

ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ И КОЕФИЦИЕНТИ НА ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ (КВК)

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

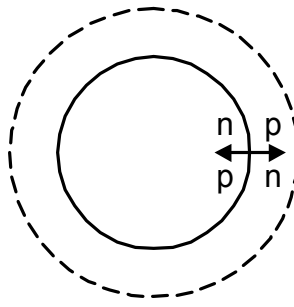
Преходите между възбудените ядрени състояния могат да се осъществяват по **два начина** - или чрез излъчване на гама-кванти (**радиационни преходи**), или чрез излъчване на конверсионни електрони (**вътрешна конверсия**).

Още през 1910 г. Байер и О.Хан откриват, че на фона на **непрекъснатите β -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 γ -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 γ -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**:

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

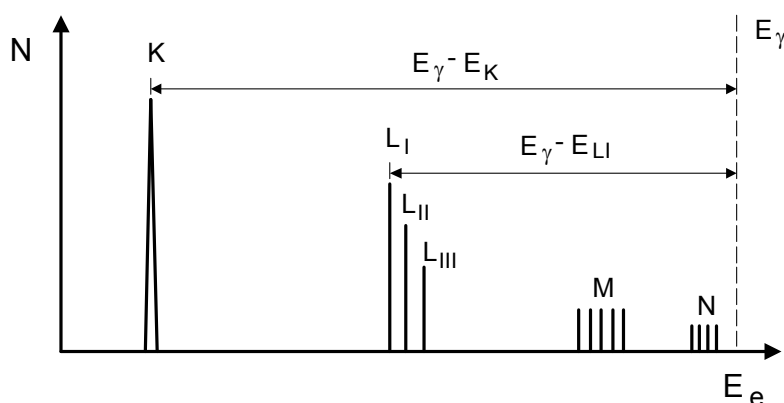
В електронната обвивка на атома съществуват слоеве (строеж на атома – курс Атомна и ядрена физика) с намаляваща енергия на връзка както следва - **K, L, M, N,...** Електроните от **K**-слоя са най-силно свързани. Изграждането на слоевете,

както и енергията на връзка, зависи **само** от **Z** на ядрото. В слоевете, с изключение на **K**, съществуват подслоеви: **L_I, L_{II}, L_{III}, M_I,... M_V, N_I,...** Трябва да се отбележи, че енергиите на връзка **E_n** 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** (слоя 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 β -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 β -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** \rightarrow **0** преходите за **разрешени**.

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

$$\alpha = \frac{I_{\text{CE}}}{I_{\gamma}} - \text{пълен коефициент на вътрешна конверсия (КВК)}$$

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

Освен пълния коефициент на вътрешна конверсия α , могат да се дефинират и **парциални КВК** 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_I, L_{II}, ...) 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:

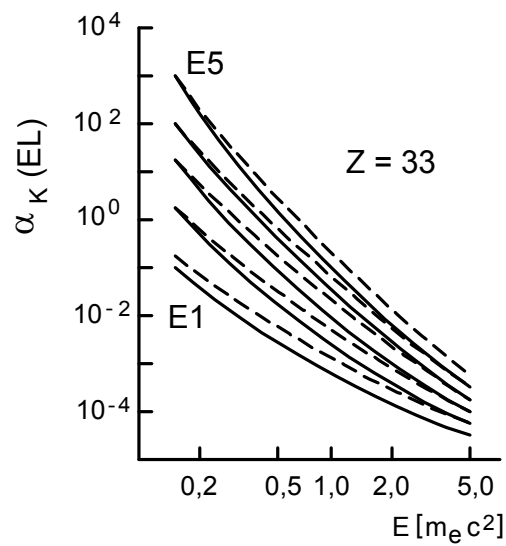
$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_{\text{CE}} = \lambda_\gamma (1 + \alpha) = \lambda_{\text{CE}} \frac{1 + \alpha}{\alpha}$$

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.

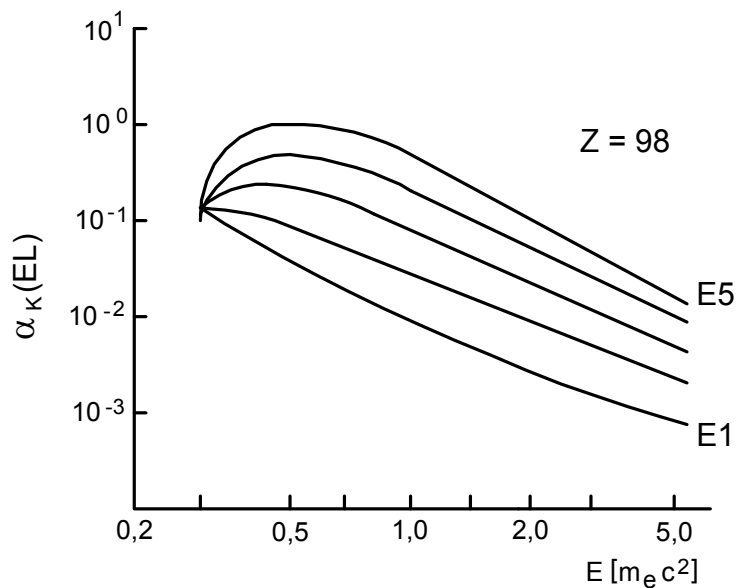
1. Зависимост от енергията на прехода

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 γ -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 α_K за **ML** преходите. Линиите са близки до прави в логаритмичен мащаб.



Фиг.131. Поведение на α_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 α_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 , КВК 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 **М**-преходите те са **по-големи**, отколкото за **Е**-преходите.

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

С увеличаването на енергията разликата между коефициентите на вътрешна конверсия с различна мултиполност намалява, като в граничния случай $E \rightarrow \infty$, КВК 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 α_K , α_{L_I} , $\alpha_{L_{II}}$... могат да се образуват отношения:

$$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{K}{L} ; \quad \frac{\alpha_{L_I}}{\alpha_{L_{II}}} = \frac{L_I}{L_{II}} ; \text{ и т.н.}$$

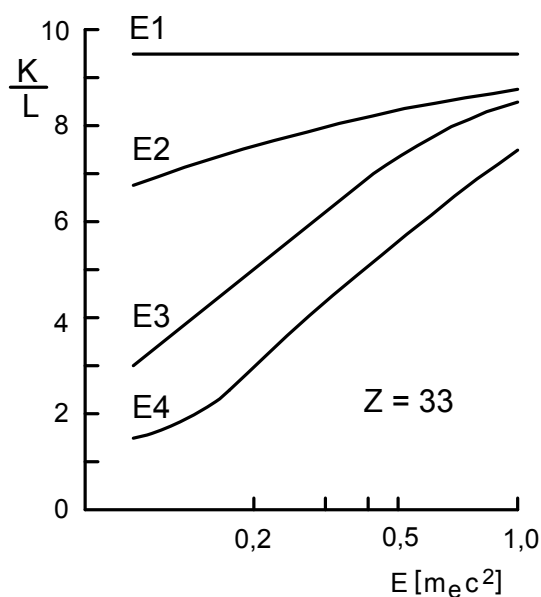
Тези отношения фактически са **отношения между интензивностите** на конверсионните линии на дадения преход. Те са твърде чувствителни към типа и мултиполността на прехода. В много случаи е възможно **определянето** на типа

и мултиполността само по тези отношения, т.е. от експериментални данни **само от конверсионни спектри** с висока разделителна способност, без привличане на данни от γ -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 фиг.133. 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_I/L_{II} и L_{II}/L_{III} 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).

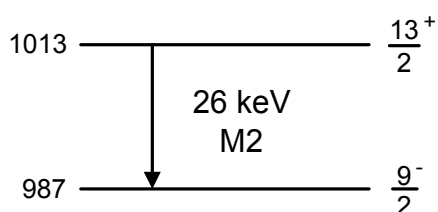


Фиг.133. Поведение на отношението α_K/α_L в зависимост от енергията за **E**-преходи с различна мултиполност при **Z = 33**.

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}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}
E1	560	730	1000
E2	22	880	1000
E3	12	880	1000
M1	100000	10800	1000
M2	1800	90	1000
M3	120	5	1000
експеримент	1610	50	1000



Изследвания преход е **M2** между нивата показани по-горе. Същото е потвърдено и от наблюдаваните интензитети на конверсионните линии в M-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 β -спектроскопия с висока разделителна способност.

V. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ОПРЕДЕЛЯНЕ НА КОЕФИЦИЕНТИТЕ НА ВЪТРЕШНА КОНВЕРСИЯ

Често вместо коефициента $\alpha = \frac{I_{CE}}{I_{\gamma}}$

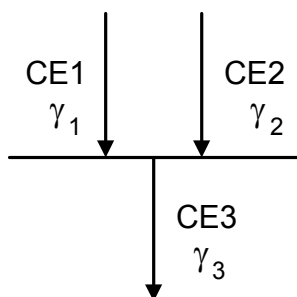
се използва коефициента $\alpha' = \frac{I_{CE}}{I_{\gamma} + I_{CE}} = \frac{\alpha}{1 + \alpha}$

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 γ -квантите и конверсионните електрони на даден преход в схемата на разпад (абсолютни интензитети). Изисква се γ -спектрометър и β -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 γ - и конверсионно-електронната спектроскопия по интензитети и в такъв случай не е необходимо абсолютно измерване на интензитетите I_{γ} и I_{CE} .

Б. По баланса на интензитетите за дадено ниво (данни от γ -спектроскопията).



Ако дадено ниво се зарежда от няколко гама-прехода, за горния случай – два (γ_1 , γ_2) с относителни интензитети $I_{\gamma 1}$, $I_{\gamma 2}$ и известни коефициенти на вътрешна конверсия, а нивото се разрежда само от един преход γ_3 с относителен интензитет $I_{\gamma 3}$ и неизвестен коефициент на вътрешна конверсия, то:

$$I_{\gamma 1} + I_{CE 1} + I_{\gamma 2} + I_{CE 2} = I_{\gamma 3} + I_{CE 3}$$

$$I_{\gamma 1}(1 + \alpha_1) + I_{\gamma 2}(1 + \alpha_2) = I_{\gamma 3}(1 + \alpha_3)$$

от където се определя α_3 .

Принципът е: Сумата от пълните интензитети на преходите, зареждащи дадено ниво (може да има и β -преходи и α -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 (E2) в ядрото на ^{152}Sm .

В. Чрез сравняване на интензитетите (площите) на непрекъснатия β -спектр и конверсионния спектър (данни само от β -спектроскопията).

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

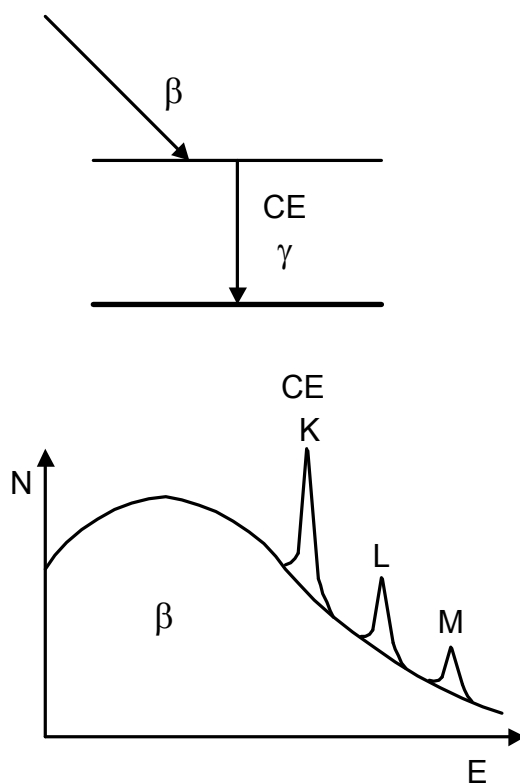
Когато имаме простия случай на схема на разпад, показан на фиг.134 (горе), изследван с β -спектрометър (спектъра - долу), могат да се определят: I_β - интензитет (площ) на непрекъснатия β -спектр и $I_{\text{CE}} = I_K + I_L + I_M$ – интензитет (площ) на конверсионните линии, тогава:

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

от където се намира α .

При добро разделяне на **K**, **L**, **M** линиите, могат да се определят дори и парциалните КВК - α_K , α_L , α_M .

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

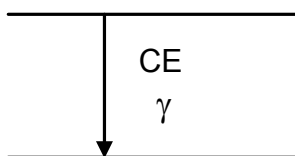


Фиг.134. Отделяне на конверсионните електрони (дискретен спектър) от непрекъснатия β -спектър.

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

Г. По сравняване на интензитета на γ -прехода с интензитета на характеристичното рентгеново лъчение.

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



След вътрешна конверсия на **К-слоя**, в него се появява ваканция, която се запълва чрез излъчване на **К-характеристично Ро-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:

$$I_{\text{KCE}} = \frac{I_{\text{KR0}}}{W_{\text{KR0}}}$$

I_{KCE} - интензитет на **K**-конверсионните електрони (интензитет на образуване на **K**-ваканции); W_{KR0} - вероятност за излъчване на **K Ro** при запълване на ваканцията (известна от справочници); I_{KR0} - интензитет на характеристичната **K Ro** линия (измерен от спектъра).

Ако от спектъра се определи и интензитета на γ -прехода I_γ , то:

$$\alpha_K = \frac{I_{\text{KCE}}}{I_\gamma} = \frac{I_{\text{KR0}}}{W_{\text{KR0}} I_\gamma}$$

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 γ -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_{β} : 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 γ -преходи е твърде малка и се наблюдава директно при ядреното резонансно поглъщане - ефект на Мьосбауер.

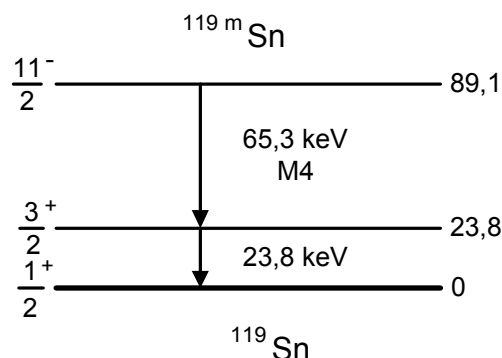
Процесът вътрешна конверсия е фактически **преход от ядрено състояние** (с малка ширина) до **възбудено атомно състояние** (ваканция в обвивката). Възбуденото атомно състояние има значително по-голяма "ширина", поради **твърде късото** време на живот относно рентгенов преход. В крайна сметка **ширината**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

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

Действително, при прецизна конверсионна спектроскопия на ^{239}Np е открито, че **K-линията** (87,95 keV) на прехода 209,75 keV е около два пъти (с 90 eV) по-широка от **L_{II}-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 МЪОСБАУЕРОВА 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 - $1,8 \cdot 10^{-4}$ γ -кв/разп.

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

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 γ кв/разпад.

Коефициент на вътрешна конверсия на прехода:

$$0,163 = \frac{1}{1 + \alpha} \quad ; \quad \alpha = 5,13 \quad ; \quad \frac{I_{ce}}{I_{\gamma}} = \frac{0,837}{0,163}$$

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

	Енергия	Интензитет
L_I	19,41 keV	61,3%
L_{II}	19,72 keV	5,0%
L_{III}	19,95 keV	1,3%
M	23,01 keV	13,4%
N	23,74 keV	2,6%
		$\Sigma = 83,6\%$

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) $1,5 \text{ mg/cm}^2 \text{ SnO}_2$ - обогатен 75% ^{119}Sn .

1964 г. - Леви, Митрани, Орманджиев - **сцинтилационен резонансен детектор - пластмасов сцинтилатор + SnO₂ (обогатен).**

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

1981 г. - Манджуков, Манджукова, Желев, Маркова - **високоэффективен резонансен сцинтилационен детектор - поликристален антрацен + финодисперсен SnO₂ (обогатен).**

Резонансна ефективност на детектора:

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

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

Множителят $\left[1 - \exp\left(-\frac{T_D}{2}\right) I_0\left(\frac{T_D}{2}\right) \right]$ 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; σ - макросечение (максимално) за резонансно ядрено поглъщане ($611 \text{ [cm}^2/\text{g}]$ за естествен **Sn** - 8,6% ^{119}Sn); d - дебелина на детектора по **Sn** [g/cm^2].

Нерезонансна ефективност:

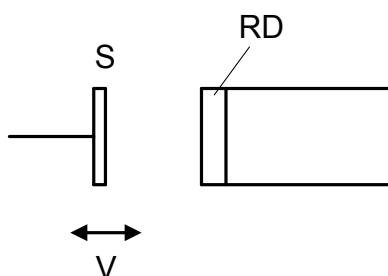
Макросечението за **атомно поглъщане** (фотоефект) за 23,8 keV гама-кванти за **Sn** е 13,2 cm²/g. (В резонансния сцинтилатор "работи" **Sn**, тъй като останалите съставки са леки - припомняме зависимостта **Z**⁵)

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

1 - exp(-T_E) - вероятност за атомно поглъщане на γ -кванти в областта 23,8 keV; **T_E** = μd - ефективна дебелина за атомно поглъщане; μ - коефициент за фотопоглъщане; η_{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 $\eta_{CE} \approx \eta_{PE}$.

“Собствен ефект” на детектора:



Фиг.136. Постановка за снемане на “собствения” Мьосбауеров спектър на резонансен детектор. **S** – източник, **RD** – резонансен детектор, **V** – скорост (вibrator).

Експериментално, максималния собствен ефект:

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

се измерва с дадената по-горе постановка.

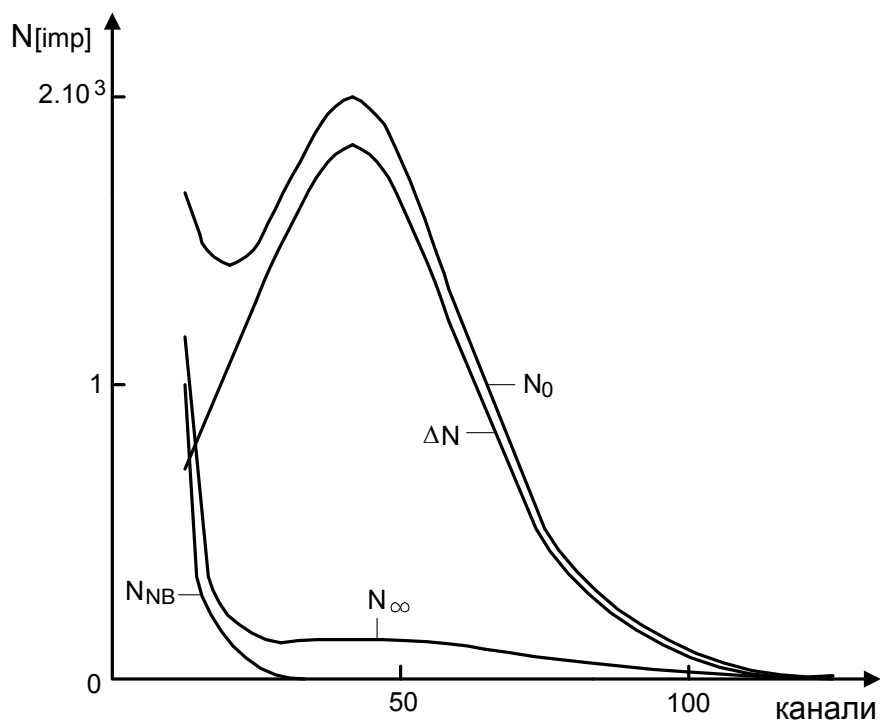
Теоретично ε се пресмята по следната проста формула:

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

където: $q = \frac{I_M f_s}{I_{tot}}$ 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_{tot} - тотален интензитет на γ -квантите в областта на 23,8 keV.

Амплитуден спектър на резонансния детектор с поликристален антрацен:

Детектора съдържа: $2 \text{ mg/cm}^2 \text{ } ^{119}\text{SnO}_2 + 20 \text{ mg/cm}^2 \text{ антрацен}$. Снопа филтриран с $76 \text{ mg/cm}^2 \text{ Pd}$ (метал)



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

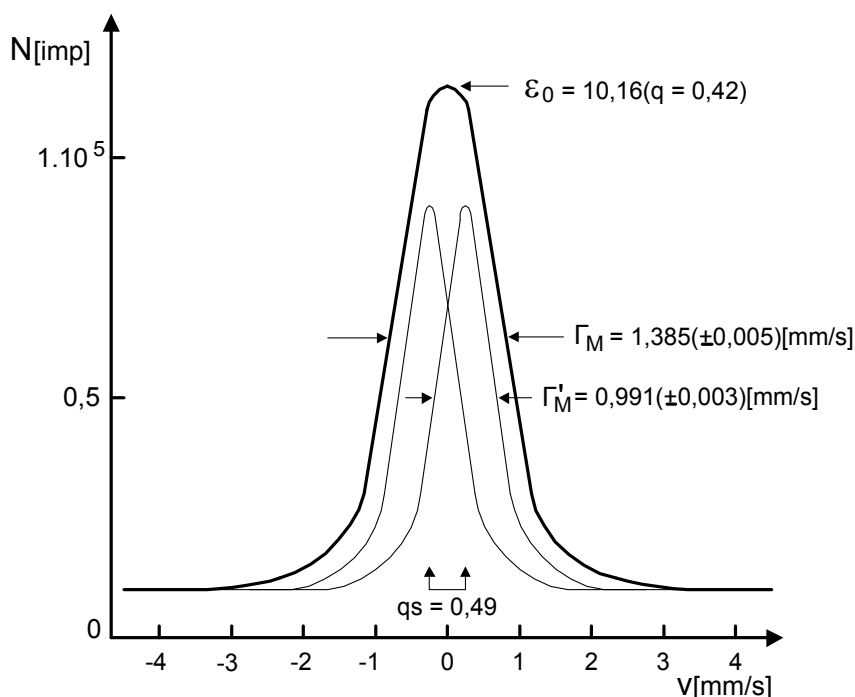
N_0 – в резонанс, N_∞ – вън от резонанс.

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_∞) също дават

"линия", чиито максимум съвпада с максимума на конверсионните електрони. **L** структурата, както и **M** и **N** конверсионни линии не се разделят.

Параметри на най-добри получени от нас резонансни сцинтилатори:

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



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 $1,5 \text{ mg/cm}^2$ ^{119}Sn .

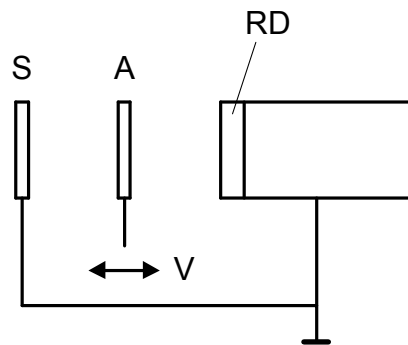
Обръщаме внимание, че линията на **SnO₂** е неразрешен дублет с квадруполно разцепване $0,50 \text{ mm/s}$. По-тясна линия дават детекторите с **CaSnO₃**. Така за детектор с 2 mg/cm^2 **CaSnO₃** (естествена изотопна смес) $\Gamma = 0,81 \text{ mm/s}$; $\varepsilon = 230\%$.

Приложение на резонансните детектори:

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

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

6/. Тясна линия - $1,47\Gamma$, вместо 2Γ 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.