

МАГНІТНИЙ ПРИЗМОВИЙ β -СПЕКТРОМЕТР З СЦИНТИЛЯЦІЙНИМ ЛІЧИЛЬНИКОМ ЕЛЕКТРОНІВ

І. Ф. Барчук, Г. В. Белух

В роботі наведені розрахунки і описана конструкція магнітного призмового β -спектрометра з полем осової симетрії і сцинтиляційним лічильником електронів.

Вступ

Для вимірювання енергетичних спектрів електронів, які випромінюються радіоактивними препаратами або виникають в результаті взаємодій γ -проміння з мішенню, широко застосовуються магнітні спектрометри і спектрографи. Майже всі відомі роботи по точному визначенню рівнів ядер виконані на таких приладах.

Тепер відомо багато різних видів спектрометрів, в яких використовують поперечні чи поздовжні магнітні поля. Найпростішими щодо конструкції є спектрометри, в яких електрони фокусуються однорідним магнітним полем. Запропонований в 1911 р. Данішем [1] спектрометр такого типу досі широко застосовується в ядерній спектроскопії. Однак достатня роздільна здатність ($\sim 1\%$) одержується у нього при дуже малій світлосилі ($\sim 10^{-4}$ від повного просторового кута 4π). Це потребує застосування дуже інтенсивних випромінювачів електронів, що не завжди можливе.

З метою одержання більшої світлосили, при збереженні роздільної здатності, почали застосовувати так звані секторні магнітні поля різної форми [2]. Такі спектрометри дістали назву «магнітних призм».

Питання про фокусуючі властивості секторних магнітних полів з різкими границями розглянуті в працях [3, 4]. На практиці такі поля здійснити неможливо, тому потрібно враховувати вплив на фокусування електронів розсіяного магнітного поля [5]. Отже, побудова призмових магнітних спектрометрів з фокусуючими властивостями, які мають ідеальні поля з тою ж формою магнітних полюсів, на практиці приводить до великих труднощів. Прагнення поліпшити фокусування електронів і збільшити світлосилу спектрометрів привело також до використання неоднорідних магнітних полів заданої конфігурації. В літературі описано багато спектрометрів такого типу, які дають велику роздільну здатність (до $0,02\%$ [15]) при достатній світлосилі ($0,5-1\%$) [6-15]. Однак збудження магнітних полів заданої конфігурації зв'язане з величезними експериментальними труднощами. Тому такі спектрометри є майже унікальними приладами і не можуть бути серійно виготовлені промисловістю.

Необхідно відзначити, що з усіх відомих методів фокусування електронів для побудови магнітного спектрографа придатні лише методи фокусування в однорідному полі і в полі з осовою симетрією, яке утворюється від полюсів циліндричної форми [16-18].

Вибір того чи іншого спектрометра визначається характером постав-

леної задачі. Інколи вигідно вибрати прилад, який легко виготовити, хоч його спектральні властивості гірші, ніж у інших, унікальних спектрометрів.

Так, для того щоб виміряти парціальні β -спектри, де з усіх електронів β -спектра відбираються лише ті, що виходять з ядра одночасно з відповідним γ -квантом чи конверсійним електроном, потрібно мати здвоєні спектрометри з великою світлосилою і з роздільною здатністю $\sim 1-2\%$, але в яких можна було б застосувати лічильники електронів з великою швидкістю лічення (10^8-10^9 е/сек). Такими можуть бути сцинтиляційні лічильники з органічними кристалами.

Оскільки на електростатичне фокусування електронів у фотопомножувачі впливає магнітне поле, а застосування магнітних екранів або компенсуючих котушок (в лінзових спектрометрах) в області лічильника порушує фокусування електронів, бажано мати такий тип магнітного спектрометра, в якому фокуси розміщувались би поза межами поля. Застосування світлопроводів приводить до великих втрат світла від сцинтиляцій.

Таким вимогам повністю відповідає спектрометр, описаний Сайдеєм і Сілверстоном [18], якщо в ньому джерело електронів приблизити, а приймач їх віддалити від осі поля.

В нашій статті описано збудований у 1953 р. магнітний призмовий β -спектрометр з полем, що має осьову симетрію, і з реєстрацією електронів за допомогою антраценового кристала і фотопомножувача ФЭУ-19. Цей спектрометр ми використали як джерело моноенергетичних електронів при вивченні роздільної здатності сцинтиляційного спектрометра [24].

Розрахунки основних параметрів приладу

Фокуруючі властивості поля з осьовою симетрією розглянуті в роботах [16, 17, 19—21]. Для реального безперервного поля співвідношення між основними параметрами, що необхідні для його побудови (полсження джерела електронів і його зображення, положення і розміри діафрагм), скласти не можна. Тому доводиться обчислювати траєкторії електронів в заданому магнітному полі. В літературі є лише загальні вирази, що описують рух електрона в магнітному полі, але немає співвідношень, придатних для практичних розрахунків. Тому ми наведемо декілька формул, за допомогою яких на практиці можна обчислити з достатньою точністю електронні траєкторії в заданому полі.

Розв'язок рівнянь руху електрона в поперечному магнітному полі, що має осьову симетрію в циліндричній системі координат з віссю z , яка направлена по осі поля,

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= - \frac{e}{mc} r H_z \frac{d\theta}{dt}, \\ \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= \frac{e}{mc} r H_z \frac{dr}{dt} \end{aligned} \quad (1)$$

дає такий вираз для кутової координати траєкторії електрона в середній міжполюсній площині:

$$\theta(r) = \pm \int_{\infty}^r \frac{M(r) dr}{r \sqrt{r^2 - M^2(r)}}, \quad (2)$$

де

$$M(r) = \frac{1}{H_p} \int_{\infty}^r r H_z(r) dr + b; \quad H_p = \frac{m v c}{e}; \quad (3)$$

m, v, e — маса, швидкість і заряд електрона; b — „прицільна відстань“ (для траєкторій, що проходять по обидві сторони від траєкторії з $b=0$, додатний знак b береться тоді, коли частина їх, що проходить в полі, більша).

Якщо ψ — кут між радіусом-вектором даної точки траєкторії і напрямом швидкості електрона в цій точці, то

$$M(r) = r \sin \psi, \quad (4)$$

$$\Theta(r) = \pm \int_{\infty}^r \frac{\operatorname{tg} \psi}{r} dr. \quad (5)$$

Інтегрування проводиться до точки $r=r_{min}$, де r_{min} — найкоротша відстань, на яку електрон наближається до осі поля. $\Theta(r_{min})$ можна записати у вигляді

$$\Theta(r_{min}) = \Theta(r') + I, \quad (6)$$

$$\text{де } I = \pm \int_{r'}^{r_{min}} \frac{M(r) dr}{r \sqrt{r^2 - M^2(r)}} \quad (7)$$

(для $\Theta(r)$ береться знак мінус у тому випадку, коли напрям поля збігається з додатним напрямом осі z).

Якщо траєкторія частково проходить в однорідному полі (тобто $r_{min} < r_0$, де r_0 — радіус однорідної частини поля), зручно взяти $r' = r_0$. Тоді $\Theta(r')$ знаходиться числовим інтегруванням, а I обчислюється і дорівнює

$$|I| = \begin{cases} \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \sin \frac{\rho + M(r_0) - 2\rho \sin^2 \psi_0}{\rho - r_{min}} - \operatorname{arc} \sin \frac{\rho - M(r_0)}{\rho - r_{min}} \right], & M(r_{min}) > 0, \\ \frac{1}{2} \left[\operatorname{arc} \sin \frac{\rho + M(r_0) - 2\rho \sin^2 \psi_0}{\rho + r_{min}} + \operatorname{arc} \sin \frac{\rho - M(r_0)}{\rho + r_{min}} \right], & M(r_{min}) < 0. \end{cases} \quad (8)$$

Тут ρ — радіус кривизни траєкторії в однорідному полі; $\sin \psi_0 = \frac{M(r_0)}{r_0}$.

В тому ж випадку, коли траєкторія проходить лише в неоднорідному полі, числове інтегрування проводиться до деякої точки $r' = r_1$, яка знаходиться поблизу від r_{min} (в наших розрахунках було $r_1 - r_{min} \approx 2 \div 3$ мм). Числове інтегрування безпосередньо до точки r_{min} неможливе, тому що в цій точці підінтегральна функція стає безмежною, бо r_{min} — корінь рівняння

$$r_{min} = \pm M(r_{min}). \quad (9)$$

Величину I легко обчислити, бо навколо точки r_{min} $M(r)$ можна приблизно записати за формулою Тейлора. Якщо в цій формулі обмежитись двома членами, то

$$M(r) \approx \pm r_{min} + (r - r_{min}) \frac{H_z(r) r_{min}}{H\rho}. \quad (10)$$

Тоді

$$|I| = \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \psi(r) + \frac{a}{\sqrt{1-a^2}} \operatorname{Arch} \left[(1+a) \frac{r_1}{r_{min}} - a \right] & M(r_{min}) > 0 \\ & a < 1, \\ -\frac{\pi}{2} - \psi(r_1) + \frac{a}{\sqrt{1-a^2}} \operatorname{Arch} \left[(1-a) \frac{r_1}{r_{min}} - a \right] & M(r_{min}) < 0 \\ & a < 1, \\ -\frac{\pi}{2} - \psi(r_1) + \frac{a}{\sqrt{a^2-1}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \operatorname{arc} \sin \left[(1-a) \frac{r_1}{r_{min}} + a \right] \right\} & M(r_{min}) < 0, \\ & a > 1 \end{cases} \quad (11)$$

де

$$a = \frac{H_z(r_{min}) r_{min}}{H\rho}; \quad \psi(r_1) = \arcsin \frac{M(r_1)}{r_1} \quad (\text{при } M(r_{min}) > 0 \text{ у випадку}$$

$a > 1$ немає дійсних траєкторій).

Величину r_{min} знаходять так.

Із формули (4) $\sin \psi = \frac{M(r)}{r}$.

В точці r_{min} радіус-вектор створює з напрямом швидкості прямий кут, тобто в цій точці $|\sin \psi| = 1$. Як-

що $r > r_{min}$, то $\left| \frac{M(r)}{r} \right| < 1$. При

$r < r_{min}$ маємо $\left| \frac{M(r)}{r} \right| > 1$. Знаючи

дві такі сусідні величини $\frac{M(r)}{r}$,

за формулою оберненої інтерполяції [22] знаходимо те значення $r = r_{min}$, при якому $\frac{M(r)}{r} = 1$.

Якщо у формулі оберненої інтерполяції обмежитись двома даними, то

$$r_{min} = r' - (1 - y') \frac{r' - r''}{y'' - y'}$$

де $r' > r_{min} > r''$, y' і y'' — значення функції $\frac{M(r)}{r}$ при r , що дорівнюють відповідно, r' і r'' .

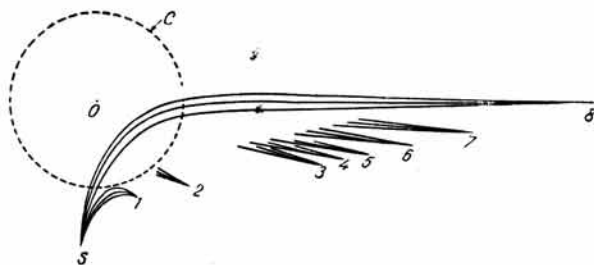


Рис. 2. Зображення точкового джерела електронів O — точка перетину осі з середньою міжполюсною площиною; S — точкове джерело електронів; C — проекція полюса магніту; 1 — $H_t = 1000$; 2 — $H_t = 2000$; 3 — $H_t = 4080$; 4 — $H_t = 4352$; 5 — $H_t = 4624$; 6 — $H_t = 4896$; 7 — $H_t = 5032$; 8 — $H_t = 5500$.

Користуючись цими формулами, ми обчислили траєкторії електронів в середній міжполюсній площині для експериментального поля, наведеного на рис. 1 для декількох $H\rho$ і b . На рис. 2 показані зображення точкового джерела електронів, розміщеного на відстані 250 мм від осі поля, для різних енергій (відповідні $H\rho$ помічені цифрами) і для $b = \pm 20$ мм.

Як показано [17], призма з осовою симетрією дає кубічне фокусування електронів для широкої області значень $H\rho$ при всіх збільшеннях. Тому її можна використати як спектрограф з більшою світлосилою і роз-

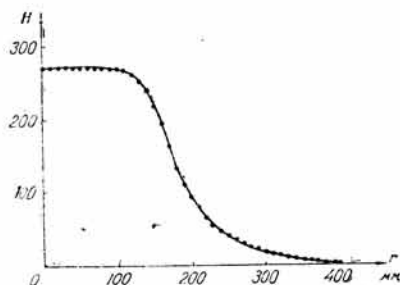


Рис. 1. Залежність напруженості магнітного поля (в умовних одиницях) від координати r .

дільною здатністю, ніж спектрограф Даніша, який має квадратичне фокусування. Крім того призма має велику дисперсію.

В напрямі z в призмі існує фокусування лише для від'ємних значень b . Для додатних b буде мати місце дефокусування.

Конструкція і випробування спектрометра

Для побудови спектрометра ми використали магніт і вакуумну камеру, які спочатку призначалися для спектрометра із спіральними траєкторіями [23]. Але останній не дав передбаченої світлосили і роздільної здатності

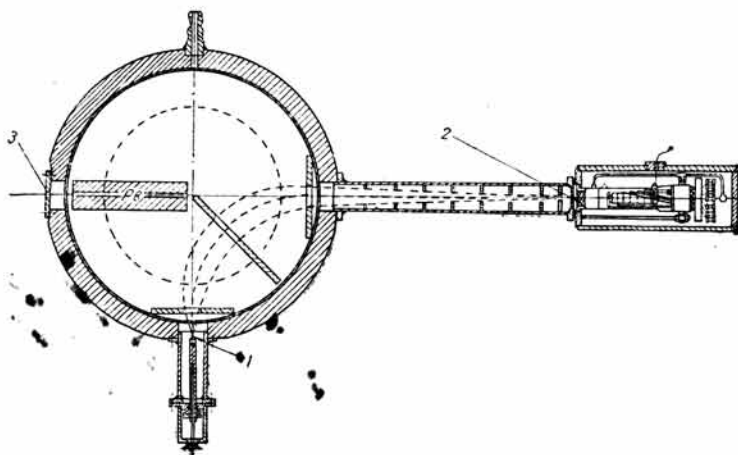


Рис. 3. Вакуумна камера спектрометра: 1 — джерело електронів; 2 — антраценовий кристал; 3 — алюмінієва фольга.

і був гіршим за спектрометр Даніша з радіусом 120 мм і кутом захвату 10° , який ми побудували раніше.

Вакуумна камера являла собою товстостінну латунну коробку циліндричної форми з внутрішнім діаметром 400 мм і висотою 60 мм; зверху вона закривалась кришкою. Для зменшення розсіювання електронів камера покривалась всередині алюмінієм товщиною 2 мм.

До верхньої кришки камери і до її дна були прикріплені полюсні наконечники магніту (діаметром 300 мм, завтовшки 40 мм), виготовлені із заліза Армко. Міжполюсна відстань (80 мм) і співвісність полюсів встановлювались з великою точністю.

До двох отворів в стінці камери, розміщених один відносно одного під кутом 90° , пригвинчувались мідні труби діаметром 50 мм. В одній з них розміщалося джерело електронів, яке за допомогою відповідного пристрою могло переміщуватись у вакуумі вздовж радіуса камери. В другій трубі вміщувався антраценовий кристал сцинтиляційного лічильника електронів. Камера в зібраному вигляді поміщалась між полюсами Ш-подібного магніту. На рис. 3 представлено загальний вигляд вакуумної камери спектрометра з усіма його основними елементами.

Вимірювання розподілу напруженості магнітного поля провадилось балістичним методом, для чого була використана індукційна котушка з зовнішнім діаметром 2 мм і товщиною 1,5 мм, намотана мідним дротом діаметром 0,01 мм. Відхилення гальванометра відлічувались по метровій шкалі, яка розміщувалась на відстані 2,5 м від дзеркала гальванометра, з точністю 0,5 мм. Для повороту котушки на 180° та визначення її поло-

ження в полі було виготовлено прилад, за допомогою якого можна було визначати радіальну координату в площині, що перпендикулярна осі полюсів магніту, а також положення площини на осі, з точністю 0,2 мм. Розподіл напруженості магнітного поля в середній міжполюсній площині (поміряний через інтервал 2 мм по радіусу) представлено на рис. 1. Відхилення від осової симетрії по вимірах у двох взаємно перпендикулярних напрямках було в межах точності вимірів. Розподіл напруженості поля в площинах, що віддалені від середньої міжполюсної площини на ± 10 мм, відрізнявся на краях поля, в гірших випадках, на 0,5% від поля, зображеного на рис. 1.

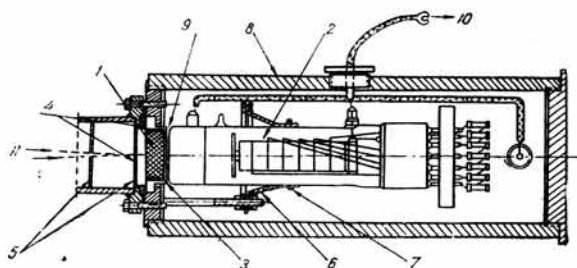


Рис. 4. Лічильна частина спектрометра: 1 — антраценовий кристал; 2 — фотопомножувач ФЭУ-19; 3 — плексиглас; 4 — MgO; 5 — діафрагми з алюмінію; 6 — гума; 7 — стальне затяжне кільце; 8 — залізний кожух; 9 — масло Д-1; 10 — вихід; 11 — пучок електронів.

Лічильником електронів в приладі був сцинтиляційний лічильник з фотопомножувачем, який здійснював електростатичне фокусування вторинних електронів. Щоб на його роботу не впливало розсіяне магнітне поле, ми розмістили кристал на відстані 650 мм від осі полюсів, згідно з кривою рис. 1. Для відповідного значення H_p при куті відхилення 90° джерело електронів опинилось на відстані 250 мм від осі. Згідно з цими розрахунками були розміщені діафрагми з висотою щілин 15 мм. Вони обмежували траєкторії електронів, що виходять з джерела, яке має вигляд безмежно тонкої нитки в плоскому куті 20° .

На рис. 4 зображена лічильна частина спектрометра. Кристал антрацену за допомогою канадського бальзаму приклеювався до дна оправы, зробленої з плексигласу. Щоб краще відбивалось світло сцинтиляцій, він був засипаний з бокових граней порошком MgO. Діафрагма, що знаходилась перед кристалом, була також покрита шаром MgO. Плексигласова оправа кристала придавлювалась фланцем до кінця труби вакуумної камери. Для забезпечення вакууму в камері були поставлені гумові прокладки. Зовні до плексигласової оправы прикріплювався фотопомножувач ФЭУ-19. Для досягнення оптичного контакту між фотокатодом ФЭУ-19 і фосфором (кристал антрацену в плексигласовій оправі) було пушено декілька крапель вакуумного прозорого масла Д-1. Для захисту від світла, а також від впливу розсіяного магнітного поля на роботу фотопомножувача, на залізний фланець вихідної труби камери нагвинчувалась циліндрична залізна труба товщиною 10 мм.

Сцинтиляційний лічильник при такій конструкції магнітного спектрометра працював в умовах, що мало відрізняються від умов, в яких він працює як спектрометр заряджених частинок і квантів. Наявність залізного магнітного екрана фотопомножувача не впливала на фокусування електронів в магнітному спектрометрі.

Живлення фотопомножувача здійснювалось від батареї на 1500 в.

Імпульси фотопомножувача подавались на радіосхему, в яку входили допідсилювач, лінійний підсилювач, дискримінатор, перераховувальна схема ПС-64 з механічним лічильником.

Живлення магніту здійснювалось від акумуляторної батареї напругою 12 в та ємністю 360 а-г. Стабільність струму в магніті контролювалась за спаданням напруги на зразковому опорі за допомогою високоомного потенціометра ППТВ-1. Загальний опір обмотки магніту дорівнював 16 ом. Максимальний струм в магніті не перевищував 0,5 а, тому магніт не досягав

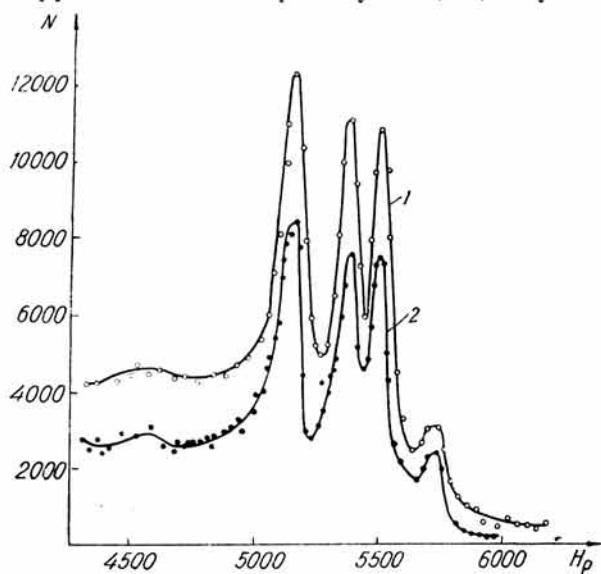


Рис. 5. Конверсійні лінії від γ -проміння W^{182} : 1 — помірняні на призмому спектрометрі; 2 — помірняні на спектрометрі Даніша.

насичення. Напруженість магнітного поля не вимірювалась, а визначалась за величиною струму в магніті після попереднього градування за електронами з відомою енергією.

На рис. 5 зображений спектр конверсійних електронів від γ -проміння великих енергій W^{182} . Нижня крива помірняна на спектрометрі Даніша з реєстрацією електронів двома лічильниками Гайгера—Мюллера, включеними на збіжність, верхня — помірняна на призмому спектрометрі. Як видно, роздільна здатність цих спектрометрів приблизно однакова і становить близько 1% за H_p . Світлосила ж призмому спектрометра в два рази більша.

Необхідно відзначити, що при вимірюваннях на призмому спектрометрі джерелом електронів була стрічка із Ta^{182} шириною 2 мм, довжиною 15 мм і товщиною 0,05 мм, що могло негативно відбитися на ширині конверсійних ліній. Проведені після написання цієї статті виміри з тоншим джерелом електронів дали кращі результати.

Вважаємо своїм обов'язком висловити подяку М. В. Пасічнику за обговорення і корисні вказівки при виконанні цієї роботи.

ЛІТЕРАТУРА

1. M. Danysz, C. R., **153**, 339, 1066 (1911).
2. Э. Е. Берлович, Изв. АН СССР, **18**, 589 (1954).
3. L. Kerwin, Rev. Sci. Instr., **20**, 36 (1949). L. Kerwin, G. Geofrion, Rev. Sci. Instr., **20**, 381 (1949).

4. H. Hintenberger, Rev. Sci. Instr., 20, 748 (1949).
5. N. D. Coggeshall, Journ. Appl. Phys., 18, 855 (1947). W. Ploch, Walcher, Zs. Phys., 127, 274 (1950).
6. М. Корсунский, В. Кельман, Б. Петров, ЖЭТФ, 14, 394 (1944).
7. Б. С. Дзелепов, А. А. Башилов, Изв. АН СССР, 14, 263 (1950).
8. L. Langer, C. Cook, Rev. Sci. Instr., 19, 257 (1948).
9. N. Svartholm, K. Siegbahn, Ark. Mat. Astr. Phys., 33, № 21 (1947).
10. F. Kurie, J. Osoba, L. Slack, Rev. Sci. Instr., 19, 771 (1948).
11. F. B. Shull, Phys. Rev., 74, 917 (1948).
12. A. Hedgran, K. Siegbahn, N. Svartholm, Proc. Phys. Soc., 63A, 960 (1950).
13. M. Johns, H. Waterman, D. Mac Askill, C. Cox, Can. Journ. Phys., 31, 225 (1953).
14. A. Moussa, J.-B. Bellicard, Journ. Phys. Rad. (Phys. Appl.), 15, 85A (1954).
15. А. В. Золотавин, В. С. Садковский, Изв. АН СССР, 18, 215 (1954).
16. W. Sawyer, Proc. Camb. Phyl. Soc., 32, 453 (1936).
17. R. Sidaу, Proc. Phys. Soc., 59, 905 (1947).
18. R. Sidaу, D. Silverston, Proc. Phys. Soc., 65A, 328 (1952).
19. J. Jennings, Proc. Phys. Soc., 65B, 256 (1952).
20. W. Ehrenberg, J. Jennings, Proc. Phys. Soc., 65B, 265 (1952).
21. М. Корсунский, Journ. Phys., 9, 14 (1945).
22. Ш. Е. Микеладзе, Численные методы математического анализа, Гостехиздат (1953).
23. В. С. Шпинель, ЖТФ, 20, 834 (1950).
24. И. Ф. Барчук, Е. А. Галкин, М. В. Пасечник, Н. Н. Пучеров, Изв. АН СССР, 19, 352 (1955).

Институт физики АН УРСР

Надійшла до редакції
28.VI 1955 р.

МАГНИТНЫЙ ПРИЗМЕННЫЙ β -СПЕКТРОМЕТР СО СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ СЧЕТЧИКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

И. Ф. Барчук, Г. В. Белых

Резюме

В статье изложены расчеты и описана конструкция магнитного призмного β -спектрометра с полем осевой симметрии и регистрацией электронов сцинтилляционным счетчиком с антраценовым кристаллом и фотоумножителем ФЭУ-19. Приводятся формулы, пригодные для практических расчетов траекторий электронов в экспериментально заданном магнитном поле.

Для различных значений H_p построены изображения источника электронов, помещенного вне поля. Расположение этих изображений таково, что призму с осевой симметрией можно использовать как спектрограф.

Конструкция магнитного спектрометра обеспечивает работу сцинтилляционного счетчика в нормальных условиях (отсутствие длинных световодов, пренебрежительно малое влияние магнитного поля на фокусировку вторичных электронов в фотоумножителе). Применяемая железная магнитная защита фотоумножителя не оказывает влияния на фокусировку электронов спектрометром. Разрешающая способность спектрометра $\sim 1\%$, светосила в два раза больше, чем в спектрометре Даниша (с радиусом 12 см и углом захвата 10°). Этот спектрометр был использован как источник моноэнергетических электронов при исследовании разрешающей способности сцинтилляционного спектрометра.