

ДЕТЕКТОРИ НА ЯДРЕНИ ЛЪЧЕНИЯ

Няма да се занимаваме с неспектрометричните детектори, както и с трековите детектори, които се използват във физиката на високите енергии (физика на ядрените реакции и елементарните частици). Ще направим само един кратък преглед на типовете детектори:

ГАЗОРАЗРЯДНИ ДЕТЕКТОРИ

- **Токова йонизационна камера** - измерва се общия интензитет на лъчението. Използва се в дозиметрията – тока е пропорционален на мощността на дозата.
- **Импулсна йонизационна камера** - регистрира отделни частици с голямо dE/dx (α -частици, фрагменти). Използува се рядко. Лоша разделителна способност по енергия.
- **Гайгерови броячи** - регистрират отделни частици (всякакви) неспектрометрично. Няма връзка между амплитудата на импулса и енергията.
- **Пропорционални броячи** - спектрометрични. Регистрират всякакво нискоенергетично лъчение (и в 4π геометрия). Не са еднакво ефективни за всякакво лъчение. Лесно променят свойствата си, за това често се правят проточни, изискват газово стопанство.

КРИСТАЛНИ ДЕТЕКТОРИ

- **Сцинтилационни детектори** - спектрометрични за всякакво лъчение.
- **Полупроводникови детектори** - спектрометрични за всякакво лъчение.

ТРЕКОВИ ДЕТЕКТОРИ

- **Фотоемулсии** - следи на отделни частици. Интегралното почерняване е пропорционално на дозата. Използване - автордиография, детектор в β -спектрографите, регистрация на ядрени събития в обема на емулсията.
- **Диелектрични** - слюда, пластмаси – само за частици с големи йонизационни загуби (α -частици и фрагменти на делене)
- **Кондензационни камери** - Уилсонова и дифузионна камери – имат само историческо значение.

- **Мехурчеста камера** - физика на елементарните частици. Има трудности при обработката на снимките.
- **Искрови и стримерни камери** – (и др. напр. пропорционални камери, дрейфови и т.н.) Използват се във физиката на високите енергии. Тенденция - работа с компютър за първичен отбор на събитията в реално време (on line).
- **Черенковски детектори** - физика на високите енергии.

Морето от детектори и комбинации от тях е огромно. Практически всички работят на базата на йонизационни загуби на заредени частици (без Черенковските). От всички тези детектори ще разгледаме подробно **сцинтилационните и полупроводниковите**, които имат най-голямо приложение в ядрената спектроскопия.

СЦИНТИЛАЦИОННИ ДЕТЕКТОРИ

Исторически **сцинтилоскопа (ZnS + микроскоп)** е един от най-старите методи за регистрация на α -частици. Известен е бил на Ръдърфорд - 1904 г.; Регенер - 1908 г.; използван е в опитите на Гайгер-Марсден-Ръдърфорд (публикация от 1909 г.) за изследване разсейването на α -частици.

Сцинтилоскопа става сцинтилационен детектор едва след замяната на човешкото око с фотоелектронен умножител (ФЕУ) - 1944 г., т.е. около 40 години по-късно.

Обща компоновка на сцинтилационния детектор: **сцинтилатор + ФЕУ + електроника**.

- **Сцинтилатор** - трансформира енергията на заредената частица в светлина (светлинен импулс – множество фотони, чийто брой е пропорционален на отдадената енергия).
- **ФЕУ** - трансформира светлинния импулс в електрически импулс, чиято амплитуда е пропорционална на интензитета на светлинния импулс.
- **Електроника** - усилва, формира, анализира електрическите импулси.

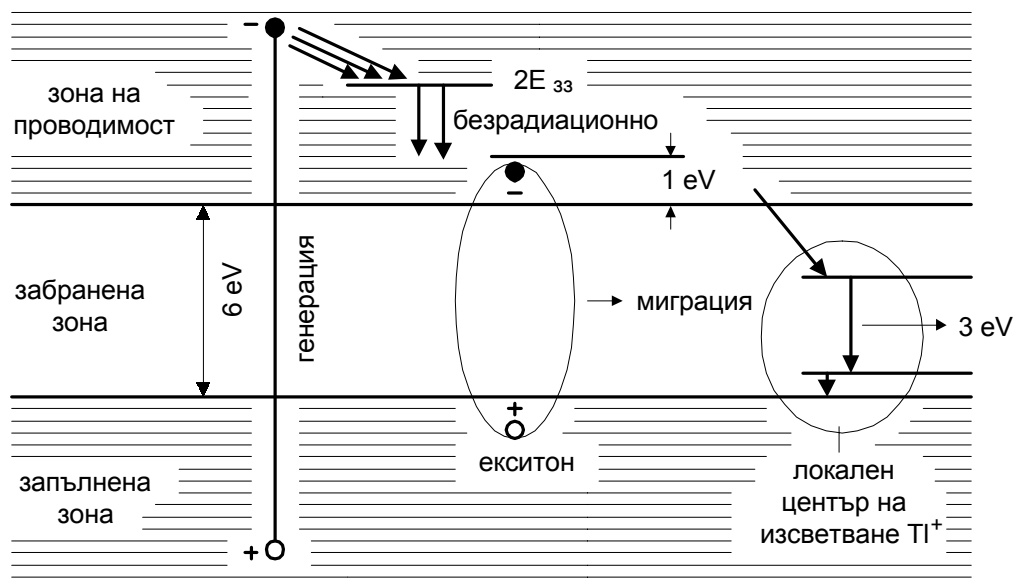
I. СЦИНТИЛАТОРИ И СЦИНТИЛАЦИОНЕН ПРОЦЕС

Сцинтилационния процес или радиолуминесценцията е частен случай на един по-широк клас явления в твърдото тяло - луминесценцията.

A. Неорганични сцинтилатори. Сцинтилационен процес.

Типичен представител е **NaI(Tl)** - йонен кристал с кубична решетка от **Na⁺** катиони и **I⁻** аниони. Използва се във вид на монокристали. Примеса от **Tl** (активатор) е във вид на **Tl⁺** (на мястото на **Na⁺**). Локалните нива на активаторния център са в забранената зона.

Широкозонни полупроводници



Фиг.30. Към етапите на сцинтилационния процес в неорганични сцинтилатори (кристал **NaI(Tl)**) в светлината на зонната теория.

1. Генерационен етап

Бързата заредена частица (с енергия **E_γ**), например фотоелектрон, отдава енергия **dE/dx** чрез пряко взаимодействие и **δ**-електрони на електроните на средата. Раждат се много "горещи" електрони, които също могат да предизвикат раждане на носители "електрон - дупка". Процеса на "размножаване" на носители

е възможен до намаляване на енергията им до около $2E_{з.з.}$. При "термализация" до дъното на зоната на проводимост електроните губят енергия **безрадиационно** (възбуждане на фонони). Генерационния етап завършва за около $10^{-12} \div 10^{-13}$ s.

2. Миграционен етап - дифузия (пренос на енергия) на носителите до активаторните центрове (центрове на изсветване).

а/. Най-простия пренос - във вид на **екситон** - слабо свързана двойка електрон-дупка (**e,h**) със следваща **анихилация** на екситона върху Tl^+ -центъра: **(e,h) + Tl^+ → Tl^+ + hν**

б/. Възможни са: Бърз захват на електроните с образуване на Tl^0 и дифузия на дупките (V_k -центрове): **$V_k^+ + Tl^0 \rightarrow Tl^+ + h\nu$ - дупчеста рекомбинация** или бърз захват на дупките - Tl^{++} и дифузия на електроните: **$e^- + Tl^{++} \rightarrow Tl^+ + h\nu$ - електронна рекомбинация.**

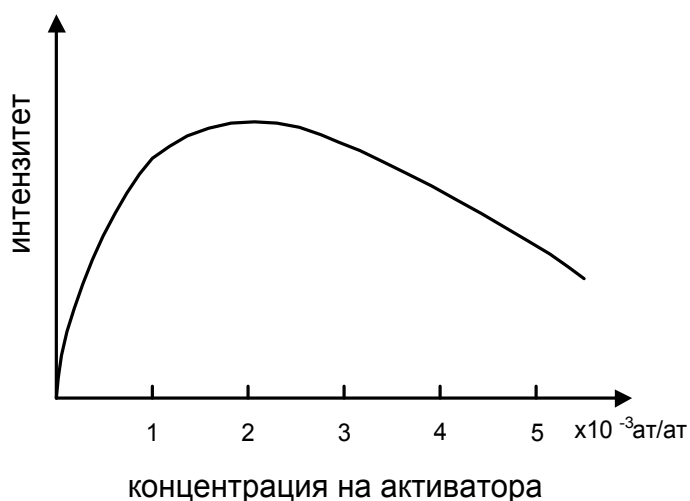
Съотношенията между тези процеси са различни, като скоростта им се определя от свойствата на отделния кристал.

Не всички носители рекомбинират бързо и по този начин "изпадат" от формирането на сцинтилационния импулс - от там - загуби на енергия. Бързата част на миграционния етап трае около 10^{-9} s и се счита, че тя определя дължината на предния фронт на сцинтилационния импулс.

3. Вътрешно центров етап - изсветване на възбудения активаторен център: **$Tl^{++} \rightarrow Tl^+ + h\nu$.**

Свойствата на активаторния център определят **спектъра на луминесценция**. За **Tl в $NaI(Tl)$** : **$h\nu_{\phi} = 3$ eV; $\lambda_{\phi} = 410$ nm.** Спектъра на луминесценция не зависи от начина на възбуждане. **Характерното време на изсветване** - τ (експоненциален спад на сцинтилационния импулс) също се определя от активаторния център и отчасти от скоростта на миграция. Времето за изсветване на **$NaI(Tl)$** е 230 ns. Спектъра на луминесценция на активатора е отместен към по-големи дължини на

вълните спрямо основната ивица на поглъщане (за **NaI(Tl)**: $E_{3.3.} = 6 \text{ eV}$; $\lambda_n = 200 \text{ nm}$) на основния кристал. Поради това сцинтилаторите са прозрачни за светлината на активатора и тя може да бъде изведена от кристала и регистрирана. Оптималната концентрация на активатора е около 10^{-3} атома/атом.



Фиг.31. Поведение на относителния интензитет на сцинтилациите в зависимост от концентрацията на активатора.

При големи концентрации на активатора сцинтилаторите стават непрозрачни за собственото си активаторно излъчване.

4. Енергетичен добив

Определя се като отношение на енергията, излъчена като светлина, към енергията на първичната частица, погълната в кристала:

$$= \frac{E_h}{E_n} ; E_h = h \cdot n_\phi$$

$$n_\phi = \frac{E_n}{h} - \text{общия брой фотони} ; E_\phi = h = 3 \text{ eV}$$

Величината

$$\phi = \frac{h}{E_\phi} \text{ [eV/фотон]}$$

е средна енергия, изразходвана от първичната частица за генериране на 1 фотон.

Квантов добив: $1/\omega_{\text{ф}} = \chi$ [фотон/eV]

$$\approx \frac{0,5E_{\text{зз}}}{2E_{\text{еe}}} \approx \frac{\text{енергия на фотона}}{\text{енергия за образуване на една двойка}}$$

Показва се, че $\eta < 35\%$. За чистия, охладен **NaI** $\eta \approx 0,33$.

За **NaI(Tl)** при стайна температура: $\eta = 0,15$ (15%); $\omega_{\text{ф}} = 20$ [eV/фотон] = 0,02 [keV/фотон]; $\chi = 50$ [фотона/keV].

За 1 MeV електрон: $n(E) = E_e \chi = 5 \cdot 10^4$ фотона в светлинния импулс.

5. Някои характеристики на типични неорганични сцинтилатори при възбуждане с електрони (при взаимодействие на γ -квантите с веществото на сцинтилатора се получават бързи електрони – фото-ефект, комптон-ефект).

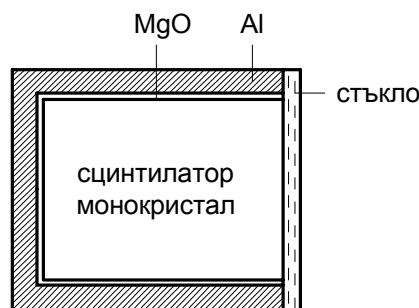
	ρ [g/cm ³]	Z_{eff}	$E_{\text{з.з.}}$ [eV]	τ [ns]	$h\nu/\lambda$ [eV/nm]	η	χ [фот/keV]
NaI(Tl)	3,7	50	5,8	250	3/410	0,153	51
CsI(Tl)	4,5	54	6	700	2/560	0,06	27
ZnS(Ag)	4,1	23	4,1	104	2,75/450	0,2 (8)	150(102)
Bi₄Ge₃O₁₂	7,1	80	-	300	2,56/480	малък	

Бисмутовия германат (**Bi₄Ge₃O₁₂**) има малки енергетичен и квантов добив - това се отразява като влошаване на разделителната способност по енергии (спрямо тази на **NaI(Tl)**), но той е отличен сцинтилатор за γ -кванти, с много по-висока ефективност от **NaI(Tl)**, поради по-голямата си плътност и ефективен атомен номер.

ZnS(Ag) - има висок квантов добив, но много **дълго време на изсветване**. Не се получава във вид на монокристали. За γ -кванти – неподходящ; за електрони - също (сравнително високо **Z**); нехигроскопичен; използване – за α -частици във вид на поликристални слоеве.

CsI(Tl) - нисък квантов добив, дълго време на изсветване - 700 ns и неподходящ спектър - 560 nm, нехигроскопичен.

NaI(Tl) - най-добър за γ -спектрометрия, но силно хигроскопичен. Монокристалите трябва да са добре херметизирани, тъй като се развалят с времето.



Фиг.32. Опаковка на сцинтилационен кристал.

Кристалите се опаковат с дифузен светоотражател (**MgO**) между външния корпус и монокристалата с цел подобряване на светоизвеждането.

В неорганичните сцинтилатори, в първо приближение, енергетичния и квантов добив η и χ не зависят от dE/dx на частицата, но йонизационните загуби за електрони и α -частици се различават твърде силно.

За **Al**: $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$

Електрони

$$\frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e} \approx 2,5 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \quad 6 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} = 600 \frac{\text{keV}}{\text{mm}}$$

α -частици:

$$\frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} \approx 1350 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \quad 3650 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} = 365 \frac{\text{MeV}}{\text{mm}}$$

т.е. отношението

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e} \approx 10^3$$

При твърде големи специфични загуби обаче се наблюдава **гасене** в следата – загуба на носители в следата на заредената частица

За типичните **NaI(Tl)** и **CsI(Tl)** α/e – отношението е:

$$\frac{\alpha}{e} = \frac{\alpha}{e} \approx 0,5$$

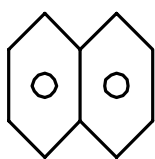
Интересно е, че за **ZnS(Ag)** отношението $\chi_\alpha/\chi_e \approx 1$.

Дълги компоненти на изсветване - залавяне на носители в плитки уловки, след това термично опустошаване (бавен процес) и изсветване в активаторен център. Закъсняващите светлинни импулси са **единични фотони**.

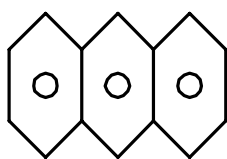
Б. Органични сцинтилатори. Сцинтилационен процес

а/. Видове:

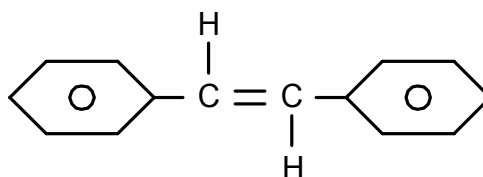
Молекулярни кристали:



нафталин



антрацен

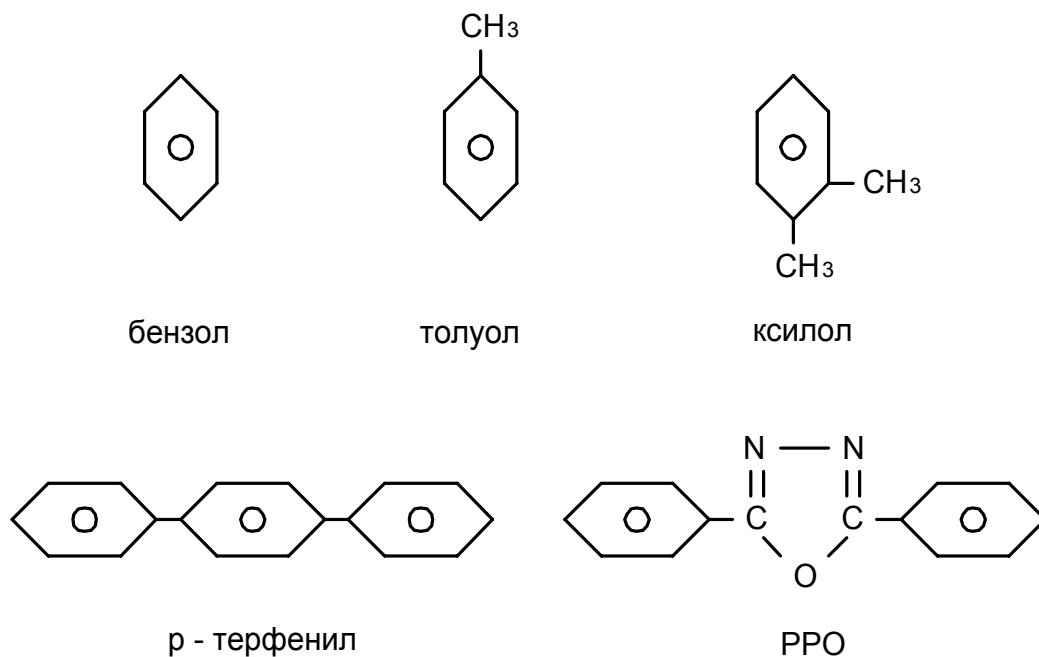


стилбен

Фиг.33. Структурни формули на някои органични сцинтилатори – молекулярни кристали

Течности (органични) + **активатор** (органичен)

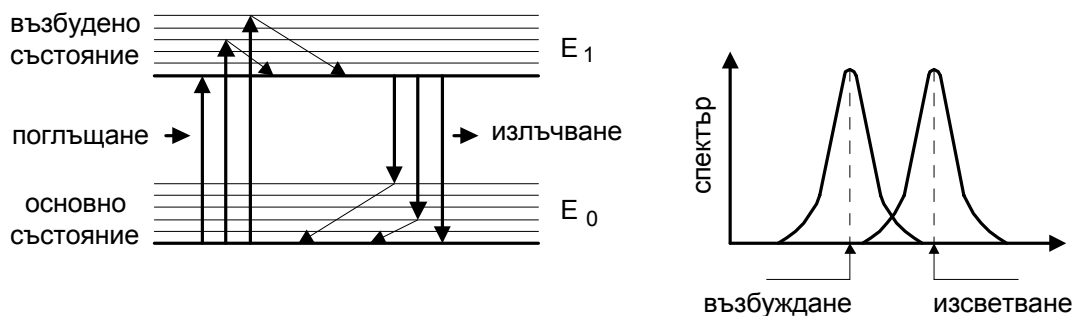
бензол	}	+	{	2,5 дифенил оксазол
толуол				PPO
ксилол				p-терфенил



Фиг.34. Структурни формули на някои от съставките на течните сцинтилатори.

Пластмаси+активатор - ПВТ (поливинил толуол) + р-терфенил. Концентрацията на активатора е около 10^{-3} моларни части.

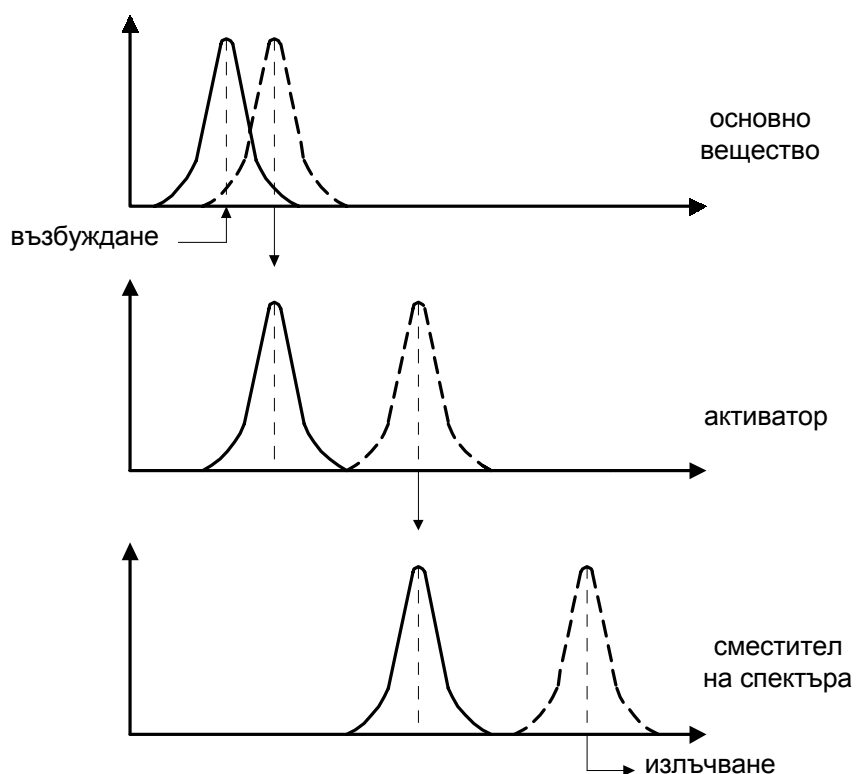
Луминесценцията в органичните сцинтилатори е **молекулярен процес**. Молекулите на органичните сцинтилатори, активатори и преносители на енергия, съдържат бензолни пръстени (кондензирани или линейно свързани) и поради това съдържат система от **π -електрони** (електроните на двойната връзка). Такива молекули имат добре развити системи (ивици) от вибрационни и ротационни състояния, свързани с основното и възбудените електронни състояния на молекулата.



Фиг.35. Към описанието на сцинтилационния процес в органични сцинтилатори.

Поради възможността за бързи безрадиационни преходи вътре в съответната ивица, се получава отместване на спектъра на излъчване към по-ниските енергии и по-големи дължини на вълната спрямо спектъра на поглъщане, тъй като възбуждането се извършва винаги от "дъното" на ивицата на основното състояние (E_0), а излъчването - от "дъното" на първото възбудено състояние (E_1) до "върха" на ивицата E_0 . Преходите: дъно E_1 - ивица E_0 са бързи - около 10^{-9} s (бърза флуоресценция). Веществата с малко Стоксово отместване са непрозрачни за собственото си излъчване, но са добри преносители на енергията до активатора. Възбуденото състояние на молекулата - електрон в E_1 + ваканция (дупка) в E_0 може да се разглежда като екситон с малък радиус на делокализация, който може да мигрира в средата. Според новите схващания, преноса на енергия се осигурява от дипол-диполното резонансно взаимодействие между молекулите.

б/. Правила за съставяне на многокомпонентни органични сцинтилатори.



Фиг.36. Към принципа на съставяне на многокомпонентни органични сцинтилатори.

Горната комбинация на спектрите прави сцинтилатора максимално прозрачен за излъчването. Тази идеология се прилага при изготвяне на течни и пластмасови сцинтилатори.

в/. Някои характеристики на типични органични сцинтилатори

	ρ [g/cm ³]	Z_{eff}	τ [ns]	$h\nu/\lambda$ [eV/nm]	η	χ [фот/keV]
антрацен	2,1	5,8	30	2,77/447	0,04	14
стилбен	1,2	5,7	4,5	3,0/410	0,028	9
толуол + PPO	1	6	3	3,2/390	0,013	4
ПВТ + p-терфенил	1	6	3	3,3/380	0,019	6

Отношението $\chi_{\alpha}/\chi_e \approx 0,1$ за всички органични сцинтилатори е значително по-малко в сравнение с неорганичните (гасене в трека – свободни радикали, безрадиационни преходи). Формата на импулса също зависи от dE/dx на частицата.

Приложения:

Спектрометрия на електрони - ниско Z и малко обратно разсейване. Ниска чувствителност за γ -кванти.

Регистрация на бързи неутрони - по протони на откат - съдържат водород.

Бързи сцинтилатори - около 10^2 пъти по-бързи от **NaI(Tl)**, което ги прави незаменими при измерване на къси времена (времена на живот на възбудени ядрени състояния).

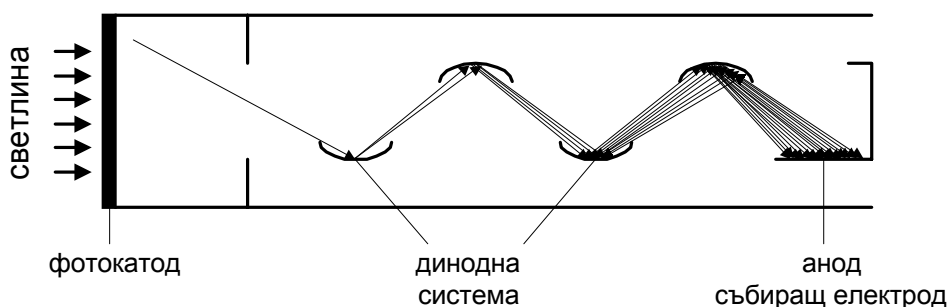
Могат да се изработват **големи обеми** (течни) и блокове (пластмасови) с произволна форма за специални експерименти. Във физиката на високите енергии сцинтилационни детектори се използват като компоненти на сложни многодетекторни системи.

Общи недостатъци на органичните сцинтилатори: сравнително малък светлинен добив, лоша разделителна способност по енергии.

Универсални сцинтилатори няма. Всеки сцинтилатор по своему е **избирателен** за даден вид лъчение: монокристал **NaI(Tl)** - γ -лъчение; поликристален **ZnS(Ag)** - α -частици; **антрацен**, **стилбен** - електрони и неутрони (по протони на откат); **пластични** - за временни измервания; монокристал **LiI(Eu)** - за бавни неутрони по екзотермичната реакция ${}^6_2\text{Li}(n,\alpha){}^3_1\text{H} + 4,8 \text{ MeV}$ (с голямо сечение за залавяне). **LiI(Eu)** е типичен избирателен сцинтилатор. Недостатъци - хигроскопичен е и има голяма чувствителност за γ -кванти - $Z_{\text{eff}} \approx 50$. За регистрация на неутрони често се използват хетерогенни сцинтилационни смеси.

II. ФОТОЕЛЕКТРОННИ УМНОЖИТЕЛИ (ФЕУ)

Обща схема и принцип на действие (вакуумен прибор)



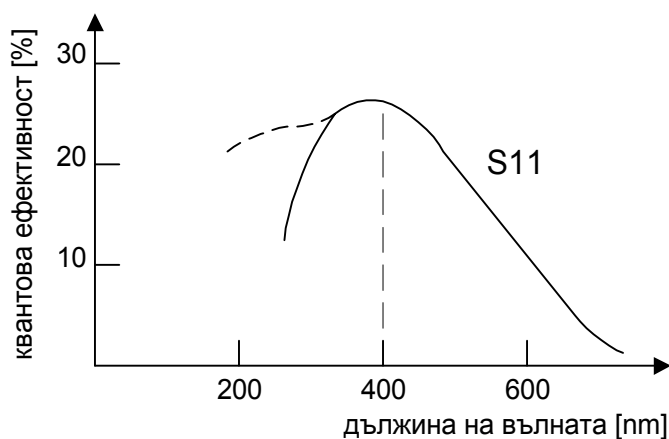
Фиг.37. Схема и принцип на действие на фотоелектронен умножител.

A. Фотокатоди. Квантова ефективност.

Светлинните кванти избиват фотоелектрони от фотокатада чрез външен фотоэффект. Енергията на фотоелектроните е много малка.

Фотокатада е полупрозрачен (тънък) слой от полупроводник с тясна забранена зона и ниско сродство към електрона и сравнително висока отделителна работа, за да има малка термоемисия. Типични фотокатоди - **Cs₃SbO** - повърхностно окисляване - сенсibiliзация - изпарение във вакуум (**S11**).

Не всички фотони генерират фотоелектрони. **Квантовата ефективност** на фотокатода е отношението на броя на попадналите фотони към броя на получените фотоелектрони. Тя е функция на енергията $h\nu$ (или λ) на падащите сцинтилационни фотони.



Фиг.38. Квантова ефективност на стандартен фотокатод S11

$$\rho_{\max}(S11) \approx 0,25 \text{ за } \lambda = 410 \text{ nm}$$

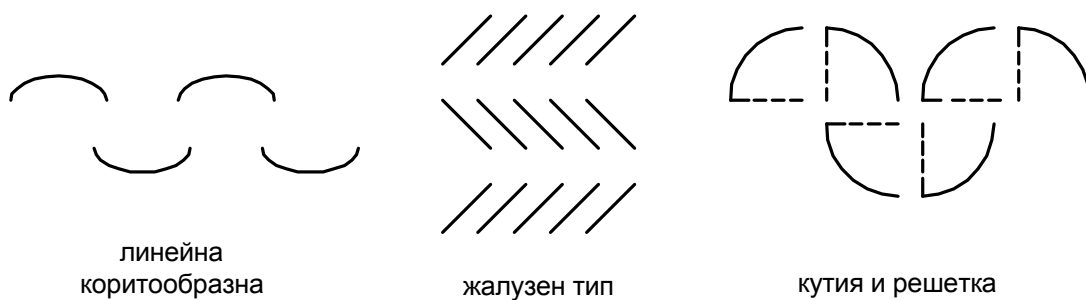
Използването на входящ прозорец от топен оптичен кварц разширява квантовата чувствителност към ултравиолета (пунктир). "Червената" граница на фотоэффекта е 700 nm (1,7 eV).

Правило: Спектъра на излъчване на сцинтилатора трябва да съвпада с максимума на квантовата чувствителност на фотокатода.

Между фотокатода и първия динод (входяща камера) е приложено ускоряващо напрежение ($150 \div 200 \text{ V}$) и електростатичното поле е подбрано така (фокусировка), че да се осигури максимално събиране на фотоелектроните върху първия динод. Коефициента на събиране на електроните е $\eta \approx 0,5 \div 0,2$.

Б. Динодна система. Коефициент на вторична емисия. Общо усилване.

1. Динодна система - система от електроди с голям коефициент на вторична електронна емисия. Има различни по геометрия динодни системи:



Фиг.39. Типове диодни системи

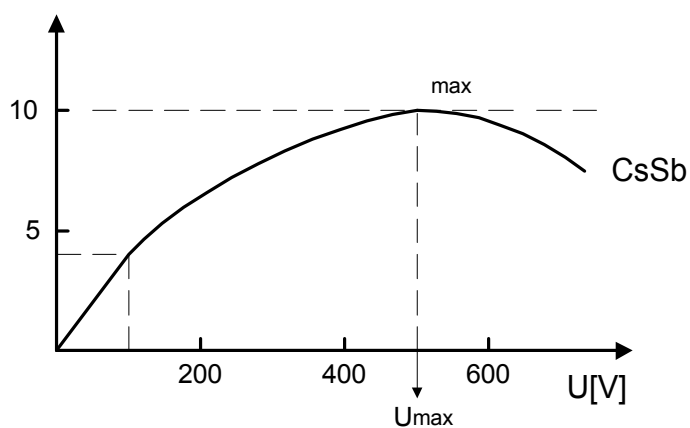
Материали: CsSb; BeCu; AgMg.

Избитите вторични електрони имат много ниски енергии. За да предизвикат вторична емисия, трябва да бъдат ускорени и събрани на следващия диод.

a/. Коефициент на вторична емисия (брой на вторичните ел. на 1 първичен ел.)

$$\gamma(U) = 2,71 \max \frac{U}{U_{\max}} \exp\left(-\frac{U}{U_{\max}}\right)$$

Той е функция на енергията на падащите електрони **U** (ускоряващ потенциал).



Фиг.40. Поведение на коефициента на вторична електронна емисия в зависимост от енергията (ускоряващото напрежение) на електроните.

σ_{\max} се достига при много големи ускоряващи напрежения - $U_{\max} \approx 500 \text{ V}$. Нормално се работи при ускоряващо напрежение около 100 V и σ около $3,5 - 4$ (в линейната част на зависимостта $\sigma(U)$).

б/. Общ коефициент на усилване на ФЕУ - M

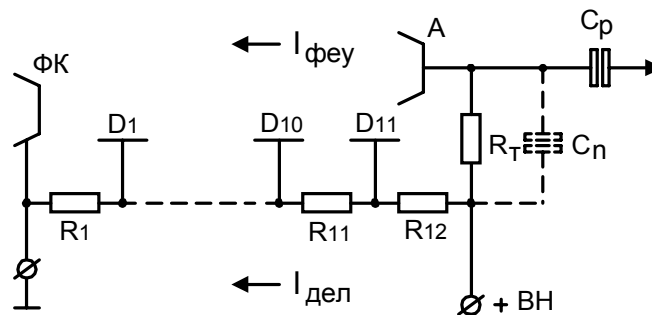
$$M = \prod_{i=1}^n \alpha_i \sigma_i(U_i)$$

където: σ_i - коефициент на вторична електронна емисия на i -ия диод; α_i - коефициент на събиране на вторични електрони от i на $i + 1$ диод - около $0,8 - 0,9$.

За еднакви диоди: $M = \alpha^n \sigma^n$

За 11 стъпален ФЕУ ($n = 11$); ускоряващо напрежение по 100 V на диод; $\sigma = 4$; $\alpha = 0,9$; $M = 10^6$ пъти.

2. Делител на фотоелектронен умножител



Фиг.41. Схема на делител на фотоелектронен умножител.

Делителя осигурява необходимото разпределение на потенциала на електродите на ФЕУ от общ източник на високо напрежение (ВН). Може да се работи със заземен анод (-ВН) и заземен фотокатод (+ВН). Във втория случай шумовете са по-малко.

R_{12} - осигурява събиращо напрежение на анода; R_T - товарно съпротивление (формира импулса, отвежда зарядите от анода); C_n - паразитен капацитет на анода; C_p - разделителен кондензатор (не е необходим при "заземен анод").

Правила:

Тока през ФЕУ:

$$I_{\text{феу}} < \frac{1}{10} I_{\text{дел}}$$

Ограничение за максимален ток през анода А - при големи импулсни токове - нелинейност, ефекти на пространствен заряд. Практикува се блокиране на R_{10} , R_{11} , R_{12} с големи кондензатори, които "държат" потенциала на крайните диноди.

Изисква се **висока стабилност на захранването**, тъй като

$$M = M(U_{\text{общ}}) \sim n \left(\frac{U_{\text{общ}}}{U} \right)$$

Работно напрежение на ФЕУ обикновено между 1000 ÷ 2000 V.

3. Изходяща амплитуда на импулса:

$$U_m = \frac{e}{C_n} N_{D1} M (\sim E_e) [V]$$

където: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулона; C_n - паразитен капацитет на анода - около 10 pF; N_{D1} - брой на фотоелектроните, събрани на 1 динод в сцинтилационния импулс; M - общ коефициент на усилване на фотоелектронния умножител.

$$N_{D1} = E_e \chi_{\text{сц}} p q f$$

E_e - енергия на първичната частица; $\chi_{\text{сц}}$ - квантов добив на сцинтилатора ($\chi = 50$ за **NaI(Tl)**); f - коефициент на светопредаване от сцинтилатора до фотокатода - около 0,8 ÷ 0,9; p - квантова чувствителност на фотокатода - около 0,2 за **S11**; q - коефициент на събиране на фотоелектроните от фотокатода върху 1 динод - около 0,5 ÷ 0,2.

4. Разделителна способност по енергии (оценка)

Основен фактор, който определя разделителната способност по енергии (R) на сцинтилационните детектори са **статистическите флуктуации** (Поасонова статистика) **на броя на фотоелектроните събрани на първия динод (N_{D1})**.

При Поасонова статистика и Гаусово разпределение, полуширината

$$\Delta N_{1/2} = 2\sqrt{2\ln 2} \approx 2,35 \sqrt{N}$$

$$R = \frac{E}{\Delta E} = \frac{U}{\Delta U} \approx \frac{Q}{\Delta Q} \approx \frac{N_{D1}}{\Delta N_{D1}} \approx \frac{2,35}{\sqrt{N_{D1}}} \cdot 100 [\%]$$

За 1 MeV частица: $E_e \chi_{сц} = 5 \cdot 10^4$ фотона; $fpq = 0,03$; $N_{D1} = 1500$; $U_m = 24$ V; $M = 10^6$; $C_n = 10$ pF; $R \approx 5,7\%$. При отчитане флуктуациите на коефициента на умножение на 1 динод, на коефициентите α и σ за следващите диноди, разделителната способност **R** нараства. **Реално се получават $R \approx 7 - 8\%$** .

5. Шумове на фотоелектронния умножител (тъмнови ток)

Всеки свободен електрон в областта на фотокатода се умножава и дава импулс на изхода на ФЕУ (анода). Източници са:

а/. Термиемисия на електрони от фотокатода - става при стайна температура. Едноелектронни импулси - малка амплитуда, дължащи се на умножаване на единични електрони. ФЕУ в едноелектронен режим позволява броенето на единични фотони, падащи върху фотокатода - фотонно броене - има голямо приложение за регистриране на слаби светлинни потоци. Охлаждането на ФЕУ намалява термиемисията (и шумовете).

б/. Автоелектронна емисия (при големи работни напрежения – остри ръбове при висок потенциал - емисия)

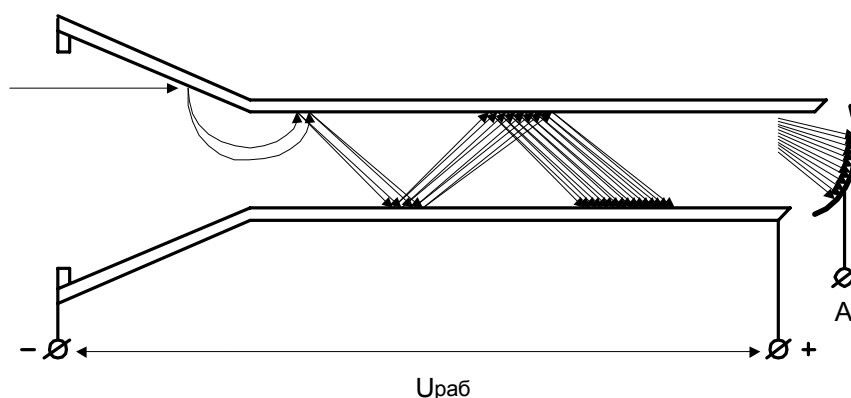
в/. Йонна и оптическа обратна връзка - пренасяне на положителни йони (лош вакуум) и фотони (по стъклото на колбата) от областта на анода до фотокатода.

г/. Космични лъчи и естествена радиоактивност, фосфоресценция на стъклото. (ФЕУ от “безкалиево” стъкло – без ^{40}K).

ФЕУ работят зле в магнитно поле (особено напречно), тъй като то закривява траекториите на нискоенергетичните фото- и вторични електрони. Това води до драстично намаляване на коефициента на усилване.

6. Канални електронни умножители

В много експериментални задачи възниква проблема за регистриране (неспектрометрично) на електрони, например в магнитните β -спектрометри. Преди това е ставало с газоразрядни броячи с тънко прозорче, с много проблеми по приготвяне на тънки и здрави прозорчета (разлика в налягането вакуум-брояч), газови смеси и т.н. Сега въпроса се решава с открити (канални) електронни умножители - едно развитие и опростяване на диодната система на ФЕУ.

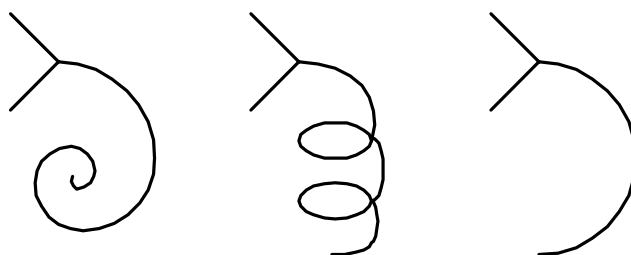


Фиг.42. Принцип на действие на каналния електронен умножител.

Те представляват тънка тръбичка (с фуния) от оловно стъкло, вътрешната повърхност на която е редуцирана във водородна атмосфера. Създава се тънък полупроводников слой с голямо съпротивление и висок коефициент на вторична електронна емисия. Работното напрежение се подава на фунията и края на тръбата, като между съседните участъци действа ускоряващо напрежение - $U_{раб}$ се разпределя по дължината на тръбата. Получава се **умножителна система от "непрекъснат тип"** (за разлика от диодната система на ФЕУ, която е

от дискретен тип). На изхода на каналния електронен умножител (КЕУ) електронната лавина се събира върху отделен електрод (**A**). Отсъства делител на напрежението - самата тръбичка играе ролята на делител. Снемането на сигнала от **A** става по същия начин, както при ФЕУ.

Съществуват различни геометрични конструкции:



Фиг.43. Конструкции на канални електронни умножители.

Правите канални умножители имат силна йонна обратна връзка. За работа на КЕУ се изисква добър вакуум - $10^{-4} \div 10^{-5}$ mm Hg. Работните напрежения са от порядъка на тези на ФЕУ - 2000 \div 3000 V при сравними общи коефициенти на усилване - $10^6 - 10^7 - 10^8$. КЕУ работят добре и в силни **магнитни полета**.

7. Форма на импулса от сцинтилационен детектор. ФЕУ за временни измервания (бързи ФЕУ)

От анода на ФЕУ се сема отрицателен импулс (от някои от последните диноди може да се семе положителен импулс). Ще разгледаме въпроса качествено - в курса по ядрена електроника би трябвало да са ви дадени подробности.

Заряда, пренесен върху анода е:

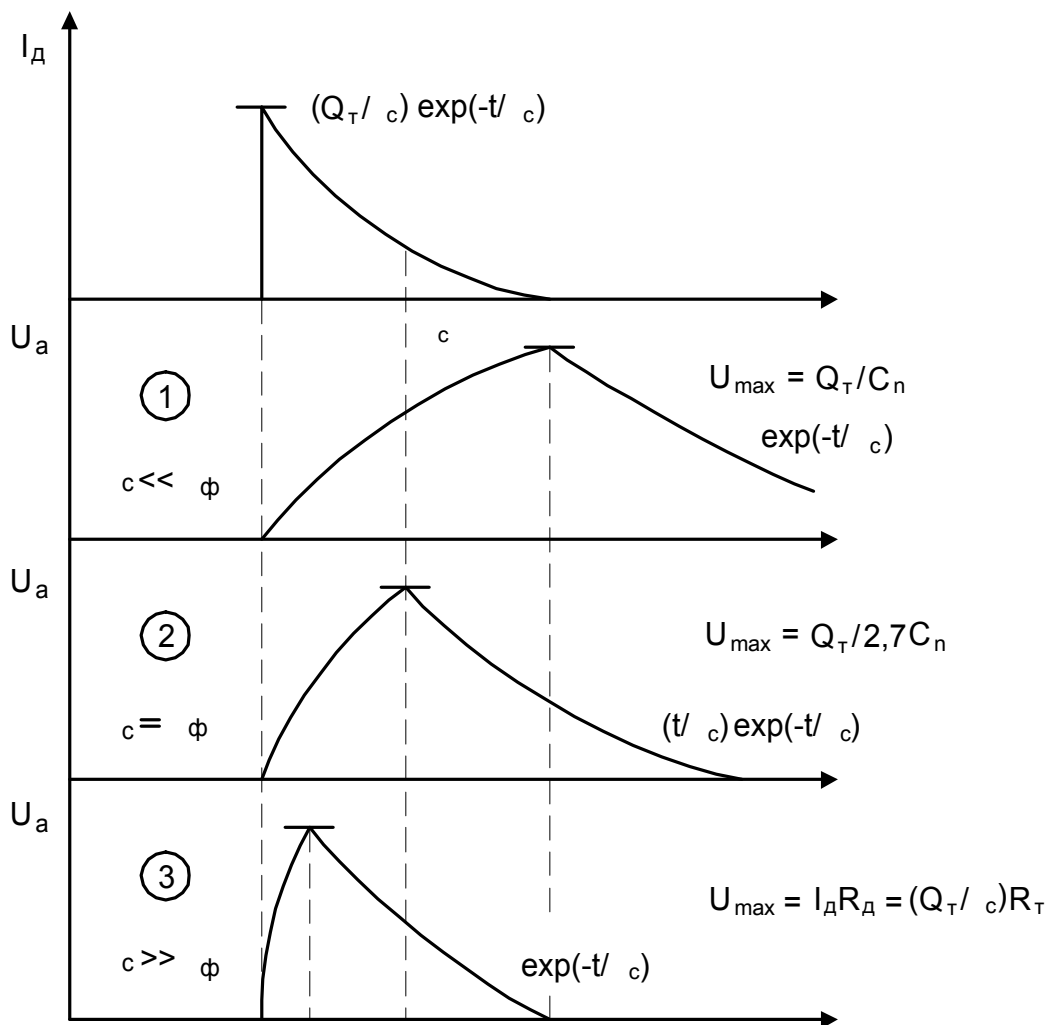
$$Q(t) = Q_{\max} \exp\left(-\frac{t}{c}\right)$$

Анода може да се разглежда като източник на ток с мигновена стойност:

$$I_D(t) = \frac{Q_{\text{TOT}}}{c} \exp\left(-\frac{t}{c}\right)$$

където $Q_{\text{TOT}} = E_e \chi_{\text{frq}} M_e$, а τ_c - време на изсветване на сцинтилатора.

Да разгледаме реакцията на **RC** групата на изхода на ФЕУ с времеконстанта $\tau_\phi = R_T C_n$ (знаете, че $[s] = [\Omega][F]$). Различните случаи, показани на фигурата се реализират чрез избор на R_T ($C_n = \text{const}$).



Фиг.44. Към подбора на константата на формиране в анодната верига на ФЕУ.

1. **Случаят 1** , въпреки че осигурява най-голяма амплитуда, **не се използва**, тъй като: $C_n \approx 10 \text{ pF}$; за **NaI** $\tau_c = 250 \text{ ns}$; $R_T = 250 \text{ k}\Omega$; $\tau_{\phi} = 2500 \text{ ns} = 10\tau_c$ - импулсите са много дълги и се застъпват - времето на спадане се определя от τ_{ϕ} .

2. **Случаят 2** се използва ($\tau_{\phi} = \tau_c$) на практика за **спектрометрия** - спада на импулса се определя от τ_c . За $C_n \approx 10 \text{ pF}$, за **NaI** $\tau_c = 250 \text{ ns}$; $R_T = 25 \text{ k}\Omega$; $\tau_{\phi} = \tau_c = 250 \text{ ns}$.

3. **Случаят 3** се използва ($\tau_{\phi} \ll \tau_c$) за **временни измервания**. Целта е да се получи максимално къс импулс с максимално стръмен преден фронт.(Предния фронт се определя от τ_{ϕ} , а спада на импулса - от τ_c .) Използват се бързи сцинтилатори, например **стилбен**: $\tau_c = 3 \text{ ns}$, за $\tau_{\phi} = 0,1\tau_c = 0,3 \text{ ns}$ и $C_n \approx 10 \text{ pF}$, $R_T = 30\Omega$. При еднаква времеконстанта $\tau_{\phi} = R_T C_n$ (R_T и C_n са константи), амплитудата $U \sim Q_{\text{tot}}/\tau_c \sim \chi/\tau_c$, така че амплитудата на импулса от **стилбена** ще е около 15 пъти по-голяма от амплитудата от **NaI**. За разгледания случай $\tau_{\phi} = 0,3 \text{ ns}$, предния фронт за стилбена е $0,75 \text{ ns}$, а за **NaI** - 2 ns .

При временни измервания:

а/. Върху ширината на импулса оказва влияние разхвърлянето на **времето на прелитане** на електронната лавина през ФЕУ (изготвят се специални типове "бързи" ФЕУ).

б/. **Паразитния капацитет на анода C_n** (специални ФЕУ с коаксиален извод на анода).

в/. Използват се ФЕУ с **голям общ коефициент на усилване (M)** и високи работни напрежения.

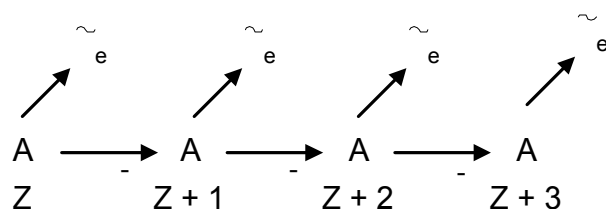
г/. Електрониката за обработка и формиране на импулсите - специални изисквания за **стръмност на фронтите и бързина**.

Съществува голямо разнообразие на сцинтилационни спектрометри с един и повече кристали в различни конфигурации, на съвпадения и антисъвпадения (за

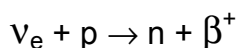
отбор на полезните събития), сумиране, антикомптонови защиты и т.н. Особено полезни са някои строго **избирателни детектори** - например резонансните Мьосбауерови сцинтилационни детектори.

8. Експеримент на Рейнис и Коуен за регистрация на свободни електронни антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) (използван е голям сцинтилационен детектор)

Свободните електронни антинейтрино се получават от работещия ядрен реактор поради това, че фрагментите на делене търпят (средно 4 – 5) последователни β -разпади до достигане на “линията на β -стабилност” :



Всеки работещ реактор е мощен източник на анти- $\bar{\nu}_e$ с енергия $0 \div 8$ MeV. В експеримента е трябвало да се регистрира реакцията:

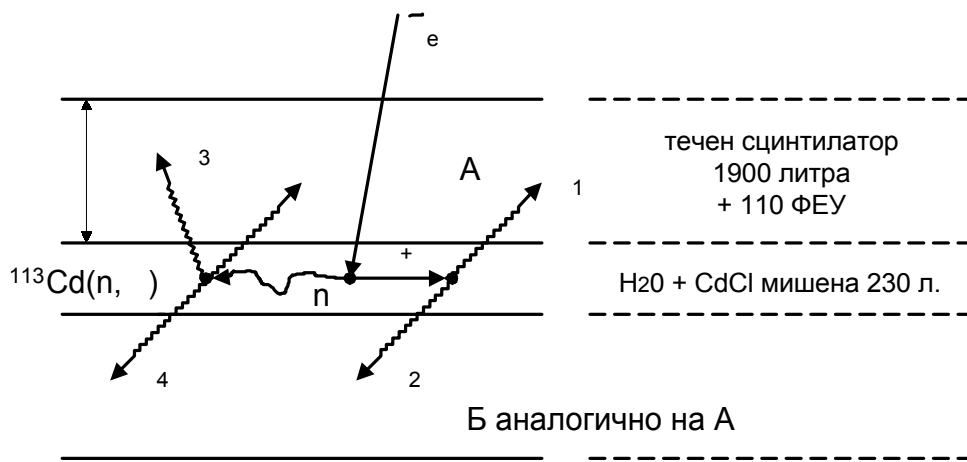


Сечението за нея е било оценено около 10^{-44} cm²/p. Продуктите на реакцията са: **неутрон** с енергия - няколко keV, който преди да се погълне (и регистрира) трябва да бъде забавен до топлинна енергия (0,025 eV) ; и **позитрон** с енергия - $0 \div 8$ MeV (практически той поема цялата кинетична енергия на нейтрино). След спиране на позитрона той анигилира: $e^+ + e^- \rightarrow 2 \times 0,511$ MeV, като дава два гама-кванта насочени в противоположни направления.

Схема на детектора: Първите експерименти започват през 1953 г. с 290 литра течен сцинтилатор на основата на толуол + терфенил + Cd и 90 ФЕУ, впоследствие обема е увеличен.

Експерименталната установка се състои от **два сцинтилационни детектора** (А и Б на фигурата), всеки от които с 1900 л. течен сцинтилатор и 110 ФЕУ. Между тях

е разположена **мишена** – 230 л. воден разтвор на кадмиева сол (^{113}Cd има огромно сечение за залавяни на топлинни неутрони). Изследваната реакция протича в мишената, която служи и като забавител (H_2O) на получените неутрони.

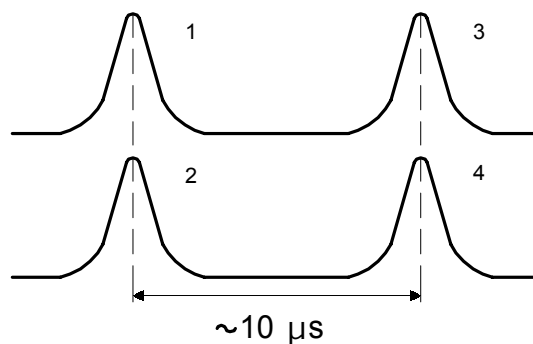


Фиг.45. Схема на експеримента на Рейнис и Коуен за измерване на сечението на взаимодействие на свободно електронно антинейтрино.

Време за забавяне (и аниhilация) на позитрона (β^+) $\sim 10^{-12}$ s, като двата аниhilационни кванта γ_1 и γ_2 дават мигновени съвпадения от детекторите А и Б.

Време за забавяне на неутрона (n) от няколко keV до топлинни енергии 0,02 eV - около 10 μs . След забавянето на n следва захващане от ядрото на ^{113}Cd (след захващане на **топлинен** неутрон се получава ядро **във високо възбудено състояние** – 8 MeV – енергия на връзка !).

$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$ – следва каскад от гама-кванти със сумарна енергия - 8 MeV, като някои от тях γ_3 и γ_4 дават мигновени съвпадения. Полезните събития са от типа:



Фиг.46. Вид на полезния сигнал в експериментите на Рейнис и Коуен.

Вероятността за появата на **четворни случайни съвпадения** от този тип е твърде малка (отношение сигнал/фон $\sim 4/1$).

Проверка: Отстраняването на **Cd** от мишената напълно премахва полезния сигнал. Полезния сигнал корелира с мощността на реактора с точност 5%.

Потока анти- ν_e върху детектора - $10^{13} \nu_e/\text{cm}^2\text{s}$; брой на протоните в мишената - $3 \cdot 10^{28}$; скорост на броене $2,9 \pm 0,2$ имп/час (полезен сигнал) при 3% ефективност за регистриране на реакцията.

$$\frac{\text{реакции}}{\text{s}} = 0,027 ; \frac{\text{реакции}}{\text{s на протон}} = 9 \cdot 10^{-31} \text{ при } 10^{13} \frac{\sim e}{\text{cm}^2\text{s}}$$

$$\sigma_{\text{експ}} = 1,2 \begin{matrix} +0,07 \\ -0,4 \end{matrix} \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2/\text{p}$$

Неутринните експерименти продължават. (А слънчевите неутрина са по-малко, отколкото изисква теорията – цикъл на Бете и “осцилациите” на неутриното едвали ще оправят нещата !) Неутринни лаборатории има вече на много места в света (обикновено дълбоко под земята, за намаляване на фона от космични лъчи) - Баканска лаборатория, ЦЕРН, Камиоканде и т.н. В няколко лаборатории едновременно беше регистриран неутринен импулс от избухването на свръхновата в Големия Магеланов облак.