

## X1 – PROMIENIOWANIE X

### I. Promieniowanie charakterystyczne X

Promieniowaniem X nazywa się promieniowanie elektromagnetyczne o długości fali od około  $\lambda=0.1 \text{ \AA}$  do  $100 \text{ \AA}$  ( $1 \text{ \AA} = 1 \text{ Angstrom} = 10^{-10} \text{ m}$ ). Zakres ten z jednej strony przechodzi płynnie w nadfiolet, z drugiej w promieniowanie gamma. Przeliczenie podanych wyżej długości fali na energie fotonów, zgodnie ze wzorem

$$E [\text{J}] = h c / \lambda, \quad \text{lub} \quad E [\text{eV}] = h c / \lambda e,$$

gdzie

$$c = 3.00 \cdot 10^8 \text{ m/s} \text{ jest prędkością światła w próżni,}$$

$$h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} \text{ jest stałą Plancka,}$$

$$e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \text{ jest ładunkiem elektronu,}$$

daje wartości energii od 120 keV do 0.12 keV.

Są dwa podstawowe zjawiska, w których powstaje promieniowanie X. Po pierwsze naładowane, przyspieszane cząstki emitują promieniowanie elektromagnetyczne, jak to wynika z równań elektrodynamiki. Taka sytuacja ma miejsce na przykład wtedy, gdy elektrony rozpędzone w lampie rentgenowskiej uderzają w katodę i zderzając się z atomami gwałtownie wytracają swoją prędkość. Powstające promieniowanie hamowania (bremsstrahlung) ma ciągły rozkład widmowy, to znaczy energie emitowanych fotonów przyjmują różne wartości w dość szerokim zakresie.

Drugim źródłem promieniowania X są przejścia elektronów między różnymi stanami energetycznymi w atomach. Jeżeli z jednej z wewnętrznych powłok atomu w jakikolwiek sposób zostanie usunięty elektron, to wolne miejsce będzie szybko zapełnione przez elektron z innej, bardziej oddalonej od jądra powłoki. Przeskokowi elektronu pomiędzy dwoma poziomami energetycznymi towarzyszy emisja fotonu o energii  $E_x$  równej różnicy energii wiązania elektronu na tych poziomach  $E_x = E_2 - E_1$ . Promieniowanie to jest dyskretne, to znaczy emitowane są tylko fotony o ściśle określonych energiach. Co więcej, wartości energii powłok elektronowych są zdeterminowane przez to z jakim pierwiastkiem mamy do czynienia, a więc energie emitowanych fotonów są charakterystyczne dla danego pierwiastka. Można to wykorzystać do identyfikacji składu pierwiastkowego badanej próbki.

Dziura w wewnętrznej powłoce elektronowej może powstać na skutek wybijania elektronów z atomu przez strumień cząstek padających na próbkę. Można to tego używać strumienia elektronów, protonów czy cząstek alfa. Innym efektem prowadzącym do powstania dziury w powłoce K może być rozpad jądra poprzez wychwyt elektronu (EC, Electron Capture) lub rozpad  $\beta$  co prowadzi do wyrwania jednego lub kilku elektronów z powłok atomowych.

## Powłoki atomowe i przejścia elektronowe

W prostym modelu, atom może być opisany jako dodatnio naładowane jądro otoczone przez powłoki z ujemnie naładowanych elektronów. Powłoki nazywane są K, L, M, N, ... poczynając od wewnętrznej, najmocniej związanej powłoki. W dokładniejszym opisie jądro otoczone jest przez elektrony tworzące orbitale, i tylko niektóre z nich mają sferyczną symetrię. Każdy stan elektronowy jest opisany przez liczby kwantowe, które dokładnie go definiują. Są to kolejno

$n$  – główna liczba kwantowa. Liczba  $n$  przyjmuje całkowite dodatnie wartości  $= 1, 2, 3 \dots$  oraz definiuje powłoki, dla  $n = 1$  jest powłoka K, dla  $n = 2$  powłoka L itd.

$l$  – orbitale moment pędu. Dla danej powłoki liczba  $l$  przyjmuje wartości całkowite od 0 do  $n-1$  i kolejne orbitale oznaczane są s (dla  $l=0$ ), p ( $l=1$ ), d ( $l=2$ ), f ( $l=3$ ).

$m$  – magnetyczna liczba kwantowa, przyjmująca wartości od  $-l, \dots, l$ .

$s$  – spin elektronu  $s = +\frac{1}{2}$  lub  $s = -\frac{1}{2}$ .

$j$  – całkowity moment pędu elektronu,  $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ , co dla spinu  $\frac{1}{2}$  daje  $j = l \pm \frac{1}{2}$ .

Spośród wszystkich przejść między stanami elektronowymi najbardziej prawdopodobne są przejścia dipolowe. Dla przejść dipolowych muszą zachodzić następujące warunki:

zmiana  $n$  musi być  $\geq 1$ ,

zmiana  $l$  musi być  $-1$  lub  $+1$ ,

zmiana  $j$  musi być  $-1, 0$ , lub  $+1$ .

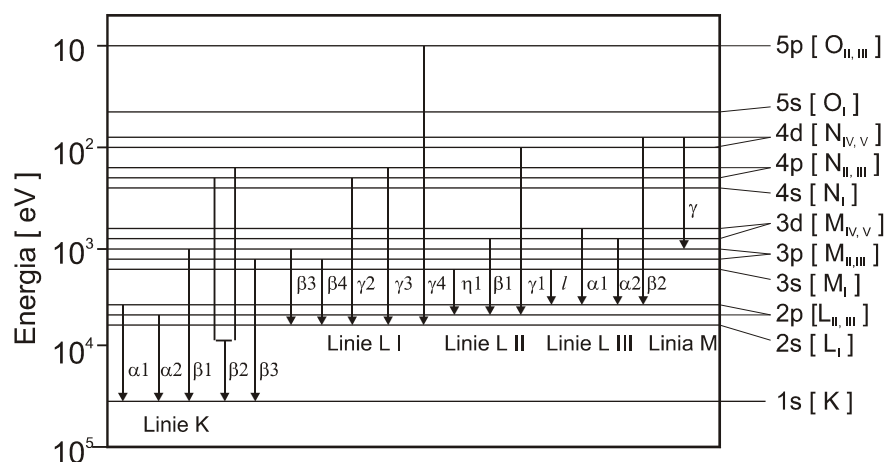
Znacznie mniej prawdopodobne (zabronione) są przejścia kwadрупolowe, dla których

$\Delta l = -2, 0$  lub  $2$  oraz  $\Delta j = 0, 1$  lub  $2$ .

Prawdopodobieństwa poszczególnych przejść są różne, co skutkuje tym, że w mierzonym widmie poszczególne linie mają różne natężenie.

## Nazewnictwo przejść X, sekwencje linii widmowych ułatwiające rozpoznanie

Nazwy poszczególnych przejść podane są na przykładzie atomu baru ( $Z=56$ ) na rysunku poniżej. Najmocniejsze są linie oznaczane  $K\alpha_1$  oraz  $K\alpha_2$ . W nazwie litera oznacza powłokę, na którą przechodzi elektron. Nazwy indeksów  $\alpha_1, \gamma_3$ , itp. mają historyczne podłoże.

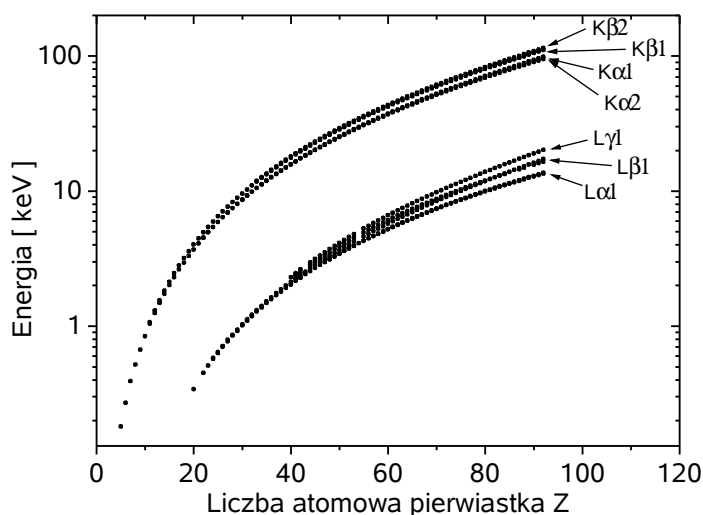


Rys. 1. Nazewnictwo poszczególnych przejść promieniowania X (na przykładzie Ba)

## Energie przejść X, prawo Moseley'a

Energie linii widmowych promieniowania X są ściśle związane z energiami wiązania poszczególnych pierwiastków. Dla danego typu przejścia przybliżone energie podaje empiryczne prawo Moseley'a:

$$E [\text{keV}] = B (Z - 1)^2 \quad \text{gdzie } B = 0.01042 \text{ dla przejścia } K\alpha 1, \\ \text{oraz } B = 0.001494 \text{ dla przejścia } L\alpha 1.$$



Rys. 2. Energie promieniowanie X dla różnych pierwiastków.

W praktyce przy identyfikacji linii w widmach wygodniej posługiwać stabelaryzowanymi wartościami energii dla poszczególnych przejść. Tablice takie dołączone są do tej instrukcji. W tablicach tych oprócz energii podane są względne intensywności poszczególnych przejść, co bardzo pomaga w identyfikacji zaobserwowanych na widmie pików. Wśród linii danego pierwiastka, względne natężenia wynoszą w przybliżeniu:

$K\alpha 1$  - 100,  $K\alpha 2$  - 50,  $K\beta 1$  - 20,  $K\beta 2$  - 5,  $K\beta 3$  - 1 dla linii serii K oraz  
 $L\alpha 1$  - 100,  $L\alpha 2$  - 10,  $L\beta 1$  - 50,  $L\beta 2$  - 20,  $L\beta 3$  - 6,  $L\beta 4$  - 5 dla linii serii L.

## II. Detektory półprzewodnikowe

To jest dobrze opisane np. w [2] i [3]. Należy wiedzieć jak jest zbudowany detektor półprzewodnikowy i jaka jest idea jego działania.

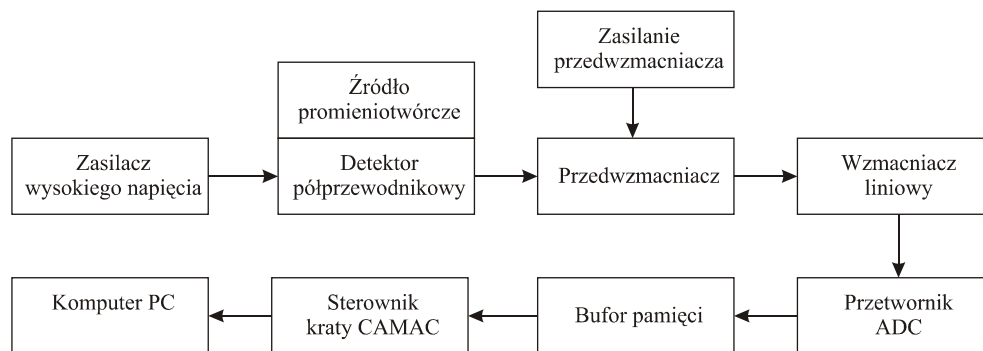
## III. Aparatura pomiarowa

W skład aparatury pomiarowej wchodzi:

- detektor półprzewodnikowy z przedwzmacniaczem ładunkowym. Używany jest detektor germanowy domieszkowany litem, cienki, o dobrej zdolności rozdzielczej, chłodzony ciekłym azotem, w obudowie z okienkiem berylowym. **Uwaga:** okienko berylowe jest **bardzo delikatne** mechanicznie i podatne na korozję. Dlatego **nie wolno** kłaść żadnych próbek bezpośrednio na okienko, ale trzeba na nie położyć najpierw kawałek folii PE lub kartki papieru. Dotyczy to w szczególności pastylek z aktywnością  $^{212}\text{Bi}$ .

Od detektora wychodzą trzy kable: jeden do zasilacza wysokiego napięcia (oznaczony H.V.), drugi wyprowadzający impulsy sygnału do układu ADC. Trzeci kabel doprowadza zasilanie przedwzmacniacza napięciem  $\pm 12$  V, które jest brane z tyłu dowolnego bloczka Linear Amplifier.

- zasilacz wysokiego napięcia (High Voltage Supply) 0–1000 V.
- wzmacniacz liniowy (Linear Amplifier) Tunnelec TC244
- przetwornika ADC Polon 712
- bufora pamięci BWSP200 i sterownika CAMAC firmy Fideltronic (lub ewentualnie jeden układ Elektor Multichannel analyzer 8001S pełniący te same funkcje)
- komputer PC z programem NIC obsługującym pomiar i ułatwiającym analizę wyników. Skrócona instrukcja do tego programu jest dołączona na końcu i wystarczy się z nią zapoznać podczas wykonywania ćwiczenia.



Rys. 3. Schemat aparatury pomiarowej używanej do pomiaru widma promieniowania.

Promieniowanie X albo gamma, padając na kryształ detektora powoduje powstanie impulsu elektrycznego, o amplitudzie proporcjonalnej do energii fotonu zaabsorbowanego przez detektor. Sygnał ten jest wzmacniany, najpierw w przedwzmacniaczu tuż przy detektorze, następnie w zewnętrznym wzmacniaczu liniowym. Przy pomocy tego wzmacniacza zmienia się wzmocnienie sygnału. Jest to niezbędne do wybrania odpowiedniego w danym eksperymencie zakresu mierzonych energii. Sygnał po wzmacniaczu nie powinien przekraczać 10 V. Sygnał ze wzmacniacza podawany jest na przetwornik analogowo-cyfrowy ADC, mierzący amplitudę przychodzących impulsów. Zakres 0-10 V podzielony jest na 1024 (lub 4096) kanałów i zarejestrowanie impulsu o danej amplitudzie powoduje zwiększenie liczby zliczeń w danym kanale o jeden. Komputer odczytuje z bufora pamięci liczbę zliczeń w poszczególnych kanałach. Po wykonaniu kalibracji (czyli przeliczeniu numeru kanału na energię) otrzymuje się widmo – zależność natężenia promieniowania od jego energii. Kalibrację wykonuje się mierząc próbkę o znanym widmie.

#### **IV. Włączanie aparatury**

1. Sprawdzić połączenia wszystkich kabli.
2. Sprawdzić czy zasilacz wysokiego napięcia jest wyzerowany. Zasilacz ma przełącznik z pięcioma stanami (–, REG, OFF, REG, +) oraz potencjometr wyskalowany w voltach. Należy ustawić OFF i potencjometr na 0 V.
3. Włączyć zasilanie listwy, kasety CAMAC (lub obu kaset) oraz komputera.
4. Uruchomić program NIC spod DOSa lub Windows.



5. Umieścić źródło promieniotwórcze (najlepiej  $^{133}\text{Ba}$ ) na detektorze i podłączyć oscyloskop do wyjścia ze wzmacniacza liniowego.
6. Odczytać z detektora jakim napięciem powinien być polaryzowany. Ważna jest zarówno wartość jak i znak napięcia.
7. Przełączyć zasilacz na REG w odpowiednią stronę na + lub – (według informacji na detektorze) i bardzo powoli podnosić napięcie (nie szybciej niż 200V/min) aż do docelowej wartości obserwując impulsy na oscyloskopie. Szybka, skokowa zmiana napięcia może spowodować uszkodzenie przedwzmacniacza. Odczekać jeszcze minutę i przełączyć zasilacz do najniższej pozycji na + lub – (odpowiednio do polaryzacji!). W ten sposób napięcie zasilania jest podtrzymywane przez układ kondensatorów zapobiegając uszkodzeniu detektora np. przy zaniku napięcia w sieci.

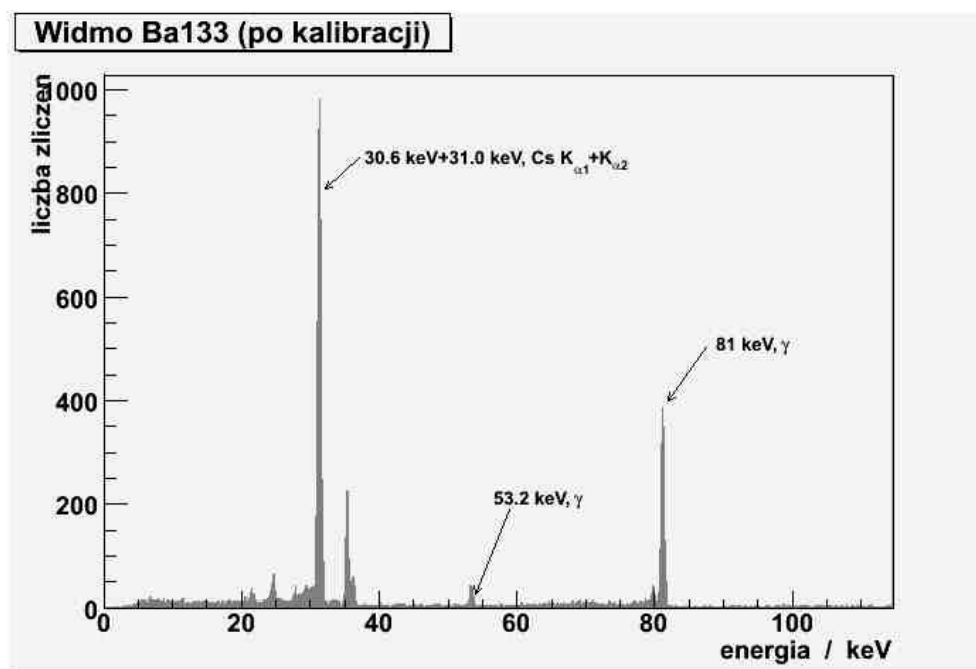
Wyłączanie aparatury, a zwłaszcza zasilacza wysokiego napięcia powinno być wykonane dokładnie w odwrotnej kolejności.

### **V. Przebieg ćwiczenia**

1. Zaprezentować w ciągu 15 minut swoją wiedzę na temat tego ćwiczenia.
2. Zapoznać się z aparaturą pomiarową. Należy zidentyfikować poszczególne elementy układu, sprawdzić czy, i jak, są ze sobą połączone.
3. Włączyć aparaturę, dokładnie według instrukcji.
4. Zapoznać się z programem NIC do obsługi aparatury.
5. Zaobserwować widmo  $^{133}\text{Ba}$  (patrz rysunek poniżej) i dobrać wzmocnienie tak, aby linia 81 keV wypadła około 700-800 kanału.
6. Zmierzyć potrzebne do kalibracji układu widmo źródła promieniotwórczego  $^{133}\text{Ba}$  i znaleźć jego schemat rozpadu.
7. Przyporządkować zaobserwowanym w widmie pikom energie i w ten sposób wykonać kalibrację, czyli przeliczenie kanałów na energie.
8. Zmierzyć widma dostarczonych 2–3 próbek, zidentyfikować w tych widmach linie promieniowania charakterystycznego X, wyznaczyć ich energie i porównując z tablicami rozpoznać jakie to pierwiastki. Zweryfikować postawione hipotezy na podstawie analizy natężeniowej linii widmowych.
9. Zapoznać się (korzystając z dostępnych w pracowni tablic) ze schematami rozpadów, które zachodzą w tym ćwiczeniu.
10. Zidentyfikować wszystkie pozostałe linie gamma w zmierzonych widmach i wyjaśnić ich pochodzenie.

Wszystkie zmierzone widma należy zapisywać na dysk lub dyskietkę. W zeszycie pomiarowym należy zapisywać informacje pozwalające powiązać te pliki z konkretnymi próbkami. Powinny się tam również znaleźć piki zaobserwowane na widmach: ich energie, szerokości, amplitudy oraz identyfikacja jaka to linia widmowa jakiego pierwiastka.

Ćwiczenie przewidziane jest na dwie pracownie, przy czym wszystkie pomiary trzeba zrobić w ciągu pierwszego tygodnia. Drugi tydzień przeznaczony jest na opracowanie wyników, do którego potrzebne są tablice dostępne na terenie pracowni.

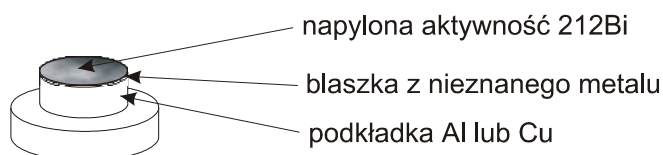


## VI. Źródła cząstek alfa dostępne w pracowni

W ćwiczeniu używany jest strumień cząstek alfa pochodzący ze źródła  $^{212}\text{Bi}$  lub ze źródła  $^{241}\text{Am}$ . Promieniowanie alfa o energiach rzędu MeV, bardzo silnie oddziałuje z materią i dlatego też jest biologicznie bardziej szkodliwe niż promieniowanie gamma. Można się przed promieniowaniem alfa łatwo chronić, bo zasięg cząstek alfa o energii 8 MeV w powietrzu wynosi poniżej 10 cm, a w Al poniżej 0.1 mm.

**UWAGA:** używane źródła  $^{212}\text{Bi}$  są źródłami otwartymi i **NIGDY nie należy brać ich palcami. Należy też uważać, żeby nie rozsypywać aktywnego proszku z pastylek.**

Źródła  $^{212}\text{Bi}$  robione na potrzeby ćwiczenia mają postać pastylki z Al lub Cu, ewentualnie z blaszką z jakiegoś metalu. Na taką podkładkę osadzana jest elektrostatycznie aktywność  $^{212}\text{Bi}$  z naturalnego szeregu promieniotwórczego.



Rys. 4. Źródło  $^{212}\text{Bi}$  używane w tym ćwiczeniu.

Tak wytworzone źródło ma czas połowicznego rozpadu 10.6h i rozpada się z emisją cząstek alfa o energiach 8.8 i 6.0 MeV. Cząstki te mogą wybijać elektrony z materiałów ze swojego otoczenia i wywoływać wtórną emisję promieniowania X.

Dostępne źródło  $^{241}\text{Am}$  jest źródłem zamkniętym. Oprócz cząstek alfa o energii 5.5 MeV emituje również promieniowanie gamma.

**VII. Co koniecznie powinno znaleźć się w sprawozdaniu**

1. Wstęp teoretyczny w zakresie uzgodnionym z prowadzącym ćwiczenie.
2. Wykresy dla wszystkich zmierzonych widm z wykonaną kalibracją.
3. Opis wszystkich rozpoznanych pików na tych widmach.
4. Określenie pierwiastków zidentyfikowanych na podstawie poszczególnych widm..

**VIII. Ponadto warto zastanowić się nad następującymi pytaniami:**

1. Które z tych pierwiastków naprawdę znajdują się w mierzonych próbkach, a które stanowią tło związane z aparaturą pomiarową?
2. Jakie linie X są na kalibracyjnym widmie  $^{133}\text{Ba}$  i dlaczego?
3. Jakie pierwiastki da się identyfikować przy pomocy detektora promieniowania X na którym wykonano ćwiczenie?
4. Jaka jest energetyczna zdolność rozdzielcza używanego układu pomiarowego? Czy zależy to od energii?

**IX. Literatura uzupełniająca**

- [1] H. Haken, H.C. Wolf, *Atomy i kwanty*, PWN, 2002  
[2] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN, 1978  
[3] W.R. Leo, "Techniques for nuclear and particle physics experiments", Springer Verlag, 1987, Rozdział 10.

H. Haken, H.C.Wolf, *Atomy i kwanty*, PWN, 2002

## 18.4. Emisyjne widma liniowe. Promieniowanie charakterystyczne

Widmo promieniowania charakterystycznego zawiera stosunkowo niewiele linii. Przykład takiego widma pokazano na rys. 18.3. Linie w widmie są zgrupowane w seriach zbieżnych do granicy krótkofalowej, nazywanej krawędzią. Na przykład z antykatodą z rodu, zwiększając potencjał przyspieszający elektrony, można obserwować w kolejnych jego przedziałach następujące linie i serie:

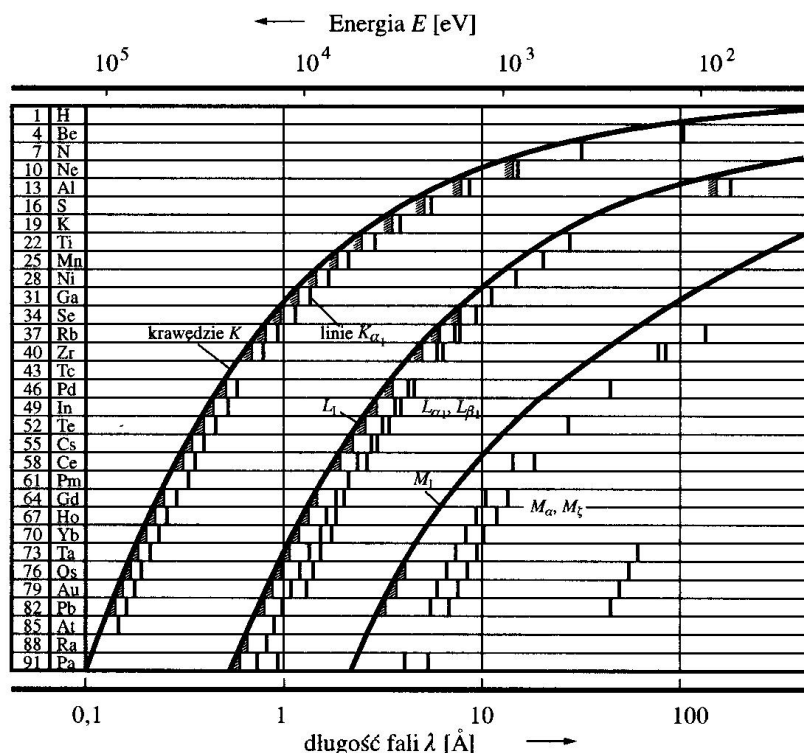
Dla potencjału przyspieszającego  $V_0 > 0,5 \text{ kV}$  — linie serii  $M$ ,

Dla potencjału przyspieszającego  $V_0 > 3,0 \text{ kV}$  — również serię  $L$ ,

Dla potencjału przyspieszającego  $V_0 > 23 \text{ kV}$  — również serię  $K$ .

Linie serii  $K$  są dubletami.

Z zasady, w odróżnieniu od widm optycznych, które zawierają dużą liczbę linii zależną w skomplikowany sposób od ładunku jądra  $Ze$  i na którą silny wpływ ma charakter wiązania chemicznego, widma rentgenowskiego promieniowania charakterystycznego zawierają ograniczoną liczbę linii zgrupowanych w kilku seriach. Również związek z ładunkiem jądra jest przejrzysty (rys. 18.7). Ze wzrostem ładunku jądra wzrasta energia kwantów odpowiednich



**Rys. 18.7.** Położenia linii emisyjnych charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego i krawędzi absorpcji dla różnych pierwiastków chemicznych. Energia kwantów wzrasta ze wzrostem liczby atomowej

linii i krawędzi. Serie są oznaczane literami  $K, L, M, N, \dots$ , a linie w serii małymi literami greckimi, poczynając od  $\alpha$ . Składowe struktury subtelnej linii oznaczane są za pomocą cyfr zapisywanych jako dolne wskaźniki.

Dla atomów o różnej liczbie atomowej  $Z$  pierwsza linia serii  $K$ , tzn. linia  $K_\alpha$ , może być z dobrym przybliżeniem opisana wyrażeniem

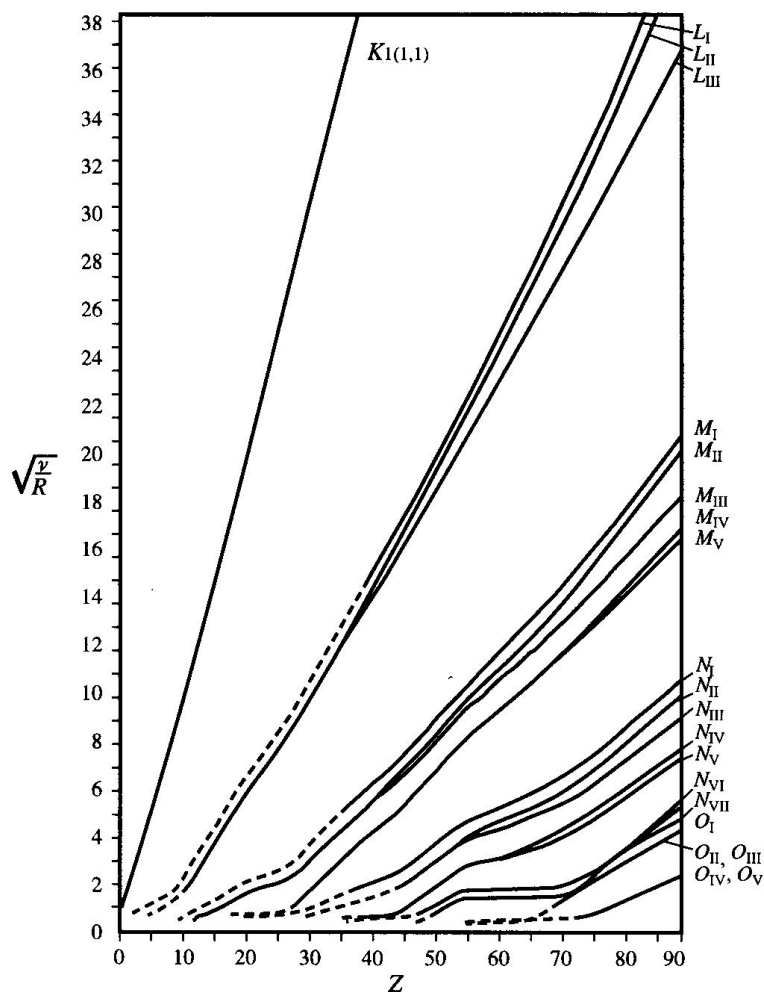
$$\tilde{\nu}_{K_\alpha} = \frac{3}{4} R(Z-1)^2 \equiv R(Z-1)^2 (1/1^2 - 1/2^2). \quad (18.3)$$

Pierwsze linie serii  $L$  ( $L_\alpha$ ) są opisywane przez

$$\tilde{\nu}_{L_\alpha} = \frac{5}{36} R(Z-7,4)^2 \equiv R(Z-7,4)^2 (1/2^2 - 1/3^2). \quad (18.4)$$

Liniową zależność pomiędzy  $\sqrt{\tilde{\nu}}$  i liczbą atomową  $Z$  dla analogicznych linii promieniowania charakterystycznego lub krawędzi w widmach różnych pierwiastków odkrył w roku 1913 Moseley (rys. 18.8). Porównanie ze wzorem Balmera dla atomu wodoru sugeruje, że w przypadku linii  $K$  ładunek jądra jest ekranowany przez ładunek o wielkości jednej jednostki ładunku, natomiast dla linii  $L$  jest on ekranowany przez prawie osiem jednostek ładunku.

Wiązanie chemiczne, w którym uczestniczy atom, ma tylko nieznaczny wpływ na jego widmo rentgenowskie. Ale dokładny pomiar takiego efektu dostarcza ważnych informacji o zachowaniu się elektronów w wiązaniach chemicznych.



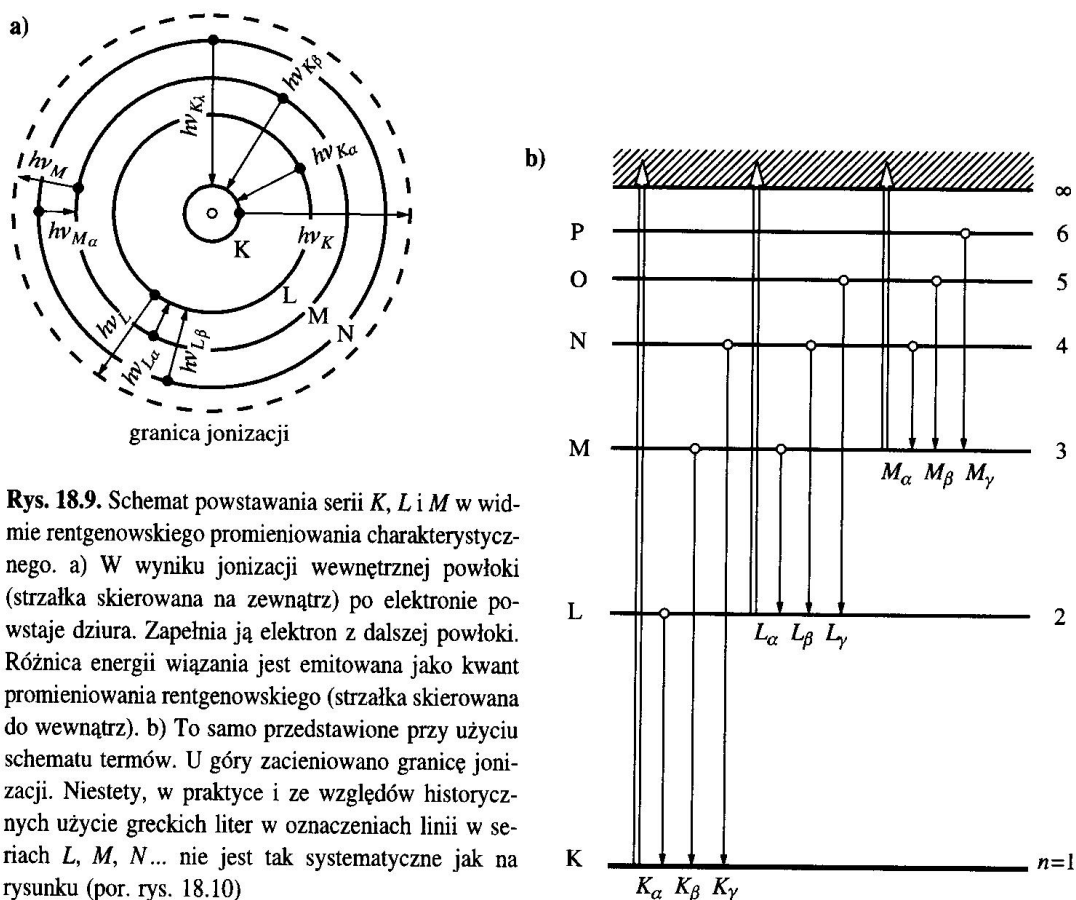
**Rys. 18.8.** Wykres Moseleya położenia krawędzi absorpcji. Częstość krawędzi  $\nu$  jest dana jako  $\nu/R = (Z-s)/n$ , gdzie  $s$  i  $n$  są różne dla różnych powłok, obserwowane krzywe wykresu Moseleya nie są równoległe. Krzywe dla dubletów spinowych, tzn.  $L_{II,III}$  są rozdzielne w części górnej dlatego, że sprzężenie spin-orbita wzrasta z liczbą  $Z$  [z: K.H. Hellwege, *Einführung in die Physik der Atome*, Heidelberger Taschenbücher, t. 2. wyd. 4 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1974), rys. 72]

Emisję promieniowania rentgenowskiego można wywołać nie tylko przez bombardowanie antykatody elektronami, ale również przez napromieniowanie atomów, cząsteczek i ciał stałych samym promieniowaniem rentgenowskim. Tak wywołana emisja nazywana jest fluorescencją rentgenowską.

Długość fali fluorescencji rentgenowskiej jest większa lub co najmniej równa długości fali wzbudzającego ją promieniowania rentgenowskiego, ale w odróżnieniu od zwykłej fluorescencji w pewnych granicach nie zależy od długości fali promieniowania wzbudzającego. Linie serii pojawiają się w widmie fluorescencyjnym wszystkie jednocześnie i tylko wtedy, gdy energia kwantów promieniowania wzbudzającego jest co najmniej tak duża jak energia kwantu odpowiadającego najwyższej energetycznie lub najbardziej krótkofalowej linii widma charakterystycznego. To samo dotyczy wzbudzania promieniowania przez bombardowanie elektronami: energia kinetyczna elektronów  $eV_0$  musi być co najmniej tak duża, jak energia kwantów najbardziej krótkofalowej linii serii, dopiero wtedy seria ta może pojawić się w widmie emisyjnym. A zatem linia  $K_\alpha$  nie może być wzbudzona przez kwant o energii  $K_\alpha$ ; konieczne jest do tego dostarczenie energii odpowiadającej krawędzi  $K$ . Jest to energia, do której zbieżne są linie serii  $K$  — granica serii. Na podstawie tej oraz innych obserwacji sformułowano wniosek, że w przeciwieństwie

do słabo związanych elektronów zewnętrznych, odpowiedzialnych za widma optyczne, linie rentgenowskiego promieniowania charakterystycznego odnoszą się do stanów elektronów „wewnętrznych”, które są związane na wypełnionych powłokach.

W roku 1916 Kossel podał następującą interpretację powstawania linii rentgenowskiego promieniowania charakterystycznego: najpierw wzbudzający elektron musi usunąć atomowy elektron z wewnętrznej powłoki. Powstała w ten sposób dziura jest wypełniana przez elektrony zewnętrzne, a energia ich wiązania jest uwalniana jako kwanty promieniowania charakterystycznego. Wszystkie przejścia, które kończą się na tej samej powłoce wewnętrznej, powstają razem i tworzą serię (rys. 18.9).



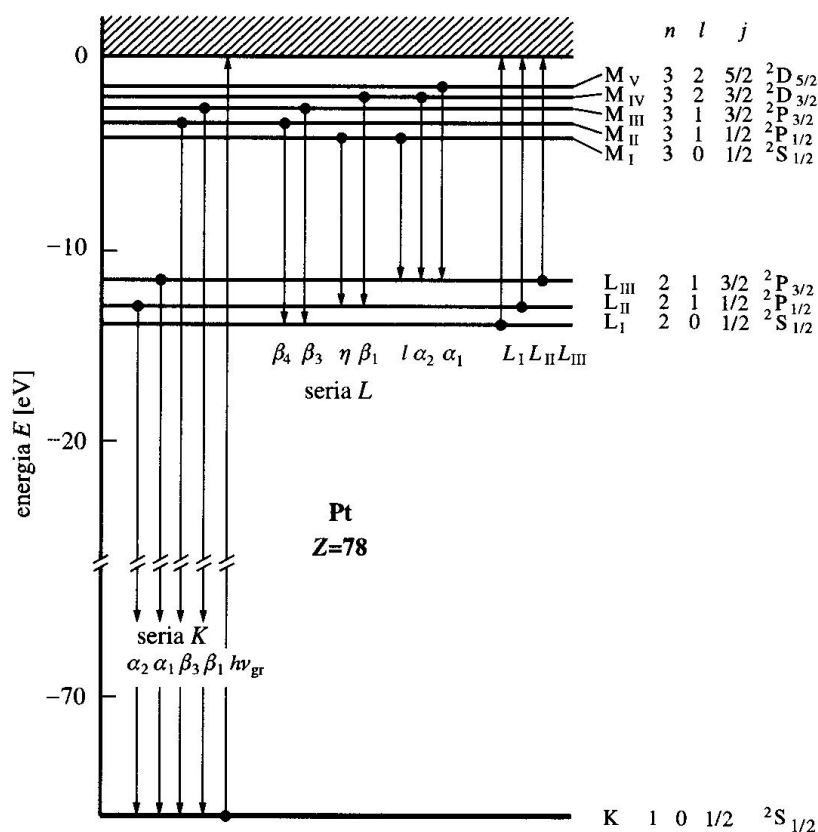
**Rys. 18.9.** Schemat powstawania serii K, L i M w widmie rentgenowskiego promieniowania charakterystycznego. a) W wyniku jonizacji wewnętrznej powłoki (strzałka skierowana na zewnątrz) po elektronie powstaje dziura. Zapełnia ją elektron z dalszej powłoki. Różnica energii wiązania jest emitowana jako kwant promieniowania rentgenowskiego (strzałka skierowana do wewnątrz). b) To samo przedstawione przy użyciu schematu termów. U góry zacieniowano granicę jonizacji. Niestety, w praktyce i ze względów historycznych użycie greckich liter w oznaczeniach linii w seriach L, M, N... nie jest tak systematyczne jak na rysunku (por. rys. 18.10)

Energie przejść, w których zaangażowane są powłoki wewnętrzne, są znacznie wyższe niż energie przejść, w których zaangażowane są powłoki zewnętrzne, a wiąże się to z faktem, że ładunek jądra jest ekranowany tylko przez te elektrony, które znajdują się na jeszcze niższych powłokach. Dlatego ekranowanie w przypadku linii  $K_{\alpha}$  jest  $(Z-1)$ , a w przypadku linii  $L_{\alpha}$   $(Z-7,4)$ . Natężenie pola elektrycznego wewnątrz kuli o równomiernie naładowanej powierzchni jest równe zero i tym samym elektrony zewnętrzne nie dają wkładu do pola działającego na elektrony wewnętrzne.

## 18.5. Struktura subtelna widm promieniowania rentgenowskiego

Przejścia oznaczone greckimi literami  $K_\alpha, K_\beta, L_\alpha, L_\beta$  mają zatem swój początek na poziomach o różnych głównych liczbach kwantowych  $n$ . Żeby zrozumieć strukturę subtelną widm rentgenowskich, tzn. występowanie kilku składowych w danym przejściu, trzeba wziąć pod uwagę orbitalny moment pędu oraz spin elektronów.

Dla elektronów na powłokach wewnętrznych degeneracja orbitalna (degeneracja  $l$ ) jest zniesiona w naturalny sposób. Przyczyny tego faktu, a więc różne ekranowanie dla elektronów z różnym orbitalnym momentem pędu i wynikające stąd różnice potencjału kulombowskiego, były już dyskutowane przy okazji widm atomów metali alkalicznych (p. 11.2). Ponadto musimy wziąć również pod uwagę strukturę subtelną wywołaną sprzężeniem spin-orbita. Energia tego sprzężenia wzrasta szybko (jak  $Z^4$ ) ze wzrostem liczby atomowej (p. 12.8). W ciężkich atomach, takich jak uran, rozszczepienie spin-orbita może sięgać aż 2 keV! Strukturę widm rentgenowskich można zrozumieć, jeśli uświadomimy sobie, że brakujący elektron, czyli



**Rys. 18.10.** Diagram struktury subtelnej widma promieniowania charakterystycznego antykathody platynowej ( $Z = 78$ ). Podane są liczby kwantowe oraz oznaczenia linii i serii. Strzałki skierowane w górę odnoszą się do absorpcji, skierowane w dół do emisji. W literaturze źródłowej oznaczenia poszczególnych linii literami greckimi nie są systematyczne i nie są jednolite. Odstępy pomiędzy podpowłokami  $L_I, L_{II}$  i  $L_{III}$  powłoki L oraz pomiędzy podpowłokami  $M_I-M_V$  powłoki M pokazane są bez zachowania skali. Dla danej wartości  $l$  wynikają one z normalnego rozszczepienia dubletowego; w innych przypadkach są one spowodowane różnicami w ekranowaniu ładunku jądra i wobec tego nie są wszystkie jednakowe



dziura, na poza tym wypełnionej powłoce, jest równoważny pojedynczemu elektronowi na poza tym pustej powłoce. Oczywiście ta równoważność dotyczy tylko znaku: żeby usunąć elektron z atomu, musimy dostarczyć energię. Jeżeli energię wiązania elektronu traktujemy jako ujemną, to energię potrzebną do wykreowania dziury musimy traktować jako dodatnią.

A zatem, podobnie jak widma optyczne atomów metali alkalicznych, również widma rentgenowskie można objaśniać jako widma pochodzenia jednoelektronowego (lub jedno-dziurowego). I tak jak w atomach metali alkalicznych, termy energetyczne mogą być charakteryzowane przez liczby kwantowe *jednego* elektronu; w ten sposób dochodzimy do diagramu termów takiego typu, jak diagram pokazany na rys. 18.10.

Na powłoce K, o głównej liczbie kwantowej  $n = 1$ ,  $l$  może mieć jedynie wartość 0,  $j$  jest równe  $1/2$  i stan jest opisany jako  $^2S_{1/2}$ .

Reguły wyboru dla przejść optycznych są następujące:  $\Delta l = \pm 1$  i  $\Delta j = 0, \pm 1$ . Stąd też najbardziej długofalowe linie serii K,  $K_{\alpha 1}$  i  $K_{\alpha 2}$ , powstają w sposób analogiczny do dubletu D sodu. Odpowiadają one przejściom, które łączą stan o  $n = 1$ ,  $^2S_{1/2}$ , ze stanami o  $n = 2$ ,  $^2P_{1/2}$  i  $^2P_{3/2}$ , rozszczepionymi w wyniku oddziaływania spin-orbita.

Analogicznie można wyjaśnić wszystkie szczegóły struktury subtelnej widm rentgenowskich. Powłoki, które charakteryzują liczby kwantowe  $n$ , są również rozszczepiane na podpowłoki. Te ostatnie oznacza się używając numeracji rzymskiej (np.  $L_I, L_{II}, L_{III}$  na rys. 18.10). Podpowłokę charakteryzuje trójka liczb kwantowych  $n, l$  i  $j$ . Rozszczepienia pomiędzy  $L_I, L_{II}$  i  $L_{III}$  mogą mieć szereg przyczyn, jak pokazuje rys. 18.10. Rozszczepienie pomiędzy  $L_{II}$  i  $L_{III}$ , tzn. pomiędzy  $^2P_{1/2}$  i  $^2P_{3/2}$ , jest dobrze znanym rozszczepieniem dubletowym, które wzrasta ze wzrostem  $Z$ . Natomiast rozszczepienie pomiędzy  $L_I$  i  $L_{II}$  wynika ze zmian w ekranowaniu. A ponieważ ekranowanie jest spowodowane tylko przez wewnętrzne elektrony, wobec tego słabiej zależy od  $Z$ . Potwierdzają to diagramy Moseleya (rys. 18.7 i 18.8).

Jeżeli atomy nie są swobodne, lecz są związane w fazie stałej, to najwyższe obsadzone elektronowe poziomy energii ulegają poszerzeniu do pasm energii. Linie promieniowania rentgenowskiego powstające w wyniku przejść pomiędzy najwyższym obsadzonym (szerokim) pasmem energii i wewnętrznym poziomem elektronowym, który nie ulega poszerzeniu w fazie stałej, mają charakterystyczną strukturę. Z ich szerokości i rozkładu natężenia można bezpośrednio otrzymać obraz szerokości najwyższego pasma energii i jego obsadzenia przez elektrony.

**A. Strzałkowski, Wstęp do fizyki jądra atomowego, PWN 1978****1.132. Liczniki półprzewodnikowe**

Pierwsze miejsce wśród detektorów promieniowania jądrowego zajęły ostatnio w badaniach jądrowych detektory półprzewodnikowe. Stało się tak dzięki ich doskonałym właściwościom, takim jak bardzo dobra energetyczna zdolność rozdzielcza, krótki czas narastania impulsu i niewielkie rozmiary.

Aby wyjaśnić bliżej zasadę działania tych detektorów należy przypomnieć sobie podstawowe fakty z elektronowej teorii ciała stałego. W kryształach, na skutek oddziaływania z jonami rozmieszczonymi periodycznie w sieci krystalicznej, stany energetyczne elektronów mają charakter nie ostrych poziomów, lecz rozmytych pasm. Pasma o energii najniższej nazywamy pasmem podstawowym lub walencyjnym ( $S$ ), pasmo o energii wyższej — pasmem przewodnictwa ( $P$ ). Zależnie od rozmieszczenia tych pasm różny będzie charakter przewodnictwa ciała stałego (rys. 1.132-1):

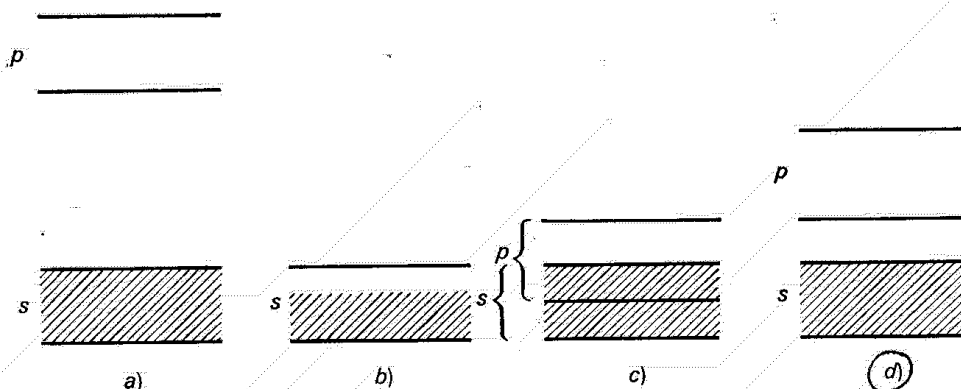
a) Pasma przewodnictwa jest puste i odległe od całkowicie zapełnionego elektronami pasma podstawowego (rys. 1.132-1a). Taki kryształ będzie się zachowywać jak izolator, gdyż w polu elektrycznym elektrony, ze względu na zakaz Pauliego, nie mogą zmienić swej energii w obrębie pasma podstawowego i nie mogą przejść do odległego pasma przewodnictwa, a więc nie możemy otrzymać przepływu prądu.

b) Pasma podstawowe jest tylko częściowo zapełnione (rys. 1.132-1b) lub

c) Pasma przewodnictwa zachodzi na pasmo podstawowe (rys. 1.132-1c). Mamy wówczas do czynienia z przewodnikiem, gdyż możliwa jest zmiana pędu elektronów pod wpływem przyłożonego napięcia, czyli przepływ prądu elektrycznego.

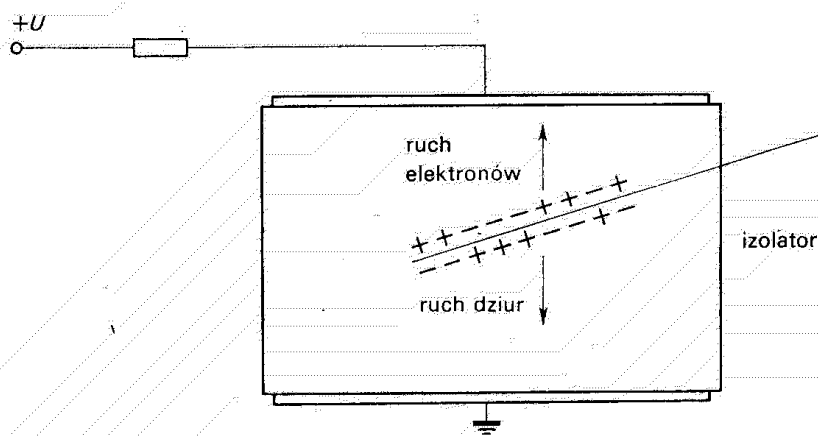
d) Całkowicie zapełnione pasmo podstawowe i puste pasmo przewodnictwa znajdują

się blisko siebie (rys. 1.132-1*d*). Pewna liczba elektronów może posiadać energie termiczne dostatecznie wysokie dla przejścia do pasma przewodnictwa. Daje to pewne, jakkolwiek w normalnych warunkach bardzo małe, przewodnictwo elektryczne. Ciała o takiej strukturze pasm energetycznych nazywamy półprzewodnikami.



Rys. 1.132-1. Struktura pasm energetycznych elektronów w ciele stałym: a) izolator, b) i c) przewodnik, d) półprzewodnik

Te własności ciał stałych wykorzystać możemy do konstrukcji detektorów promieniowania jonizującego. Zasada działania takich detektorów jest bardzo podobna do zasady działania liczników jonizacyjnych. Wskutek oddziaływania cząstki naładowanej przechodzącej przez izolator z elektronami z pasma podstawowego, część z nich zostaje przeniesiona do pasma przewodnictwa, co jest procesem podobnym do jonizacji gazu. Jeżeli teraz taki izolator znajduje się między okładkami kondensatora, to pojawienie się w nim nośników prądu przy przejściu cząstki doprowadzi, podobnie jak w komorze jonizacyjnej, do powstania impulsu napięcia. Impuls ten związany jest zarówno z ruchem elektronów w paśmie przewodnictwa, jak i przemieszczaniem się w paśmie podstawowym dziur pozostawionych przez usunięte elektrony, co jest równoważne ruchowi ładunku dodatniego (rys. 1.132-2).

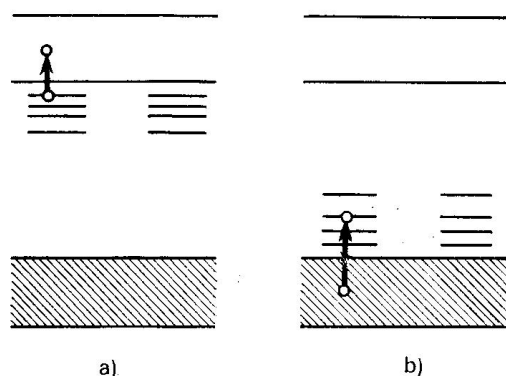


Rys. 1.132-2. Ruch elektronów i dziur wytworzonych w izolatorze przez promieniowanie jonizujące

Aby jednakże mógł się tutaj wytworzyć impuls napięcia spełnione muszą być pewne warunki. Mianowicie elektron może stosunkowo łatwo przeskakiwać z pasma przewodnictwa do niższego energetycznie pasma podstawowego, rekombinując tam z dziurą,

przez co otrzymujemy zanik liczby cząstek naładowanych mogących poruszać się swobodnie w kryształach. Ze względu na tę rekombinację elektron posiada określony czas życia. Warunkiem rozwinięcia się impulsu elektrycznego do pełnej wysokości jest duża wartość iloczynu czasu życia i ruchliwości nośników, tak aby w czasie swego życia dotrzeć one mogły do okładek kondensatora. To, oraz mała odległość pasma podstawowego i pasma przewodnictwa stanowią warunki, jakie spełniać musi materiał nadający się do konstrukcji detektora.

Jak się okazuje warunki te są dobrze spełnione w temperaturach zbliżonych do pokojowych dla dwu półprzewodników, a mianowicie dla germanu i krzemu. Przerwa energetyczna dzieląca pasmo przewodnictwa od pasma podstawowego wynosi w germanie 0,78 eV a w krzemie 1,2 eV, a czasy życia nośników są tu dostatecznie długie. Okazuje się jednakże, że dla praktycznego, bezpośredniego wykorzystania tych materiałów w detektorach przerwa energetyczna jest zbyt wąska. Skutkiem bowiem ruchów cieplnych już nawet w temperaturach pokojowych znaczna liczba nośników prądu przechodzi do pasma przewodnictwa. Dla krzemu na przykład, liczba ta wynosi  $10^{10}$  par nośników na  $\text{cm}^3$ , co zacierać będzie niemal całkowicie niewielki impuls pochodzący od nośników wytworzonych przez cząstkę jonizującą. W germanie ze względu na węższą przerwę energetyczną sytuacja przedstawia się jeszcze gorzej. Liczby nośników mogą być nieco zredukowane przez zmniejszenie energii ruchów cieplnych z obniżeniem temperatury, jednakże prowadzi to do nowych trudności. Rozwój techniki detektorów półprzewodnikowych poszedł inną drogą dzięki wykorzystaniu pewnych własności tych materiałów.



Rys. 1.132-3. Schemat pasm i dodatkowych poziomów energetycznych w półprzewodniku a) nadmiarowym (typ *n*) i b) niedomiarowym (typ *p*)

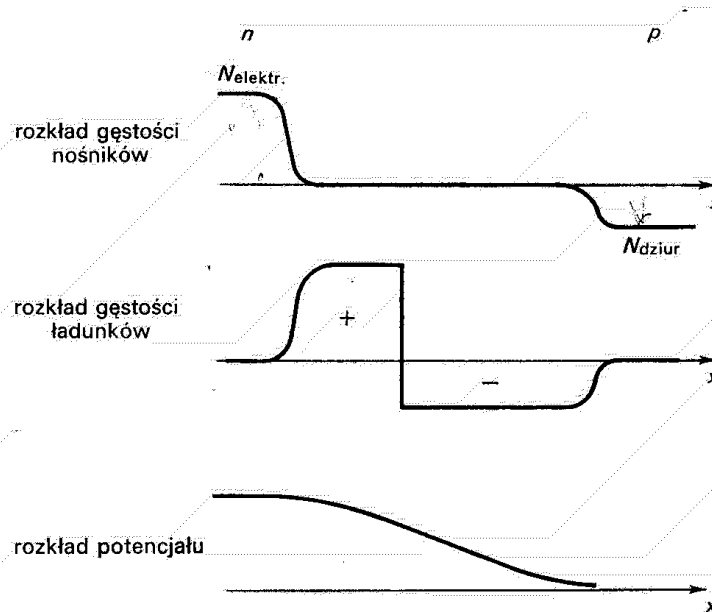
Zjawisko półprzewodnictwa ma zwykle związek z defektami sieci krystalicznej, występującymi na przykład na skutek zanieczyszczeń, dających dodatkowe poziomy energetyczne w pobliżu odległych od siebie pasm podstawowego i przewodnictwa (rys. 1.132-3). Zależnie od rozmieszczenia i roli tych dodatkowych poziomów rozróżniamy dwa typy półprzewodników, a mianowicie:

a) Półprzewodniki nadmiarowe, czyli typu *n* posiadają dodatkowe poziomy energetyczne w pobliżu pasma przewodnictwa (rys. 1.132-3a). Wywołujące je zanieczyszczenia sieci krystalicznej noszą nazwę donorów. Mogą to być na przykład atomy V grupy jak fosfor, zastępujące atomy krzemu w sieci krystalicznej. Ze względu na małą odległość tych dodatkowych poziomów od pasma przewodnictwa, pewna liczba elektronów przechodzi

z nich do tego pasma, skutkiem czego otrzymujemy małe przewodnictwo elektryczne. Przewodnictwo to jest związane z ruchem ładunku ujemnego.

b) Półprzewodniki niedomiarowe, czyli typu  $p$  mają poziomy dodatkowe rozlokowane w pobliżu pasma podstawowego (rys. 1.132-3b). Związane są one z zanieczyszczeniami sieci krystalicznej atomami grupy III, na przykład borem, zwanymi akceptorami. Nazwa ta pochodzi stąd, że poziomy te — ze względu na małą odległość od pasma podstawowego — mogą przejąć z niego pewną liczbę elektronów. Powstałe w paśmie podstawowym dziury zachowują się, jak wiemy, jak ładunki dodatnie a zatem przewodnictwo tych materiałów związane jest z ruchem ładunku dodatniego.

Możemy wykorzystać te dwa typy półprzewodników do wytworzenia warstwy praktycznie wolnej od szkodliwych nośników swobodnych. Wyobraźmy sobie mianowicie, że stykamy ze sobą półprzewodniki typu  $n$  i  $p$ . Elektrony z półprzewodnika typu  $n$  znajdujące się w paśmie przewodnictwa i mające wyższe energie, będą przechodzić do półprzewod-



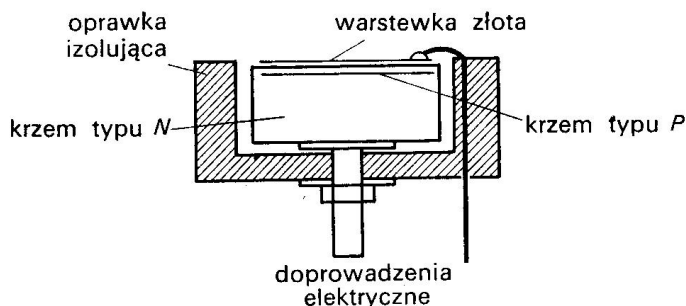
Rys. 1.132-4. Rozkład gęstości nośników, gęstości ładunku i potencjału w złączu  $n$ - $p$

nika typu  $p$ , wypełniając w nim dziury w paśmie podstawowym. Na odwrót, dziury będą również dyfundować do obszaru półprzewodnika typu  $n$  i rekombinować tam z elektronami. Powstaje w ten sposób podwójna warstwa ładunku i wytwarza się pewna różnica potencjałów zapobiegająca dalszemu przechodzeniu elektronów i dziur między obydwoma półprzewodnikami. W tej cienkiej warstwie granicznej o grubości około  $10^{-3}$  cm, w której nastąpiła dyfuzja, nie mamy praktycznie swobodnych nośników. Występujące tu gęstości nośników, ładunków oraz rozkład potencjałów ilustruje rys. 1.132-4, dla półprzewodników typu  $n$  i  $p$  stykających się. Wytworzona na zetknięciu się obu półprzewodników bariera potencjału ulega obniżeniu, jeżeli do złącza przyłożymy napięcie o kierunku przeciwnym do wytworzonej różnicy potencjałów, tzn. tak aby półprzewodnik typu  $n$  był ładowany ujemnie a typu  $p$  dodatnio. W wyniku obniżenia tej bariery przez złącze może wówczas przepływać pewien prąd elektryczny. Inaczej będzie natomiast, jeżeli przyłożone napięcie ma kierunek przeciwny ładując półprzewodnik typu  $n$  dodatnio a typu  $p$  ujemnie. Bariera potencjału pogłębia się wówczas i prąd nie może przepływać,

Jak mówimy, na złączu takich dwu półprzewodników wytwarza się warstwa zaporowa, mająca działanie prostownicze, to znaczy przepuszczająca prąd w jednym tylko kierunku. Równocześnie na skutek rozsunienia się (pod wpływem przyłożonego napięcia) ładunków rozszerzy się obszar, w którym występuje podwójna warstwa ładunku, a nie ma swobodnych nośników prądu. Warstwa taka zachowuje się jak niemal idealny izolator i otrzymujemy układ analogiczny do komory jonizacyjnej. Częstka naładowana przechodząc przez tę warstwę wytworzyć może w niej swobodne nośniki prądu, w postaci par elektron-dziura. Podobnie jak w komorze jonizacyjnej, ruch tych nośników dawać będzie impuls napięcia, którego pełna wysokość jest proporcjonalna do powstającego ładunku a zatem do traconej przez cząstkę energii.

Aby licznik taki mógł dobrze spełniać swoje zadanie, warstwa czuła musi być wytworzona bezpośrednio w pobliżu powierzchni licznika, tak aby cząstka w niej właśnie traściła całą swoją energię. Uzyskać to możemy w różny sposób i odpowiednio do tego różniamy trzy typy detektorów półprzewodnikowych:

1. Detektory z barierą powierzchniową. Tworzymy tu warstewkę krzemu typu  $p$  na powierzchni kryształu typu  $n$ . W tym celu dobrze oczyszczoną przez mechaniczne polerowanie i trawienie powierzchnię poddajemy utlenieniu. Kontakt elektryczny z powierzchnią półprzewodnika po stronie warstwy czułej uzyskuje się przez napylenie na niej cienkiej warstewki metalu, który nie usuwałby tlenu z powierzchni krzemu w drodze reakcji chemicznych. Stosuje się do tego najczęściej warstewkę złota o grubości od 20 do 100  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Kontakt po stronie przeciwnej otrzymuje się napyłając warstewkę metalu nie dającego dodatkowego złącza typu  $p-n$ , najczęściej aluminium. Do tak utworzonych powierzchni metalicznych przyłącza się następnie, za pomocą specjalnych przewodzących klejów, druciki doprowadzające zasilające napięcie i zarazem odprowadzające impuls (rys. 1.132-5).



Rys. 1.132-5. Schemat konstrukcji detektora półprzewodnikowego z barierą powierzchniową

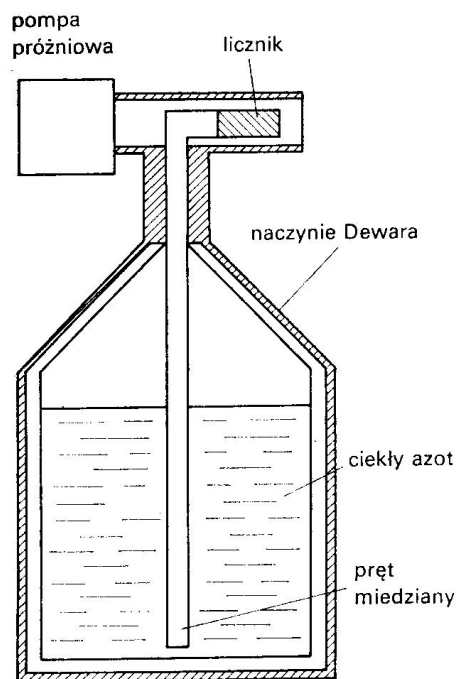
Zaletą detektorów tego typu jest duża łatwość ich wykonywania, mała grubość nieczułej warstwy martwej na powierzchni detektora, ich główną wadą natomiast są trudności w uzyskaniu dostatecznie pewnego i bezszumowego kontaktu odprowadzającego impuls.

2. Detektory typu dyfuzyjnego otrzymuje się przez wdyfundowanie, zwykle do krzemu typu  $p$ , atomów dających zanieczyszczenia typu  $n$ , np. fosforu, w temperaturze 700°C do 900°C. Powstająca warstwa powierzchniowa jest przewodząca i do niej bezpośrednio łączymy druciki doprowadzające napięcie i zarazem przenoszące impuls.

Zaletą detektorów tego typu jest, że do ich produkcji możemy użyć łatwiej dostępnego i tańszego krzemu typu  $p$ , wadą — znacznie trudniejsza technologia ich produkcji i większa grubość warstwy martwej na ich powierzchni.

3. Detektory dryfowe. Inna metoda otrzymywania obszarów czułych w półprzewodniku, wolnych od swobodnych nośników prądu, polega na kompensowaniu zanieczyszczeń określonego typu przez wprowadzone do pewnej objętości półprzewodnika atomy kompensujące. Najczęściej stosowana metoda polega przy tym na „wdryfowywaniu” przyłożonym napięciem elektrycznym donorowych jonów litu do krzemu lub germanu typu  $p$  posiadających zanieczyszczenia akceptorowe. Proces jest samoregulujący i trwa do całkowitej kompensacji, tak że obojętna jest przy tym w zasadzie oporność właściwa materiału początkowego.

Technicznie proces ten przeprowadza się w ten sposób, że najpierw na oczyszczonej powierzchni półprzewodnika typu  $p$  napyla się warstewkę litu, a następnie w podwyższonej temperaturze rzędu  $400 \div 500^\circ\text{C}$  wdyfundowuje się ten lit na głębokość rzędu kilkuset  $\mu\text{m}$ , otrzymując normalne złącze typu  $n-p$ . Jeżeli następnie w temperaturze  $130 \div 150^\circ\text{C}$  przyłożymy do tego złącza napięcie rzędu kilkuset V tak skierowane, aby od strony litu potencjał był dodatni, to uzyskamy w ciągu kilku do kilkudziesięciu godzin wnikanie litu do półprzewodnika typu  $p$  i całkowitą kompensację nośników nawet do bardzo dużej głębokości.



Rys. 1.132-6. Kriosztat dla dyfuzyjnych liczników półprzewodnikowych typu Ge(Li)

Ze względu na dużą objętość uzyskanej w ten sposób warstwy czulej detektory tego typu nadają się szczególnie dobrze do detekcji promieniowania  $\gamma$ . Ze względu na większą wydajność zjawiska fotoelektrycznego, proporcjonalną do czwartej potęgi liczby atomowej, bardziej odpowiednim materiałem jest tutaj krzem. Poważną wadą tych detektorów jest jednak to, że muszą być nie tylko używane lecz nawet i przechowywane w niskich temperaturach poniżej 120 K i w próżni w odpowiednim kriosztacie (rys. 1.132-6).

Materiał półprzewodnikowy przeznaczony na detektor musi mieć pewne określone własności. Najistotniejszym wymaganiem jest jego duża oporność właściwa. Obecnie

uzyskuje się krzem typu  $n$  o oporności nawet rzędu  $100 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ . Drugą ważną własnością jest czas życia nośników, gdyż wraz z ruchliwością nośników określa on grubość detektora konieczną do tego, aby cały ładunek mógł być zebrany, a zatem impuls mógł się rozwinąć do pełnej wysokości. Czas ten zależy od sposobu oczyszczania krzemu i waha się w granicach od  $10^{-8} \text{ s}$  nawet do wielu milisekund. Ruchliwość nośników wynosi w  $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ :

	Si	Ge
Elektrony	1350	3900
Dziury	480	1900

Liczby te odnoszą się do temperatur pokojowych (rzędu  $300 \text{ K}$ ). W temperaturze obniżonej do  $78 \text{ K}$  ruchliwości nośników w Ge wzrastają o przeszło jeden rząd wielkości.

W porównaniu z komorą jonizacyjną detektory półprzewodnikowe wykazują wiele cennych zalet. Jedną z najważniejszych jest znacznie lepsza, uzyskiwana dla tych detektorów, energetyczna zdolność rozdzielcza (zob. 1.14). Łączy się to z faktem, że energia potrzebna na wytworzenie jednej pary elektron–dziura jest tutaj około 10 razy mniejsza niż energia zużywana na wytworzenie jednej pary jonów w gazie wypełniającym komorę jonizacyjną. Energia ta wynosi dla krzemu  $3,6 \text{ eV}$  a dla germanu  $2,9 \text{ eV}$ . Dzięki temu przy tej samej energii cząstki padającej impuls z licznika półprzewodnikowego będzie 10 razy większy niż z komory jonizacyjnej i znacznie mniejsze będzie znaczenie fluktuacji w procesie wytwarzania nośników prądu.

Inną cenną zaletą liczników półprzewodnikowych jest to, że zasięg cząstek w stałym materiale półprzewodnikowym jest znacznie mniejszy niż w gazie wypełniającym komorę i dzięki temu rozmiary licznika półprzewodnikowego mogą być znacznie mniejsze.

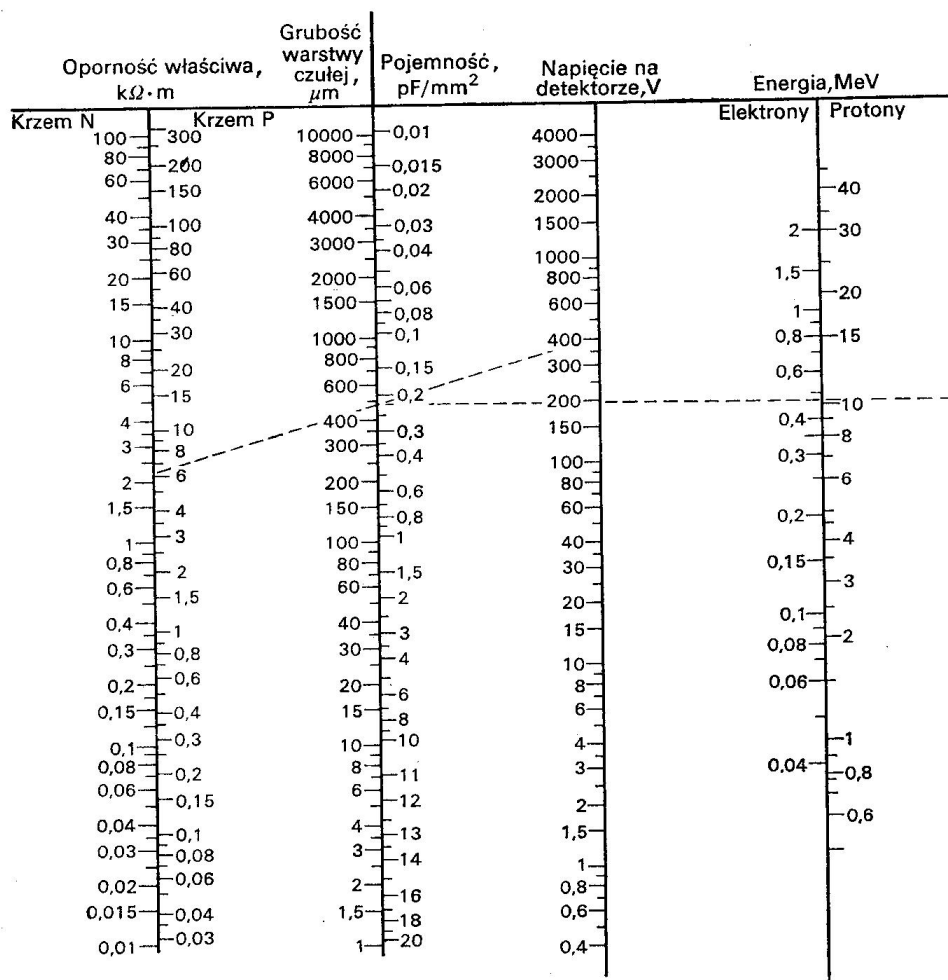
Dalszym ważnym parametrem określającym własności detektora jest grubość warstwy czulej na promieniowanie. Od grubości tej warstwy zależy graniczna, najwyższa energia cząstek, które tracą całą swą energię w detektorze. Jeżeli zatem chcemy użyć detektora do pomiaru energii cząstek, to powinniśmy się starać o uzyskanie możliwie dużych wartości tych grubości. Dla detektora z warstwą zaporową grubość warstwy czulej zależy od dwu czynników: oporności właściwej materiału półprzewodnikowego  $\rho$  i przyłożonego napięcia  $U$ . Jeżeli mierzymy oporność właściwą w  $\Omega \cdot \text{cm}$  a napięcie w  $\text{V}$ , to grubość warstwy czulej w  $\mu\text{m}$  wynosi

$$d = A\sqrt{\rho U}, \quad (1.132.1)$$

gdzie współczynnik  $A$  jest równy  $0,53$  dla krzemu typu  $n$ , a  $0,32$  dla krzemu typu  $p$ . Dla spotykanych dzisiaj oporności właściwych krzemu  $50 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$  i przy napięciach około  $500 \text{ V}$  otrzymujemy grubości czulej warstwy około  $2,5 \text{ mm}$ . Odpowiada to zasięgowi w krzemie protonów o energii około  $20 \text{ MeV}$ , cząstek  $\alpha$  o energii  $80 \text{ MeV}$  i elektronów o energii około  $1,3 \text{ MeV}$ . Graniczną energię cząstek, która może być zmierzona w detektorze możemy powiększyć wpuszczając cząstki nie prostopadle do powierzchni detektora, lecz ukośnie czy nawet równolegle. Dla wyznaczenia grubości warstwy czulej i energii różnych cząstek o zasięgu równym tej grubości możemy się posłużyć nomogramem przedstawionym na rys. 1.132-7.



W detektorach dryfowych grubość warstwy czulej zależy od głębokości dryfu. W krzemie te grubości uzyskuje się rzędu 5 mm (zasięg protonów o energii 30 MeV). W germanie mogą one być jeszcze większe. Grubości te w nieznacznym tylko stopniu zależą od przyłożonego napięcia. Szkodliwa jest natomiast dość duża grubość warstwy martwej na powierzchni detektora, która wynosi tu kilkaset  $\mu\text{m}$ . Możemy uniknąć tej warstwy martwej, dobierając tak grubość detektora, aby strefa czuła wypełniała ją całkowicie i wpuszczając cząstki od strony przeciwnej do powierzchni, na której przeprowadzono dyfuzję litu:



Rys. 1.132-7. Nomogram dla wyznaczania grubości czulej warstwy, pojemności i najwyższej energii rejestrowanych cząstek w detektorze półprzewodnikowym, w zależności od oporności właściwej krzemu i napięcia

W detektorach o barierze powierzchniowej grubość warstwy martwej jest znikomo mała, rzędu grubości warstwy złota napyłonej na powierzchni detektora, tj. około  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Przy rejestracji cząstek o bardzo dużych stratach energii na jednostkę długości drogi grubość tej warstwy martwej może być obniżona nawet o rząd wielkości. Większą grubość warstwy martwej mają detektory typu dyfuzyjnego, w których sięga ona nawet wartości od  $0,5$  do  $2 \mu\text{m}$  dla krzemu, co odpowiada  $120$  do  $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

Pojemność detektora jest następną ważną jego cechą, gdyż określa wysokość impulsu,

stałe czasowe, a także szумы wnoszone przez pierwszy stopień elektroniki. Pojemność tę możemy obliczyć posługując się wzorem

$$C = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{S}{d}, \quad (1.132.2)$$

gdzie  $C$  jest podane w pF,  $S$  jest powierzchnią detektora w  $\text{cm}^2$ ,  $d$  — grubością warstwy czulej w cm, a  $\varepsilon$  oznacza stałą dielektryczną, równą dla krzemu 12, a dla germanu 16,3. Pojemność detektora możemy odczytać również z nomogramu przedstawionego na rys. 1.132-7. Dla detektora krzemowego z barierą powierzchniową o grubości warstwy czulej 2,5 nm i powierzchni 50  $\text{mm}^2$  wynosi ona około 2 pF.

W wielu zastosowaniach detektora ważnym parametrem jest czas narastania impulsu. Zależy on od wielu czynników takich jak grubość warstwy czulej, pole elektryczne w tej warstwie, opór, powierzchnia detektora a także od rodzaju rejestrowanych cząstek i elektronicznych układów współpracujących z detektorem. Dla detektorów z barierą powierzchniową uzyskuje się czas narastania impulsu rzędu nanosekundy do dziesiątków nanosekund. Dla detektorów dryfowych może on być o rząd wielkości większy. Czas narastania maleje z przyłożonym napięciem i malejącą grubością detektora, należy zatem używać dużych napięć, tak jednak dobranych aby grubość warstwy czulej tylko nieznacznie przekraczała zasięg rejestrowanych cząstek.

Ważnym czynnikiem ograniczającym zdolność rozdzielczą detektora są szумы wynikające ze statystycznych wahań prądu płynącego przez detektor. Rosną one z wielkością tego prądu, dobry detektor musi mieć zatem niewielki prąd wsteczny. Prąd ten wzrasta nieco z wielkością przyłożonego napięcia. Po przekroczeniu pewnej wartości napięcia następuje przebiecie detektora, a w pobliżu tej wartości szумы gwałtownie wzrastają.

Zagadnieniem czynników ograniczających zdolność rozdzielczą detektora zajmiemy się dokładniej, omawiając zastosowanie detektorów w spektrometrii promieniowania jądrowego (zob. 1.14).

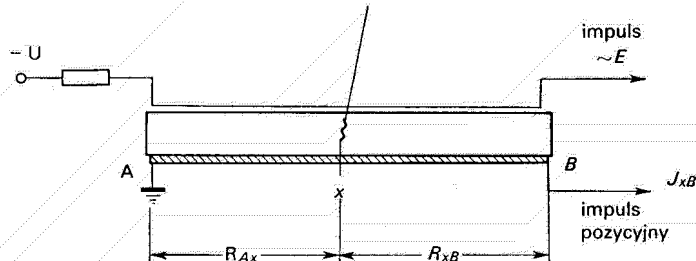
Czynnikiem ograniczającym czas życia detektora są uszkodzenia radiacyjne wywoływane w tym detektorze przez promieniowanie jądrowe. Polegają one na wytrąceniu, w zderzeniach z cząstkami tego promieniowania, jonów z węzłów sieci krystalicznej, a także na przemianach tych atomów w reakcjach jądrowych z padającymi cząstkami. Powodują one wzrost szumów i pogorszenie zdolności rozdzielczej. Detektor z barierą powierzchniową staje się nieużyteczny po naświetleniu go dawką rzędu  $10^{10}$  cząstek  $\alpha/\text{cm}^2$  oraz dawką neutronów termicznych i fotonów  $\gamma$  powyżej  $10^{16}$  cząstek/ $\text{cm}^2$ . Detektory dryfowe są znacznie bardziej czułe na uszkodzenia radiacyjne. Tak na przykład, dryfowy detektor germanowy nie nadaje się do celów spektrometrii promieniowania  $\gamma$  już po napromieniowaniu dozą  $10^{10}$  neutronów prędkich/ $\text{cm}^2$ .

Detektory półprzewodnikowe stanowią doskonałe liczniki cząstek naładowanych. Wydajność ich jest równa 100%, jeżeli tylko energia tracona przez cząstkę w warstwie czulej przewyższa w sposób znaczący poziom szumów. Jest to bardzo dobrze spełnione dla cząstek  $\alpha$ . Przy liczeniu protonów wysokiej energii ograniczenie stanowi grubość warstwy czulej detektora. Przy stosowaniu detektorów z barierą powierzchniową nie możemy obecnie przekroczyć energii protonów około 40 MeV przy prostopadłym padaniu cząstek. Znacznie wyższe energie graniczne osiągnąć można przy zastosowaniu detektorów dryfowych.

W przypadku promieni  $\beta$  detektory półprzewodnikowe nadają się szczególnie dobrze do pomiarów, w których nie tylko zliczamy cząstki, lecz również chcemy wyznaczyć ich energie. Również tutaj ograniczeniem jest grubość warstwy czulej. Stosując liczniki z barierą powierzchniową możemy dojść do energii rzędu 1 MeV, podczas gdy dla detektorów dryfowych nawet około 3 MeV. Dla celów spektroskopii promieni  $\gamma$  stosuje się germanowe detektory dryfowe, odznaczające się bardzo dobrymi zdolnościami rozdzielczymi i niezłą wydajnością (zob. 1.143).

Dla pewnych określonych celów opracowano specjalne detektory półprzewodnikowe. Jednym z takich detektorów jest detektor pozycyjny pozwalający określić miejsce padania cząstki na powierzchnię detektora, co ma znaczenie przy pomiarze widm cząstek ogniskowanych w różnych miejscach płaszczyzny ogniskowej spektrometru magnetycznego. Detektor taki ma formę paska, na którego tylnej powierzchni napyłono warstwę o stosunkowo dużym oporze (około 10 k $\Omega$ ). Z elektrody dołączonej do przedniej ścianki detektora zbieramy sygnał, dający informacje o energii padającej cząstki (rys. 1.132-8). Jeden z końców elektrody na tylnej ściance detektora jest uziemiony, drugi połączony ze wzmacniaczem. Jeżeli cząstka pada w miejscu  $x$  na detektor, to impuls na tylnej powierzchni dzieli się na dwie części odpowiednio do oporów odcinków  $Ax$  i  $xB$ . Impuls w punkcie  $B$  jest zatem równy

$$I_x = I_0 \frac{R_{Ax}}{R_{Ax} + R_{xB}},$$



Rys. 1.132-8. Schemat półprzewodnikowego licznika pozycyjnego

gdzie  $I_0$  oznacza pełną wysokość impulsu. Stąd określić możemy położenie punktu  $x$  z dokładnością na ogół większą niż 1 mm. Przy zastosowaniu takiego detektora w spektrometrze magnetycznym, sygnał z przedniej powierzchni daje informacje o energii cząstki, natomiast miejsce na płaszczyźnie ogniskowej, określone przez sygnał ze ścianki tylnej, wyznacza jej pęd. Obie te informacje mogą być użyte do identyfikacji cząstki.

## Opis programu NIC

wersja skrócona, 20.05.99

Program NIC steruje działaniem przetwornika ADC i bufora, w którym zapamiętywane jest zbierane widmo. Pozwala on wyzerować bufor, włączyć i wyłączyć przetwornik oraz odczytać zebrane widmo. Otrzymane dane można zapisać do pliku lub od razu przeglądać w formie graficznej na ekranie i analizować. Istnieje możliwość kalibracji skali energii, integracji i fitowania pików, wczytywania widm z pliku i kilka innych opcji. Dokładniejsza dokumentacja znajduje się w pliku `nicdoc.ps`.

### Komendy podstawowe

- h** – krótki spis funkcji, naciśnięcie dowolnego klawisza pozwala się go pozbyć.
- q** lub **F10** – wyjście z programu
- x** – wyzerowanie bufora, program pyta się o potwierdzenie: nacisnąć **y**. Po skasowaniu na ekranie nadal widać stare widmo. Żeby sprawdzić czy bufor został wyzerowany można wczytać widmo przez **F2**.
- F2** – odczytanie widma z bufora i pokazanie go na ekranie w aktualnej skali.
- w** lub **r** – zapis lub odczyt widma z pliku. Program prosi o podanie nazwy pliku. Wyniki są zapisywane w katalogu z którego uruchomiony jest program `nic.exe`, zwykle jest to katalog `c:/programs`
- cl** – zapis widma w postaci dwu kolumn energia/zliczenia (po kalibracji)
- om** – puszczenie pomiaru na określony czas

**Przeglądanie widma** Po narysowaniu widma na środku obrazu widoczny jest kursor (krzyżyk), którego położenie stanowi parametr dla wielu innych opcji programu.

- ↑↓→←** – poruszanie kursorem. Aktualne położenie kursora: kanał (z ewentualnym przeliczeniem na energię) oraz współrzędna pionowa podawane są na górze ekranu.
- PgUp PgDn** – zwiększenie lub zmniejszenie kroku kursora.
- Space** – ustawienie markera w aktualnym miejscu położenia kursora. Zakres kanałów między dwoma markerami jest brany do powiększania, fitowania, itd.
- e** – rozciągnięcie skali poziomej – powiększenie zakresu między dwoma markerami.
- a** – pokazanie całego zakresu kanałów – skali poziomej.
- y** – automatyczne dopasowanie skali pionowej.
- m(1-9)** – zapamiętanie ustawień pod danym numerem.
- 1-9** – powrót do tych ustawień.

**Fitowanie pików** Istnieje możliwość dopasowywania pojedynczych gaussowskich pików. Zwykle najpierw należy dopasować tło, które potem zostanie odjęte przy fitowaniu. Później, po zaznaczeniu zakres fitowania można dopasować dany pik i otrzymać dokładnie jego położenie.

- b** – zaznaczenie markera do wyliczania tła. Tło jest dopasowywane jako prosta do wszystkich punktów leżących między parami takich markerów. Najlepiej zaznaczyć więc dwa zakresy – po jednym z każdej strony pików.
- t** – wyliczenie tła z podanych zakresów.
- f** – dopasowanie gaussa do punktów między dwoma markerami.
- k** – wymazanie wyliczonego i narysowanego tła. Należy to zrobić przed dopasowywaniem następnego pików.

**Kalibracja** Kalibrację tworzy się podając jaka energia odpowiada danym kanałom. Potrzebne są co najmniej dwa punkty kalibracyjne, do których jest potem dopasowywana prosta – przyjmowana jest liniowa zależność między kanałami, a energią.

- ca** – dodaj punkt kalibracji w kanale, w którym jest kursor.
- cf** – dodaj punkt kalibracji w ostatnio dopasowanym środku pików.
- cd** – usuń ostatni dodany punkt kalibracyjny.
- cc** – wylicz kalibrację – dopasuj prostą i narysuj skalę energii.
- cz** – wyłącz i wymaż całą kalibrację.
- cs** – pokaż parametry do przeliczania kanałów na energię.
- cw/cr** – zapisz/odczytaj kalibrację do/z pliku.

## — HELP — program NIC, ver. 20.05.99 — HELP —

## CAMAC:

F2        – read spectrum  
 s        – Start/Stop ADC  
 x        – clear buffer

## Disk:

w        – Write data to file  
 r        – Read spectrum from file  
 cl       – Write data in two columns

## Display:

+/-      – magnify display  
 a        – show All channels  
 y        – rescale Y scale  
 >/<     – shift right/left  
 l        – Last scale  
 e        – Expand integr region  
 m(1-9) – mark region

## Cursor:

Arrows   – move cross  
 PgUp/PgDn – change cursor step  
 Space    – put marker line  
 Home     – reset cursor settings  
 d/u      – cut display from Down/Up  
 g        – Goto channel  
 1-9      – recall region

## Calibration:

ca/cf    – Add calib point  
 cd       – Del last point  
 cc       – Calculate calib  
 cr/w    – Read/Write calib file  
 co       – On/Off energy labels  
 cs       – Show calib  
 cz       – Zero calib

## Others:

oc        – save Configuration  
 ol        – Log/Linear vertical scale  
 of        – display Format  
 od        – auto Display  
 os        – auto Save  
 ot        – timer On/Off  
 om        – period Measurement

## Integration:

b        – mark Background      f        – Fit peak between two markers  
 t        – calc background      i        – Integrate region  
 k        – Kill background      q        – QUIT program

op oz oi or ov og o+ o- oTab on Ctrl-R – see documentation

U. REUS and W. WESTMEIER

 $\gamma$ -Ray Catalog, Part II

Gamma Rays Ordered by Nuclide  
See page 198 for Explanation of Tables

NUCLIDE	(Z - N)	HALFLIFE	DECAY MODES	BRANCHING	TO G.S. OR H.S.	SPIN AND PARITY	REFERENCES							
		PRECURSOR(S) AND COMMENT												
		ENERGY DE (ABUNDANCE)	ENERGY DE (ABUNDANCE)	ENERGY DE (ABUNDANCE)	ENERGY DE (ABUNDANCE)	ENERGY DE (ABUNDANCE)	ENERGY DE (ABUNDANCE)							
TE-133 M CONTINUED														
435.4	7	(.5)	647.4	1	(15.6)	897.7	4	(.2)	1061.8	8	(.30)	1683.3	2	(3.1)
444.9	1	(2.0)	702.8	1	(2.0)	912.6	1	(45.8)	1252.0	7	(.28)	1704.4	3	(.50)
462.1	2	(1.6)	720.1	4	(1.6)	914.7	1	(8.7)	1307.7	8	(.21)	1717.5	6	(.81)
471.9	2	(1.1)	731.7	2	(.78)	931.1	5	(1.1)	1313.5	8	(.2)	1825.1	10	(.1)
475.4	7	(.5)	733.9	1	(1.5)	934.4	3	(.69)	1333.4	5	(2.37)	1881.8	7	(.35)
478.6	1	(.82)	779.8	1	(1.8)	978.2	1	(4.3)	1348.9	2	(1.3)	1885.7	3	(.59)
519.6	2	(.2)	787.4	5	(1.3)	980.4	2	(1.2)	1405.6	9	(.1)	2034.9	3	(2.5)
534.9	1	(.92)	795.7	4	(.69)	982.9	2	(.59)	1459.1	2	(1.1)	2027.7	4	(.64)
546.4	6	(.1)	800.5	1	(1.0)	1000.3	8	(1.5)	1516.1	3	(.50)	2049.2	4	(.78)
574.0	1	(1.6)	844.5	6	(.77)	1007.5	10	(.5)	1518.6	8	(.1)			
587.1	5	(.1)	863.9	1	(13.3)	1021.0	6	(.65)	1531.6	4	(.46)			
622.0	2	(.73)	882.8	1	(2.2)	1029.8	2	(.82)	1587.4	2	(1.0)			
1-133 G	(53-80)	20.8 H	B-	100.	TE-133 G	(12.5 M 100.)	B- TO G.S. (97.12)	7/2 +	PRC 14,1152 (76)					
PRECURSOR:	1-133 M	(9. S 100.)			TE-133 M	(55.4 M 82.)								
LIMIT 0.1														
29.5	X	(.19)	267.2	1	(.12)	510.5	1	(1.83)	768.4	1	(.46)	1052.3	1	(.56)
29.8	X	(.35)	345.4	1	(.10)	529.9	1	(87.0)	820.5	1	(.15)	1060.1	1	(.14)
33.6	X	(.10)	361.1	1	(.11)	618.0	1	(.54)	856.3	1	(1.24)	1236.4	1	(1.51)
233.2	1	(.29)	418.0	1	(.15)	680.2	1	(.65)	875.3	1	(4.51)	1298.2	1	(2.35)
262.7	1	(.36)	422.9	1	(.31)	706.6	1	(1.51)	909.7	1	(.21)	1350.4	1	(.15)
1-133 M	(53-80)	9. S	IT	100.				(19/2 -)	NDS 11					
PRECURSOR:	NONE													
28.3	X	(.19)	32.3	X	(10.)	73.1	1	(3.8)	912.6	1	(100.)			
28.6	X	(.35)	33.0	X	(2.1)	647.4	1	(100.)						
XE-133 G	(54-79)	5.29 D	B-	100.	1-133 G	(20.8 H 97.1)		3/2 +	NDS 11					
PRECURSOR:	XE-133 M	(2.19 D 100.)												
LIMIT 0.01														
30.6	X	(.34)	35.0	X	(7.25)	79.6	1	(.6)	160.6	1	(.064)			
31.0	X	(24.5)	35.8	X	(1.64)	81.0	1	(35.9)						
XE-133 M	(54-79)	2.19 D	IT	100.				11/2 -	NDS 11					
PRECURSOR:	1-133 G	(20.8 H 2.88)												
29.5	X	(16.0)	29.8	X	(29.7)	33.6	X	(8.73)	34.4	X	(1.92)	233.2	1	(9.95)
CS-133	(55-78)	STABLE ABUND. 100.			SIG = 26.5	S(M) = 2.5		7/2 +	KMK					
BA-133 G	(56-77)	10.54 Y	EC	100.	LA-133	(3.91 H 100.)		1/2 +	NDS 11					
PRECURSOR:	BA-133 M	(38.9 H 100.)												
30.6	X	(34.4)	35.8	X	(4.24)	81.0	1	(32.8)	276.4	1	(7.29)	383.9	1	(8.84)
31.0	X	(63.5)	53.2	1	(2.20)	160.6	1	(.72)	302.9	1	(18.6)			
35.0	X	(19.8)	79.6	1	(2.43)	223.1	1	(.47)	356.0	1	(62.3)			
BA-133 M	(56-77)	38.9 H	IT/EC	99.99/0.01				11/2 -	NDS 11					
PRECURSOR:	NONE													
12.3	1	(1.5)	32.2	X	(28.2)	37.3	X	(1.99)	632.5	5	(.01)			
31.8	X	(15.3)	36.4	X	(8.34)	276.1	2	(17.5)						
LA-133	(57-76)	3.91 H	EC/B+	95.7/4.3	EC/B+ TO G.S. (100.)			5/2 +	PRC 13,2501 (76)					
PRECURSOR:	CE-133 G	(4.93 H 100.)			CE-133 M	(1.62 H 100.)								
LIMIT 0.1														
12.3	1	(1.5)	278.8	1	(1.89)	565.3	1	(.51)	621.6	1	(.49)	911.6	2	(.13)
31.8	X	(20.9)	290.1	1	(1.07)	567.2	1	(.16)	630.6	1	(.12)	1099.9	1	(.19)
32.2	X	(38.5)	291.2	1	(.33)	584.8	1	(.15)	632.8	4	(.87)			
36.4	X	(11.4)	302.4	1	(1.24)	596.0	1	(.36)	846.2	2	(.47)			
37.3	X	(2.72)	556.3	1	(.10)	618.3	1	(.80)	858.5	1	(.38)			
CE-133 G	(58-75)	4.93 H	EC/B+	92.7/8.				9/2 -	PRC 18,1814 (78)					
PRECURSOR:	PR-133	(6.5 M 100.)												
LIMIT 0.1														
33.0	X	(29.8)	422.9	1	(.71)	689.5	1	(4.11)	968.7	5	(.1)	1362.4	1	(.60)
33.4	X	(54.8)	432.6	1	(3.52)	697.2	1	(.38)	972.3	1	(.98)	1377.2	1	(1.72)
37.8	X	(16.3)	437.7	1	(.16)	699.6	1	(.24)	983.9	2	(.81)	1380.2	1	(.25)
38.7	X	(4.00)	444.2	1	(2.31)	702.4	1	(.12)	990.1	1	(2.94)	1404.5	1	(.21)
58.4	1	(19.2)	453.3	1	(1.00)	707.4	1	(.40)	997.3	2	(.25)	1432.2	1	(1.20)
87.9	1	(5.13)	455.3	1	(.10)	711.4	1	(.49)	1004.5	1	(.35)	1465.3	2	(.74)
97.3	1	(1.75)	460.5	2	(.19)	736.3	1	(.16)	1016.2	1	(.48)	1472.1	1	(3.21)
130.8	1	(17.9)	475.5	1	(3.17)	740.8	1	(.27)	1022.2	2	(.39)	1494.8	3	(.29)
178.6	1	(1.21)	477.2	1	(39.2)	747.8	1	(.20)	1073.2	2	(.28)	1498.9	3	(.48)
211.6	1	(.27)	495.1	1	(.60)	754.2	1	(.42)	1081.1	2	(.26)	1500.4	1	(4.82)
224.2	1	(.14)	498.7	1	(.20)	759.0	2	(.16)	1085.4	1	(.47)	1504.3	2	(.21)
228.6	1	(.38)	502.0	1	(.20)	755.2	1	(.26)	1091.7	2	(.53)	1521.0	1	(.57)
248.9	1	(1.33)	504.7	1	(.51)	769.9	2	(.10)	1128.0	2	(.24)	1526.6	1	(2.47)
261.4	1	(1.74)	510.4	1	(20.7)	779.2	2	(.27)	1129.7	2	(.44)	1557.8	1	(.36)
274.8	1	(.13)	523.8	1	(3.13)	784.5	1	(9.64)	1152.0	2	(.46)	1573.6	1	(.32)
278.0	3	(.2)	535.6	2	(.1)	798.6	2	(.13)	1154.7	1	(.66)	1584.6	1	(2.39)
282.4	1	(.29)	541.9	1	(2.9)	802.1	3	(.16)	1172.0	1	(.59)	1595.4	1	(.27)
287.7	1	(.17)	546.9	1	(.23)	805.4	2	(.15)	1183.3	1	(1.10)	1636.7	2	(.45)
294.2	1	(.50)	560.1	1	(.6)	811.2	3	(.30)	1190.3	1	(.44)	1653.4	2	(.48)
300.5	1	(.24)	581.1	1	(.62)	819.5	2	(.89)	1196.3	1	(.63)	1664.4	2	(.75)
307.3	1	(.93)	591.2	1	(.22)	829.4	2	(1.01)	1199.9	2	(1.57)	1678.3	3	(.26)
315.5	1	(.20)	597.4	1	(.38)	834.8	2	(.43)	1207.4	1	(.61)	1698.0	3	(.29)
319.0	1	(.31)	602.5	3	(.23)	838.1	2	(.14)	1212.9	2	(.74)	1720.2	2	(1.28)
320.7	1	(.13)	611.8	1	(2.59)	841.4	2	(.50)	1221.2	3	(.24)	1769.4	1	(1.22)
339.0	1	(.98)	615.4	1	(.27)	862.3	1	(.69)	1233.6	1	(.50)	1782.0	1	(.69)
342.6	1	(.12)	617.7	2	(1.6)	867.2	2	(.24)	1245.1	2	(.21)	1852.3	2	(.55)
346.4	1	(4.15)	621.8	3	(.5)	877.1	2	(.36)	1251.7	2	(.33)	1887.3	3	(1.01)
364.2	1	(1.25)	634.5	2	(.11)	887.2	2	(.24)	1258.2	2	(.87)	1931.4	2	(.30)
369.4	1	(.21)	639.3	2	(.26)	906.1	1	(.43)	1265.6	2	(.36)	1941.8	2	(.28)
392.2	1	(.32)	644.7	1	(1.97)	914.8	3	(.13)	1270.9	2	(.38)	1962.9	3	(.25)
397.7	1	(.60)	653.7	1	(.44)	930.9	1	(.17)	1277.5	1	(.63)	2018.2	1	(1.36)
404.8	1	(1.70)	656.5	1	(.13)	943.7	1	(.57)	1287.6	1	(.86)	2044.1	1	(.70)
407.1	1	(.25)	669.0	2	(.15)	951.0	1	(1.27)	1294.1	1	(.30)	2111.8	1	(.59)
410.4	1	(.72)	678.3	2	(.82)	961.8	4	(.15)	1333.2	2	(.23)	2119.2	2	(1.25)
419.2	1	(.47)	684.3	1	(.41)	963.6	4	(.15)	1348.0	2	(.28)			



Table 10. K x-rays: energies, relative intensities, and fluorescence yields

The most prominent K x-ray components are designated

Classical designation (Siegbahn notation)	Transition energy (see Table 9 for binding energies)
$K_{\alpha 1}$	$BE(K) - BE(L_3)$
$K_{\alpha 2}$	$BE(K) - BE(L_2)$
$K_{\beta 1}$	$BE(K) - BE(M_3)$
$K_{\beta 1}'$	$BE(K) - BE(N_{2+3})$
$K_{\beta 2}$	$BE(K) - BE(M_2)$
$K_{\beta 2}'$	$BE(K) - BE(N_{4+5})$
$K_{\beta 3}$	$BE(K) - BE(M_{4+5})$
$K_{\beta 4}$	$BE(K) - BE(O+...)$
$K_{\beta 5}$	

Columns 2–5 of Table 10 give the energies (in keV) and relative intensities of the  $K_{\alpha 2}$ ,  $K_{\alpha 1}$ ,  $K_{\beta 1}'$ , and  $K_{\beta 2}'$  lines. Energies are given in boldface type, followed by

intensities normalized to 100 for the  $K_{\alpha 1}$  line. The energies of the  $K_{\alpha 2}$  and  $K_{\alpha 1}$  lines are taken from the tables of Bearden.<sup>(1)</sup> They have been rounded so that the uncertainty in the last digit is  $\leq 5$  units. The energies of the complex  $K_{\beta 1}'$  and  $K_{\beta 2}'$  lines are approximate weighted averages of the components, which can be separated only by instruments of high resolving power. For  $Z \geq 93$  the energies given are binding energy differences from Table 9.

The relative intensities are adjusted experimental values (and interpolations) from the tables of Salem, et al.<sup>(2)</sup>  $K_{\alpha 2}/K_{\alpha 1}$  values appear to be uncertain by  $<1\%$  at  $Z = 20$ , increasing to  $\approx 2\%$  for high  $Z$ ;  $K_{\beta 1}'/K_{\alpha 1}$  values appear to be uncertain by about 5% (slightly more for  $Z < 20$ );  $K_{\beta 3}/K_{\beta 1}$  values are apparently accurate to  $\approx 5\%$ .

For  $Z \geq 82$  the  $K_{\beta 1}$  and  $K_{\beta 3}$  components of  $K_{\beta 1}'$  are given separately. The weak  $K_{\beta 5}$  component (not included) is about 1.5% of the total  $K_{\beta 5}$  intensity for Pb ( $Z=82$ ) and 8% for U ( $Z=92$ ). The weak, forbidden component  $K_{\alpha 3}$  ( $K-L_1$ ) is likewise not given; its intensity varies from 0.01% of  $K_{\alpha 1}$  for Nd ( $Z=60$ ) to 0.2% for U ( $Z=92$ ).

The last column of Table 10 gives the K-fluorescence yield,  $\omega_K$ . These data were calculated by Bambynek, et al.<sup>(3)</sup> from a semi-empirical formula. Uncertainties in  $\omega_K$  vary from  $\approx 25\%$  for the lightest elements to  $\approx 5\%$  at  $Z=25$  and  $\approx 1-2\%$  for the heaviest elements.

Z	El	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 1}'$	$K_{\beta 2}'$	$\omega_K$
3	Li	<b>0.0543</b>				
4	Be	<b>0.108</b>				
5	B	<b>0.183</b>				
6	C	<b>0.277</b>				
7	N	<b>0.392</b>				
8	O	<b>0.525</b>				
9	F	<b>0.677</b>				
10	Ne	<b>0.8486</b>				
11	Na	<b>1.0410</b>				
12	Mg	<b>1.25360</b> (150)		<b>1.302</b> 1.9		
13	Al	<b>1.48627</b> (150)	<b>1.48670</b>	<b>1.5574</b> 2.8		0.0357
14	Si	<b>1.73938</b> (150)	<b>1.73998</b>	<b>1.8359</b> 4.0		0.0470
15	P	<b>2.0127</b> (150)	<b>2.0137</b>	<b>2.139</b> 5.9		0.0604
16	S	<b>2.30664</b> (150)	<b>2.30784</b>	<b>2.464</b> 8.8		0.0761
17	Cl	<b>2.6208</b> (150)	<b>2.6224</b>	<b>2.816</b> 12.0		0.0942
18	Ar	<b>2.95563</b> (150)	<b>2.95770</b>	<b>3.191</b> 15.8		0.115
19	K	<b>3.3111</b> (150)	<b>3.3138</b>	<b>3.590</b> 17.9		0.138
20	Ca	<b>3.68809</b> (100)	<b>3.69168</b>	<b>4.013</b> 19.2		0.163
21	Sc	<b>4.0861</b> (100)	<b>4.0906</b>	<b>4.46</b> 19.7		0.190
22	Ti	<b>4.50486</b> (100)	<b>4.51084</b>	<b>4.93</b> 20.1		0.219
23	Va	<b>4.94464</b> (100)	<b>4.95220</b>	<b>5.43</b> 20.2		0.250
24	Cr	<b>5.40551</b> (100)	<b>5.41472</b>	<b>5.95</b> 20.3		0.282
25	Mn	<b>5.88765</b> (100)	<b>5.89875</b>	<b>6.49</b> 20.3		0.314
26	Fe	<b>6.39084</b> (100)	<b>6.40384</b>	<b>7.06</b> 20.3		0.347
27	Co	<b>6.91530</b> (100)	<b>6.93032</b>	<b>7.65</b> 20.3		0.381
28	Ni	<b>7.46089</b> (100)	<b>7.47815</b>	<b>8.26</b> 20.4		0.414
29	Cu	<b>8.02783</b> (100)	<b>8.04778</b>	<b>8.91</b> 20.6		0.445
30	Zn	<b>8.61578</b> (100)	<b>8.63886</b>	<b>9.57</b> 20.8	<b>9.66</b>	0.479
31	Ga	<b>9.2248</b> (100)	<b>9.2577</b>	<b>10.26</b> 21.5	<b>10.37</b>	0.510
32	Ge	<b>9.8553</b> (100)	<b>9.8864</b>	<b>10.98</b> 22.2	<b>11.10</b>	0.540

Z	El	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 1}'$	$K_{\beta 2}'$	$\omega_K$
33	As	<b>10.5080</b> 51.4	<b>10.5437</b> (100)	<b>11.72</b> 23.0	<b>11.86</b> 23.8	0.567
34	Se	<b>11.1814</b> 51.5	<b>11.2224</b> (100)	<b>12.49</b> 24.0	<b>12.65</b> 24.2	0.596
35	Br	<b>11.8776</b> 51.6	<b>11.9242</b> (100)	<b>13.29</b> 24.1	<b>13.47</b> 24.3	0.622
36	Kr	<b>12.598</b> 51.7	<b>12.649</b> (100)	<b>14.11</b> 24.2	<b>14.32</b> 24.3	0.646
37	Rb	<b>13.3358</b> 51.9	<b>13.3953</b> (100)	<b>14.96</b> 24.3	<b>15.19</b> 24.4	0.669
38	Sr	<b>14.0979</b> 52.0	<b>14.1650</b> (100)	<b>15.83</b> 24.4	<b>16.08</b> 24.4	0.691
39	Y	<b>14.8829</b> 52.1	<b>14.9584</b> (100)	<b>16.73</b> 24.8	<b>17.02</b> 24.8	0.711
40	Zr	<b>15.6909</b> 52.3	<b>15.7751</b> (100)	<b>17.66</b> 25.2	<b>17.97</b> 25.2	0.730
41	Nb	<b>16.5210</b> 52.4	<b>16.6151</b> (100)	<b>18.62</b> 25.6	<b>18.95</b> 25.6	0.748
42	Mo	<b>17.3743</b> 52.5	<b>17.47934</b> (100)	<b>19.60</b> 25.9	<b>19.97</b> 25.9	0.764
43	Tc	<b>18.251</b> 52.6	<b>18.367</b> (100)	<b>20.61</b> 26.3	<b>21.01</b> 26.3	0.779
44	Ru	<b>19.1504</b> 52.7	<b>19.2792</b> (100)	<b>21.65</b> 26.7	<b>22.07</b> 26.7	0.793
45	Rh	<b>20.0737</b> 52.8	<b>20.2161</b> (100)	<b>22.72</b> 27.0	<b>23.17</b> 27.0	0.807
46	Pd	<b>21.0201</b> 52.9	<b>21.1771</b> (100)	<b>23.81</b> 27.3	<b>24.30</b> 27.3	0.819
47	Ag	<b>21.9903</b> 53.0	<b>22.16292</b> (100)	<b>24.93</b> 27.3	<b>25.46</b> 27.3	0.830
48	Cd	<b>22.9841</b> 53.2	<b>23.1736</b> (100)	<b>26.09</b> 27.3	<b>26.64</b> 27.3	0.840
49	In	<b>24.0020</b> 53.3	<b>24.2097</b> (100)	<b>27.27</b> 27.8	<b>27.86</b> 27.8	0.850
50	Sn	<b>25.0440</b> 53.4	<b>25.2713</b> (100)	<b>28.48</b> 28.2	<b>29.11</b> 28.2	0.859
51	Sb	<b>26.1108</b> 53.6	<b>26.3591</b> (100)	<b>29.7</b> 28.5	<b>30.4</b> 28.5	0.867
52	Te	<b>27.2017</b> 53.7	<b>27.4723</b> (100)	<b>31.0</b> 28.8	<b>31.7</b> 28.8	0.875
53	I	<b>28.3172</b> 53.8	<b>28.6120</b> (100)	<b>32.3</b> 29.0	<b>33.0</b> 29.0	0.882
54	Xe	<b>29.458</b> 53.9	<b>29.779</b> (100)	<b>33.6</b> 29.3	<b>34.4</b> 29.3	0.889
55	Cs	<b>30.6251</b> 54.1	<b>30.9728</b> (100)	<b>35.0</b> 29.5	<b>35.8</b> 29.5	0.895
56	Ba	<b>31.8171</b> 54.3	<b>32.1936</b> (100)	<b>36.4</b> 29.6	<b>37.3</b> 29.6	0.901
57	La	<b>33.0341</b> 54.4	<b>33.4418</b> (100)	<b>37.8</b> 29.7	<b>38.7</b> 29.7	0.906

## Appendices - 12

Table 10. K x-rays: energies, relative intensities, and fluorescence yields (continued)

Z	El	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 1}'$	$K_{\beta 2}'$	$\omega_K$	Z	El	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 1}'$	$K_{\beta 2}'$	$\omega_K$
58	Ce	34.2789	34.7197	39.2	40.2	0.911	70	Yb	51.3540	52.3889	59.3	61.0	0.950
		54.6	(100)	29.8	7.6				56.7	(100)	32.7	8.7	
59	Pr	35.5502	36.0263	40.7	41.8	0.915	71	Lu	52.9650	54.0698	61.2	63.0	0.952
		54.8	(100)	29.9	7.9				57.0	(100)	33.1	8.6	
60	Nd	36.8474	37.3610	42.2	43.3	0.920	72	Hf	54.611	55.790	63.2	65.0	0.954
		54.9	(100)	30.0	8.3				57.2	(100)	33.5	8.5	
61	Pm	38.1712	38.7247	43.8	44.9	0.924	73	Ta	56.277	57.532	65.2	67.0	0.956
		55.1	(100)	30.1	8.4				57.4	(100)	33.7	8.5	
62	Sm	39.5224	40.1181	45.4	46.6	0.928	74	W	57.9817	59.3182	67.2	69.1	0.957
		55.2	(100)	30.2	8.6				57.6	(100)	33.8	8.6	
63	Eu	40.9019	41.5422	47.0	48.3	0.931	75	Re	59.7179	61.140	69.2	71.2	0.959
		55.4	(100)	30.5	8.7				57.8	(100)	34.1	8.6	
64	Gd	42.3089	42.9962	48.7	50.0	0.934	76	Os	61.487	63.000	71.3	73.4	0.961
		55.6	(100)	30.8	8.9				58.0	(100)	34.4	8.7	
65	Tb	43.7441	44.4816	50.3	51.7	0.937	77	Ir	63.287	64.896	73.5	75.6	0.962
		55.8	(100)	31.0	8.9				58.1	(100)	34.4	8.9	
66	Dy	45.2078	45.9984	52.1	53.5	0.940	78	Pt	65.122	66.832	75.7	77.9	0.963
		56.0	(100)	31.2	8.9				58.3	(100)	34.4	9.1	
67	Ho	46.6997	47.5467	53.8	55.3	0.943	79	Au	66.989	68.804	77.9	80.2	0.964
		56.2	(100)	31.5	8.8				58.6	(100)	34.5	9.4	
68	Er	48.2211	49.1277	55.6	57.2	0.945	80	Hg	68.895	70.819	80.2	82.5	0.966
		56.4	(100)	31.9	8.8				58.8	(100)	34.5	9.6	
69	Tm	49.7726	50.7416	57.5	59.1	0.948	81	Tl	70.832	72.872	82.5	84.9	0.967
		56.6	(100)	32.3	8.7				59.0	(100)	34.6	9.9	

Z	El	$K_{\alpha 2}$	$K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 3}$	$K_{\beta 1}$	$K_{\beta 2}'$	$\omega_K$
82	Pb	72.804	74.969	84.450	84.936	87.3	0.968
		59.3	(100)	11.6	22.2	10.2	
83	Bi	74.815	77.108	86.834	87.343	89.8	0.969
		59.5	(100)	11.6	22.1	10.5	
84	Po	76.862	79.290	89.25	89.80	92.4	0.970
		59.7	(100)	11.6	22.1	10.8	
85	At	78.95	81.52	91.72	92.30	95.0	0.971
		60.0	(100)	11.6	22.1	11.0	
86	Rn	81.07	83.78	94.24	94.87	97.6	0.972
		60.2	(100)	11.6	22.2	11.3	
87	Fr	83.23	86.10	96.81	97.47	100.3	0.972
		60.5	(100)	11.6	22.1	11.5	
88	Ra	85.43	88.47	99.43	100.13	103.0	0.973
		60.8	(100)	11.6	22.1	11.7	
89	Ac	87.67	90.884	102.10	102.85	105.8	0.974
		61.1	(100)	11.6	22.1	11.9	
90	Th	89.953	93.350	104.831	105.61	108.6	0.975
		61.3	(100)	11.6	22.1	12.0	
91	Pa	92.29	95.868	107.60	108.43	111.5	0.975
		61.6	(100)	11.6	22.0	12.1	
92	U	94.665	98.439	110.406	111.300	114.5	0.976
		61.9	(100)	11.6	22.0	12.3	
93	Np	97.08	101.07	113.31	114.24	117.5	0.977
		62.2	(100)	11.6	22.1	12.4	
94	Pu	99.55	103.76	116.27	117.26	120.6	0.977
		62.5	(100)	11.7	22.2	12.5	
95	Am	102.08	106.52	119.32	120.36	123.8	0.978
		62.8	(100)	11.7	22.2	12.7	
96	Cm	104.44	109.29	122.32	123.42	127.0	0.978
		63.2	(100)	11.8	22.3	12.8	
97	Bk	107.21	112.14	125.44	126.61	130.3	0.979
		63.7	(100)	11.8	22.3	13.0	
98	Cf	110.71	116.03	129.60	130.85	134.6	0.979
		64.2	(100)	11.9	22.4	13.2	
99	Es	113.47	119.08	132.92	134.24	138.1	0.980
		64.5	(100)	11.9	22.4	13.4	
100	Fm	116.28	122.19	136.30	137.69	141.7	0.980
		64.8	(100)	12.0	22.5	13.5	

- 1) J.A. Bearden, RMP 39 78(67)
- 2) S.I. Salem, S.L. Panossian, and R.A. Krause, ANDT 14 91(74)
- 3) W. Bambynek, B. Crasemann, R.W. Fink, H.-U. Freund, H. Mark, C.D. Swift, R.E. Price, and P.V. Rao, RMP 44 716(72)



**X-Ray Data Booklet Table 1-3.** Photon energies and relative intensities of K-, L-, and M-shell lines shown in Fig. 1-1, arranged by increasing energy. An intensity of 100 is assigned to the strongest line in each shell for each element.

Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	524.9	8 O	K $\alpha_{1,2}$	151	851.5	28 Ni	L $\alpha_{1,2}$	111
				556.3	25 Mn	L1	15	868.8	28 Ni	L $\beta_1$	68
54.3	3 Li	K $\alpha_{1,2}$	150	572.8	24 Cr	L $\alpha_{1,2}$	111	883	58 Ce	M $\alpha_1$	100
108.5	4 Be	K $\alpha_{1,2}$	150	582.8	24 Cr	L $\beta_1$	79	884	30 Zn	L1	7
183.3	5 B	K $\alpha_{1,2}$	151	615.2	26 Fe	L1	10	929.2	59 Pr	M $\alpha_1$	100
277	6 C	K $\alpha_{1,2}$	147	637.4	25 Mn	L $\alpha_{1,2}$	111	929.7	29 Cu	L $\alpha_{1,2}$	111
348.3	21 Sc	L1	21	648.8	25 Mn	L $\beta_1$	77	949.8	29 Cu	L $\beta_1$	65
392.4	7 N	K $\alpha_{1,2}$	150	676.8	9 F	K $\alpha_{1,2}$	148	957.2	31 Ga	L1	7
395.3	22 Ti	L1	46	677.8	27 Co	L1	10	978	60 Nd	M $\alpha_1$	100
395.4	21 Sc	L $\alpha_{1,2}$	111	705.0	26 Fe	L $\alpha_{1,2}$	111	1,011.7	30 Zn	L $\alpha_{1,2}$	111
399.6	21 Sc	L $\beta_1$	77	718.5	26 Fe	L $\beta_1$	66	1,034.7	30 Zn	L $\beta_1$	65
446.5	23 V	L1	28	742.7	28 Ni	L1	9	1,036.2	32 Ge	L1	6
452.2	22 Ti	L $\alpha_{1,2}$	111	776.2	27 Co	L $\alpha_{1,2}$	111	1,041.0	11 Na	K $\alpha_{1,2}$	150
458.4	22 Ti	L $\beta_1$	79	791.4	27 Co	L $\beta_1$	76	1,081	62 Sm	M $\alpha_1$	100
500.3	24 Cr	L1	17	811.1	29 Cu	L1	8	1,097.9	31 Ga	L $\alpha_{1,2}$	111
511.3	23 V	L $\alpha_{1,2}$	111	833	57 La	M $\alpha_1$	100	1,120	33 As	L1	6
519.2	23 V	L $\beta_1$	80	848.6	10 Ne	K $\alpha_{1,2}$	150	1,124.8	31 Ga	L $\beta_1$	66

**Table 1-3.** Energies and intensities of x-ray emission lines (continued).

Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	1,462	69 Tm	Mα <sub>1</sub>	100	1,740.0	14 Si	Kα <sub>1</sub>	100
				1,480.4	35 Br	Lα <sub>1,2</sub>	111	1,752.2	37 Rb	Lβ <sub>1</sub>	58
1,131	63 Eu	Mα <sub>1</sub>	100	1,482.4	37 Rb	Ll	5	1,775.4	74 W	Mα <sub>1</sub>	100
1,185	64 Gd	Mα <sub>1</sub>	100	1,486.3	13 Al	Kα <sub>2</sub>	50	1,792.0	40 Zr	Ll	5
1,188.0	32 Ge	Lα <sub>1,2</sub>	111	1,486.7	13 Al	Kα <sub>1</sub>	100	1,804.7	38 Sr	Lα <sub>2</sub>	11
1,204.4	34 Se	Ll	6	1,521.4	70 Yb	Mα <sub>1</sub>	100	1,806.6	38 Sr	Lα <sub>1</sub>	100
1,218.5	32 Ge	Lβ <sub>1</sub>	60	1,525.9	35 Br	Lβ <sub>1</sub>	59	1,835.9	14 Si	Kβ <sub>1</sub>	2
1,240	65 Tb	Mα <sub>1</sub>	100	1,557.4	13 Al	Kβ <sub>1</sub>	1	1,842.5	75 Re	Mα <sub>1</sub>	100
1,253.6	12 Mg	Kα <sub>1,2</sub>	150	1,581.3	71 Lu	Mα <sub>1</sub>	100	1,871.7	38 Sr	Lβ <sub>1</sub>	58
1,282.0	33 As	Lα <sub>1,2</sub>	111	1,582.2	38 Sr	Ll	5	1,902.2	41 Nb	Ll	5
1,293	66 Dy	Mα <sub>1</sub>	100	1,586.0	36 Kr	Lα <sub>1,2</sub>	111	1,910.2	76 Os	Mα <sub>1</sub>	100
1,293.5	35 Br	Ll	5	1,636.6	36 Kr	Lβ <sub>1</sub>	57	1,920.5	39 Y	Lα <sub>2</sub>	11
1,317.0	33 As	Lβ <sub>1</sub>	60	1,644.6	72 Hf	Mα <sub>1</sub>	100	1,922.6	39 Y	Lα <sub>1</sub>	100
1,348	67 Ho	Mα <sub>1</sub>	100	1,685.4	39 Y	Ll	5	1,979.9	77 Ir	Mα <sub>1</sub>	100
1,379.1	34 Se	Lα <sub>1,2</sub>	111	1,692.6	37 Rb	Lα <sub>2</sub>	11	1,995.8	39 Y	Lβ <sub>1</sub>	57
1,386	36 Kr	Ll	5	1,694.1	37 Rb	Lα <sub>1</sub>	100	2,012.7	15 P	Kα <sub>2</sub>	50
1,406	68 Er	Mα <sub>1</sub>	100	1,709.6	73 Ta	Mα <sub>1</sub>	100	2,013.7	15 P	Kα <sub>1</sub>	100
1,419.2	34 Se	Lβ <sub>1</sub>	59	1,739.4	14 Si	Kα <sub>2</sub>	50	2,015.7	42 Mo	Ll	5

2,039.9	40 Zr	$L\alpha_2$	11	2,367.0	41 Nb	$L\beta_{2,15}$	3	2,696.7	45 Rh	$L\alpha_1$	100
2,042.4	40 Zr	$L\alpha_1$	100	2,376.5	45 Rh	Ll	4	2,767.4	48 Cd	Ll	4
2,050.5	78 Pt	$M\alpha_1$	100	2,394.8	42 Mo	$L\beta_1$	53	2,792	43 Tc	$L\gamma_1$	3
2,122	43 Tc	Ll	5	2,420	43 Tc	$L\alpha_2$	11	2,815.6	17 Cl	$K\beta_1$	6
2,122.9	79 Au	$M\alpha_1$	100	2,422.6	83 Bi	$M\alpha_1$	100	2,833.3	46 Pd	$L\alpha_2$	11
2,124.4	40 Zr	$L\beta_1$	54	2,424	43 Tc	$L\alpha_1$	100	2,834.4	45 Rh	$L\beta_1$	52
2,139.1	15 P	$K\beta_1$	3	2,461.8	41 Nb	$L\gamma_1$	2	2,836.0	44 Ru	$L\beta_{2,15}$	10
2,163.0	41 Nb	$L\alpha_2$	11	2,464.0	16 S	$K\beta_1$	5	2,838.6	46 Pd	$L\alpha_1$	100
2,165.9	41 Nb	$L\alpha_1$	100	2,503.4	46 Pd	Ll	4	2,904.4	49 In	Ll	4
2,195.3	80 Hg	$M\alpha_1$	100	2,518.3	42 Mo	$L\beta_{2,15}$	5	2,955.6	18 Ar	$K\alpha_2$	50
2,219.4	40 Zr	$L\beta_{2,15}$	1	2,538	43 Tc	$L\beta_1$	54	2,957.7	18 Ar	$K\alpha_1$	100
2,252.8	44 Ru	Ll	4	2,554.3	44 Ru	$L\alpha_2$	11	2,964.5	44 Ru	$L\gamma_1$	4
2,257.4	41 Nb	$L\beta_1$	52	2,558.6	44 Ru	$L\alpha_1$	100	2,978.2	47 Ag	$L\alpha_2$	11
2,270.6	81 Tl	$M\alpha_1$	100	2,620.8	17 Cl	$K\alpha_2$	50	2,984.3	47 Ag	$L\alpha_1$	100
2,289.8	42 Mo	$L\alpha_2$	11	2,622.4	17 Cl	$K\alpha_1$	100	2,990.2	46 Pd	$L\beta_1$	53
2,293.2	42 Mo	$L\alpha_1$	100	2,623.5	42 Mo	$L\gamma_1$	3	2,996.1	90 Th	$M\alpha_1$	100
2,302.7	40 Zr	$L\gamma_1$	2	2,633.7	47 Ag	Ll	4	3,001.3	45 Rh	$L\beta_{2,15}$	10
2,306.6	16 S	$K\alpha_2$	50	2,674	43 Tc	$L\beta_{2,15}$	7	3,045.0	50 Sn	Ll	4
2,307.8	16 S	$K\alpha_1$	100	2,683.2	44 Ru	$L\beta_1$	54	3,126.9	48 Cd	$L\alpha_2$	11
2,345.5	82 Pb	$M\alpha_1$	100	2,692.0	45 Rh	$L\alpha_2$	11	3,133.7	48 Cd	$L\alpha_1$	100

Table 1-3. Energies and intensities of x-ray emission lines (continued).

Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	3,487.2	49 In	$L\beta_1$	58	3,937.6	53 I	$L\alpha_1$	100
3,143.8	45 Rh	$L\gamma_1$	5	3,519.6	47 Ag	$L\gamma_1$	6	3,954.1	56 Ba	Ll	4
3,150.9	47 Ag	$L\beta_1$	56	3,528.1	48 Cd	$L\beta_{2,15}$	15	4,012.7	20 Ca	$K\beta_{1,3}$	13
3,170.8	92 U	$M\alpha_1$	100	3,589.6	19 K	$K\beta_{1,3}$	11	4,029.6	52 Te	$L\beta_1$	61
3,171.8	46 Pd	$L\beta_{2,15}$	12	3,595.3	51 Sb	$L\alpha_2$	11	4,086.1	21 Sc	$K\alpha_2$	50
3,188.6	51 Sb	Ll	4	3,604.7	51 Sb	$L\alpha_1$	100	4,090.6	21 Sc	$K\alpha_1$	100
3,190.5	18 Ar	$K\beta_{1,3}$	10	3,636	54 Xe	Ll	4	4,093	54 Xe	$L\alpha_2$	11
3,279.3	49 In	$L\alpha_2$	11	3,662.8	50 Sn	$L\beta_1$	60	4,100.8	51 Sb	$L\beta_{2,15}$	17
3,286.9	49 In	$L\alpha_1$	100	3,688.1	20 Ca	$K\alpha_2$	50	4,109.9	54 Xe	$L\alpha_1$	100
3,311.1	19 K	$K\alpha_2$	50	3,691.7	20 Ca	$K\alpha_1$	100	4,124	57 La	Ll	4
3,313.8	19 K	$K\alpha_1$	100	3,713.8	49 In	$L\beta_{2,15}$	15	4,131.1	50 Sn	$L\gamma_1$	7
3,316.6	48 Cd	$L\beta_1$	58	3,716.9	48 Cd	$L\gamma_1$	6	4,220.7	53 I	$L\beta_1$	61
3,328.7	46 Pd	$L\gamma_1$	6	3,758.8	52 Te	$L\alpha_2$	11	4,272.2	55 Cs	$L\alpha_2$	11
3,335.6	52 Te	Ll	4	3,769.3	52 Te	$L\alpha_1$	100	4,286.5	55 Cs	$L\alpha_1$	100
3,347.8	47 Ag	$L\beta_{2,15}$	13	3,795.0	55 Cs	Ll	4	4,287.5	58 Ce	Ll	4
3,435.4	50 Sn	$L\alpha_2$	11	3,843.6	51 Sb	$L\beta_1$	61	4,301.7	52 Te	$L\beta_{2,15}$	18
3,444.0	50 Sn	$L\alpha_1$	100	3,904.9	50 Sn	$L\beta_{2,15}$	16	4,347.8	51 Sb	$L\gamma_1$	8
3,485.0	53 I	Ll	4	3,920.8	49 In	$L\gamma_1$	6	4,414	54 Xe	$L\beta_1$	60
				3,926.0	53 I	$L\alpha_2$	11	4,450.9	56 Ba	$L\alpha_2$	11

4,453.2	59 Pr	Ll	4	4,952.2	23 V	K $\alpha_1$	100	5,531.1	56 Ba	L $\gamma_1$	9
4,460.5	21 Sc	K $\beta_{1,3}$	15	4,994.5	62 Sm	Ll	4	5,546.7	65 Tb	Ll	4
4,466.3	56 Ba	L $\alpha_1$	100	5,013.5	59 Pr	L $\alpha_2$	11	5,609.0	62 Sm	L $\alpha_2$	11
4,504.9	22 Ti	K $\alpha_2$	50	5,033.7	59 Pr	L $\alpha_1$	100	5,613.4	58 Ce	L $\beta_{2,15}$	21
4,507.5	53 I	L $\beta_{2,15}$	19	5,034	54 Xe	L $\gamma_1$	8	5,636.1	62 Sm	L $\alpha_1$	100
4,510.8	22 Ti	K $\alpha_1$	100	5,042.1	57 La	L $\beta_1$	60	5,721.6	60 Nd	L $\beta_1$	60
4,570.9	52 Te	L $\gamma_1$	8	5,156.5	56 Ba	L $\beta_{2,15}$	20	5,743.1	66 Dy	Ll	4
4,619.8	55 Cs	L $\beta_1$	61	5,177.2	63 Eu	Ll	4	5,788.5	57 La	L $\gamma_1$	9
4,633.0	60 Nd	Ll	4	5,207.7	60 Nd	L $\alpha_2$	11	5,816.6	63 Eu	L $\alpha_2$	11
4,634.2	57 La	L $\alpha_2$	11	5,230.4	60 Nd	L $\alpha_1$	100	5,845.7	63 Eu	L $\alpha_1$	100
4,651.0	57 La	L $\alpha_1$	100	5,262.2	58 Ce	L $\beta_1$	61	5,850	59 Pr	L $\beta_{2,15}$	21
4,714	54 Xe	L $\beta_{2,15}$	20	5,280.4	55 Cs	L $\gamma_1$	8	5,887.6	25 Mn	K $\alpha_2$	50
4,800.9	53 I	L $\gamma_1$	8	5,362.1	64 Gd	Ll	4	5,898.8	25 Mn	K $\alpha_1$	100
4,809	61 Pm	Ll	4	5,383.5	57 La	L $\beta_{2,15}$	21	5,943.4	67 Ho	Ll	4
4,823.0	58 Ce	L $\alpha_2$	11	5,405.5	24 Cr	K $\alpha_2$	50	5,946.7	24 Cr	K $\beta_{1,3}$	15
4,827.5	56 Ba	L $\beta_1$	60	5,408	61 Pm	L $\alpha_2$	11	5,961	61 Pm	L $\beta_1$	61
4,840.2	58 Ce	L $\alpha_1$	100	5,414.7	24 Cr	K $\alpha_1$	100	6,025.0	64 Gd	L $\alpha_2$	11
4,931.8	22 Ti	K $\beta_{1,3}$	15	5,427.3	23 V	K $\beta_{1,3}$	15	6,052	58 Ce	L $\gamma_1$	9
4,935.9	55 Cs	L $\beta_{2,15}$	20	5,432	61 Pm	L $\alpha_1$	100	6,057.2	64 Gd	L $\alpha_1$	100
4,944.6	23 V	K $\alpha_2$	50	5,488.9	59 Pr	L $\beta_1$	61	6,089.4	60 Nd	L $\beta_{2,15}$	21

Table 1-3. Energies and intensities of x-ray emission lines (continued).

Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity
6,152	68 Er	Ll	4	6,713.2	64 Gd	L $\beta_1$	62	7,367.3	70 Yb	L $\alpha_2$	11
6,205.1	62 Sm	L $\beta_1$	61	6,719.8	67 Ho	L $\alpha_1$	100	7,387.8	74 W	Ll	5
6,238.0	65 Tb	L $\alpha_2$	11	6,752.8	71 Lu	Ll	4	7,415.6	70 Yb	L $\alpha_1$	100
6,272.8	65 Tb	L $\alpha_1$	100	6,843.2	63 Eu	L $\beta_{2,15}$	21	7,460.9	28 Ni	K $\alpha_2$	51
6,322.1	59 Pr	L $\gamma_1$	9	6,892	61 Pm	L $\gamma_1$	10	7,478.2	28 Ni	K $\alpha_1$	100
6,339	61 Pm	L $\beta_2$	21	6,905.0	68 Er	L $\alpha_2$	11	7,480.3	63 Eu	L $\gamma_1$	10
6,341.9	69 Tm	Ll	4	6,915.3	27 Co	K $\alpha_2$	51	7,525.3	67 Ho	L $\beta_1$	64
6,390.8	26 Fe	K $\alpha_2$	50	6,930.3	27 Co	K $\alpha_1$	100	7,603.6	75 Re	Ll	5
6,403.8	26 Fe	K $\alpha_1$	100	6,948.7	68 Er	L $\alpha_1$	100	7,604.9	71 Lu	L $\alpha_2$	11
6,456.4	63 Eu	L $\beta_1$	62	6,959.6	72 Hf	Ll	5	7,635.7	66 Dy	L $\beta_2$	20
6,457.7	66 Dy	L $\alpha_2$	11	6,978	65 Tb	L $\beta_1$	61	7,649.4	27 Co	K $\beta_{1,3}$	17
6,490.4	25 Mn	K $\beta_{1,3}$	17	7,058.0	26 Fe	K $\beta_{1,3}$	17	7,655.5	71 Lu	L $\alpha_1$	100
6,495.2	66 Dy	L $\alpha_1$	100	7,102.8	64 Gd	L $\beta_{2,15}$	21	7,785.8	64 Gd	L $\gamma_1$	11
6,545.5	70 Yb	Ll	4	7,133.1	69 Tm	L $\alpha_2$	11	7,810.9	68 Er	L $\beta_1$	64
6,587.0	62 Sm	L $\beta_{2,15}$	21	7,173.1	73 Ta	Ll	5	7,822.2	76 Os	Ll	5
6,602.1	60 Nd	L $\gamma_1$	10	7,178.0	62 Sm	L $\gamma_1$	10	7,844.6	72 Hf	L $\alpha_2$	11
6,679.5	67 Ho	L $\alpha_2$	11	7,179.9	69 Tm	L $\alpha_1$	100	7,899.0	72 Hf	L $\alpha_1$	100
				7,247.7	66 Dy	L $\beta_1$	62	7,911	67 Ho	L $\beta_{2,15}$	20
				7,366.7	65 Tb	L $\beta_{2,15}$	21	8,027.8	29 Cu	K $\alpha_2$	51

8,045.8	77 Ir	Ll	5	8,721.0	80 Hg	Ll	5	9,442.3	78 Pt	L $\alpha_1$	100
8,047.8	29 Cu	K $\alpha_1$	100	8,747	67 Ho	L $\gamma_1$	11	9,572.0	30 Zn	K $\beta_{1,3}$	17
8,087.9	73 Ta	L $\alpha_2$	11	8,758.8	70 Yb	L $\beta_{2,15}$	20	9,628.0	79 Au	L $\alpha_2$	11
8,101	69 Tm	L $\beta_1$	64	8,841.0	76 Os	L $\alpha_2$	11	9,651.8	73 Ta	L $\beta_2$	20
8,102	65 Tb	L $\gamma_1$	11	8,905.3	29 Cu	K $\beta_{1,3}$	17	9,672.4	74 W	L $\beta_1$	67
8,146.1	73 Ta	L $\alpha_1$	100	8,911.7	76 Os	L $\alpha_1$	100	9,713.3	79 Au	L $\alpha_1$	100
8,189.0	68 Er	L $\beta_{2,15}$	20	8,953.2	81 Tl	Ll	6	9,780.1	70 Yb	L $\gamma_1$	12
8,264.7	28 Ni	K $\beta_{1,3}$	17	9,022.7	72 Hf	L $\beta_1$	67	9,855.3	32 Ge	K $\alpha_2$	51
8,268	78 Pt	Ll	5	9,048.9	71 Lu	L $\beta_2$	19	9,886.4	32 Ge	K $\alpha_1$	100
8,335.2	74 W	L $\alpha_2$	11	9,089	68 Er	L $\gamma_1$	11	9,897.6	80 Hg	L $\alpha_2$	11
8,397.6	74 W	L $\alpha_1$	100	9,099.5	77 Ir	L $\alpha_2$	11	9,961.5	74 W	L $\beta_2$	21
8,401.8	70 Yb	L $\beta_1$	65	9,175.1	77 Ir	L $\alpha_1$	100	9,988.8	80 Hg	L $\alpha_1$	100
8,418.8	66 Dy	L $\gamma_1$	11	9,184.5	82 Pb	Ll	6	10,010.0	75 Re	L $\beta_1$	66
8,468	69 Tm	L $\beta_{2,15}$	20	9,224.8	31 Ga	K $\alpha_2$	51	10,143.4	71 Lu	L $\gamma_1$	12
8,493.9	79 Au	Ll	5	9,251.7	31 Ga	K $\alpha_1$	100	10,172.8	81 Tl	L $\alpha_2$	11
8,586.2	75 Re	L $\alpha_2$	11	9,343.1	73 Ta	L $\beta_1$	67	10,260.3	31 Ga	K $\beta_3$	5
8,615.8	30 Zn	K $\alpha_2$	51	9,347.3	72 Hf	L $\beta_2$	20	10,264.2	31 Ga	K $\beta_1$	66
8,638.9	30 Zn	K $\alpha_1$	100	9,361.8	78 Pt	L $\alpha_2$	11	10,268.5	81 Tl	L $\alpha_1$	100
8,652.5	75 Re	L $\alpha_1$	100	9,420.4	83 Bi	Ll	6	10,275.2	75 Re	L $\beta_2$	22
8,709.0	71 Lu	L $\beta_1$	66	9,426	69 Tm	L $\gamma_1$	12	10,355.3	76 Os	L $\beta_1$	67

Table 1-3. Energies and intensities of x-ray emission lines (continued).

Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	11,250.5	78 Pt	L $\beta_2$	23	12,598	36 Kr	K $\alpha_2$	52
10,449.5	82 Pb	L $\alpha_2$	11	11,285.9	74 W	L $\gamma_1$	13	12,613.7	82 Pb	L $\beta_1$	66
10,508.0	33 As	K $\alpha_2$	51	11,442.3	79 Au	L $\beta_1$	67	12,622.6	82 Pb	L $\beta_2$	25
10,515.8	72 Hf	L $\gamma_1$	12	11,584.7	79 Au	L $\beta_2$	23	12,649	36 Kr	K $\alpha_1$	100
10,543.7	33 As	K $\alpha_1$	100	11,618.3	92 U	Ll	7	12,652	34 Se	K $\beta_2$	1
10,551.5	82 Pb	L $\alpha_1$	100	11,685.4	75 Re	L $\gamma_1$	13	12,809.6	90 Th	L $\alpha_2$	11
10,598.5	76 Os	L $\beta_2$	22	11,720.3	33 As	K $\beta_3$	6	12,942.0	78 Pt	L $\gamma_1$	13
10,708.3	77 Ir	L $\beta_1$	66	11,726.2	33 As	K $\beta_1$	13	12,968.7	90 Th	L $\alpha_1$	100
10,730.9	83 Bi	L $\alpha_2$	11	11,822.6	80 Hg	L $\beta_1$	67	12,979.9	83 Bi	L $\beta_2$	25
10,838.8	83 Bi	L $\alpha_1$	100	11,864	33 As	K $\beta_2$	1	13,023.5	83 Bi	L $\beta_1$	67
10,895.2	73 Ta	L $\gamma_1$	12	11,877.6	35 Br	K $\alpha_2$	52	13,284.5	35 Br	K $\beta_3$	7
10,920.3	77 Ir	L $\beta_2$	22	11,924.1	80 Hg	L $\beta_2$	24	13,291.4	35 Br	K $\beta_1$	14
10,978.0	32 Ge	K $\beta_3$	6	11,924.2	35 Br	K $\alpha_1$	100	13,335.8	37 Rb	K $\alpha_2$	52
10,982.1	32 Ge	K $\beta_1$	60	12,095.3	76 Os	L $\gamma_1$	13	13,381.7	79 Au	L $\gamma_1$	13
11,070.7	78 Pt	L $\beta_1$	67	12,213.3	81 Tl	L $\beta_1$	67	13,395.3	37 Rb	K $\alpha_1$	100
11,118.6	90 Th	Ll	6	12,271.5	81 Tl	L $\beta_2$	25	13,438.8	92 U	L $\alpha_2$	11
11,181.4	34 Se	K $\alpha_2$	52	12,489.6	34 Se	K $\beta_3$	6	13,469.5	35 Br	K $\beta_2$	1
11,222.4	34 Se	K $\alpha_1$	100	12,495.9	34 Se	K $\beta_1$	13	13,614.7	92 U	L $\alpha_1$	100
				12,512.6	77 Ir	L $\gamma_1$	13	13,830.1	80 Hg	L $\gamma_1$	14

14,097.9	38 Sr	K $\alpha_2$	52	16,202.2	90 Th	L $\beta_1$	69	19,150.4	44 Ru	K $\alpha_2$	53
14,104	36 Kr	K $\beta_3$	7	16,428.3	92 U	L $\beta_2$	26	19,279.2	44 Ru	K $\alpha_1$	100
14,112	36 Kr	K $\beta_1$	14	16,521.0	41 Nb	K $\alpha_2$	52	19,590.3	42 Mo	K $\beta_3$	8
14,165.0	38 Sr	K $\alpha_1$	100	16,615.1	41 Nb	K $\alpha_1$	100	19,608.3	42 Mo	K $\beta_1$	15
14,291.5	81 Tl	L $\gamma_1$	14	16,725.8	39 Y	K $\beta_3$	8	19,965.2	42 Mo	K $\beta_2$	3
14,315	36 Kr	K $\beta_2$	2	16,737.8	39 Y	K $\beta_1$	15	20,073.7	45 Rh	K $\alpha_2$	53
14,764.4	82 Pb	L $\gamma_1$	14	17,015.4	39 Y	K $\beta_2$	3	20,167.1	92 U	L $\gamma_1$	15
14,882.9	39 Y	K $\alpha_2$	52	17,220.0	92 U	L $\beta_1$	61	20,216.1	45 Rh	K $\alpha_1$	100
14,951.7	37 Rb	K $\beta_3$	7	17,374.3	42 Mo	K $\alpha_2$	52	20,599	43 Tc	K $\beta_3$	8
14,958.4	39 Y	K $\alpha_1$	100	17,479.3	42 Mo	K $\alpha_1$	100	20,619	43 Tc	K $\beta_1$	16
14,961.3	37 Rb	K $\beta_1$	14	17,654	40 Zr	K $\beta_3$	8	21,005	43 Tc	K $\beta_2$	4
15,185	37 Rb	K $\beta_2$	2	17,667.8	40 Zr	K $\beta_1$	15	21,020.1	46 Pd	K $\alpha_2$	53
15,247.7	83 Bi	L $\gamma_1$	14	17,970	40 Zr	K $\beta_2$	3	21,177.1	46 Pd	K $\alpha_1$	100
15,623.7	90 Th	L $\beta_2$	26	18,250.8	43 Tc	K $\alpha_2$	53	21,634.6	44 Ru	K $\beta_3$	8
15,690.9	40 Zr	K $\alpha_2$	52	18,367.1	43 Tc	K $\alpha_1$	100	21,656.8	44 Ru	K $\beta_1$	16
15,775.1	40 Zr	K $\alpha_1$	100	18,606.3	41 Nb	K $\beta_3$	8	21,990.3	47 Ag	K $\alpha_2$	53
15,824.9	38 Sr	K $\beta_3$	7	18,622.5	41 Nb	K $\beta_1$	15	22,074	44 Ru	K $\beta_2$	4
15,835.7	38 Sr	K $\beta_1$	14	18,953	41 Nb	K $\beta_2$	3	22,162.9	47 Ag	K $\alpha_1$	100
16,084.6	38 Sr	K $\beta_2$	3	18,982.5	90 Th	L $\gamma_1$	16	22,698.9	45 Rh	K $\beta_3$	8

Table 1-3. Energies and intensities of x-ray emission lines (continued).

Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	26,359.1	51 Sb	K $\alpha_1$	100	30,972.8	55 Cs	K $\alpha_1$	100
22,723.6	45 Rh	K $\beta_1$	16	26,643.8	48 Cd	K $\beta_2$	4	30,995.7	52 Te	K $\beta_1$	18
22,984.1	48 Cd	K $\alpha_2$	53	27,201.7	52 Te	K $\alpha_2$	54	31,700.4	52 Te	K $\beta_2$	5
23,172.8	45 Rh	K $\beta_2$	4	27,237.7	49 In	K $\beta_3$	9	31,817.1	56 Ba	K $\alpha_2$	54
23,173.6	48 Cd	K $\alpha_1$	100	27,275.9	49 In	K $\beta_1$	17	32,193.6	56 Ba	K $\alpha_1$	100
23,791.1	46 Pd	K $\beta_3$	8	27,472.3	52 Te	K $\alpha_1$	100	32,239.4	53 I	K $\beta_3$	9
23,818.7	46 Pd	K $\beta_1$	16	27,860.8	49 In	K $\beta_2$	5	32,294.7	53 I	K $\beta_1$	18
24,002.0	49 In	K $\alpha_2$	53	28,317.2	53 I	K $\alpha_2$	54	33,034.1	57 La	K $\alpha_2$	54
24,209.7	49 In	K $\alpha_1$	100	28,444.0	50 Sn	K $\beta_3$	9	33,042	53 I	K $\beta_2$	5
24,299.1	46 Pd	K $\beta_2$	4	28,486.0	50 Sn	K $\beta_1$	17	33,441.8	57 La	K $\alpha_1$	100
24,911.5	47 Ag	K $\beta_3$	9	28,612.0	53 I	K $\alpha_1$	100	33,562	54 Xe	K $\beta_3$	9
24,942.4	47 Ag	K $\beta_1$	16	29,109.3	50 Sn	K $\beta_2$	5	33,624	54 Xe	K $\beta_1$	18
25,044.0	50 Sn	K $\alpha_2$	53	29,458	54 Xe	K $\alpha_2$	54	34,278.9	58 Ce	K $\alpha_2$	55
25,271.3	50 Sn	K $\alpha_1$	100	29,679.2	51 Sb	K $\beta_3$	9	34,415	54 Xe	K $\beta_2$	5
25,456.4	47 Ag	K $\beta_2$	4	29,725.6	51 Sb	K $\beta_1$	18	34,719.7	58 Ce	K $\alpha_1$	100
26,061.2	48 Cd	K $\beta_3$	9	29,779	54 Xe	K $\alpha_1$	100	34,919.4	55 Cs	K $\beta_3$	9
26,095.5	48 Cd	K $\beta_1$	17	30,389.5	51 Sb	K $\beta_2$	5	34,986.9	55 Cs	K $\beta_1$	18
26,110.8	51 Sb	K $\alpha_2$	54	30,625.1	55 Cs	K $\alpha_2$	54	35,550.2	59 Pr	K $\alpha_2$	55
				30,944.3	52 Te	K $\beta_3$	9	35,822	55 Cs	K $\beta_2$	6

36,026.3	59 Pr	K $\alpha_1$	100	41,542.2	63 Eu	K $\alpha_1$	100	47,037.9	63 Eu	K $\beta_1$	19
36,304.0	56 Ba	K $\beta_3$	10	41,773	59 Pr	K $\beta_2$	6	47,546.7	67 Ho	K $\alpha_1$	100
36,378.2	56 Ba	K $\beta_1$	18	42,166.5	60 Nd	K $\beta_3$	10	48,221.1	68 Er	K $\alpha_2$	56
36,847.4	60 Nd	K $\alpha_2$	55	42,271.3	60 Nd	K $\beta_1$	19	48,256	63 Eu	K $\beta_2$	6
37,257	56 Ba	K $\beta_2$	6	42,308.9	64 Gd	K $\alpha_2$	56	48,555	64 Gd	K $\beta_3$	10
37,361.0	60 Nd	K $\alpha_1$	100	42,996.2	64 Gd	K $\alpha_1$	100	48,697	64 Gd	K $\beta_1$	20
37,720.2	57 La	K $\beta_3$	10	43,335	60 Nd	K $\beta_2$	6	49,127.7	68 Er	K $\alpha_1$	100
37,801.0	57 La	K $\beta_1$	19	43,713	61 Pm	K $\beta_3$	10	49,772.6	69 Tm	K $\alpha_2$	57
38,171.2	61 Pm	K $\alpha_2$	55	43,744.1	65 Tb	K $\alpha_2$	56	49,959	64 Gd	K $\beta_2$	7
38,724.7	61 Pm	K $\alpha_1$	100	43,826	61 Pm	K $\beta_1$	19	50,229	65 Tb	K $\beta_3$	10
38,729.9	57 La	K $\beta_2$	6	44,481.6	65 Tb	K $\alpha_1$	100	50,382	65 Tb	K $\beta_1$	20
39,170.1	58 Ce	K $\beta_3$	10	44,942	61 Pm	K $\beta_2$	6	50,741.6	69 Tm	K $\alpha_1$	100
39,257.3	58 Ce	K $\beta_1$	19	45,207.8	66 Dy	K $\alpha_2$	56	51,354.0	70 Yb	K $\alpha_2$	57
39,522.4	62 Sm	K $\alpha_2$	55	45,289	62 Sm	K $\beta_3$	10	51,698	65 Tb	K $\beta_2$	7
40,118.1	62 Sm	K $\alpha_1$	100	45,413	62 Sm	K $\beta_1$	19	51,957	66 Dy	K $\beta_3$	10
40,233	58 Ce	K $\beta_2$	6	45,998.4	66 Dy	K $\alpha_1$	100	52,119	66 Dy	K $\beta_1$	20
40,652.9	59 Pr	K $\beta_3$	10	46,578	62 Sm	K $\beta_2$	6	52,388.9	70 Yb	K $\alpha_1$	100
40,748.2	59 Pr	K $\beta_1$	19	46,699.7	67 Ho	K $\alpha_2$	56	52,965.0	71 Lu	K $\alpha_2$	57
40,901.9	63 Eu	K $\alpha_2$	56	46,903.6	63 Eu	K $\beta_3$	10	53,476	66 Dy	K $\beta_2$	7

Table 1-3. Energies and intensities of x-ray emission lines (continued).

Energy (eV)	Element	Line	Relative intensity	59,370	70 Yb	K $\beta_1$	21	66,989.5	79 Au	K $\alpha_2$	59
53,711	67 Ho	K $\beta_3$	11	59,717.9	75 Re	K $\alpha_2$	58	66,990	73 Ta	K $\beta_2$	7
53,877	67 Ho	K $\beta_1$	20	60,980	70 Yb	K $\beta_2$	7	67,244.3	74 W	K $\beta_1$	22
54,069.8	71 Lu	K $\alpha_1$	100	61,050	71 Lu	K $\beta_3$	11	68,803.7	79 Au	K $\alpha_1$	100
54,611.4	72 Hf	K $\alpha_2$	57	61,140.3	75 Re	K $\alpha_1$	100	68,895	80 Hg	K $\alpha_2$	59
55,293	67 Ho	K $\beta_2$	7	61,283	71 Lu	K $\beta_1$	21	68,994	75 Re	K $\beta_3$	12
55,494	68 Er	K $\beta_3$	11	61,486.7	76 Os	K $\alpha_2$	58	69,067	74 W	K $\beta_2$	8
55,681	68 Er	K $\beta_1$	21	62,970	71 Lu	K $\beta_2$	7	69,310	75 Re	K $\beta_1$	22
55,790.2	72 Hf	K $\alpha_1$	100	62,980	72 Hf	K $\beta_3$	11	70,819	80 Hg	K $\alpha_1$	100
56,277	73 Ta	K $\alpha_2$	57	63,000.5	76 Os	K $\alpha_1$	100	70,831.9	81 Tl	K $\alpha_2$	60
57,210	68 Er	K $\beta_2$	7	63,234	72 Hf	K $\beta_1$	22	71,077	76 Os	K $\beta_3$	12
57,304	69 Tm	K $\beta_3$	11	63,286.7	77 Ir	K $\alpha_2$	58	71,232	75 Re	K $\beta_2$	8
57,517	69 Tm	K $\beta_1$	21	64,895.6	77 Ir	K $\alpha_1$	100	71,413	76 Os	K $\beta_1$	23
57,532	73 Ta	K $\alpha_1$	100	64,948.8	73 Ta	K $\beta_3$	11	72,804.2	82 Pb	K $\alpha_2$	60
57,981.7	74 W	K $\alpha_2$	58	64,980	72 Hf	K $\beta_2$	7	72,871.5	81 Tl	K $\alpha_1$	100
59,090	69 Tm	K $\beta_2$	7	65,112	78 Pt	K $\alpha_2$	58	73,202.7	77 Ir	K $\beta_3$	12
59,140	70 Yb	K $\beta_3$	11	65,223	73 Ta	K $\beta_1$	22	73,363	76 Os	K $\beta_2$	8
59,318.2	74 W	K $\alpha_1$	100	66,832	78 Pt	K $\alpha_1$	100	73,560.8	77 Ir	K $\beta_1$	23
				66,951.4	74 W	K $\beta_3$	11	74,814.8	83 Bi	K $\alpha_2$	60

74,969.4	82 Pb	$K\alpha_1$	100
75,368	78 Pt	$K\beta_3$	12
75,575	77 Ir	$K\beta_2$	8
75,748	78 Pt	$K\beta_1$	23
77,107.9	83 Bi	$K\alpha_1$	100
77,580	79 Au	$K\beta_3$	12
77,850	78 Pt	$K\beta_2$	8
77,984	79 Au	$K\beta_1$	23
79,822	80 Hg	$K\beta_3$	12
80,150	79 Au	$K\beta_2$	8
80,253	80 Hg	$K\beta_1$	23

82,118	81 Tl	$K\beta_3$	12
82,515	80 Hg	$K\beta_2$	8
82,576	81 Tl	$K\beta_1$	23
84,450	82 Pb	$K\beta_3$	12
84,910	81 Tl	$K\beta_2$	8
84,936	82 Pb	$K\beta_1$	23
86,834	83 Bi	$K\beta_3$	12
87,320	82 Pb	$K\beta_2$	8
87,343	83 Bi	$K\beta_1$	23
89,830	83 Bi	$K\beta_2$	9

89,953	90 Th	$K\alpha_2$	62
93,350	90 Th	$K\alpha_1$	100
94,665	92 U	$K\alpha_2$	62
98,439	92 U	$K\alpha_1$	100
104,831	90 Th	$K\beta_3$	12
105,609	90 Th	$K\beta_1$	24
108,640	90 Th	$K\beta_2$	9
110,406	92 U	$K\beta_3$	13
111,300	92 U	$K\beta_1$	24
114,530	92 U	$K\beta_2$	9

