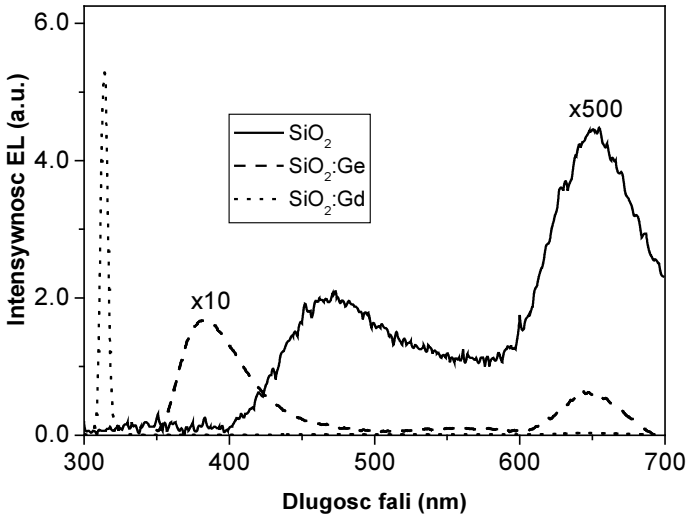
Rys. 7.5. Charakterystyki *J-V* złącz *p-i-n* spolaryzowanych w kierunku zaporowym [7.3]

7.2. Wpływ implantacji jonowej na generację defektów w strukturach MOSLED

W trakcie bombardowania warstw SiO_2 średnionergetycznymi jonami następuje generacja różnego rodzaju defektów w wyniku oddziaływania jonów z implantowaną tarczą (Peroxy Radicals – POR, Oxygen Deficient Center – ODC, Non-Bridging Oxygen Hole Center – NBOHC, centra E' i inne). W wyniku implantacji jonów H^+, N^+, lub O^+ do struktur MOSLED (Metal-Oxide-Silicon Light Emitting Devices) istnieje możliwość modyfikacji zarówno intensywności jak i barwy uzyskanej elektroluminescencji z defektów w wyniku wzbudzania polem elektrycznym. I tak implantacja azotu (10^{14} N^+/cm^2) redukuje koncentracje defektów ODC i NBOHC, podczas gdy implantacja tlenu prowadzi do wzrostu elektroluminescencji obserwowanej z defektów POR i NBOHC. Ponadto, dodatkowa implantacja tlenu lub wodoru do warstw SiO_2, zawierających german, przyczynia się do pięciokrotnego wzrostu elektroluminescencji pochodzącej z germanu.

W wielu centrach naukowych na świecie kładzie się obecnie duży nacisk na opracowanie wydajnych źródeł światła bazujących na krzemie, które można by wytwarzać w technologii CMOS [7.7]. Najbardziej obiecującym kandydatem na źródła światła wytwarzane w technologii krzemowej są struktury metal-tlenek-krzem – MOSLED, zawierające atomy ziem rzadkich [7.8], german lub nanokrystality krzemowe [7.9–7.12]. Elektroluminescencja z takich struktur uzyskiwana jest w wyniku wstrzykiwania wysokoenergetycznych elektronów do pasma przewodzenia w SiO_2 w procesie tunelowania Fowlera-Nordheima. Procesowi temu towarzyszą wysokie pola elektryczne rzędu 6÷12 MV/cm [7.13], a średnie energie jakie uzyskują elektrony są w granicach 5÷9 eV. Podstawowym problemem, który stoi na drodze do powszechnego stosowania struktur MOSLED jako źródeł światła, jest ich względnie krótka żywotność (kilkaset godzin). Za zniszczenie diody odpowiedzialne są głównie takie zjawiska, jak: pułapkowanie ładunku w trakcie wzbudzania elektroluminescencji oraz generacja defektów przez wysokoenergetyczne elektrony. Dlatego też w celu wydłużenia czasu pracy diod MOSLED, konieczne jest zredukowanie przynajmniej początkowej koncentracji defektów w dwutlenku krzemu. Jedną z metod prowadzących do redukcji liczby defektów w tlenku jest implantacja lekkich jonów takich jak: H^+, N^+, O^+ do w pełni przygotowanych struktur MOSLED o dawce nieprzekraczającej $5 \cdot 10^{13}$ jon/cm^2 i energii zapewniającej przejście jonu przez warstwę tlenku.

W ramach badań prowadzonych w Zakładzie Fizyki Jonów i Implantacji IF UMCS wykazano, że implantacja tlenu do MOSLED zawierających Ge, w dawce $5 \cdot 10^{12}$ jon/cm^2 lub wodoru o dawce dziesięciokrotnie większej, prowadzi do pięciokrotnego wzrostu wydajności świecenia w porównaniu z diodami nieimplantowanymi [7.14]. Dodatkowo zaobserwowano czterokrotne zmniejszenie liczby defektów NBOHC i dwukrotne centrów E'. W przypadku ko-implantacji azotu odnotowano dwukrotny wzrost wydajności świecenia z Ge i redukcje koncentracji defektów NBOHC o 25%. Również w przypadku próbek zawierających atomy ziem rzadkich dodatkowa implantacja azotu zwiększa stabilność ich pracy przez redukcję liczby defektów ODC i E', odpowiednio trzy i czterokrotnie. Na rys. 7.6 przedstawiono widmo elektroluminescencji uzyskane w wyniku stałoprądowego wzbudzania struktur MOSLED, zawierających nieimplantowany dwutlenek krzemu lub zawierający atomy gadolinu bądź germanu. Koncentracja domieszek wynosiła 1,5%. Z warstw SiO_2, implantowanych jonami gadolinu, obserwuje się silną elektroluminescencję w obszarze ultrafioletu (314 nm).



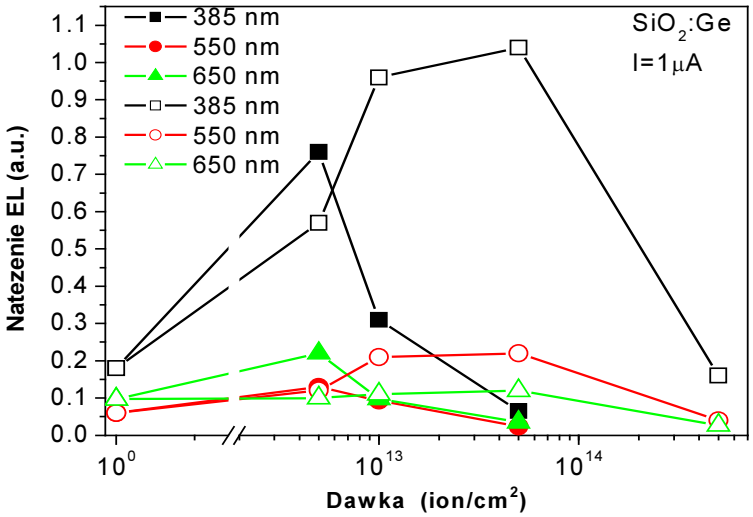
Rys. 7.6. Widmo elektroluminescencji otrzymane z nieimplantowanego SiO_2 oraz tlenku zawierającego Gd lub Ge w wyniku wzbudzania prądem stałym o natężeniu 1 μA. Koncentracja domieszek wynosiła 1,5% [7.14]

Luminescencja ta powstaje w wyniku przejścia elektronów ze stanu wzbudzonego $^6P_{7/2}$ do stanu podstawowego $^8S_{7/2}$ w atomie Gd [7.15]. Przy czym jest to światło monochromatyczne, dzięki czemu warstwy zawierające Gd umożliwiają badanie defektów tworzonych w wyniku implantacji atomów ziem rzadkich do tlenku. Natomiast w wyniku implantacji germanu obserwuje się elektroluminescencję pochodzącą z defektów germanowych (385 nm) oraz centrów NBOHC (650 nm). Ponadto termicznie uzyskiwany tlenek zawiera niewielką ilość defektów, które również można wzbudzać elektronami, co

objawia się słabą luminescencją w obszarze widzialnym. Typowymi defektami luminescencyjnymi w czystym SiO_2 są centra E', emitujące światło zielone (550 nm) oraz defekt NBOHC, który odpowiada za emisję elektroluminescencji w obszarze czerwonym widma (650 nm). Jednak warto zauważyć, że intensywność świecenia warstw nieimplantowanych, wzbudzanych w ten sam sposób, jest prawie trzy rzędy wielkości słabsza.

Ostatnie badania przeprowadzone przez autorów pracy [7.16] pokazują, że zaledwie 0,01% zaimplantowanego germanu jest aktywna optycznie, tworząc centra luminescencyjne (Germanium Oxygen-Deficient Center – GODC). Większość zaimplantowanego germanu tworzy nanoklastry.

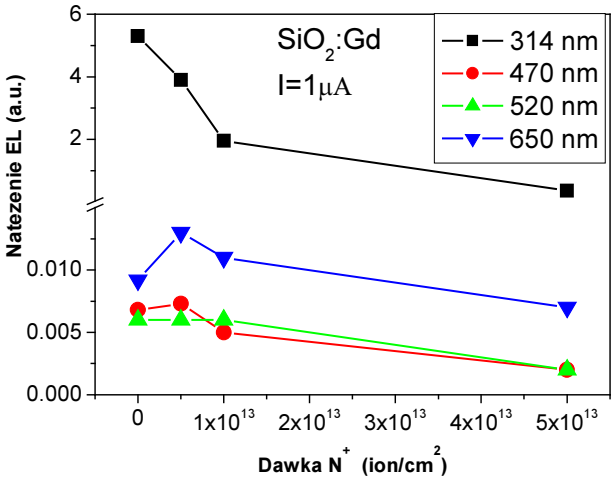
Dlatego też w celu zwiększenia wydajności świecenia należy ograniczyć proces klasteryzacji i zwiększyć koncentracje optycznie aktywnych centrów. Na rys. 7.7 pokazana jest zmiana intensywności świecenia struktur MOSLED zawierających german, poddanych naświetlaniu wiązkami tlenu i wodoru w funkcji dawki. Elektroluminescencja obserwowana z GODC została zaznaczona kwadratami, z centrów E' – kółkami, zaś z defektów NBOHC – trójkątami. Ponadto symbole wypełnione odnoszą się do próbek ko-implantowanych tlenem zaś te, które zostały zaimplantowane wodorem oznaczono symbolami niewypełnionymi.



Rys. 7.7. Zmiana intensywności świecenia defektów germanowych (monitorowana przy 385 nm) oraz głównych centrów radiacyjnych w SiO_2 w funkcji dawki implantowanego tlenu i wodoru [7.14]

Jak można łatwo zauważyć na rys 7.7, największy wzrost wydajności świecenia z centrów GODC uzyskano w wyniku implantacji tlenu o dawce $5 \cdot 10^{12}$ jon/cm^2 lub wodoru w dawce $5 \cdot 10^{13}$ jon/cm^2. Zwiększenie dawki ko-implantowanych pierwiastków prowadzi do

osłabienia elektroluminescencji, ale jednocześnie zaobserwowano znaczną redukcję koncentracji niepożądanych defektów (E', NBOHC). Wzrost intensywności świecenia z defektów germanowych w wyniku ko-implantacji określonej dawki tlenu lub wodoru wiąże się ze wzrostem liczby centrów luminescencyjnych. Energetyczne jony tlenu czy wodoru, przechodząc przez warstwę SiO_2, powodują rozbicie wcześniej utworzonych nanoklastrów germanowych, a co za tym idzie wzrost koncentracji GODC. Jednakże dawka ko-implantowanych pierwiastków musi być odpowiednio dobrana. Przy zbyt dużej dawce generowane są inne defekty, które przyczyniają się do rozpraszania elektronów wstrzykiwanych do struktury MOSLED, co powoduje spadek prawdopodobieństwa wzbudzania interesujących nas centrów. Natomiast przy małych dawkach efekt jest prawie niewidoczny.



Rys. 7.8. Zmiana intensywności świecenia głównych centrów luminescencencyjnych znajdujących się w warstwach SiO_2 zawierających gadolin [7.14]

Podobne badania zostały również przeprowadzone na strukturach zawierających atomy ziem rzadkich (patrz rys. 7.8). Jednakże ze względu na inny rodzaj centrów luminescencyjnych, nawet niewielka dawka ko-implantowanych atomów powoduje osłabienie elektroluminescencji pochodzącej z atomów lantanowców. Niemniej jednak, podobnie jak w strukturach MOSLED zawierających Ge, zaobserwowano redukcję koncentracji defektów związanych z siecią SiO_2 tj. defektów: ODC, E' oraz NBOHC, co prowadzi do ograniczenia ilości pułapkowanego ładunku przez tlenek i wydłużenia czasu pracy diody świecącej.

Przeprowadzone badania wykazały więc, że odpowiedni dobór ko-implantowanych pierwiastków jak i ich dawek umożliwia zredukowanie koncentracji defektów w sieci SiO_2

przy jednoczesnym wzroście wydajności świecenia pochodzącego z wybranych centrów luminescencyjnych [7.14].

7.3. Literatura

[7.1] M. Kulik, J. Żuk, W. Rzodkiewicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, S. Prucnal, M. Sochacki J. Szmidt, *Badania optyczne politypów 6H-SiC oraz 15R-SiC poddanych wielokrotnej implantacji jonami glinu w podwyższonej temperaturze,* Elektronika, 7–8, 2008, 15.

[7.2] V. A. Gubanov, C. Y. Fong, Appl. Phys. Lett., 75, 1999, 88–90.

[7.3] N. Kwietniewski, K. Pazio, M. Sochacki, J. Szmidt, A. Droździel, M. Kulik, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, M. Rawski, M. Turek, J. Żuk, *Charakteryzacja diod p-i-n wytworzonych metodą implantacji warstw epitaksjalnych 4H-SiC jonami glinu,* Elektronika, 6, 2009, 32.

[7.4] W. Hayes, R. Loudon, *Scattering of light by crystals*, Wiley, New York 1978.

[7.5] E. Martin, M. Chafai. R. Anton, A. Torres, J. Jimenez, Mat. Sci. Eng., B, 80, 2001, 366–369.

[7.6] A. Perez-Rodriguez, Y. Pacaud, L. Calro-Barrio, C. Serre, W. Skorupa, J. R. Morante, J. Electron Mater., 25, 1996, 541–547.

[7.7] S. Ossicini, L. Pavesi, F. Priolo, *Light emitting silicon for microphotonics,* Springer Tracts in Modern Physics, Springer, Berlin 2003, 194.

[7.8] A. Polman, Nature Mater., 1, 2002, 10.

[7.9] M. E. Castanga, S. Coffa, M. Monaco, A. Muscara, L. Caristia, S. Lorenti, A. Messina, Mater. Sci. Eng., B, 105, 2003, 83.

[7.10] J. M. Sun, W. Skorupa, T. Dekorsy, M. Helm, A. N. Nazarov, Opt. Mater., 27, 2005, 1050.

[7.11] J. M. Sun, W. Skorupa, T. Dekorsy, M. Helm, L. Rebohle, T. Gebel, J. Appl. Phys., 97, 2005, 123513.

[7.12] S. Prucnal, J. M. Sun, W. Skorupa, M. Helm, Appl. Phys. Lett., 90, 2007, 181121.

[7.13] D. J. DiMaria, J. W. Stasiak, J. Appl. Phys., 65, 1989, 2342.

[7.14] S. Prucnal, A. Wójtowicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, M. Turek, L. Rebohle, W. Skorupa, *Defect engineering in the MOSLED structure by ion implantation,* Nucl. Inst. Meth., B, 267, 2009, 1311.

[7.15] J. M. Sun, W. Skorupa, T. Dekorsy, M. Helm, L. Rebohle, T. Gebel, Appl. Phys. Lett., 85, 2004, 3387.

[7.16] S. Prucnal, J. M. Sun, A. N. Nazarov, I. P. Tjagulskii, I. N. Osiyuk, R. Fedaruk, W. Skorupa, Appl. Phys., 88, 2007, 241.

8. Podsumowanie i wnioski

Przedmiotem niniejszej pracy była analiza zjawisk towarzyszących bombardowaniu jonowemu, z możliwością wykorzystania ich do oceny niektórych parametrów implantowanej tarczy. Pierwszym omówionym zjawiskiem jest rozpylanie jonowe, które może w zasadniczy sposób wpływać na kształt głębokościowego rozkładu koncentracji implantowanej domieszki. Szczególne znaczenie ma ono w przypadku implantacji do tarcz dużych dawek jonów, kiedy to wyraźnie uwidaczniają się efekty związane z rozpylaniem preferencyjnym atomów tarczy lub domieszki, czy też z dynamicznymi zmianami (oscylacjami) wartości współczynnika rozpylania jonowego zaimplantowanych atomów. W programach komputerowych, służących do przewidywania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanej domieszki, w różny sposób uwzględniane jest zjawisko rozpylania jonowego, stąd też wynikają znaczne różnice w kształcie przewidywanych profili, np. z wykorzystaniem kodu SRIM 2010 czy SATVAL. Badania dotyczące wpływu zjawiska rozpylania jonowego na proces implantacji są z tego powodu ciągle aktualne.

W Instytucie Fizyki UMCS zaprojektowano i uruchomiono unikalne stanowisko doświadczalne przeznaczone do badania zjawiska rozpylania ciała stałego wiązką jonów średniej energii. Stanowisko to współpracuje z elektromagnetycznym separatorem izotopów WID 63, który pozwala uzyskać monoizotopowe wiązki jonów o energiach od 20 keV do 70 keV i masach od 1 j.m.a do 200 j.m.a. Omawiane stanowisko pomiarowe zostało tak skonstruowane, iż może być podłączone także do traktu jonowego implantatora UNIMAS 79, co umożliwi analizę zjawiska rozpylania jonowego w przypadku bombardowania tarcz jonami o znacznie wyższych energiach.

Uformowana wiązka jonów pierwotnych wprowadzana jest do komory pomiarowej, gdzie przechodząc przez układ szczelin pada na badaną tarczę. Rozpylone jony trafiają najpierw do elektrostatycznego analizatora, a następnie do kwadrupolowego analizatora mas. Stanowisko doświadczalne sterowane jest komputerowo za pośrednictwem systemu CAMAC. Do obsługi eksperymentu stworzono specjalistyczne oprogramowanie.

Wyniki całego szeregu przeprowadzonych pomiarów testujących wykazały, że skonstruowana aparatura jest w pełni przygotowana do analizy procesu rozpylania dla praktycznie dowolnej kombinacji bombardujący jon-tarcza. Wykonane pomiary widm energetycznych i masowych dla wybitych jonów, a także charakterystyki hamowania elektronów wtórnych i ich widma energetyczne pokazują, że na wartości mierzonych

natężeń prądów jonowych wtórnych w znaczący sposób wpływa wielkość napięcia ekstrakcyjnego U_e. Napięciem ekstrakcyjnym nazywa się napięcie przyłożone między obudowę analizatora energii a stolik z rozpylaną próbką. Zwiększanie wartości tego napięcia powoduje wzrost mierzonych natężeń prądów jonów wtórnych, co wynika z lepszych warunków ich ekstrakcji z obszaru próbki. Ze wzrostem wartości napięcia U_e zmniejsza się także wpływ elektronów wtórnych na pomiar natężenia prądów jonowych, zarówno wiązki pierwotnej jak i wtórnej. Jednakże zwiększanie wartości U_e wpływa na pogorszenie zdolności rozdzielczej kwadrupolowego analizatora mas, gdyż zwiększa się energia docierających do niego jonów wtórnych. Po przeanalizowaniu wyników pomiarów, wybrany został zestaw parametrów pracy (napięć na poszczególnych elektrodach) w układzie detekcji jonów wtórnych. Optymalna wartość U_e, podyktowana kompromisem pomiędzy dostatecznie dużym natężeniem prądu jonów wtórnych a rozdzielczością widm masowych, powinna leżeć w zakresie od 70 V do 100 V. Widma masowe otrzymane dla takiej wartości U_e cechują się zadowalającą rozdzielczością, a natężenie prądów jonów wtórnych jest wystarczające dla potrzeb planowanych badań. Dla U_e o wartości 90 V wyznaczona zdolność rozdzielcza na podstawie zarejestrowanego widma masy jonów wtórnych, wybitych z tarczy tytanowej, która wynosi 185, a natężenie mierzonych prądów jonowych jest na poziomie nanoamperów.

Wyznaczone charakterystyki energetyczne jonów wtórnych posłużyły do oszacowania względnych współczynników wtórnej emisji jonów tytanu oraz krzemu z tarcz bombardowanych wiązkami jonów Ar^+ o energiach: 20 keV, 25 keV i 30 keV. Zależność wartości tych współczynników od energii jonów wiązki pierwotnej wykazuje podobny trend, jak taka zależność wyznaczona dla całkowitych współczynników rozpylania jonowego dostępnych w literaturze przedmiotu.

Dodatkowo przeprowadzono analizę numeryczną procesu rozpylania tarcz Si oraz Ti wiązką jonów Ar^+, wykorzystując program SRIM 2008. Uzyskane z obliczeń komputerowych wartości współczynników rozpylania jonowego zachowują się podobnie w funkcji energii jonów wiązki pierwotnej, jak dane eksperymentalne i literaturowe.

Przy pomocy programu TRQR przeprowadzono analizę trajektorii jonów wtórnych w obszarze analizatora energii. Trajektorie te zaczynają się od bombardowanej tarczy i biegną przez analizator energii oraz układ szczelin aż do kwadrupolowego analizatora mas. Rozkład energetyczny i kątowy jonów wtórnych uzyskano przy użyciu programu

SATVAL. Widma wyznaczone w eksperymencie numerycznym są zgodne z tymi otrzymanymi doświadczalnie.

Wykonane obliczenia komputerowe pozwoliły także stwierdzić znaczny wpływ geometrii układu pomiarowego na zależności energetyczne i pokazały, że pożądany jest płaski kształt zarówno stolika z badaną próbką, jak i obudowy analizatora energii (od strony jego szczeliny wejściowej).

Korzystając z kwadrupolowego analizatora mas wyznaczono widma masowe jonów wtórnych, przechodzących przez szczelinę wyjściową analizatora energii. Pomiary te umożliwiły wyznaczenie rozkładów energetycznych jonów wtórnych o ściśle określonej masie.

Podsumowując, można stwierdzić, że zaprezentowana aparatura umożliwia pomiary dynamicznych procesów rozpylania zachodzących w czasie implantacji jonowej.

Drugim analizowanym w ramach niniejszej pracy zjawiskiem, które towarzyszy procesowi implantacji jonowej, jest emisja promieniowania rentgenowskiego z tarcz metalicznych i półprzewodnikowych, bombardowanych wiązką jonów średnich energii. Do badania tego zjawiska zaprojektowano i uruchomiono specjalne stanowisko pomiarowe. Składa się ono z komory próżniowej, połączonej z traktem jonowym implantatora UNIMAS 79. Wewnątrz tej komory znajduje się komora eksperymentalna z obrotowym stolikiem, służącym do mocowania badanych tarcz, który połączony jest z wymrażarką azotową.

Elektroniczny układ pomiarowy składa się z dwóch torów spektrometrycznych:

1) tor spektrometryczny promieniowania X z wielokanałowym analizatorem amplitudy impulsów;
2) tor spektrometryczny z jednokanałowym analizatorem amplitudy impulsów.

Układ pomiarowy zestawiony został z bloków pracujących w systemie CAMAC współpracującym z komputerem PC, wyposażonym w specjalne oprogramowanie. Wspólnym elementem torów spektrometrycznych jest detektor promieniowania rentgenowskiego Si(Li).

W ramach pomiarów testujących stanowisko pomiarowe zarejestrowano szereg energetycznych widm promieniowania rentgenowskiego, wzbudzonego w tarczach metalicznych oraz półprzewodnikowych. Widma te posłużyły do wyznaczenia charakterystyki cechowania toru spektrometrycznego. Określono także jego energetyczną zdolność rozdzielczą, która dla energii kwantów promieniowania X równej 5,898 keV (Mn-Kα) wynosi 240 eV. Ponadto na drodze eksperymentalnej wyznaczono wykres

zależności pochłaniania promieniowania X w okienkach mylarowych stanowiska pomiarowego w funkcji energii kwantów promieniowania rentgenowskiego. Określona została także powierzchnia czynna zastosowanego detektora Si(Li). Powierzchnia geometryczna detektora wynosiła 28 mm^2, natomiast jego powierzchnia czynna była równa 23,28 mm^2 ±1,21 mm^2.

Wykorzystując omawiane stanowisko pomiarowe przeprowadzono eksperymenty, w których analizowano charakterystyczne promieniowanie rentgenowskie, emitowane z tarcz metalicznych oraz półprzewodnikowych, bombardowanych wiązkami jonów średniej energii. Badania były przeprowadzone dla różnych kombinacji jon-tarcza. W poszczególnych eksperymentach stosowano zarówno jony lekkie: H^+, H_2^+, D_2^+, N^+, jak i ciężkie – Ar^+. Wyznaczone zostały zależności względnej wydajności emisji charakterystycznego promieniowania X z wybranych tarcz, bombardowanych jonami H^+, H_2^+ i N^+, w funkcji energii tych jonów. Sporządzone wykresy posłużyły do określenia energii progowych dla poszczególnych układów jon-tarcza, poniżej których nie obserwuje się emisji fotonów, związanych z analizowaną linią charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego.

Badano także względną wydajność emisji charakterystycznego promieniowania X z różnych tarcz metalicznych bombardowanych jonami Al^+ o energii 250 keV. Wyznaczono zależność względnej wydajności emisji promieniowania charakterystycznego X linii L oraz M w funkcji liczby atomowej *Z* materiału tarczy. Ujawniona rezonansowa zależność tej wydajności od liczby *Z* może być wyjaśniona w oparciu o efekt przykrywania się poziomów energetycznych atomu próbki i nadlatującego z odpowiednią prędkością ciężkiego jonu.

Jak wynika z przeprowadzonych eksperymentów, względna wydajność emisji promieniowania X, wzbudzonego w tarczy bombardowanej lekkimi jonami o określonej energii, jest zdecydowanie większa od tej, gdy stosuje się jony ciężkie (np. Ar^+). Wiązkę jonów H^+, wytworzoną w implantatorze UNIMAS 79, można wykorzystać do jakościowej analizy składu materiału tarczy, jednakże tylko w ograniczonym zakresie. Z uwagi na względnie niską energię analizujących jonów H^+ (maksymalnie 300 keV), czułość tej metody nie jest zbyt duża i wynosi około 1%.

Ważnym zagadnieniem, które zostało poruszone w tej pracy, było określenie wpływu dawki bombardujących jonów na względną wydajność emisji promieniowania X, związanej z atomami materiału tarczy oraz implantowanej domieszki. Główny eksperyment przeprowadzono wykorzystując wiązkę jonów Ar^+ o energii 250 keV, którą

bombardowano tarcze molibdenową i aluminiową. W początkowej fazie eksperymentu rejestrowana intensywność analizowanej linii L molibdenu pozostawała na stałym poziomie aż do dawki $1 \cdot 10^{16}$ Ar^+/cm^2, co powiązano z usuwaniem z powierzchni tarczy zaadsorbowanych zanieczyszczeń, w szczególności gazowych. Dalszy wzrost dawki padających jonów Ar^+ powodował eksponencjalne zmniejszanie intensywności linii Mo-L do momentu uzyskania stanu nasycenia przypowierzchniowej warstwy materiału implantowanymi jonami, co miało miejsce dla dawki $1{,}1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2. Natężenie promieniowania linii Ar-K, związanej ze zdeponowanymi w tarczy atomami argonu, w stanie nasycenia miało w przybliżeniu stałą wartość.

W przypadku bombardowania jonami Ar^+ o energii 250 keV tarczy aluminiowej, stan jej nasycenia atomami argonu nie był obserwowany nawet dla maksymalnej, zastosowanej dawki, wynoszącej $2{,}45 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2.

Korzystając z obliczeń numerycznych, wykonanych za pomocą programów SATVAL i SUSPRE, a także z wyznaczonej na drodze eksperymentalnej wartości energii progowej padających jonów Ar^+, poniżej której nie rejestrowano fotonów promieniowania rentgenowskiego linii emisyjnej Mo-L (E_p=168 keV), wyznaczono grubość przypowierzchniowej warstwy tarczy molibdenowej, w której dochodziło do wzbudzania emisji fotonów promieniowania X linii Mo-L. Ta grubość była równa 34 nm.

W kolejnym eksperymencie określono wartości energii progowej bombardujących jonów Ar^+, poniżej której nie obserwuje się fotonów promieniowania X linii emisyjnej Ar-K, związanych z zaimplantowanymi do tarczy atomami argonu. Eksperyment ten polegał na bombardowaniu tarczy aluminiowej oraz węglowej wiązką jonów Ar^+ o energii do 300 keV. Obydwie tarcze zostały uprzednio zaimplantowane jonami argonu o energii 75 keV i dawce $1 \cdot 10^{17}$ Ar^+/cm^2. Energia progowa jonów Ar^+ dla tarczy Al+Ar wynosiła 219 keV, natomiast dla tarczy C+Ar była równa 209 keV.

Podobny eksperyment przeprowadzono, bombardując wymienione tarcze jonami wodoru, także o energii do 300 keV. Uzyskane wyniki potwierdziły poprawność postępowania w przypadku zastosowania jonów Ar^+.

Względnie duże grubości warstw materiału tarczy, w których dochodzi do wzbudzania emisji fotonów promieniowania X analizowanej linii widmowej, uniemożliwia zastosowanie omawianego zjawiska do wyznaczania głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek. Możliwe jest jednak wykorzystanie go do monitorowania poziomu nasycenia materiału tarczy implantowanymi jonami.

Ostatni z opisywanych eksperymentów dotyczył bombardowania tarczy palladowej i rodowej jonami D_2^+ o energii 100 keV. W tym przypadku zwiększenie dawki padających jonów D_2^+ powoduje wzrost intensywności analizowanej linii Pd-L, co wiąże się z zachodzącymi w tarczy reakcjami jądrowymi.

Trzecim, omawianym w niniejszej pracy zjawiskiem fizycznym, które towarzyszy procesowi implantacji jonowej, jest emisja jonowo-fotonowa. Do badania tego zjawiska zostało skonstruowane i uruchomione w Instytucie Fizyki UMCS specjalne stanowisko pomiarowe. Składa się ono z komory próżniowej (wspólnej ze stanowiskiem pomiarowym, przeznaczonym do badania promieniowania X), połączonej z traktem jonowym implantatora UNIMAS 79, komory eksperymentalnej, traktu optycznego i elektronicznego układu pomiarowego, zestawionego w systemie CAMAC, współpracującym z komputerem PC, który został odpowiednio oprogramowany. W skład toru optycznego wchodzi soczewka kwarcowa, manipulator soczewki oraz monochromator SPM2. Zadaniem soczewki jest skupienie strumienia analizowanego światła na szczelinie wejściowej monochromatora. Wybieranie w monochromatorze odpowiedniej długości fali świetlnej odbywa się w sposób automatyczny za pomocą silnika krokowego. Najważniejszym elementem elektronicznego układu pomiarowego jest fotopowielacz firmy EMI model 9863 QB/350 (z okienkiem kwarcowym). Jest to specjalny model fotopowielacza, przeznaczony do detekcji słabych sygnałów świetlnych. Napięciowy sygnał wejściowy z anody fotopowielacza zostaje wzmocniony we wzmacniaczu impulsowym i skierowany na wejście dyskryminatora amplitudy impulsów, skąd po uformowaniu podany jest na wejście licznika. Czas zliczania impulsów w liczniku określany jest czasem zbierania na tarczy ustalonej porcji ładunku elektrycznego, niesionego przez bombardujące jony. Po zakończeniu pomiaru dane z licznika przesyłane są do pamięci komputera.

Wykonano szereg pomiarów testujących, które miały na celu określenie parametrów toru pomiarowego. Została wyznaczona wartość wysokiego napięcia, przyłożonego do fotopowielacza (-1560 V), określono wartość napięcia progu dolnego dyskryminatora amplitudy impulsów (0,85 V). Sporządzono także charakterystykę cechowania monochromatora.

Wykorzystując zaprezentowane stanowisko pomiarowe, badano oddziaływanie różnych rodzajów energetycznych jonów z tarczami metalicznymi oraz półprzewodnikowymi. Zarejestrowane widma liniowe emitowanego światła świadczą o tym, że obserwowane promieniowanie ma swoje źródło we wzbudzonych, swobodnych atomach, które znalazły się poza powierzchnią tarczy w wyniku rozpylania jonowego.

Bombardowanie tarczy ciężkimi jonami, jak np. Kr^+, wywołuje silniejszą emisję światła niż wówczas, gdy stosowano wiązkę jonów Ar^+. W przypadku bombardowania jonowego tarcz wykonanych z pierwiastków ciężkich (np. ind, bizmut, srebro, złoto), także obserwuje się słabszą emisję światła niż dla tarcz wykonanych z pierwiastków lżejszych.

W początkowej fazie procesu implantacji nie rejestruje się linii emisyjnych, związanych z bombardującymi jonami. Uwidaczniają się one dopiero po pewnym czasie, związanym z nasyceniem tarczy zaimplantowanymi atomami. Ten efekt spowodowany jest raczej rozpylaniem atomów, zdeponowanych w tarczy w wyniku implantacji, niż z rozpraszaniem wstecznym padających jonów.

Długotrwałe bombardowanie jonowe tarczy powoduje czyszczenie jej powierzchni np. z zaabsorbowanego tlenu. W efekcie uzyskuje się wyraźne zmniejszenie intensywności linii emisyjnych, związanych z zanieczyszczeniami i wyeksponowanie linii emisyjnych głównych składników tarczy.

Analiza widmowa promieniowania optycznego, emitowanego przez wzbudzone, rozpylone atomy tarczy w trakcie implantacji, może posłużyć do oceny czystości powierzchni próbki, a także do określenia dawki padających jonów, przy której tarcza jest na tyle rozpylona, iż nie zawiera zanieczyszczeń powierzchniowych.

Zjawisko emisji jonowo-fotonowej można wykorzystać do określenia głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek. Istota tej metody polega na rozpylaniu wiązką jonów materiału analizowanej tarczy, z jednoczesną rejestracją zmian intensywności wybranej linii widmowej w zakresie promieniowania optycznego, emitowanego przez wybite i będące w stanach wzbudzonych atomy uprzednio zaimplantowanej domieszki. Wybrana, do analizy linia widmowa musi być związana z atomami zaimplantowanej domieszki i powinna charakteryzować się odpowiednio dużą intensywnością. Ponadto linia ta nie może pokrywać się z liniami widmowymi, pochodzącymi z widm optycznych pozostałych składników tarczy, czy też jonów bombardujących. W wyniku rozpylania dochodzi do erozji coraz to głębiej położonych warstw materiału badanej tarczy, co prowadzi do powstania w niej krateru. Głębokość wytrawionego krateru wyznaczona została, po zakończeniu procesu rozpylania, za pomocą profilometru firmy TALYLOR HOBSON. W prezentowanej metodzie zakłada się, że bombardujące tarczę jony powodują wybijanie atomów domieszki, będących w stanach wzbudzonych jedynie z najpłytszych warstw trawionej powierzchni, a intensywność emitowanego przez nie świecenia jest proporcjonalna do ich koncentracji w aktualnie rozpylanej warstwie. Analiza intensywności tego świecenia w trakcie

konsekwentnego zdejmowania kolejnych warstw materiału, pozwala wyznaczyć jej zależność od dawki rozpylających jonów. Znajomość głębokości wyżłobionego krateru pozwala przetransponować wartości dawki bombardujących jonów na głębokość wytrawionego krateru. W efekcie tego przekształcenia otrzymuje się zależność koncentracji atomów zaimplantowanej domieszki od głębokości.

W niniejszej pracy zaprezentowano kilka przykładowych głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek, które zostały wykonane z wykorzystaniem zjawiska emisji jonowo-fotonowej. Analizie poddano tarcze sporządzone z następujących materiałów:

1) arsenku galu implantowanego jonami Al^+ o energii 100 keV i dawce $1 \cdot 10^{16}$ Al^+/cm^2;
2) krzemową zaimplantowaną jonami Mn^+ o energii 100 keV i dawce $1 \cdot 10^{16}$ Mn^+/cm^2;
3) arsenku galu zaimplantowanego jonami Al^+ o energii 170 keV i dawce $2{,}2 \cdot 10^{16}$ Al^+/cm^2;
4) węglika krzemu zaimplantowanego jonami Al^+ o energii 170 keV i dawce $2{,}2 \cdot 10^{16}$ Al^+/cm^2;

Próbki o numerach 1 i 2 rozpylano wiązką jonów Ar^+ o energii 80 keV, próbka o numerze 3 była rozpylana wiązką jonów Ar^+ o energii 120 keV, natomiast próbkę numer 4 bombardowano wiązką jonów Bi^+ o energii 120 keV.

Profile uzyskane na drodze eksperymentalnej zestawiono z tymi wyznaczonymi za pomocą programu komputerowego SRIM 2010. Z porównania wyznaczonych rozkładów z teoretycznymi wynika, że te pierwsze przesunięte są bardziej w głąb analizowanej tarczy. Efekt ten można wytłumaczyć zjawiskiem dobijania atomów domieszki padającymi, energetycznymi jonami. W przypadku próbki numer 4 profil doświadczalny w odniesieniu do teoretycznego jest bardziej przesunięty ku powierzchni próbki. Ciężkie, energetyczne jony bizmutu efektywnie rozpylają tarczę wykonaną z węglika krzemu, jednakże powodują zjawisko znacznego mieszania jonowego, przesuwającego z głębszych warstw materiału atomy domieszki ku powierzchni próbki.

Zastosowana technika pomiarowa pozwala na uzyskanie zadowalających wyników, zarówno jeżeli chodzi o wyznaczenie głębokościowych rozkładów koncentracji zaimplantowanych domieszek, jak i współczynników rozpylania, szczególnie przy zastosowaniu ciężkich jonów np. Bi^+.

W niniejszej pracy zaprezentowano także zjawisko jonoluminescencji na przykładzie analizy światła emitowanego z tarczy SiC, bombardowanej wiązką jonów H^+. Przedstawione zostały widma jonoluminescencji, badane w zakresie od 400 nm do 800 nm,

mające postać szerokiego pasma z maksimum dla długości fali około 730 nm. Stwierdzono bardzo duże osłabienie jonoluminescencji SiC wraz z narastającą dawką padających jonów H^+. Natężenie światła zmalało do 1% już dla dawki rzędu $4 \cdot 10^{14}$ H^+/cm^2. Wygaszanie jonoluminescencji mogło być spowodowane dwoma czynnikami: wzrostem koncentracji centrów rekombinacji niepromienistej oraz wzrostem współczynnika absorpcji na skutek zdefektowania warstwy przypowierzchniowej bombardowanej tarczy.

Zjawisko jonoluminescencji, które towarzyszy procesowi implantacji jonowej, można wykorzystać do określenia stopnia zdefektowania bombardowanej tarczy.

9. Spis publikacji Autora

1. E. Krupa, H. Niezgoda, **K. Pyszniak,** W. Tańska-Krupa, W. Żuk, *Wpływ wygrzewania ferromagnetyka na wartość efektywnego pola magnetycznego B(H.f)Fe*, Materiały XXVII Zjazdu Fizyków Polskich 1981, 45.
2. E. Krupa, H. Niezgoda, **K. Pyszniak**, W. Tańska-Krupa, W. Żuk, *The influence of annealing time of ferromagnetic on the value of effective magnetic field B(H.f)Fe,* Annales Universitatis Mariae Curie-Skłodowska, sectio AAA, vol. 38, 8, 1983, 97–103.
3. E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak,** 175- 250 *keV hydrogen and nitrogen induced X - ray emission from Mo target,* International Conference on Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, Poland 1988, 107.
4. R. Kuduk, M. Kulik, D. Mączka, **K. Pyszniak,** J. Żuk, *Depth profile measurements of ions implanted in semiconductor materials by particle induced photon emission,* International Conference on Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, Poland 1988, 109.
5. R. Kuduk, M. Kulik, D. Mączka, **K. Pyszniak,** J. Żuk, *Depth profile measurements of ions implanted in semiconductor materials by particle induced photon emission,* Phys. Stat. Sol., (a) 112, 1989, 799.
6. V. N. Abrosirnov, A. T. Vasilenko, V. G. Kalinnikov, E. Krupa, V.A. Morozov, V.O.Sidorova, **K. Pyszniak**, E.N. Khurdarbiejdijev, P. Czołoun, *Ustanovka e - gamma sovpadienij dlja on line experimentov,* Soobszczenije R6 - 90 - 231, Dubna 1990.
7. E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, *Dependence of X - ray emission from Pd target bombarded with* 100 *keV* H^+ *ions,* IF UMCS Report, 1990, 137.
8. E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, *250 keV Argon induced X- ray emission from metallic targets,* Annales UMCS vol. XLVI/XLVII, 1991/1992, 24.
9. E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak,** J. Liśkiewicz, *Absorption of X - radiation in measuring apparatus windows,* IF UMCS Report, 1992, 95.
10. E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *Inwestigation of X-radiation from Mo target bombarded with high dose* Ar^+ *ions,* IF UMCS Report, 1993, 93.
11. E. Krupa, W. Tańska - Krupa, **K. Pyszniak**, J. Liśkiewicz, *L – shell X-ray production from Mo target bombarded with* Ar^+ *ions,* IF UMCS Report, 1994, 103.
12. A. Latuszyński, D. Mączka, K. Kornarzyński, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Negative ion beams from the source of the plasma type with additional surface ionization,* Inter. VEIT'95 Conf., Abstr. Book, 16.

13. A. Latuszyński, K. Kornarzyński , A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *Negative ion beams from the source of the plasma type with additional surface ionization*, Abstracts of International VEIT'95 Conference, Sozopol, Bulgaria, September 14–18, 1995, 18.
14. A. Latuszyński, K. Kornarzyński, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *Negative ion beams from the source of the plasma type with additional surface ionization,* Vacuum, 10, 1996, 1219–1223.
15. A. Latuszyński, K. Kornarzyński, A. Droździe1, **K. Pyszniak,** D. Mączka, *Production of negative ion beam using plasma sources,* I.F. UMCS Report, 1995, 101.
16. A. Droździel, A. Latuszyński, **K. Pyszniak,** *Parametry wiązek jonowych elektromagnetycznego separatora izotopów,* Materiały V Seminarium "Techniki Jonowe", Szklarska Poręba 96, 37.
17. A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka, **K. Pyszniak,** *Study of some processes in the ion sources at the UMCS mass separator,* Conference EMIS-13 Bad Durkheim, Germany, September, 1996 .
18. A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka, **K. Pyszniak,** *Angular divergence of ion beams emitted from plasma ion sources,* I.F. UMCS Report, 1996, 135.
19. **K. Pyszniak,** A. Latuszyński, D. Mączka, A. Droździel, *Automatic operating and parameter measurement system of the ion beam of the electromagnetic isotope separator,.* IF UMCS Report, 1996, 145.
20. A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka, K. **Pyszniak,** *Study of some processes in the ion sources at the UMCS mass separator,* NucI. Inst. Meth., B, 126, 1997, 58–61.
21. A. Droździel, K. Komarzyński, **K. Pyszniak,** D. Mączka, A. Latuszyński, *The application of ion sputtering for obtaining negative ion,* IF UMCS Report, 1997, 143.
22. **K. Pyszniak**, A. Droździel, A. Latuszyński, D. Mączka, *Computer monitoring of the ion beam,* IF UMCS Report, 1997, 145.
23. A. Droździel, **K. Pyszniak,** D. Mączka, A. Latuszyński, *Ion sputtering process in the ion sources,* IF UMCS Report, 1998, 131.
24. **K. Pyszniak**, A. Droździel, A. Latuszyński, K. Lenik, M. Jakubowski, J. Zubrzycki, *Ion source supply system of the electromagnetic isotope separator,* IF UMCS Report, 1998, 145.
25. D. Mączka, K. Kiszczak, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Multiple ionization in plasma ion source of electromagnetic isotope separator*, Vacuum, 58, 2000, 536–542.
26. A. Latuszyński, **K. Pyszniak**, A. Droździel, D. Mączka*, Ion implanter – cyclotron apparatus system,* Konf. HIPAN 2002, 09, 02, 26.

27. A. Droździel, **K. Pyszniak**, A. Latuszyński, S. Prucnal, D. Mączka*, Ion density distribution in the beam emitted from plasma ion source***,** IV Inter. Symp. ION 2002, 67.
28. A. Latuszyński, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, J. Meldizon *Plasma ion source with a hollow cathode and screening grid,* IV Inter. Symp. ION 2002, 113.
29. J. Meldizon, A. Droździel*,* S. Prucnal, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *An ion source solid element with mechanical sputtering,* IV Inter. Symp. ION 2002, 123.
30. J. Meldizon, A. Droździel, A. Latuszynski, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *An ion source for solid elements with mechanical sputtering*, Vaccum, 70 (2-3), 2003, 447.
31. A. Latuszynski, A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Dupak, D. Mączka, J. Meldizon, *Plasma ion source with hollow cathode*, Vaccum, 70 (2-3), 2003, 451.
32. K. Pyszniak, J. Meldizon**,** A. Droździel, S. Prucnal, J. Sielanko, *Badania rozbieżności wiązki jonowej emitowanej ze źródła z katodą wnękową*, Elektronika, 11/12, 2003, 16.
33. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Sielanko, *Extraction of the ion beam from hollow cathode ion source. Experiment and computer simulation,* V Inter. Symp. ION 2004, 241.
34. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, J. Sielanko, *Extraction of the ion beam from hollow cathode ion source. Experiment and computer simulation,* Vaccum, 78, 2005, 649.
35. A. Latuszyński, **K. Pyszniak**, A. Droździel, D. Mączka, *Ion implanter – cyclotron apparatus system*, Proceedings of the International Conf. on Applications of High Precision Atomic & Nuclear Methods, Neptun, Romania, 2005, 152–157.
36. A. Droździel, K. **Pyszniak**, J. Sielanko, M. Turek, A. Wójtowicz, *A Experimental apparatus for investigation of sputtering and secondary ion emission induced by energetic ion beams*, Rapid Communications in Mass Spectrometry, 20 (2), 2006, 298–302.
37. **K. Pyszniak,** A. Droździel, M. Turek, A. Wójtowicz, J. Sielanko, *Secondary ion emission from Ti and Si targets induced by medium energy Ar^+ ion bombardment. Experiment and computer simulation*, VI Inter. Symp. ION 2006, 63.
38. **K. Pyszniak,** A. Droździel, M. Turek, D. Mączka, J. Sielanko, *Investigation of the ion extraction from the plasma ion source*, VI Inter. Symp. ION 2006, 177.
39. A. Latuszynski**,** D. Mączka J. Meldizon **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, *The operation description of the thermoemission ion source in the on-line work regime*, VI Inter. Symp. ION 2006, 178.
40. **K. Pyszniak,** A. Droździel, M. Turek, A. Latuszyński, D. Mączka, J. Sielanko, Yu. A. Vaganov, Yu V. Yuschkievich, *Ekstrakhtsiya ionov iz puazmiennogo istochnika i formirovanie puchkhov,* Preprint JINR Dubna, P13, 2006, 145.

41. A. Latuszynski, **K. Pyszniak**, A Droździel, M. Turek**,** D Mączka, J Meldizon, *Atom ionization process in the thermoionization ion source,* Vaccum, 81(10), 2007, 1150–1153.
42. **K. Pyszniak**, A Droździel, M. Turek, A. Wójtowicz, J. Sielanko, *Secondary ion emission from Ti and Si targets induced by medium energy Ar^+ ion bombardment. Experiment and computer simulation***,** Vacuum 81(10), 2007, 1145.
43. **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Latuszynski, D. Mączka, J. Sielanko, Y.A. Vaganov, Y.V. Yushkevich, *Extraction of ions from a plasma source and formation of beams,* Instruments and Experimental Techniques, 50(4), 2007, 552–556.
44. **K. Pyszniak**, M. Turek A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, *Stanowisko do badania rozpylania jonowego wiązkami średniej energii,* Elektronika, 10, 2007, 51.
45. **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, A. Latuszynski, D. Mączka, J. Sielanko, Y.A. Vaganov, Y. V. Yushkevich, *Ekstraktsiya ionov iz plazmennogo istochnika i formirovanie puchkov,* Pribory i Tekhnika Eksperimenta, 4, 2007, 131–135.
46. A. Latuszynski, **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, D. Mączka, J. Meldizon, *Effektivnost' termoemmisionogo ionnogo istochnika on-lain,* Preprint ZIBJ Dubna, P13, 2007, 9.
47. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, A. Latuszyński, D. Mączka, G. Malinowski, Y.A. Vaganov, Y.V. Yushkevich, *Kompiuternoye modelirovaniye protsessa ekstraktsyi ionov iz plazmiennogo istochnika ionov,* Preprint ZIBJ Dubna, P13, 2007, 113.
48. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, *Simulations of Beam Extraction from Hollow Cathode Ion Sources*, 5th International Conference NEET 2007, Abstract Book, 158.
49. **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, M. Turek, *Simultaneous ionoluminescence and SIMS investigations of sputtering induced by medium energy ion beams,* ELTE 2007, Abstract Book, 246.
50. **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek**,** D. Mączka, J. Sielanko, *Ion extraction from the plasma ion source*, IAE Annual Report, 2006, 82 .
51. A. Latuszyński, **K. Pyszniak**, A. Droździel**,** M. Turek, D. Mączka, J. Meldizon, *Simple model of ionization in the thermoionization ion source,* IAE Annual Report, 2006, 83.
52. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, *Ionization efficiency calculations for cavity thermoionization ion source,* Vacuum, 82(10), 2008, 1103.
53. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, *Simulations of beam extraction from hollow cathode ion sources,* Przegląd Elektrotechniczny, 84 (3), 2008, 285.

54. M. Kulik, J. Żuk, W. Rzodkiewicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, S. Prucnal, M. Sochacki J. Szmidt, *Badania optyczne politypów 6H-SiC oraz 15R-SiC poddanych wielokrotnej implantacji jonami glinu w podwyższonej temperaturze,* Elektronika, 7−8, 2008, 15.
55. **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu. V. Yuschkevich, *Ustanovka dla issledovaniya protsessov ionnogo raspyleniya pod vliyaniem putschkov ionov srednich energiy,* Preprint ZIBJ Dubna, P13, 2008, 145.
56. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, D. Mączka, J. Sielanko, *Modelling of beam extraction from hollow cathode ion sources*, IAE Annual Report, 2007, 74.
57. **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, D. Mączka, J. Sielanko, *Sputtering of Ti target with medium energy Ar beam,* IAE Annual Report, 2007, 75.
58. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, *Influence of electron impact ionization on the efficiency of thermoemission ion source filter,* ION 2008, Abstract Book, 167.
59. M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak,** *Arc discharge ion source for europium and other refractory metals implantation,* Rev. Sci. Instrum., 80, 2009, 043304.
60. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, *Influence of electron impact ionization on the efficiency of thermoemission ion source,* Vacuum, 83, 2009, 260.
61. M. Turek**, K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, A. Latuszynski, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu. V. Yushkevich, *Numerical Model for Extraction of Ions from Plasma,* Instruments and Experimental Techniques, 52, 2009, 90.
62. S. Prucnal, A. Wójtowicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, M. Turek, L. Rebohle, W. Skorupa, *Defect engineering in the MOSLED structure by ion implantation,* Nucl. Inst. Meth., B, 267, 2009, 1311.
63. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, A. Latuszynski, D. Mączka, Yu. A. Vaganov, Yu.V. Yushkevich, *Tschislennaya model' ekstraktsyi ionnov iz plazmy,* Pribory i Tekhnika Eksperimenta, 1, 2009, 101.
64. N. Kwietniewski, K. Pazio, M. Sochacki, J. Szmidt, A. Droździel, M. Kulik, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, M. Rawski, M. Turek, J. Żuk, *Charakteryzacja diod p-i-n wytworzonych metodą implantacji warstw epitaksjalnych 4H-SiC jonami glinu,* Elektronika, 6, 2009, 32.
65. B. Boratyński, W. Macherzyński, A. Droździel, **K. Pyszniak,** *Ion implanted ohmic contacts to AlGaN/GaN structures,* Journal of Electrical Engineering, 60 (5), 2009, 273.
66. W. Rzodkiewicz, M. Kulik**, K. Pyszniak,** A. P. Kobzev, *The influence of ion implantation on the optical parameters — refraction and extinction coefficients of the oxygen-enriched layers covering GaAs implanted with indium ions,* Acta Phys. Pol., A, 116, 2009, 129.

67. **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu A. Vaganov, Yu V. Yuschkevich, *Experimental setup for studies of sputtering induced by medium energy ion beams,* NEET 2009, Abstract Book, 103.
68. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, S. Prucnal, J. Żuk, *Arc discharge ion source with an evaporator. Computer simulations and experiment,* NEET 2009, Abstract Book, 104.
69. **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, *Numerical calculation of ionization efficience for thermoionization ion source,* IAE Annual Report, 2007, 65.
70. S. Prucnal, A. Wójtowicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, D. Mączka, M. Turek, *Defect engineering in the MOSLED structure by ion implantation,* IAE Annual Report, 2007, 66.
71. M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, Yu. V. Yuskevich, Yu. A. Vaganov, *Ionization efficiency calculations for cavity thermoionization ion source*, Preprint ZIBJ Dubna, E13, 2009, 63.
72. M. Turek, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, A. Droździel, J. Żuk, *Źródło jonów dla potrzeb implantacji jonami Al^+,* Elektronika, 50(9), 2009, 102.
73. M. Kulik, W. Rzodkiewicz, A. Droździel, **K. Pyszniak,** *Zmiany współczynnika załamania i ekstynkcji warstwy przypowierzchniowej GaAs wywołane implantacją Al^+,* Program i Streszczenia NANO 2010, 131.
74. M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, K. **Pyszniak**, A. Wójtowicz, S.-Q. Zhou, A. Kanjilal, A. Shalimov, W. Skorupa, J. Żuk, *Własności mikrostrukturalne i optyczne nanostruktur InAs wytworzonych metodami implantacji jonowej i wygrzewania milisekundowego,* Program i Streszczenia NANO 2010, 296.
75. **K. Pyszniak,** S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, W. Skorupa, J. Żuk, *Nanostruktury InN wytworzone metodami implantacji jonowej i wygrzewania milisekundowego*; Program i Streszczenia NANO 2010, 210.
76. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Plasma ion sources with an internal evaporator,* ION 2010, Abstract Book, Lublin 2010, 61.
77. O. Yastrubchak, H. Krzyżanowska, M. Kulik, K. **Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, J. Z. Domagała, R. Szymczak, T. Andrearczyk, J. Sadowski, T. Wosiński, *Application of the ion implantation for the synthesis and modification of the (Ga, Mn)As ferromagnetic semiconductors,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 43.
78. S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, K. **Pyszniak,** A. Wójtowicz, A. Kanjilal, W. Skorupa, J**.** Żuk, *Optical and microstructural properties of In(As,N) quantum structure made by ion implantation and flash lamp processing,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 58.

79. M. Kulik, A. Droździel, L. Li, S. Prucnal, K. **Pyszniak, M.** Rawski, M. Turek, J. Filiks, Ł. Gluba, J. Żuk, *Influence of hot implantation on residual radiation damage in silicon carbide,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 133.
80. M. Kulik, W. Rzodkiewicz, A. Droździel, K. **Pyszniak, J.** Żuk, *Application of the fractional dimensional space approach to analysis of optical spectra in Al^+ hot-implantation GaAs,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 134.
81. F. Komarov, L. Vlasukova, O. Milchanin, J. Żuk, A. Mudryi, K. **Pyszniak**, M. Kulik, *Nanocrystal - and dislocation- related luminescence in (As+In) implanted Si,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 53.
82. W. Wierzchowski, K. Wieteska, D. Mączka, M. Turek, K. **Pyszniak,** *X-ray diffraction studies of strain distribution in 6H-SiC repeatedly implanted with Al ions,* ION 2010, Abstract Book, 2010, 36.
83. M. Turek, A. Droździel, S. Prucnal, K. **Pyszniak,** B. Słowinski, K. Wieteska, D. Mączka, S*imulation of atom ionization in arc discharge ion source,* IEA POLATOM Annual Report 2009 (2010), 34.
84. M. Turek, S. Prucnal, K. **Pyszniak, A.** Droździel, D. Mączka, K. Wieteska, B. Słowinski, *Arc Discharge ion source for rare-earth metal implantation,* IEA POLATOM Annual Report 2009 (2010), 35.
85. S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, K. **Pyszniak,** S. Q. Zhou, A. Kanjilal, W. Skorupa, J. Żuk, *Formation of InAs quantum dots in silicon by sequential ion implantation and flash lamp annealing*, Applied Physics B: Lasers and Optics, vol. 101, nr 1–2, 2010, 315–319.
86. M. Turek, A. Droździel, K. **Pyszniak**, S. Prucnal, J. Żuk, *Arc discharge ion source with an evaporator. Computer simulations and experiment,* Przegląd Elektrotechniczny, 86 (7), 2010, 193–195.
87. **K. Pyszniak**, M. Turek, A. Droździel, J. Sielanko, D. Mączka, J. Baganov, J. Juszkiewitch, *Project of the test stand for conducting research on ion sputtering caused by ions of medium energies,* Przegląd Elektrotechniczny, 86 (7), 2010, 190–192.
88. M. Turek. A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, *Compact hollow cathode ion source with an internal evaporator,* ICACS-24, Book of Abstracts, Th-P-40, Kraków 2010.
89. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, *Compact hollow cathode ion source with an internal evaporator*, Nucl. Instr. Meth., A, 654 (1), 2011. 57–62.
90. M. Turek, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Versatile plasma ion source with an internal evaporator,* Nucl. Instr. Meth., B, 269 (7), 2011, 700–707.
91. S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, A. Wójtowicz, S. Q. Zhou, A. Kanjilal, A. Shalimov, W. Skorupa, J. Żuk, *Optical and microstructural*

properties of self-assembled InAs quantum structures in silicon, Central European Journal of Physics, 9 (2), 2011, 338–343.

92. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Plasma ion source with an internal evaporator*, Acta Phys. Pol., A, 120 (1), 2011, 184–187.
93. M. Rawski, J. Żuk, M. Kulik, A. Droździel, L. Lin, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, M. Turek, *Influence of hot implantation on residual radiation damage in silicon carbide*, Acta Phys. Pol., A, 120 (1), 2011, 192–195.
94. F. Komarov, L. Vlasukova, O. Milchanin, A. Mudryi, J. Żuk, **K. Pyszniak**, M. Kulik, *Nanocrystal - and dislocation - related luminescence in Si matrix with InAs nanocrystals*, Acta Phys. Pol., A, 120 (1), 2011, 204–207.
95. M. Kulik, W. Rzodkiewicz, A. Droździel, **K. Pyszniak**, *Influence of ion beam on optical properties of GaAs: Calculation using the fractional-derivative-spectrum method*, Phys. Stat. Sol., 8 (4), 2011, 1315–1318.
96. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, Yu Yushkevich, Yu Vaganov, *Konstruktsyi plazmennych istochnikov ionov dla tverdych tel*, Preprint JINR Dubna, P13, 2011, 79.
97. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *Wytwarzanie jonów podwójnie naładowanych w plazmowym źródle jonów z parownikiem elektronów. Production of doubly charged ions using a plasma ion source with an evaporator*, NEET Conference Proceedings, 2011, 135.
98. **K. Pyszniak**, J. Żuk, A. Droździel, A. Wójtowicz, S. Prucnal, M. Turek, *Ionoluminescene of SiC bombarded by H^+ ions*, NEET Conference Proceedings, 2011, 171.
99. S. Prucnal, M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, A. Mucklich, W. Skorupa, J. Żuk, *Nanostruktury AIIIBV zintegrowane z techniką krzemową*, Streszczenia Wystąpień NANO, 2011, 185.
100. M. Turek, S. Prucnal, **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Voelskov, A. Mucklich, J. Żuk, W. Skorupa, *Wpływ parametrów wygrzewania na orientację nanokrystalitów GaAs w krzemie,* Streszczenia Wystąpień NANO, 2011, 212.
101. F. Komarov, L. Vlasukova, O. Milchanin, J. Żuk, A. Mudryi, **K. Pyszniak**, *Photoluminescence induced from As+In implantation of crystalline Si*, NEET Confrence Proceedings, 2011, 55.
102. A. Smolarz, M. Kulik, W. Rzodkiewicz, **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, D. Mączka, *Własności optyczne tlenków na powierzchni implantowanego GaAs badane metodami elipsometrii spektralnej*, Materiały XLI Zjazdu Fizyków Polskich, 2011, 212.
103. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, B. Słowiński, *Hollow cathode ion source with an internal evaporator*, IEA POLATOM, Annual Report 2010, 41.

104. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, B. Słowiński K. Wieteska, *Ionization efficiency of a source with a spherical ionizer*, IEA POLATOM, Annual Report 2010, 42.
105. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, *Dwie konstrukcje plazmowych źródeł jonów z parownikiem*, Elektronika, LII(11), 2011, 60.
106. **K. Pyszniak**, Ł Gluba, M. Turek, A. Droździel, J. Filiks, A. Wójtowicz, J. Żuk, D. Mączka, *Wyznaczanie rozkładów głębokościowych domieszek metodą PIPE*, Elektronika, LII(11), 2011, 50.
107. S. Prucnal, M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, L. Rebohle, W. Skorupa, J. Żuk, *Self assembled InN quantum structures in Si3N4 films produced by flash lamp processing*, Elektronika, LII(11), 2011, 48.
108. Ł. Gluba, M. Kulik, W. Rzodkiewicz, J. Żuk, A. P. Kobzev , **K. Pyszniak**, A. Droździel, M. Turek, *Zastosowanie pochodnych ułamkowych w badaniach optycznych warstw półprzewodników modyfikowanych implantacją jonową*, Elektronika, LII(11), 2011, 86.
109. M. Kulik, J. Żuk, A. Droździel, **K. Pyszniak,** F. Komarov, W. Rzodkiewicz, *RBS-C and ellipsometric investigations of radiation damage in hot-implanted GaAs layers*, Materials Science and Engineering, B, 176, 2011, 340−343.
110. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak,** D. Mączka**,** B. Słowiński; *Simulation of ionization in hot cavity surface ion source*, Rev. Sci. Instr., *83, 2012, 023303.*
111. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, Yu. Yushkevich, A. Vaganov, *Plasma sources of ions of solids,* Instr. Exp. Tech., *55, 2012, 469.*
112. J. Żuk, S. Prucnal, A. Droździel, **K. Pyszniak**, M. Turek, W. Skorupa, *Optical and structural investigation of semiconductor nanocrystals synthetized in Si based matrices by ion implantation and annealing,* Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies, Conference Proceedings, Kaunas 2012, 60.
113. S. Prucnal, L. Rebohle, J. M. Sun, W. Skorupa, A. Droździel, **K. Pyszniak**, M. Turek, J. Żuk, *Sensitization of the Blue-Green Electroluminescence by Gadolinium Coupled to Si Nanocluster Embedded in a SiO2 Matrix,* Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies, Confrence Proceedings, Kaunas 2012, 636.
114. M. Turek, S. Prucnal, M. Voelskow, A. Mücklich, M.O. Liedke, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, W. Skorupa, *Flash Lamp Processing of III/V Nanostructures in Silicon*, Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies, Conference Proceedings, Kaunas 2012, 632.
115. S. Prucnal, J. Żuk, **K. Pyszniak**, A. Droździel, S. Facsko, A. Mücklich, S.Q. Zhou, X. Ou, M.O. Liedke, B. Liedke, M. Turek, W. Skorupa, *Flash Lamp Processing of III/V compound semiconductors on silicon and SOI wafers for functional photronic devices,* ION 2012, Abstract Book, 35.

116. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D.Mączka, *Production of beam of doubly charged ions using hollow cathode ion source with internal evaporator*, ION 2012, Abstract Book, 113.
117. M. Turek, Yu. Yushkevich, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, J. Zubrzycki, *Application of Penning effect for atom ionization in the plasma source*, ION 2012, Abstract Book, 114.
118. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, *Wytwarzanie jonów podwójnie naładowanych w plazmowym źródle jonów z parownikiem*, Przegląd Elektrotechniczny, 88(116), 2012, 328.
119. Y.V. Yushkevich, M. Turek, D. Mączka, **K. Pyszniak**, B. Słowiński, Y.A. Vaganov, *Working parameters of the electron-beam-generated ion source for ISOL facilities*, Nukleonika, 57, 2012, 351.
120. S. Prucnal, Shengqiang Zhou, Xin Ou, H. Reuther, M. O. Liedke, A. Mücklich, M. Helm, J .Żuk, M. Turek, **K. Pyszniak**, W. Skorupa, *InP nanocrystals on silicon for optoelectronic applications*, Nanotechnology, 23, 2012, 485204.
121. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, D. Mączka, B. Słowiński, *Production of doubly charged ions using a hollow cathode ion source with an evaporator*, Acta Phys. Pol., A, 123 (5), 2013, 843.
122. M. Turek, K. Gao, S. Zohu, **K. Pyszniak**, A. Droździel, J. Żuk, W. Skorupa, *III-V quantum dots in dielectrics made by ion implantation and flash lamp annealing*, Acta Phys. Pol., A, 123 (5), 2013, 935.
123. M. Turek, D. Mączka, B. Słowiński, Yushkevich Yu. **K. Pyszniak**, J. Zubrzycki, *Electron beam plasma generated ion source for nuclear spectroscopy*, Przegląd Elektrotechniczny, 89(5), 2013, 290.
124. **K. Pyszniak**, J. Żuk, A. Droździel, A. Wójtowicz, S. Prucnal, M. Turek, *Ionoluminescene of SiC bombarded by H^+ ions,* Przegląd Elektrotechniczny, 89(5), 2013, 281.
125. S. Prucnal, L. Rebohle, J. Sun, W. Skorupa, A. Droździel, **K. Pyszniak,** M. Turek, J. Filiks, J. Żuk, *Sensitization of the blue-green electroluminescence by gadolinium coupled to Si nanocluster embedded in a SiO_2 matrix*, Medziagotyra, 19 (2), 2013, 125.
126. S. Prucnal, F. Jiao, K. Zhao, S. Cornelius, M. Turek, **K. Pyszniak**, W. Skorupa, M. Helm, S. Zhou, *Influence of flash lamp annealing on the optical properties of CIGS layer*, NEET 2013, Conference Book, 172.
127. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Production of Mo^+ beams using an arc discharge ion source*, NEET 2013, Conference Book, 161.
128. A. Droździel, A. Wójtowicz, M. Turek, **K. Pyszniak**, D. Mączka, B. Słowiński, Y. Yuschkevich, *Thermal desorption studies of He^+ implanted silicon*, NEET 2013, Conference Book, 169.

129. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, S. Prucnal, D. Mączka, *Production of Mo^+ beams using an arc discharge ion source*, Acta Phys. Pol., A, 125, 2014, 1388–1391.
130. A. Droździel, A. Wójtowicz, M. Turek, **K. Pyszniak**, D. Mączka, B. Słowiński, Z. Yuschkevich, *Thermal desorption studies of Ar^+ implanted silicon*, Acta Phys. Pol., A, 125, 2014, 1400–1403.
131. S. Prucnal, F. Jiao, D. Reichel, K. Zhao, S. Cornelius, M. Turek, **K. Pyszniak**, A. Droździel, W. Skorupa, M. Helm, S. Zhou, *Influence of flash lamp annealing on the optical properties of CIGS layer*, Acta Phys. Pol., A, 125, 2014, 1404–1407.
132. M. Turek, A. Droździel**, K. Pyszniak**, *Tayloring the internal evaporator for effective ion beam production – volatile vs. non-volatile substances,* ION 2014, Conference Book, 109.
133. M. Kulik, D. Kołodyńska, A. P. Kobzev, F. F. Komarov, **K. Pyszniak**, *Chemical composition of native oxides on noble gases ion implanted GaAs,* ION 2014, Conference Book, 36.
134. M. Turek, A. Droździel, **K. Pyszniak**, A. Wójtowicz, D. Mączka, Yu. Yuschkevich, J. Żuk, *Thermal desorption of helium from defected silicon,* ION 2014, Conference Book, 44.