

## ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ И КОЕФИЦИЕНТИ НА ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ (КВК)

### I. ФИЗИЧЕСКА СЪЩНОСТ НА ЯВЛЕНИЕТО ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ. $0 \rightarrow 0$ ПРЕХОДИ

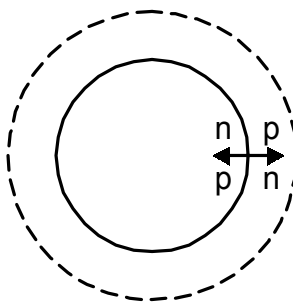
Преходите между възбудените ядрени състояния могат да се осъществяват по **два начина**, или чрез излъчване на гама-кванти (**радиационни преходи**), или чрез излъчване на конверсионни електрони (**вътрешна конверсия**).

Още през 1910 г. Байер и О.Хан откриват, че на фона на **непрекъснатите  $\beta$ -спектри** от радиоактивните препарати, се наблюдават и тесни "линии", дължащи се на **моноенергетични електрони** (дискретен спектър). Причина за появата на такива линии е процесът **вътрешна конверсия**, при който енергията на **ядрения преход** се предава изцяло (и директно) на **електрон от електронната обвивка на атома**.

Първата интуитивна представа е била, че вътрешната конверсия представлява "вътрешен фотоефект", т.е. че процеса преминава през излъчване на  $\gamma$ -квант от ядрото, който предизвиква фотоефект вътре в излъчващия атом. По-късно, след откриването на т.н.  $0 \rightarrow 0$  преходи, които са напълно конвертирани тази представа е била **изоставена**.

При преход  $0^+ \rightarrow 0^+$  единствената възможна мултиполност е  $L = 0$ ;  $\Delta\pi = (-1)^0 = +1$  – прехода е от **E** тип, т.е. **единствения възможен преход е E0** (електричен монополен). Както знаем, такъв преход е **абсолютно забранен** по излъчване на  $\gamma$ -кванти и въпреки това той се извършва - **чрез излъчване на конверсионни електрони и само** на конверсионни електрони (напълно конвертиран преход).

Груба нагледна представа за **електрически монополни колебания** на ядрото (на картинката по-надолу) дават сферично-симетричните радиални колебания на заредената част (изменение на радиуса на заредена сфера). В този случай, вън от границите на ядрото **няма изменение на електромагнитното поле**.



Съществува обаче **ненулева вероятност** някои електрони от обвивката да се намират **вътре в ядрото** (**s**-електрони). В този случай те могат да взаимодействуват с ядрото и да им бъде предадена енергията на прехода (дори и при този тип колебания).

При колебания от **по-висока мултиполност** ( $L > 0$ ), електромагнитното възмущение се разпространява **далеч вън от пределите на ядрото** и поради това е възможно **непосредствено взаимодействие** с различни електрони от обвивката (а не само с **s**-електроните).

Освен  $0 \rightarrow 0$  преходите, друго доказателство, че вътрешната конверсия не е "вътрешен фотоефект" е отсъствието на "**вътрешен Комптонов ефект**".

## II. ЕНЕРГИЯ НА КОНВЕРСИОННИТЕ ЕЛЕКТРОНИ

Енергията на конверсионните електрони (без да се отчита енергията на откат на ядрото) е:

$$E_e = E_{if} - E_n$$

където:  $E_e$  - кинетична енергия на конверсионните електрони;  $E_{if}$  - енергия на ядрения преход;  $E_n$  - енергия на връзка на атомния електрон, който участва в конверсията.

Когато имаме **радиационен преход**:

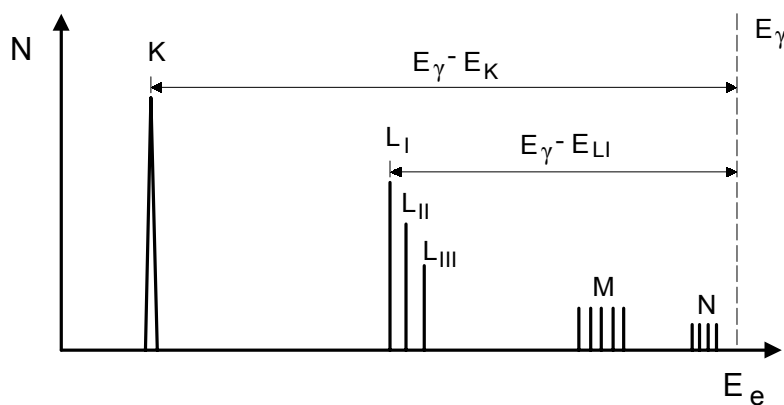
$$E_{if} = E_\gamma \text{ и } T_e = E_\gamma - E_n$$

В електронната обвивка на атома съществуват слоеве (строеж на атома – курс Атомна и ядрена физика) с намаляваща енергия на връзка както следва - **K, L, M, N,...** Електроните от **K**-слоя са най-силно свързани. Изграждането на слоевете, както и енергията на връзка, зависи **само** от **Z** на ядрото. В слоевете, с изключение на **K**, съществуват подслоеви: **L<sub>I</sub>, L<sub>II</sub>, L<sub>III</sub>, M<sub>I</sub>,... M<sub>V</sub>, N<sub>I</sub>,...** Трябва да се отбележи, че енергиите на връзка **E<sub>n</sub>** за всеки **елемент (Z)** са **характерни величини**, известни с висока точност (от данни от рентгеновите спектри).

Очевидно е, че когато енергията на прехода е по-малка от енергията на връзка за съответния слой, то вътрешната конверсия върху него е **невъзможна** (слой се “изключва” от процеса).

Изучаването на спектрите на конверсионните електрони, излъчвани при разпадането на даден радионуклид (енергии и интензивности на конверсионните линии) е предмет на **конверсионно-електронната спектрометрия**.

**Експерименталния спектър** на конверсионните електрони от **един ядрен преход** понякога съдържа множество конверсионни линии с различен интензитет.



Фиг.130. Система от конверсионни линии за единичен ядрен преход.

В зависимост от разделителната способност на използвания  $\beta$ -спектрометър, отделните линии в **L**- и **M**-структурите могат да бъдат разделени. Това може да се осъществи с бета-спектрограф тип "Даниш" и бета-спектрометър " $\pi\sqrt{2}$ " (виж Магнитна бета-спектрометрия).

**Ползата** от разделянето на структурите е очевидна:

1. Енергията на даден преход се определя независимо по няколко конверсионни линии (при точно известни енергии на връзка).
2. Отношенията на интензитетите на конверсионните линии за един и същ преход (както ще видим по-късно) носят важна информация за типа и мултиполността на прехода.
3. Появява се възможност за определяне на **Z** на атома (ако е неизвестен), в който става конверсията (по разликата в енергиите на конверсионните линии на един и същ преход).

При **сложни схеми на разпад** конверсионните спектри понякога са твърде сложни (всеки преход има по няколко конверсионни линии). Очевидно е изискването да се работи с  $\beta$ -спектрометър с висока разделителна способност, за получаване на максимум информация.

### III. КОЕФИЦИЕНТИ НА ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ (КВК)

В по-предни части бяха коментирани **правилата за отбор** при ядрените преходи като: тип (E-, M-) и мултиполност (L) на прехода. Същите правила за отбор са в сила както при гама-преходите (радиационни), така и за процеса вътрешна конверсия с изключение на това, че тук **0 → 0** преходите за **разрешени**.

Процесите на излъчване на гама-квант и вътрешна конверсия за даден преход са **паралелни** (конкуриращи се). За всеки преход може да се определи величината:

$$\alpha = \frac{I_{CE}}{I_{\gamma}}$$

- пълен **коэффициент на вътрешна конверсия (КВК)**

където  $I_{CE} = \sum I_i$ ,  $i = K, L_I, L_{II}, \dots$  - общ интензитет на излъчените конверсионни електрони;  $I_{\gamma}$  - интензитет на радиационния преход (гама-кванти). КВК фактически е отношението на вероятностите за осъществяване на прехода или чрез вътрешна конверсия или чрез гама-кванти.

Освен пълния коефициент на вътрешна конверсия  $\alpha$ , могат да се дефинират и **парциални KBK** за всяка от конверсионните линии на прехода като:

$$\alpha_K = \frac{I_K}{I_\gamma} ; \alpha_{L_I} = \frac{I_{L_I}}{I_\gamma} ; \dots$$

Очевидно  $\alpha = \alpha_K + \alpha_{L_I} + \alpha_{L_{II}} \dots$  Парциалните KBK фактически определят съотношението между **интензивностите** на конверсионните линии (K, L<sub>I</sub>, L<sub>II</sub>, ...) на даден преход. Като правило K-линията е най-интензивна (пораде това, че е най-голяма енергия на връзка за слоя).

Пълната **вероятност за прехода** е:

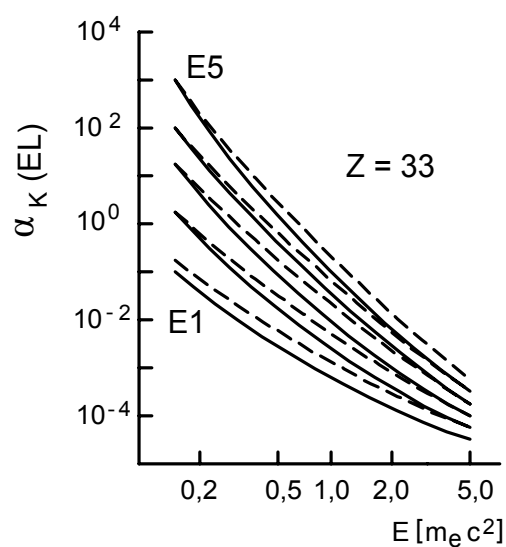
$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_{CE} = \lambda_\gamma (1 + \alpha) = \lambda_{CE} \frac{1 + \alpha}{\alpha}$$

**А. Понятие за теория на вътрешната конверсия. Зависимости на KBK от квантовите характеристики на прехода.**

Задачата за намиране на коефициентите на вътрешна конверсия е решена достатъчно точно, при това KBK **малко зависят** от структурата на ядрото. Освен от **Z** и енергията на прехода, KBK **зависят силно** от типа и мултиполността, така че експерименталното определяне на KBK и сравняването с теоретично пресметнатите стойности, понякога позволява определянето на типа и мултиполността, а от там и характеристиките на нивата, между които се извършва прехода.

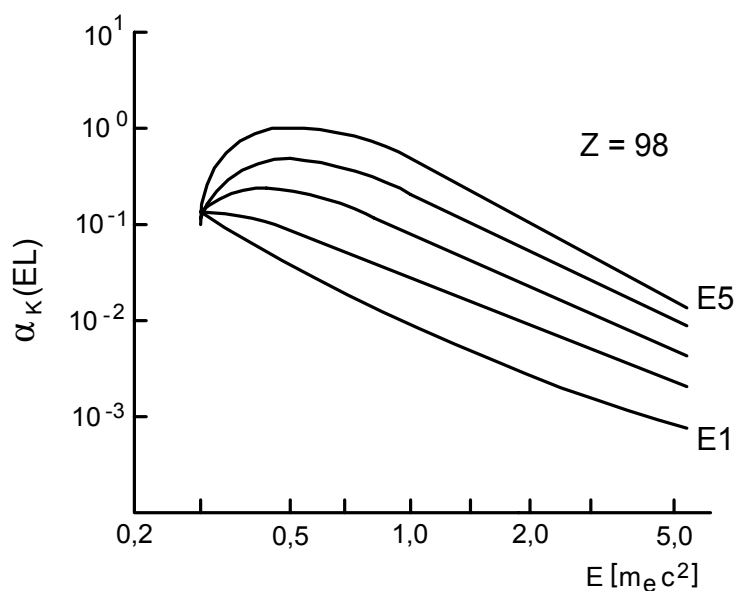
### 1. Зависимост от енергията на прехода

С увеличаване на енергията на прехода коефициентите на вътрешна конверсия бързо намаляват. Преходите с висока енергия се извършват с голяма вероятност **радиационно**, т.е. с излъчване на  $\gamma$ -кванти. На фигурата по-надолу е показано поведението на парциалния KBK -  $\alpha_K(EL)$  в зависимост от енергията и мултиполността на прехода. С пунктир са дадени  $\alpha_K$  за **ML** преходите. Линиите са близки до прави в логаритмичен мащаб.



Фиг.131. Поведение на  $\alpha_K$  в зависимост от енергията за различни типове и мултиполности на преходите за ядро с  $Z = 33$ .

Не трябва да се забравя, че за вътрешна конверсия съществува **прагова енергия** - когато енергията на прехода стане по-малка от енергията на връзка, вътрешната конверсия е невъзможна.



Фиг.132. Поведение на  $\alpha_K$  в зависимост от енергията (изключване на K-слоя от вътрешната конверсия).

При доближаване на енергията до праговата, коефициентите на вътрешна конверсия **рязко намаляват**. Това личи добре за тежките ядра.

## 2. Зависимост от $Z$ на атома

В процеса вътрешна конверсия участвуват **свързани** (атомни) електрони, за които **енергията на връзка нараства** с нарастването на  $Z$ . Най-общо казано, с **нарастване на  $Z$ , KBK нарастват** при фиксирана енергия и мултиполност на прехода (като се изключи областта, близка до прага). При изменение на  $Z$  от 40 до 80, коефициентите на вътрешна конверсия нарастват около 10 пъти (приблизително  $\sim Z^3$ ).

## 3. Зависимост от типа и мултиполността на прехода

При еднаква мултиполност и енергия, коефициентите на вътрешна конверсия зависят **от типа**: за **M**-преходите те са **по-големи**, отколкото за **E**-преходите.

При **нарастване на мултиполността** коефициентите на вътрешна конверсия **бързо нарастват** (и за E-, и за M-преходите) . Това е изразено добре при ниски енергии, където увеличаването на  $L$  с 1 води до увеличаването на KBK с един порядък (виж фиг.131).

С увеличаването на енергията разликата между коефициентите на вътрешна конверсия с различна мултиполност намалява, като в граничния случай  $E \rightarrow \infty$ , KBK престават да зависят от мултиполността.

## IV. ОТНОШЕНИЯ $K/L$ , $L_I/L_{II}$ , $L_{II}/L_{III}$ И ДРУГИ

От парциалните коефициенти на вътрешна конверсия  $\alpha_K$ ,  $\alpha_{L_I}$ ,  $\alpha_{L_{II}}$ ... могат да се образуват отношения:

$$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{K}{L} ; \frac{\alpha_{L_I}}{\alpha_{L_{II}}} = \frac{L_I}{L_{II}} ; \dots$$

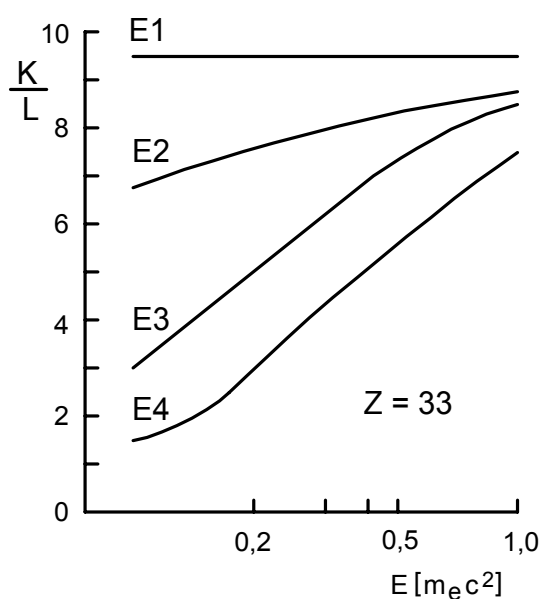
Тези отношения фактически са **отношения между интензивностите** на конверсионните линии на дадения преход. Те са твърде чувствителни към типа и мултиполността на прехода. В много случаи е възможно **определянето** на типа

и мултиполността само по тези отношения, т.е. от експериментални данни **само от конверсионни спектри** с висока разделителна способност, без привличане на данни от  $\gamma$ -спектрометрията. Естествено условие е прехода да бъде достатъчно интензивен (с голям квантов добив).

Очевидно **метода на отношенията** е приложим за енергии до 1 MeV за тежките ядра, до 500 keV за редкоземните елементи и до 200 keV за леките ядра. При високи енергии коефициентите на вътрешна конверсия въобще стават малки и за най-често срещаните мултиполности **E1, M1, E2**.

На фиг133. е показан хода на отношението **K/L** за **EL** преход за **Z = 33** - за илюстрация на идеята. За **ML** преходите хода е приблизително същия, но кривите са отместени.

Вътрешните отношения на **L** структурата **L<sub>I</sub>/L<sub>II</sub>** и **L<sub>II</sub>/L<sub>III</sub>** се изменят в още по-широки граници - до 2 порядъка. Теоретично пресметнатите коефициенти на вътрешна конверсия са табулирани (напр. "Гамма лъчи" под редакцията на Л.А. Слив).



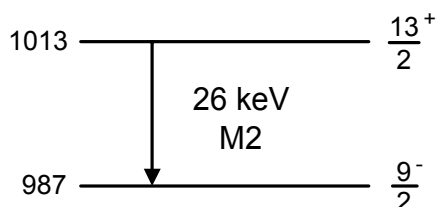
Фиг.133. Поведение на отношението  $\alpha_K/\alpha_L$  в зависимост от енергията за **E**-преходи с различна мултиполност при **Z = 33**.



Коментираните отношения са толкова чувствителни, че понякога дават възможност за определяне на процента на прехода с по-висока мултиполност в **смесените преходи** (от типа **M1 + E2** и **E1 + M2**).

**Един пример:** прехода 26,2 keV в  $^{205}\text{Pb}$ , за който са наблюдавани  $L_I$ ,  $L_{II}$ ,  $L_{III}$ ,  $M_I, \dots M_V$ .

Теоретична мултиполност	Относителен интензитет		
	$L_I$	$L_{II}$	$L_{III}$
<b>E1</b>	560	730	1000
<b>E2</b>	22	880	1000
<b>E3</b>	12	880	1000
<b>M1</b>	100000	10800	1000
<b>M2</b>	1800	90	1000
<b>M3</b>	120	5	1000
<b>експеримент</b>	<b>1610</b>	<b>50</b>	<b>1000</b>



Изследвания преход е **M2** между нивата показани по-горе. Същото е потвърдено и от наблюдаваните интензитети на конверсионните линии в М-структурата.

Въобще изследването на съотношенията на интензитетите на различните конверсионни линии на един и същ преход е мощен метод за определяне типа и мултиполността му, което оправдава съществуването на прецизионната  $\beta$ -спектроскопия с висока разделителна способност.

## V. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ОПРЕДЕЛЯНЕ НА КОЕФИЦИЕНТИТЕ НА ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ

Често вместо коефициента

$$\alpha = \frac{I_{CE}}{I_{\gamma}}$$

се използва коефициента

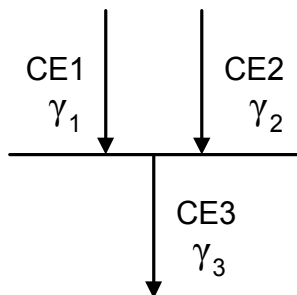
$$\alpha' = \frac{I_{CE}}{I_{\gamma} + I_{CE}} = \frac{\alpha}{1 + \alpha}$$

т.е. отношението на интензитета на конверсионните електрони  $I_{CE}$  към пълния интензитет на прехода ( $I_{CE} + I_{\gamma}$ ).

**А. Най-прост метод** за определяне коефициентите на вътрешна конверсия е **прякото измерване** на интензитета на  $\gamma$ -квантите и конверсионните електрони на даден преход в схемата на разпад (абсолютни интензитети). Изисква се  $\gamma$ -спектрометър и  $\beta$ -спектрометър, точно калибровани по ефективност (светосила), тъй като в случая се касае за **абсолютно измерване на интензитетите**.

Ако в схемата на разпад има един или няколко прехода с точно известни коефициенти на вътрешна конверсия, те могат да послужат за **привързване на данните** от  $\gamma$ - и конверсионно-електронната спектроскопия по интензитети и в такъв случай не е необходимо абсолютно измерване на интензитетите  $I_{\gamma}$  и  $I_{CE}$ .

**Б. По баланса на интензитетите** за дадено ниво (данни от  $\gamma$ -спектроскопията).



Ако дадено ниво се зарежда от няколко гама-прехода, за горния случай – два ( $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ) с относителни интензитети  $I_{\gamma_1}$ ,  $I_{\gamma_2}$  и известни коефициенти на вътрешна конверсия, а нивото се разрежда само от един преход  $\gamma_3$  с относителен интензитет  $I_{\gamma_3}$  и неизвестен коефициент на вътрешна конверсия, то:

$$I_{\gamma_1} + I_{CE1} + I_{\gamma_2} + I_{CE2} = I_{\gamma_3} + I_{CE3}$$

$$I_{\gamma_1}(1 + \alpha_1) + I_{\gamma_2}(1 + \alpha_2) = I_{\gamma_3}(1 + \alpha_3)$$

от където се определя  $\alpha_3$ .

**Принципът е:** Сумата от пълните интензитети на преходите, зареждащи дадено ниво (може да има и  $\beta$ -преходи и  $\alpha$ -преходи), е равна на сумата от пълните интензитети на разреждащите нивото преходи.

Този метод се прилага в лабораторията по Експериментална ядрена физика за определяне на пълния коефициент на вътрешна конверсия на прехода 122 keV ( $E_2$ ) в ядрото на  $^{152}\text{Sm}$ .

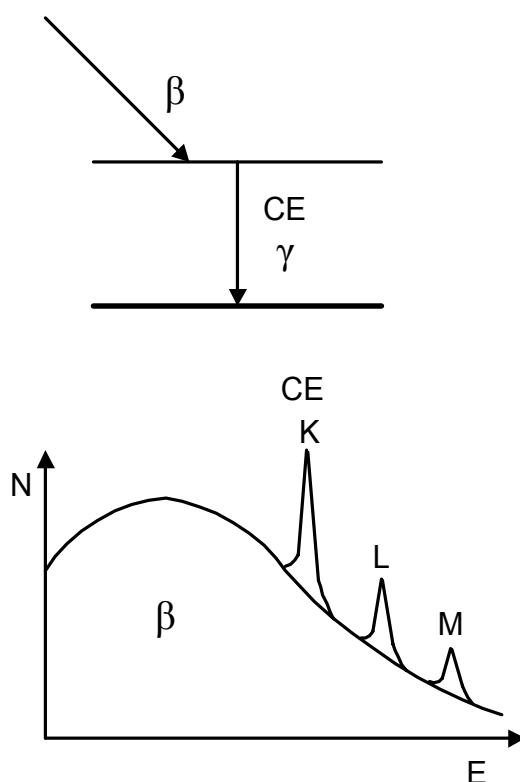
**В. Чрез сравняване на интензитетите (плещите) на непрекъснатия  $\beta$ -спектр и конверсионния спектър** (данни само от  $\beta$ -спектроскопията).

Метода се базира на факта, че конверсионните линии (дискретната част на спектъра) лесно могат да се отделят от непрекъснатата част ( $\beta$ -спектъра).

Когато имаме простия случай на схема на разпад, показан на фиг.133 (горе), изследван с  $\beta$ -спектрометър (спектъра-долу), могат да се определят:  $I_{\beta}$  - интензитет (плещ) на непрекъснатия  $\beta$ -спектр и  $I_{CE} = I_K + I_L + I_M$  – интензитет (плещ) на конверсионните линии, тогава:

$$I_{\beta} = I_{\gamma} + I_{CE} = I_{CE} \frac{1 + \alpha}{\alpha}$$

от където се намира  $\alpha$ .



Фиг.134. Отделяне на конверсионните електрони (дискретен спектър) от непрекъснатия  $\beta$ -спектър.

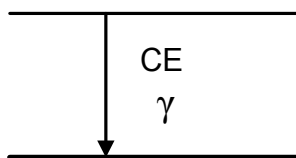
При добро разделяне на **K**, **L**, **M** линиите, могат да се определят дори и парциалните КВК -  $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$ ,  $\alpha_M$ .

За по-сложни схеми на разпад с няколко  $\beta$ -прехода, метода среща определени трудности. В този случай следва да се прави баланс на интензивностите, но разделянето парциалните  $\beta$ -спектри (непрекъснати) е твърде трудно.

Прилагането на **техниката на съвпаденията** може значително да опрости намирането на КВК при сложни схеми на разпад.

**Г. По сравняване на интензитета на  $\gamma$ -прехода с интензитета на характеристичното рентгеново лъчение.**

Метода е възможен при прости схеми на разпад с един преход.



След вътрешна конверсия на **K**-слоя, в него се появява ваканция, която се запълва чрез излъчване на **K**-характеристично Ro-лъчение или Оже-електрони. Вероятността за двата (конкуриращи се) процеса е характерна за дадения елемент и не зависи от това, по какъв начин е създадена ваканцията. Тогава:

$$I_{KCE} = \frac{I_{KR\ddot{o}}}{W_{KR\ddot{o}}}$$

$I_{KCE}$  - интензитет на **K**-конверсионните електрони (интензитет на образуване на **K**-ваканции);  $W_{KR\ddot{o}}$  - вероятност за излъчване на **K Ro** при запълване на ваканцията (известна от справочници);  $I_{KR\ddot{o}}$  - интензитет на характеристичната **K Ro** линия (измерен от спектъра).

Ако от спектъра се определи и интензитета на  $\gamma$ -прехода  $I_\gamma$ , то:

$$\alpha_K = \frac{I_{KCE}}{I_\gamma} = \frac{I_{KR\ddot{o}}}{W_{KR\ddot{o}} I_\gamma}$$

При сложни схеми на разпад метода е неприложим, тъй като вътрешната конверсия от **всички преходи** ще дава **принос** в интензитета на характеристичните рентгенови линии. Забележете, че в гама-спектъра на даден източник практически **винаги присъстват** групи линии, дължащи се на **характеристично рентгеново лъчение**, които не бива да се бъркат с гама-линиите.

## VI. ПРОЦЕСИ, СЪПРОВОЖДАЩИ ВЪТРЕШНАТА КОНВЕРСИЯ. ЕСТЕСТВЕНА ШИРИНА НА КОНВЕРСИОННАТА ЛИНИЯ.

За излъчването на характеристично рентгеново лъчение и Оже електрони вече беше споменавано във връзка с фотоефекта (веж Взаимодействие на  $\gamma$ -квантите с веществото).

При **всеки акт на вътрешна конверсия** се получава **ваканция** в съответния слой на електронната обвивка на атома. Атом с ваканция е силно **възбуден атом**.

**Разреждането** (чисто атомен процес) става по два начина:

1. Чрез излъчване на **характеристични рентгенови кванти** (енергията зависи само от **Z**) при преходи на електроните от по-високи нива на по-ниски:

- $K_{\alpha 1}$  : преход  $L_{III} \rightarrow K$  - най-интензивни
- $K_{\alpha 2}$  : преход  $L_{II} \rightarrow K$
- $K_{\beta}$  : преходи  $M_{II,III}, N_{II,III} \rightarrow K$  - най-високоенергетични

Съществуват таблици с енергиите и интензивностите на рентгеновите линии.

2. Чрез **Оже ефект**: разреждане чрез предаване на енергията на електронния преход в атомната обвивка на един **електрон** от същата обвивка. Например при прехода  $L_I \rightarrow K$  енергията се предава на  $L_{II}$  -електрон (група на **KLL**-оже-електрони).

Оже ефекта не е "вътрешен фотоефект", а "атомна вътрешна конверсия" - предаването на енергията става **без посредничеството на рентгенов квант**.

Оже-електроните са **моноенергетични** (образуват групи линии) с известни енергии и интензивности, които зависят **само от Z** (т.е. и те са "характеристични")

Оже линиите пречат при прецизната нискоенергетична конверсионна спектроскопия - могат да бъдат объркани с нискоенергетични конверсионни линии. Но "**Оже-електронната спектроскопия**" е добър аналитичен метод.

**Естествена ширина на конверсионните линии** (качествено)

Вече беше отбелязано, че естествената ширина на ядрените  $\gamma$ -преходи е твърде малка и се наблюдава директно при ядреното резонасно поглъщане - ефект на Мьосбауер.

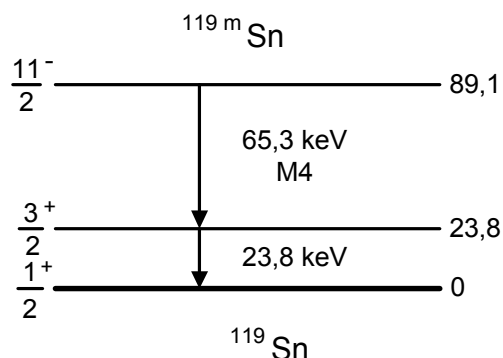
Процеса вътрешна конверсия е фактически **преход от ядрено състояние** (с малка ширина) до **възбудено атомно състояние** (ваканция в обвивката). Възбуденото атомно състояние има значително по-голяма "ширина", поради **твърде късото** време на живот относно рентгенов преход. В крайна сметка **ширината** на конверсионната линия се **определя от ширината на крайното атомно** (възбудено) **състояние**.

Поради това, че **К**-ваканцията "живее" значително по-късо време (по-голяма енергия на възбуждане) от **L**-ваканцията то може да се очаква, че **К**-конверсионните линии ще са **по-широки** от **L**-конверсионните линии.

Действително, при прецизна конверсионна спектроскопия на  $^{239}\text{Np}$  е открито, че **К-линията** (87,95 keV) на прехода 209,75 keV е около два пъти (с 90 eV) по-широка от **L<sub>II</sub>-линията** (83,87 keV) на прехода 106,14 keV. В случая действително са наблюдавани **естествените ширини** на конверсионните линии. Тези данни са в съгласие с ширините на рентгеновите линии.

## VII. РЕЗОНАНСНИ ДЕТЕКТОРИ ЗА МЬОСБАУЕРОВА СПЕКТРОСКОПИЯ

(За ползата от големите коефициенти на вътрешна конверсия)



Фиг.135. Схема на разпад на изомера  $^{119\text{m}}\text{Sn}$ .

Да разгледаме източник от  $^{119\text{m}}\text{Sn}$  – широко използван в Мьосбауеровата спектроскопия (прехода – 23,8 keV):

### Преход 65,3 keV:

$\Delta I = 4$  ;  $\Delta \pi = -1$  (да),  $(-1)^{4+1} = -1$  преход **M4**. **Типичен изомер (M4-преходите вече бяха коментирани при явлението изомерия - голяма мултиполност при малка енергия)**.  $T_{1/2} = 245$  дни. Интензитета на гама-прехода -  $1,8 \cdot 10^{-4}$   $\gamma$ -кв/разп.

$$\frac{I_{\gamma}}{I_{\text{прех}}} = \frac{1}{1 + \alpha} = 1,8 \cdot 10^{-4} ; \alpha = 5,5 \cdot 10^3 \frac{I_{\text{CE}}}{I_{\gamma}}$$

**КВК** е много голям и прехода практически е **напълно конвертиран**. Това се дължи отново на ниската енергия и високата мултиполност.

### Преход 23,8 keV (Мьосбауеров)

$\Delta I = 1$  ;  $\Delta \pi = +1$  (не) ;  $(-1)^{1+1} = 1$  - преход **M1** ; **време на живот** –  $t_{1/2} = 1,85 \cdot 10^{-8}$  s ( $\Gamma = 2,5 \cdot 10^{-8}$  eV) ; интензитет на гама-прехода - 0,163  $\gamma$  кв/разпад.

### Коефициент на вътрешна конверсия на прехода:

$$0,163 = \frac{1}{1 + \alpha} ; \alpha = 5,13 \text{ т.е. } \frac{I_{\text{CE}}}{I_{\gamma}} = \frac{0,837}{0,163}$$

След заселване на нивото 23,8 keV (ядрено резонансно поглъщане), в 84% от случаите то се разрежда чрез излъчване на конверсионни електрони, а само в 16% - чрез излъчване на  $\gamma$ -кванти.

### Идея за резонансни детектори:

Ако в обема на детектора се въведе вещество (с достатъчно голям **f'**) и след ядрено резонансно поглъщане се регистрират **конверсионните електрони**, се



получава детектор, с който ще се регистрират **избирателно** именно **безоткатните (резонансни) 23,8 keV  $\gamma$ -кванти**.

Очевидно резонансен детектор с **висока ефективност** (избирателна) може да се реализира само при условие, че коефициента на вътрешна конверсия на прехода (Мъосбауеровия) е достатъчно голям (както е в случая).

**Енергия на конверсионните електрони** (за прехода 23,8 keV):

Енергията на връзка за **К-слоя** за **Sn** е 29,2 keV - т.е. вътрешна конверсия на **К-слоя** е **невъзможна**. Излъчват се конверсионни електрони както следва:

	Енергия	Интензитет
<b>L<sub>I</sub></b>	19,41 keV	61,3%
<b>L<sub>II</sub></b>	19,72 keV	5,0%
<b>L<sub>III</sub></b>	19,95 keV	1,3%
<b>M</b>	23,01 keV	13,4%
<b>N</b>	23,74 keV	2,6%
		<b><math>\Sigma = 83,6\%</math></b>

**След вътрешна конверсия**, освен това се излъчва:

Рентгеново лъчение - **LX** - гранична енергия 4,6 keV

Оже електрони - **LXY** - гранична енергия 4,6 keV

**1963 г.** - Реализиран за пръв път резонансен детектор - Митрофанов, Иларионова, Шпинел. **Газоразряден брояч** с конвертор (вътре в него) 1,5 mg/cm<sup>2</sup> **SnO<sub>2</sub>** - обогатен 75% <sup>119</sup>**Sn**.

**1964 г.** - Леви, Митрани, Орманджиев - **сцинтилационен резонансен детектор** - **пластмасов сцинтилатор + SnO<sub>2</sub>** (обогатен).

**1967 г.** - Бончев, Бурин, Бурков - **резонансна йонизационна камера**

**1981 г.** - Манджуков, Манджукова, Желев, Маркова - **високоэффективен резонансен сцинтилационен детектор** - поликристален **антрацен** + финодисперсен **SnO<sub>2</sub>** (обогатен).

**Резонансна ефективност на детектора:**

$$\eta_R = \eta_{CE} \frac{\alpha}{\alpha + 1} \exp(-T_E) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{T_D}{2}\right) I_0\left(\frac{T_D}{2}\right) \right]$$

където:  $\alpha/(\alpha + 1) = 0,84$  - вероятност за излъчване на конверсионен електрон след резонансно поглъщане;  $\eta_{CE}$  - вероятност за регистрация на конверсионен електрон.

Множителя

$$\left[ 1 - \exp\left(-\frac{T_D}{2}\right) I_0\left(\frac{T_D}{2}\right) \right]$$

е вероятността за ядрено резонансно поглъщане в детектора на безоткатен гама-квант;  $I_0$  - модифицирана Беселева функция от **0** порядък;  $T_D = f\sigma d$  - ефективна дебелина на детектора (резонансно вещество); **f** - фактор на Лемб-Мьосбауер на резонансното вещество;  $\sigma$  - макросечение (максимално) за резонансно ядрено поглъщане (611 [cm<sup>2</sup>/g] за естествен **Sn** - 8,6% <sup>119</sup>**Sn**); **d** - дебелина на детектора по **Sn** [g/cm<sup>2</sup>]

**Нерезонансна ефективност:**

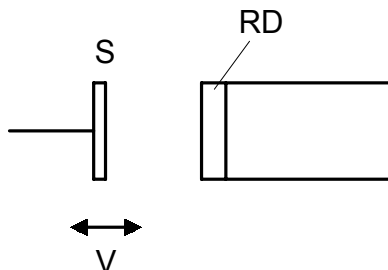
Макросечението за **атомно поглъщане** (фотоэффект) за 23,8 keV гама-кванти за **Sn** е 13,2 cm<sup>2</sup>/g. (В резонансия сцинтилатор "работи" **Sn**, тъй като останалите съставки са леки - припомняме зависимостта **Z<sup>5</sup>**)

$$\eta_R = \eta_{PE} [1 - \exp(-T_E)]$$

**1 - exp(-T<sub>E</sub>)** - вероятност за атомно поглъщане на  $\gamma$ -кванти в областта 23,8 keV;  $T_E = \mu d$  - ефективна дебелина за атомно поглъщане;  $\mu$  - коефициент за фотопоглъщане;  $\eta_{PE}$  - вероятност за регистрация на фотоелектроните.

Енергиите на фотоелектроните, избити от **Sn** (от 23,8 keV гама-кванти) съвпадат с енергиите на конверсионните електрони, така че  $\eta_{\text{CE}} \approx \eta_{\text{PE}}$ .

“Собствен ефект” на детектора:



Фиг.136. Постановка за снемане на “собствения” Мьосбауеров спектър на резонансен детектор.

**S** – източник, **RD** – резонансен детектор, **V** – скорост (вибратор).

Експериментално, максималния собствен ефект:

$$\varepsilon = \frac{N_0 - N_{\infty}}{N_{\infty}}$$

се измерва с дадената по-горе постановка.

Теоретично  $\varepsilon$  се пресмята по следната проста формула:

$$\varepsilon = q \frac{\eta_R}{\eta_{\bar{R}}}$$

където:

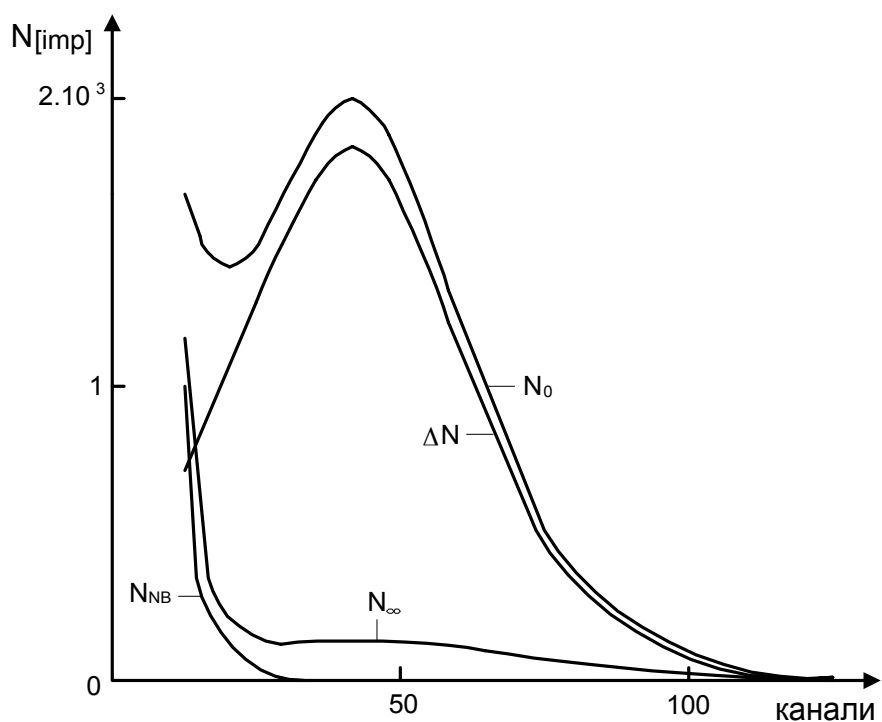
$$q = \frac{I_M f_s}{I_{\text{tot}}}$$

е параметър на падащия сноп (зависи от източника и филтрацията);  $I_M$  - интензитет на Мьосбауеровите 23,8 keV гама-кванти;  $f_s$  - фактор на Лемб-Мьосбауер за източника;  $I_{\text{tot}}$  - тотален интензитет на  $\gamma$ -квантите в областта на 23,8 keV.

**Амплитуден спектър** на резонансния детектор с поликристален антрацен:

Детектора съдържа:  $2 \text{ mg/cm}^2 \text{ }^{119}\text{SnO}^2$  +  $20 \text{ mg/cm}^2$  **антрацен**. Снопа филтриран с  $76 \text{ mg/cm}^2$  **Pd** (метал)

Голямо предимство на описвания резонансен детектор в сравнение с другите е, че в амплитудния спектър се наблюдава **добре отделена от шумовете "линия"** ( $N_0$ ), дължаща се на **конверсионните електрони**, излъчвани след ядрено резонансно поглъщане. Фотоелектроните (атомно поглъщане -  $N_\infty$ ) също дават "линия", чиито максимум съвпада с максимума на конверсионните електрони. **L** структурата, както и **M** и **N** конверсионни линии не се разделят.

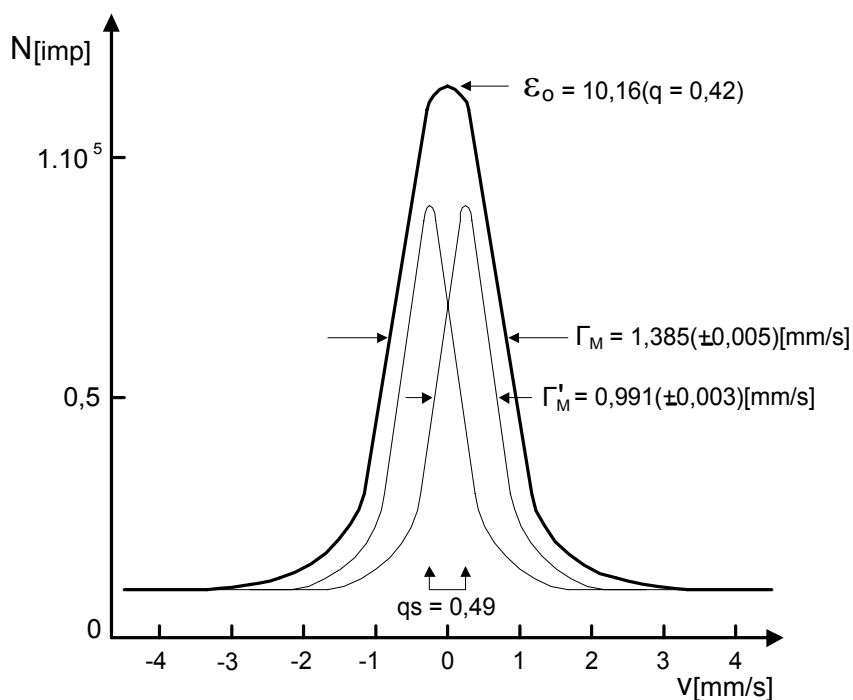


Фиг.137. Експериментални амплитудни спектри на резонансен детектор с  $^{119}\text{SnO}_2$ :

$N_0$  – в резонанс,  $N_\infty$  – вън от резонанс.

Параметри на най-добри получени от нас резонансни сцинтилатори:

за  $2,5 \text{ mg/cm}^2 \text{ }^{119}\text{Sn}$ :  $\eta_R = 40\%$ ;  $\eta_R = 2,3\%$ ;  $\varepsilon = 800\%$



Фиг.138. Експериментален “собствен” спектър на резонансен детектор с  $^{119}\text{SnO}_2$

Показания на фигурата максимален собствен ефект  $\varepsilon = 1000\%$  е получен с детектор с  $1,5 \text{ mg/cm}^2 \text{ }^{119}\text{Sn}$ .

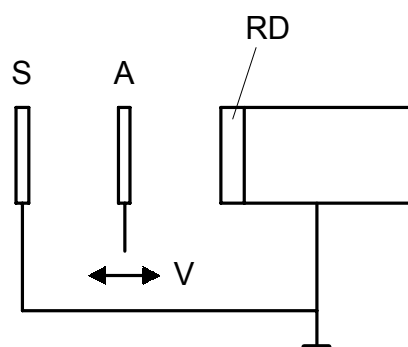
Обръщаме внимание, че линията на  $\text{SnO}_2$  е неразрешен дублет с квадруполно разцепване  $0,50 \text{ mm/s}$ . По-тясна линия дават детекторите с  $\text{CaSnO}_3$ . Така за детектор с  $2 \text{ mg/cm}^2 \text{ CaSnO}_3$  (естествена изотопна смес)  $\Gamma = 0,81 \text{ mm/s}$ ;  $\varepsilon = 230\%$ .

#### Приложение на резонансните детектори:

1. В трансмисионната Мьосбауерова спектроскопия на проби със следните предимства:

а/. Ефекта на пробата може да достигне 100% (с обикновен детектор - до  $f'$ ).

б/. Тясна линия -  $1,47\Gamma$ , вместо  $2\Gamma$  за обикновен детектор. Това позволява получаване на принципно нови резултати.



Фиг.139. Схема на постановка за снемане на спектри на проби с резонансен детектор: **S** – източник, **A** – абсорбер, **RD** – резонансен детектор, **V** – скорост (вибратор).

2. В експерименти по кохерентно разсейване (Релеевското кохерентно разсейване интерферира с Мьосбауеровото разсейване и поглъщане).
3. Метод за измерване на малки отмествания на линията на проба относно резонансен детектор. Температурно червено отместване – ефект на Доплер от втори порядък.