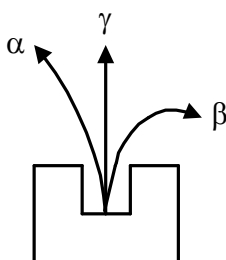


МАГНИТНА БЕТА-СПЕКТРОМЕТРИЯ

I. МАЛКО ИСТОРИЯ

Около 1900 г. Ръдърфорд прави опити за **отклонение на радиоактивните лъчения в напречно магнитно поле**. Установява, че γ -квантите не се отклоняват, α -частиците се отклоняват много слабо, а β -частиците се отклоняват силно (и в обратно направление на α -частиците). Открито е, че бета-частиците не се отличават по нищо от катодните лъчи (електрони), известни по-рано.



Фиг.76. Поведение на ядрените лъчения в магнитно поле.

Горната класическа картинка от учебниците по физика се появява за пръв път в дисертацията на Мария Кюри (1903 г.).

Първи опити по **определяне на енергията на електроните** по прякото им отклонение в напречно постоянно магнитно поле - Байер и Ото Хан (1910 г.)
Открити са дискретни линии върху непрекъснатите β -спектри, дължащи се на моноенергетични електрони - конверсионни линии. Бета-спектрометрите получават значително развитие едва след откриване на **принципа на полукръговата фокусировка** от Даниш (1912 г.).

Бета-спектрометрите са магнитни анализатори на спектъра на заредени частици по **импулси**. С тях се изследват β -спектри (непрекъснати) и спектри на конверсионни електрони (дискретни, линейни).

II. ОСНОВНИ СЪОТНОШЕНИЯ И ПАРАМЕТРИ НА БЕТА-СПЕКТРОМЕТРИТЕ

Известно е, че когато електрон със заряд e и скорост V се движи в еднородно магнитно поле B ($\vec{V} \perp \vec{B}$), на него му действа Лоренцова сила

$$F_n = eBV(\vec{F} \perp \vec{V} \perp \vec{B})$$

Траекторията му е окръжност с радиус ρ . Центробежната сила е:

$$F_u = \frac{mV^2}{\rho}$$

Тогава:

$$eBV = \frac{mV^2}{\rho} \left(m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)$$

и $mV = eB\rho = P_e$, т.е. ако познаваме магнитното поле B и радиуса на кривината на траекторията ρ , можем да определим импулса на електрона. Чрез β -спектрометрите електроните се анализират по импулс.

Пълна релативистка енергия на електрона:

$$E_n = \sqrt{(m_0c^2)^2 + c^2P_e^2}$$

Релативистка кинетична енергия:

$$E_k = E_n - m_0c^2 = \sqrt{(m_0c^2)^2 + c^2(eB\rho)^2} - m_0c^2$$

Функцията $E_k(B\rho)$ е пресметната и табулирана (например таблиците на Джелепов и Зырянова) и позволява определяне на енергията на електроните, когато е известно произведението $B\rho$.

$$E_k = m_0c^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{e}{m_0c} \right)^2 (B\rho)^2} - 1 \right]$$

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЕ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ кулона} = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ СГСМ} ; m_0 = 9 \cdot 10^{-28} \text{ [g]}.$$

$$\text{Числено: } E[\text{keV}] = 511 \left[\sqrt{1 + 0,344 \cdot 10^{-6} (B\rho)^2} - 1 \right] B\rho - [\text{гс.см}]$$

Константата пред $B\rho$ за α -частици е $\left(\frac{2e}{m_\alpha c}\right)^2 = 2,6 \cdot 10^{-14}$, тъй като $m_\alpha c^2 = 938$ MeV $\times 4$; заряд $2e$.

За α -частици: $E[\text{keV}] = 4 \times 938 \left[\sqrt{1 + 2,6 \cdot 10^{-14} (B\rho)^2} - 1 \right]$

Представа за величините:

електрони: $E_k = 1$ MeV; $(B\rho)^2 = 2251028$; $B\rho = 4744$ гс.см; за $\rho = 20$ см (типични размери); $B = 237$ гауса - може да се постигне с постоянни магнити.

α -частици: $E_k = 1$ MeV; $B\rho = 143194$ гс.см; за $\rho = 20$ см; $B = 7160$ гауса - около 30 пъти по-голямо поле.

α -частици: $E_k = 5,3$ MeV - реална енергия; $B\rho = 330000$ гс.см; за $\rho = 50$ см – (реален прибор); $B = 6600$ гауса, което се достига с голям електромагнит.

Параметри:

1. Входяща апертура - частта от електроните, излъчвани (в 4π) от източника и навлизащи в спектрометъра - дава се с Ω - пространствен ъгъл като част от 4π , под който електроните влизат във входящата диафрагма на спектрометъра (от части от % до 20%).

2. Светосила - частта от излъчените изотропно от източника електрони, регистрирани в детектора - $T = \Omega \cdot \varepsilon$, където ε - частта от влезлите електрони, които достигат детектора и се регистрират (приблизително съвпада с ефективността на детектора). $T < \Omega$, тъй като $\varepsilon < 1$ по различни причини - липса на фокусировка по една от координатите, ниска ефективност на използвания на изхода детектор и т.н.

3. Разделителна способност по импулси: - Моноенергетични електрони (с $B\rho$), навлизащи във входящата диафрагма на спектрометъра, на изхода дават "линия" с крайна полуширина $\Delta(B\rho)$. Разделителната способност $R = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho}$. Понякога се

работи с "базисна ширина" на линията (ширина в основата) $\Delta^0(B\rho)$, като $\Delta^0(B\rho) = 2\Delta(B\rho)$. Най-добрата разделителна способност е от порядъка на 0,01% (по-добра от тази на полупроводниковите детектори и кристал-дифракционните спектрометри) до 1%.

4. Отношение T/R - Това отношение характеризира качеството на дадения спектрометър. То не варира много силно за различните типове спектрометри, въпреки че поотделно **T** и **R** могат да варират на порядъци. Това поведение на отношението $T/R \approx \text{const}$ показва, че в β -спектрометрите добра разделителна способност може да се получи с цената на силно намаляване на светосилата и обратно.

III. КЛАСИФИКАЦИЯ

1. **B** = const; ρ - променливо - тип Даниш (прибор с постоянно поле)
2. ρ = const; **B** - променливо - всички останали (прибори с постоянна орбита)

По конфигурация на полето:

магнитни			електростатични
плоски		винтови	
B = const	ρ = const	ρ = const	
Даниш	двойна фокусировка	дълга леща	цилиндрични
	секторни	къса леща	сферични
	"портокал"	двулещови	коаксиални с електростатично огледало
		с коригирана леща	

Разнообразието на идеите и конструкциите в β -спектрометрията е много голямо.

Бета-спектрометрите с равновесна орбита $\rho = \text{const}$ и променливо поле \mathbf{B} имат варианти: **безжелезни** (само намотка) и **железни** (електромагнитни с различна конфигурация на полюсните наконечници). В безжелезните \mathbf{B} е строго пропорционално на тока в намотката (при анализа може да се мери само тока). В железните - с по-малки токове се постигат по-големи полета, но \mathbf{B} е **сложна функция** на тока I , поради хистерезисни явления, остатъчна намагнитеност на желязото и т.н. - **нелинейност и остатъчен магнетизъм**. При тях е необходимо **точно измерване на полето** (например с ядрен магнитен резонанс) в процеса на анализа.

При анализа се получава някакъв брой импулси N , като функция на ρ и \mathbf{B} .

За спектър по импулси (P_e) $\mathbf{B} = \text{const}$ \mathbf{B} - променливо

$$x \rightarrow \rho \qquad x \rightarrow \mathbf{B}$$

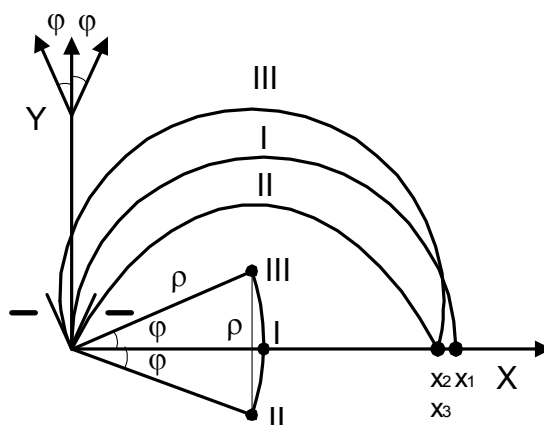
$$y \rightarrow N \qquad y \rightarrow N/\mathbf{B}$$

За спектър по енергии (E_k) $x \rightarrow \rho^2$ $x \rightarrow \mathbf{B}^2$

$$y \rightarrow N/\rho \qquad y \rightarrow N/\mathbf{B}^2$$

IV. СПЕКТРОГРАФ С ПОЛУКРЪГОВА ФОКУСИРОВКА (на π) - Даниш (1912 г)

1. Принцип на полукръгова фокусировка



Фиг.77. Към извода на принципа на полукръговата фокусировка.

$\mathbf{B} = \text{const}$ и хомогенно; \mathbf{B} - перпендикулярно на чертежа. Източника \mathbf{S} (точков) е в началото на координатната система и излъчва моноенергетични електрони в апертюра 2ϕ . Радиуса на траекториите им е ρ .

Уравнение на окръжност в равнина (x,y)

център: (x₀,y₀) уравнение: $(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = r^2$

I окръжност: център: (ρ,0)
 $(x - \rho)^2 + y^2 = \rho^2$

II окръжност: център: (ρcosφ, - ρsinφ)
 $(x - \rho \cos \varphi)^2 + (y + \rho \sin \varphi)^2 = \rho^2$

III окръжност: център: (ρcosφ, ρsinφ)
 $(x - \rho \cos \varphi)^2 + (y - \rho \sin \varphi)^2 = \rho^2$

Да намерим x-координатата на пресечните точки на II и III окръжност с оста X:

От II окръжност полагаме **y = 0**

$$(x_2 - \rho \cos \varphi)^2 + (\rho \sin \varphi)^2 = \rho^2$$

$$x_2 - \rho \cos \varphi = \pm \rho \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = \pm \rho \cos \varphi$$

$x_2 = 2\rho \cos \varphi$, 0 (корена 0 е тривиален – източника **S** е в началото на системата)

От III окръжност **y = 0**

$$x_3 - \rho \cos \varphi = \pm \rho \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = \pm \rho \cos \varphi$$

$x_3 = 2\rho \cos \varphi$ - 0 - корена 0 е тривиален

Т.е. доказахме, че **x₂ ≡ x₃** - принципа на полукръговата фокусировка. Електрони, излитащи от точка с координати **(0,0)** под ъгли **+ φ** и **- φ** (крайните ъгли на апертурата) относно оста **Y**, след завъртане на ъгъл **π** се събират в една точка на абцисата. Централните лъчи (**φ = 0**) попадат в точка **x₁ = 2ρ**, най в дясно по оста **X**. Разликата **x₁- x₂** е много малка (ширина на линията) в сравнение с **2ρ**. Ако по оста **X** се разположи фотоплака, очевидно в интервала **[x₁, x₂]**, който отстои от източника на разстояние **2ρ**, ще се регистрира линия. Електрони с друга енергия ще дадат линия на друго разстояние **2ρ'** и т.н., и по този начин върху фотоплаката може да се **регистрира спектъра по импулси (и енергии)** на електроните, излъчвани от източника. Действието на β-спектрографа тип Даниш се основава на описания принцип на полукръговата фокусировка.

2. Базисно разрешение на спектрограф Даниш

Ширината в основата на линия от моноенергетични електрони е:

$$\Delta x = x_1 - x_2 = 2\rho - 2\rho \cos\varphi = 2\rho(1 - \cos\varphi)$$

в приближение на нулева ширина на източника **S**.

Разделителна способност по импулси:

$$R = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} \approx \frac{\Delta x}{x_1} = 1 - \cos\varphi$$

Известно е, че $2\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) = 1 - \cos\varphi$

За малки ъгли φ : $\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \approx \frac{\varphi}{2}$ и тогава: $1 - \cos\varphi = 2\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 = \frac{\varphi^2}{2}$

За безкрайно тънък източник: $R \approx \frac{\varphi^2}{2}$, а $\Delta x = \rho\varphi^2$

Когато източника е с крайна ширина **S** (в направление **X**) може да се покаже, че:

$$\Delta x = S + \rho\varphi^2 \quad ; \quad R = \frac{S}{2\rho} + \frac{\varphi^2}{2}$$

т.е. **R** се състои от две слагаеми - първия член е приносът на ширината на източника, а втория член зависи от апертурата. **Оптимално се счита условието**

$\frac{S}{2\rho} = \frac{\varphi^2}{2}$, т.е. когато двата члена в **R** са равни. Тогава при избрана ширина на

източника **S**, съществува оптимална апертура $\varphi = \sqrt{S/\rho}$.

Височината на източника в направление **Z**, както и разходимостта на входящия сноп по **Z** също влияят върху ширината на линията. Влияние на **Z**-апертурата (Ψ):

$$\Psi = \frac{h}{\pi\rho}$$

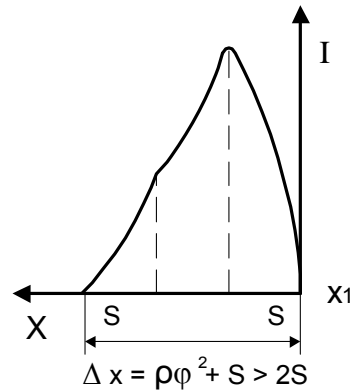
където **h** - височина на източника. Приносът на Ψ в ширината на линията се дава като:

$$\Delta x = \rho(\varphi^2 + \Psi^2) + S$$

Условието за оптималност добива вида: $S = \rho\varphi^2 = \rho\Psi^2$; $\Delta x = 3S$.

3. Форма на линията:

а/. При неоптимална апертура:

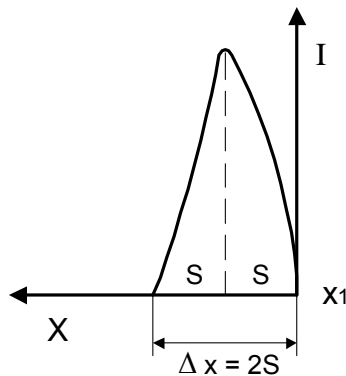


Фиг.78. Профил на линията на моноенергетични електрони при неоптимална апертура.

По оста **X** е нанесено разстоянието по фотоплакмата, а по оста **Y** - **I** - плътността на почерняване на фотоплакмата.

$$\varphi > \sqrt{\frac{S}{\rho}}; \rho\varphi^2 > S; \Delta x = \rho\varphi^2 + S > 2S$$

В този случай формата на линията е сложна – с две особени точки.



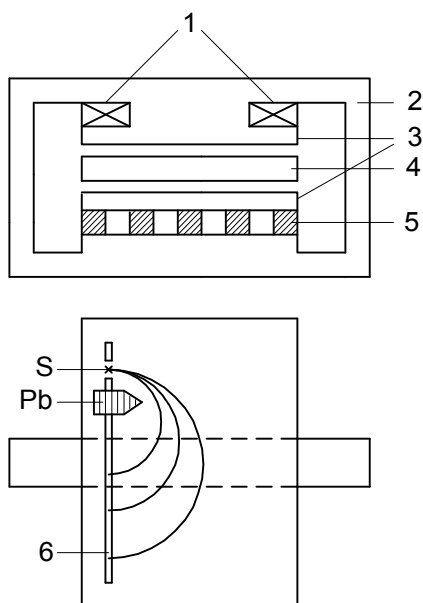
б/. При оптимална апертура:

Фиг.79. Профил на линията на моноенергетични електрони при оптимална апертура.

$$\varphi = \sqrt{\frac{S}{\rho}} ; \rho\varphi^2 = S ; \Delta x = 2S ; R = \frac{S}{\rho}$$

Характерна особеност на спектрограф тип Даниш е, че линиите имат много рязък десен край (от централните лъчи), който се използва за определяне на импулса (енергията на електроните).

4. Конструкция на спектрограф тип Даниш:



Фиг.80. Схема на устройството на β -спектрограф тип Даниш: **1** - намотка за пренамагнитване, **2** – ярем (магнитопровод), **3** – полюсни наконечници, **4** – вакуумна камера, **5** – постоянни магнити, **6** – фотоплака.

В катедра Атомна физика (1968 г.) е построен спектрограф Даниш: $B = 219,5$ гауса; $\rho_{\min} = 5$ cm ($E_{\min} = 97$ keV); $\rho_{\max} = 30$ cm ($E_{\max} = 1500$ keV); $\rho_{\text{ср}} = 18$ cm ($E_{\text{ср}} = 779$ keV). Източник - **Pt - Rh** нишка с Φ 0,1 mm; височина $h < 10$ mm. Теоретично **базисно разрешение** $R = S/\rho = 5,5 \cdot 10^{-4} = 0,05\%$. Теоретично **разрешение на FWHM** - $R_{\text{FWHM}} = R/2 = 0,025\%$. Експериментално разрешение на FWHM на $K\text{-}495,5$ keV ^{166}Tm , $\rho = 11,5$ cm, **FWHM** $\Delta x \approx 0,2\text{mm}$, $R_{\text{FWHM}} = 0,07\%$

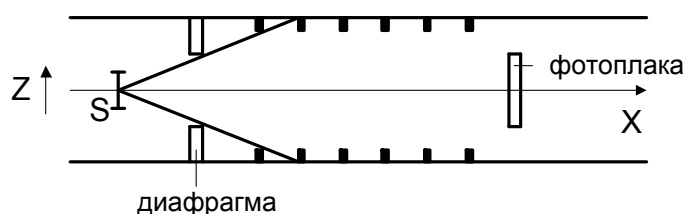
(оказва влияние височината на източника), апертура $\phi = 0,02$ ($\phi = 1,3^\circ$). В действителност светосилата $T \ll \phi$, поради отсъствие на фокусировка по оста Z .

Рекордни разделителни способности - 0,012% (тя е по-добра от тази на полупроводниковите детектори на порядък). **Светосила** - 0,02 - 0,002% и по-ниска.

5. Характерни особености на спектрограф тип Даниш

Минуси:

а/. Отсъствие на фокусировка по Z .



Фиг.81. Разходимост на снопа моноенергетични електрони в посока, успоредна на магнитното поле при β -спектрограф тип Даниш.

След входящия процеп интензитетът намалява като $1/\rho$.

б/. Малка светосила.

в/. Източниците трябва да бъдат с малка ширина, с голяма абсолютна активност (поради малката светосила), без носители, "тънки" спектрометрични (без самопоглъщане), обикновено електролитно нанесени. Изготвянето на такива източници е изкуство.

г/. Трудно определяне на относителната **интензивност на конверсионните линии**, поради особености на фотографската регистрация (плътността на почерняване е нелинейна функция на флуенса). Измерва се чрез фотометриране (или броене на следи) на профила на линията. Използват се "ядрени" фотоплаки с голяма дебелина ($>100 \mu\text{m}$). За енергии на електроните под 10 - 20 keV чувствителността на фотоплаката е твърде ниска.

д/. Практически е **невъзможно** изследването на **непрекъснати β -спектри** (само създават фон върху фотоплаката).

Плюсове:

а/. Много **добра разделителна способност** - 0,05%, дори до 0,01% - по-добра от тази на полупроводниковите детектори и дори от кристал-дифракционните γ -спектрометри.

б/. Бета-спектрографа е "**многоканален**" прибор (фотоплака), т.е. целия спектър се регистрира едновременно.

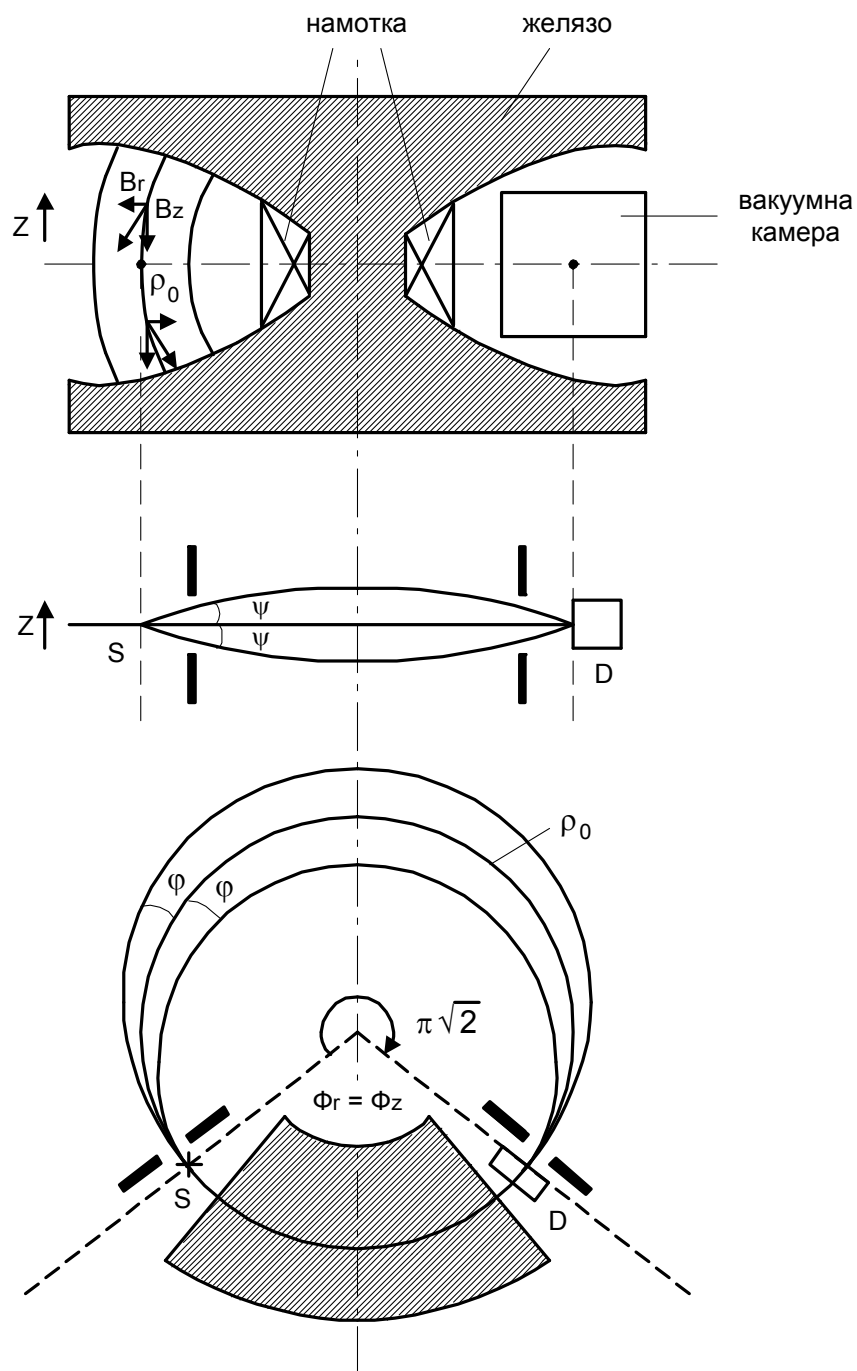
в/. Могат да се откриват **слаби линии** при дълги експозиции (седмици), тъй като фотоплаката е детектор от **интегриращ тип**.

г/. Има **просто устройство** - с постоянни магнити (например **Al - Ni - Co**).
Отношението **T/R** \sim 0,5 до 1.

V. БЕТА-СПЕКТРОМЕТЪР С ДВОЙНА ФОКУСИРОВКА НА ЪГЪЛ $\pi\sqrt{2}$

Това е плосък спектрометър със стабилна орбита ($\rho = \text{const}$) и променливо магнитно поле (за анализа). Използуваното поле е **нехомогенно**, чрез което се осъществява фокусировка и по оста **Z** (двойна фокусировка). Това подобрява значително **светосилата** на прибора (в сравнение с Даниш).

1. Устройство и принцип на двойната фокусировка (Свартхолм, Зигбан -1946 г.)



Фиг.82. Схема на β -спектрометър с двойна фокусировка на $\pi\sqrt{2}$ (вариант с железен магнитопровод).

Аксиално симетрични нехомогенни полета (с градиент) от вида:

$$\mathbf{B}(\rho) = \mathbf{B}_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^n = \mathbf{B}_0 \rho_0^n \left(\frac{1}{\rho} \right)^n$$

се наричат полета от **бетатронен тип**.

Производната: $\mathbf{B}'(\rho) = \frac{d\mathbf{B}}{d\rho} = -n \frac{\mathbf{B}_0 \rho_0^n}{\rho^{n+1}} = -n \frac{1}{\rho} \mathbf{B}(\rho)$ (около ρ_0)

Свойство на тези полета е, че електрони с малка разходимост ϕ (около ρ_0) и разходимост Ψ по оста \mathbf{Z} извършват **бетатронни колебания** (около ρ_0), като периодично се връщат (пресичат) стабилната орбита. Периода на **азимуталните ъгли** (за връщане на ρ_0) са:

$$\Phi_r = \pi \left[1 + \frac{\rho_0 \mathbf{B}'(\rho_0)}{\mathbf{B}(\rho_0)} \right]^{-1/2} \quad \text{- за радиални колебания;}$$

$$\Phi_z = \pi \left[-\frac{\rho_0 \mathbf{B}'(\rho_0)}{\mathbf{B}(\rho_0)} \right]^{-1/2} \quad \text{- за колебания по оста } \mathbf{Z}$$

Съществува съотношението: $\frac{1}{\Phi_r^2} + \frac{1}{\Phi_z^2} = \frac{1}{\pi^2}$

Нека изберем $n = 1/2$, т.е. поле от вида:

$$\mathbf{B}(\rho) = \mathbf{B}_0 \rho_0^{1/2} \left(\frac{1}{\rho} \right)^{1/2} \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$$

тогава: $\mathbf{B}'(\rho_0) = -\frac{1}{2\rho_0} \mathbf{B}(\rho_0)$

$$\Phi_r = \pi \left\{ 1 + \frac{\rho_0 \left[-\frac{1}{2\rho_0} \mathbf{B}(\rho_0) \right]}{\mathbf{B}(\rho_0)} \right\}^{-1/2} = \pi \left(\frac{1}{2} \right)^{-1/2} = \pi\sqrt{2}$$

$$\Phi_z = \pi \left\{ -\frac{\rho_0 \left[-\frac{1}{2\rho_0} \mathbf{B}(\rho_0) \right]}{\mathbf{B}(\rho_0)} \right\}^{-1/2} = \pi \left(\frac{1}{2} \right)^{-1/2} = \pi\sqrt{2}$$

т.е. $\Phi_r \equiv \Phi_z \equiv \pi\sqrt{2} = 254,56^0$, т.е. фокусите за радиалната разходимост (ϕ) и разходимостта по \mathbf{Z} (Ψ) съвпадат и след завъртане на ъгъл $\pi\sqrt{2}$ електроните се връщат на стабилната орбита ρ_0 .

Нагледно връщането на отклонените по **Z** електрони се обяснява с това, че при полета $\sim 1/\sqrt{\rho}$ освен аксиалната съставляща на полето (**B_z**) се появява и **радиална съставляща** (**B_r**), която е с противна посока за **+Ψ** и **-Ψ** (и в двата случая Лоренцовата сила връща електроните на ρ_0).

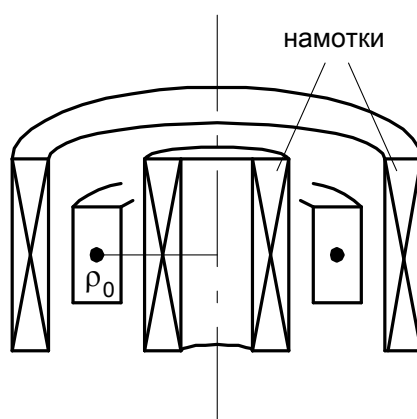
Конструктивно в **железните спектрометри** с двойна фокусировка полетата от вида $1/\sqrt{\rho}$ се получават, като на полюсните наконечници се придава **параболична форма**. Действителното поле трябва да се измерва и стабилизира с висока точност (10^{-5}).

Типични параметри: $\rho = 30$ cm: светосила **T** = 5% (максимална); разделителна способност **R** = 1,5% ; **T/R** = 3; светосила **T** = 0,5% ; разделителна способност **R** = 0,07% (най-добра); **T/R** = 7.

Разделителната способност е няколко пъти по-лоша от Даниш, а светосилата - на 1 - 2 порядъка по-голяма.

Бета-спектрометри с **двойна двукратна фокусировка** на ъгъл $2\pi\sqrt{2}$ и техника на съвпаденията - нискофонові прибори.

2. Безжелезни спектрометри с двойна фокусировка на $\pi\sqrt{2}$ (Зигбан - 1952 г.)

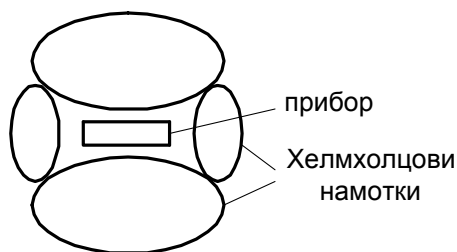


Фиг.83. Схема на безжелезен β-спектрометър с двойна фокусировка на $\pi\sqrt{2}$

При пропускане на ток в обратно направление през **две коаксиални намотки**, в пространството между тях може да се създаде поле от вида $\sim 1/\sqrt{r}$. Вакуумната камера (тор) е коаксиална на намотките.

За постигане на по-точно поле от искания вид, конфигурацията на намотките може да бъде по-сложна – с коригиращи намотки. По принцип всички прецизионни безжелезни β -спектрометри се влияят от **земното магнитно поле**.

Чрез Хелмхолцови намотки и пропускане на подходящи токове в областта на спектрометъра (стабилната орбита) трябва да се **компенсира** както хоризонталната, така и вертикалната слагаеми на земното магнитно поле.



Фиг.84. Схема за компенсация на вертикалната и хоризонтална компонента на земното магнитно поле.

В прецизните безжелезни $\pi\sqrt{2}$ спектрометри е достигната разделителна способност по-добра от 0,02% при малка светосила и **T/R** няколко единици.

3. Особености на спектрометрите $\pi\sqrt{2}$

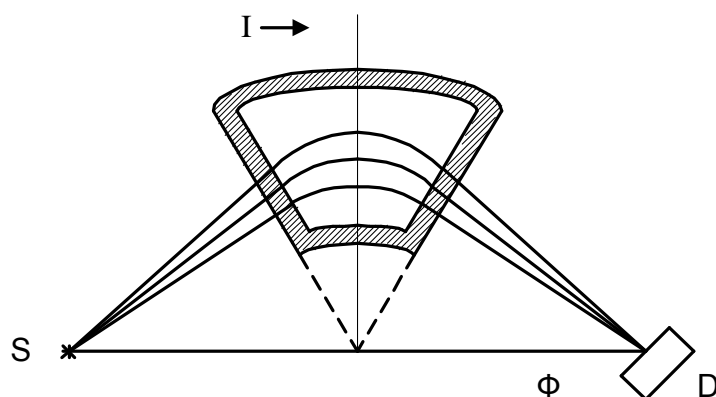
а/. Изискват висока стабилност на тока и магнитното поле.

б/. Сложни прибори.

в/. Сложна форма на линията и сложна форма на изходната диафрагма.

г/. Въпросът с източниците е по-прост, отколкото при Даниш: ширина на източника - няколко милимента, височина - сантиметри.

VI. СЕКТОРНИ БЕТА-СПЕКТРОМЕТРИ. ПОРТОКАЛ.



Фиг.85. Схема на секторен β -спектрометър (магнитното поле е в секторната намотка, перпендикулярно на чертежа).

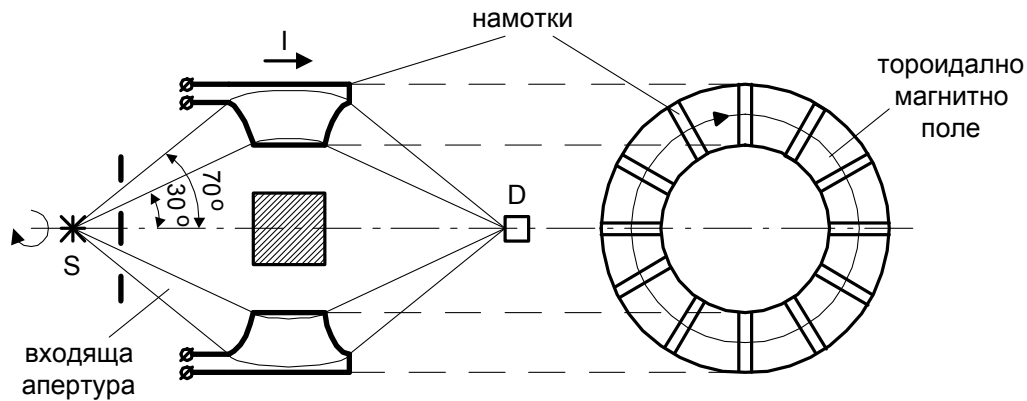
Ако имаме област с хомогенно магнитно поле, закона на Барбър в магнитната оптика гласи, че източника, ръба на "магнитната призма" и изображението (фокус) лежат на една права. В този случай източника и детектора са **вън от полето** (голямо преимущество). Секторните β -спектрометри се използват широко в ускорителните експерименти, като елемент от йонната оптика на съответния канал. В известните експерименти на Хофцатер (разсейване на електрони върху ядра) е използван такъв спектрометър с $\rho = 1\text{ m}$.

При използване на нехомогенни полета (от типа $1/\sqrt{\rho}$ или $1/\rho$) фокусирането в две направления може да се осъществи чрез подходящ подбор на "входящия профил" на секторното поле. Фокусиращо действие имат и "краевите" ефекти на полето. Секторно поле от този тип може да се получи с единични намотки, през които се пропуска ток (показан на чертежа).

Едно развитие на идеята на секторните спектрометри е **тороидалния β -спектрометър тип "портокал"** (безжелезен).

Светосилата на "портокала" се увеличава многократно в сравнение със секторния спектрометър, тъй като "работят" всички процепи между намотките. Конструктивно "намотките" са единичен проводник, изрязан или щанцован от

дебел меден лист. За още по-голяма светосила се правят "двойни портокали" - източника се "гледа" от два тороидални спектрометра (могат да бъдат включени на съвпадения или паралелно).

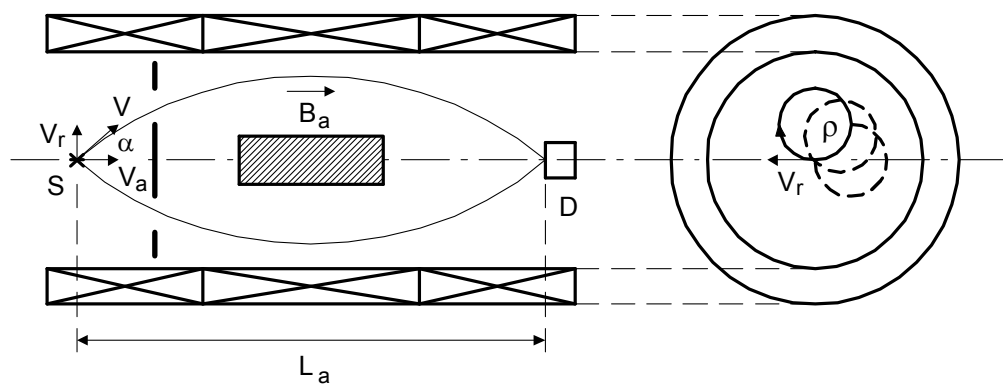


Фиг.86. Схема на β -спектрометър тип "портокал" (безжелезен).

За единичен "портокал": Светосилата достига до около 20%; разделителната способност - около 1% (не много добра); $T/R \approx 20$.

Главен проблем при "портокала" е захранването. Изискват се големи токове (до 1500 A) за фокусиране на високоенергетични електрони (до 1,2 MeV), като стабилността на тока трябва да е висока (10^{-4} - 10^{-5}). Това е доста трудна задача. Намотките са вътре във вакуумната камера – изисква се голям обем.

VII. ВИНТОВИ СПЕКТРОМЕТРИ. БЕТА-СПЕКТРОМЕТЪР С "ДЪЛГА ЛЕЩА"



Фиг.87. Схема на β -спектрометър с дълга леща (винтов).

Чрез дълга намотка от **соленоиден тип** в спектрометъра се създава поле \mathbf{B}_a - хомогенно. Това поле няма радиални съставлящи - $\mathbf{B}_r = 0$.

Електрони със скорост \mathbf{V} навлизат под ъгъл α спрямо оста:

$$\vec{V} \quad \begin{matrix} V_r = V \sin \alpha \\ V_a = V \cos \alpha \end{matrix} \quad \mathbf{B} \quad \begin{matrix} B_r = 0 \\ B_a \neq 0 \end{matrix}$$

За $\mathbf{V}_r \perp \mathbf{B}_a$ $e\mathbf{B}_a \mathbf{V} = \frac{m\mathbf{V}_r^2}{\rho}$; $\rho = \frac{mV_r}{eB_a}$

тогава: $P_r = e\rho B_a$; $P = \frac{P_r}{\sin \alpha}$; $P = \frac{e\rho B_a}{\sin \alpha}$

В случая на винтовите спектрометри траекторията на електроните е **винтова линия**. Електроните, излъчени от оста на спектрометъра, след завъртане на ъгъл 2π се връщат отново на оста.

Радиалната компонента - V_r "работи" съвместно с полето \mathbf{B}_a . Проекцията на траекторията върху равнина, перпендикулярна на оста е окръжност с $\rho = \frac{mV_r}{eB_a}$.

Под действие на аксиалната съставляща \mathbf{V}_a , електроните се движат **равномерно** по оста на прибора ($\mathbf{V}_a \parallel \mathbf{B}_a$).

Да пресметнем разстоянието L_a за връщане на оста:

Дължината на окръжността ρ е $l = 2\pi\rho = \frac{2\pi mV_r}{eB_a}$

времето за завъртане $t = \frac{l}{V_r} = \frac{2\pi m}{eB_a}$

$$L_a = tV_a = \frac{2\pi mV_a}{eB_a} = \frac{2\pi mV \cos \alpha}{eB_a}$$

Условие за спектрометриране: Електрони с **различни енергии** (и скорости \mathbf{V}) ще се връщат на оста на **различно разстояние** L_a , като:

$$P = \frac{L_a e B_a}{2\pi \cos \alpha} \quad \left(\text{от } P = \frac{e\rho B_a}{\sin \alpha} \right)$$

Намираме връзката между L_a , ρ и α :

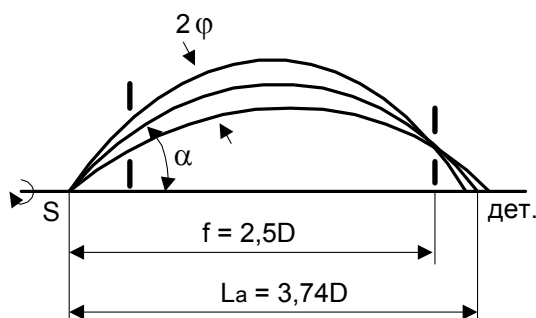
$$\frac{L_a e B_a}{2\pi \cos \alpha} = \frac{e r B_a}{\sin \alpha} ; L_a = \frac{2\pi r \cos \alpha}{\sin \alpha} ; L_a = 2\pi r \cot \alpha$$

Обикновено се работи с ъгли α от 40° до 30° .

Винтовите спектрометри са прибори със стабилна "орбита" L_a , ρ и α са **фиксиран** от геометрията на прибора. Построяването на спектъра **P** (по импулс) става чрез изменение на B_a (т.е. чрез изменение на тока I в намотката).

"Кръгов фокус" при лещовите бета-спектрометри

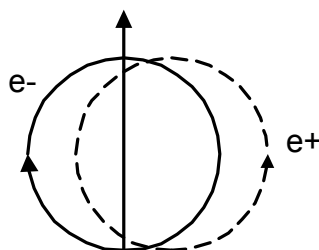
Ъгъла на влизане на електроните **по радиуса** е произволен (от 0 до 2π). Ъгъла на влизане спрямо оста е от $\alpha + \varphi$ до $\alpha - \varphi$ (апертура 2φ) - входящ конус.



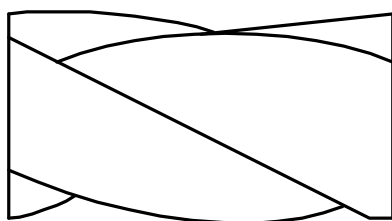
Фиг.88. Към получаването на кръгов фокус при винтовите β -спектрометри.

При зададено разходимост по ъгъл спрямо оста се показва, че разходящия сноп се "стеснява" (събира) на разстояние **2,5D** ($D = 2\rho$), за $\alpha = 40^\circ$; $L_a = 3,74D$ и образува т.н. **"кръгов фокус"**. На това място се поставя **кръгова диафрагма**, като точното ѝ положение и размер се подбират експериментално (изходяща диафрагма).

През този прибор се преминават **едновременно** и **електрони** и **позитрони** (без смяна на полето), което не е желателно. В случая те описват дясна и лява винтова линия съответно.

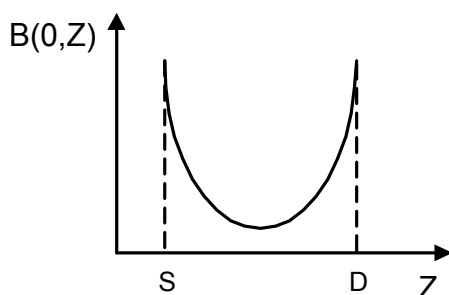


Отделянето на електрони от позитрони се прави с **винтова диафрагма**, която в зависимост от посоката на изкривяване на "лопатките" е **напълно прозрачна за електроните и напълно непрозрачна за позитроните**.



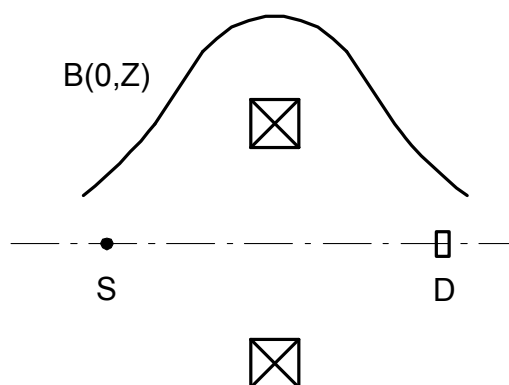
Смяната на посоката на полето дава обратния случай – могат да се анализират само позитрони. При плоските β -спектрометри проблема за разделянето на електроните и позитроните не съществува.

В лещовите (винтови) β -спектрометри се използват и **нехомогенни аксиално-симетрични полета**. Съществува голямо разнообразие на конструктивни решения:



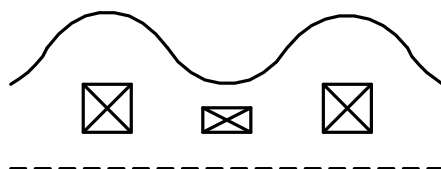
Теоретически, поле от вида показан по-горе има най-добри фокусиращи свойства и разделителна способност.

а/. Тънка (къса) леща:



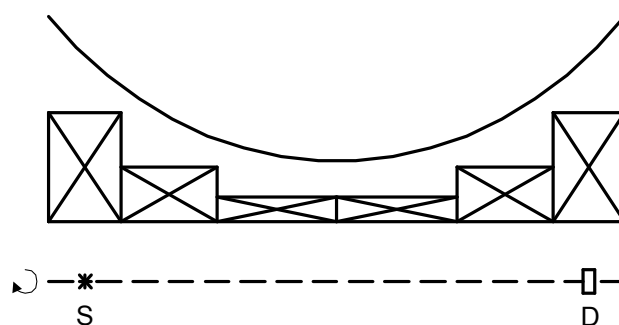
- голяма сферична аберация (обратно на “теоретичното” поле).

б/. Двулещов:



- по-добри свойства (с коригираща намотка).

в/. С разпределена намотка:



- още по-добри свойства – доближава се до теоретичното поле

Лещовите спектрометри са твърде трудни за теоретични разчети. Параметрите им са приблизително: светосила - $T \approx 5\%$; разделителна способност - $R \approx 1 \div 3\%$; $T/R \approx 2 \div 5$. При намаляване на светосилата може да се получи по-добра разделителна способност. Параметрите им не са много добри, но са **конструктивно прости** и лесни за изработка.

VIII. ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИ БЕТА-СПЕКТРОМЕТРИ (за пълнота на изложението)

Движението по кръгова орбита се осъществява в полето на **цилиндричен** (фокусировка на $\pi\sqrt{2}$) или **сферичен** (фокусировка на π) **кондензатор**. (Уравновесяват се центробежната и кулоновата сила.) С подбор на радиуса на кривина на електродите се достигат и условията за фокусировка.

Електростатичните β -спектрометри **нямат голямо разпространение** поради трудности при точната изработка на електродите и поддържане на високо и стабилно напрежение.

IX. ИЗТОЧНИЦИ И ДЕТЕКТОРИ В БЕТА-СПЕКТРОМЕТРИЯТА

A. Източници

Условията, на които те трябва да отговарят, са противоречиви:

1. Да са **“тънки”, спектрометрични** (т.е. без самопоглъщане).
2. С **висока активност** (абсолютна)
3. С **висока специфична активност** (тъй като геометричните размери на източника са малки), което трудно се съчетава с изискването за спектрометричност.

Подложки на източниците:

1. **Ниско Z**, за да няма обратно разсейване на електроните от подложката. Подходящи са **Al** и **C** или органична ципа (**алуминизиран майлар**).
2. Източника трябва да бъде **проводящ**, за да не се зарежда електростатично при дълга работа (излъчва електрони!). Зареждането изкривява β -спектъра и влошава разделителната способност.

B. Детектори

Детекторите на изхода на β -спектрометрите не е необходимо да бъдат спектрометрични, но е желателно да имат **еднаква ефективност** в целия диапазон на измерваните енергии. Това условие обикновено не е изпълнено в β -спектрографите с **фотоплаки**. Трябва да се строи калибровъчна графика

“интензитет – почерняване” в зависимост от енергията. Фотоплаките за енергии под 10 - 20 keV имат много ниска ефективност, а също и над 1 MeV (зависи от дебелината).

Детекторите почти винаги са **разположени в областта на силно магнитно поле**.

1. Газоразрядни броячи - обикновено проточни. Работят добре и в магнитно поле. Проблемите при тях са **тънките прозорчета**, които трябва да пропускат нискоенергетични електрони, но да са **здрави**, за да издържат разликата в налягането между обема на брояча (няколко десетки mm Hg стълб) и вакуума на камерата (обикновено $10^{-4} \div 10^{-5}$ mm Hg). Те са сравнително "бавни" детектори - негодни за временни измервания) и изискват газово "стопанство".

2. Сцинтилационни детектори: Използват се органични сцинтилатори: кристали - стилбен, антрацен, и пластмасови (нисък квантов добив!). Проблемите при тях са, че стилбена и антрацена се **изпаряват** във вакуума на камерата - след време кристала "изчезва".

Фотоелектронни умножители - не могат да работят в магнитно поле. Използват се **дълги световоди** между сцинтилатора и ФЕУ и магнитна екранировка на ФЕУ. Световодите силно **намаляват светлинния сигнал**.

3. Откритите (канални) електронни умножители (KEU) са почти идеалния детектор за β -спектрометрията. Те работят в магнитно поле, имат добра ефективност, включително и за нискоенергетични електрони. Нямаат входящ прозорец (мъртъв слой) и са "бързи" детектори.

При **всички бета-спектрометри** се изисква:

- ◆ Детектора да е много добре защитен от **прякото лъчение** на източника.
- ◆ През време на измерването вакуума в камерата трябва да бъде не по-лош от 10^{-4} mm Hg (предотвратява разсейването и загубите на енергия от електроните).