

344.1К

М-801

12.11.1967

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 3437



В.А. Морозов, Т.М. Муминов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

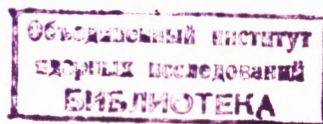
СВЕТОСИЛЬНЫЙ ЛИНЗОВЫЙ БЕТА-СПЕКТРОМЕТР
СОВПАДЕНИЙ С ТРЕУГОЛЬНОЙ ФОРМОЙ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

1967.

P13 - 3437

В.А. Морозов, Т.М. Муминов

СВЕТОСИЛЬНЫЙ ЛИНЗОВЫЙ БЕТА-СПЕКТРОМЕТР
СОВПАДЕНИЙ С ТРЕУГОЛЬНОЙ ФОРМОЙ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ



5266/1, 130.

Для установок измерения $e - \gamma$ -совпадений и времен жизни возбужденных состояний ядер создан магнитно-линзовый β -спектрометр с треугольной формой поля. Спектрометр компактен, прост в изготовлении и эксплуатации, имеет высокую светосилу при хорошем разрешении и предназначен для выделения конверсионных электронов в диапазоне энергий от 20 до 700 кэв.

В основу конструкции спектрометра положен спектрометр Герхольма^{/1,2/}. Изменения, внесенные нами в конструкцию спектрометра Герхольма, привели к повышению степени азимутальной симметрии магнитного поля спектрометра и улучшению его характеристик.

Исследование фокусирующих свойств треугольного магнитного поля

Фокусирующие свойства линейно возрастающего магнитного поля с нулевым значением в точке источника исследовались Линдгреном^{/3/} и Рамбергом^{/4/}. Рассматриваемое ими поле в первом приближении соответствует треугольной форме поля спектрометра Герхольма. Исследования проводились вычислением траекторий электронов из общих уравнений движения. Для точечного источника уравнения движения электрона в треугольном поле в цилиндрических координатах (r, z, ϕ) имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{r} &= -\rho \zeta^2 \\ \dot{\zeta} &= -\rho^2 \zeta, \end{aligned}$$

где

$$\rho = \frac{r}{D}, \quad \zeta = \frac{z}{D}, \quad D = \frac{2 m v}{e B},$$

r и z - расстояния до оси симметрии поля и до источника соответственно, e , m и V - заряд, масса и скорость электрона соответственно, D - соответствует диаметру окружности, которую описывает электрон, вылетающий под углом $\alpha = 90^\circ$, B - магнитная индукция.

Траектории электронов для нескольких значений α приведены на рис. 1. Из рисунка можно заключить, что в кольцевом фокусе треугольного магнитного поля существует сильная сферическая аберрация. Несмотря на это, как будет показано ниже, в кольцевом фокусе треугольного магнитного поля светосила имеет более высокое значение, чем в однородном.

Разрешение $R = \Delta r / \rho$ в треугольном магнитном поле для интервала углов вылета $\alpha \pm \Delta \alpha$ определяется выражением

$$R = \Delta r / \rho \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_{\alpha} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r}{\partial \alpha^2} \right) (\Delta \alpha)^2 / \rho \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_{\alpha},$$

где Δr - ширина пучка в кольцевом фокусе, ρ - импульс электрона, $\left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_{\alpha}$ - дисперсия импульсов электронов в кольцевом фокусе.

Дисперсия импульсов в кольцевом фокусе определяется из выражения

$$\left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_{\alpha} = \frac{dD}{dP} \left(\rho - \zeta \frac{d\rho}{d\zeta} \right) = \frac{D}{2P} \left(\rho - \frac{d\rho}{d\zeta} \right),$$

а ее графическая зависимость от угла вылета электрона приведена на рис. 2. Из характера этой зависимости видно, что для $\alpha \geq 20^\circ$ дисперсия становится заметной и продолжает слабо возрастать с увеличением α .

Ширина кольцевого фокуса в треугольном магнитном поле приблизительно удовлетворяет уравнению

$$\Delta r = a \omega^2 + 2sb,$$

где $\omega = \Delta \alpha \sin \alpha$ - геометрическая эффективность, $2s$ - диаметр источника, a и b - постоянные, зависящие от конструкции спектрометра и размеров источника.

Зависимость ширины кольцевого фокуса от угла вылета электронов в треугольном магнитном поле приведена на рис. 3. На этом же рисунке приведены зависимости R / ω^2 от угла вылета для треугольного и однородного магнитных полей.

R/ω^2 характеризует достоинства спектрометра. Из этого рисунка видно, что оптимальное значение угла вылета $\alpha = 20^\circ$.

Зависимость ширины пучка электронов в треугольном магнитном поле от расстояния до источника характеризуется кривой, приведенной на рис. 4. Минимум пучка электронов для протяженного источника ($\Delta r < 1/5$ диаметра источника $2s$) расположен вблизи от кольцевого фокуса, который соответствует точечному источнику.

Максимальная светосила $T_{\max} = \pi s^2 \omega$ при данном разрешении R в треугольном магнитном поле дается выражением:

$$T_{\max} = 4\pi s^{-5/2} a^{-1/2} b^{-2} \left[R \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_s R \right]^{5/2}$$

и оптимальные значения ω и s :

$$\omega_{\text{опт.}} = \left(\frac{Tb^2}{4\pi s^2} \right)^{1/3} \quad \text{и} \quad s_{\text{опт.}} = \left(\frac{2Ta}{\pi^2 b} \right)^{1/3}$$

Для углов вылета электронов $\alpha = 20^\circ$ максимальное значение светосилы

$$T_{\max} = 0,12 D^2 R^{5/2} \quad \text{для спектрометра с треугольной формой поля и}$$

$$T_{\max}/A = 0,07 R^{5/2} \quad \text{— для спектрометра с продольным однородным полем,}$$

где A — величина, пропорциональная диаметру спектрометра.

Зависимость светосилы от угла вылета электронов для спектрометра с продольным однородным полем приведена на рис. 5. Крестиком обозначено значение светосилы спектрометра с треугольной формой поля для угла вылета $\alpha = 20^\circ$, которое значительно больше значения светосилы спектрометра с однородным полем.

Сравнения свойств спектрометров с треугольным и однородным магнитными полями, приведенные выше, показывают, что спектрометры с треугольным полем должны обладать более высокой светосилой.

Конструкция спектрометра

а) Электронно-оптическая система спектрометра. Спектрометр представляет собою соленоид, помещенный в железную оболочку (кожух).

Устройство спектрометра показано на рис. 6. Ограничение верхнего порога энергетического диапазона спектрометра до 700 кэв (верхний энергетический порог спектрометра Герхольма 4300 кэв) позволило внести в конструкцию спектрометра Герхольма ряд изменений.

Вместо секционных обмоток и их секционного охлаждения мы применили сплошную обмотку и ее общее охлаждение через каркас. Обмотка состоит из 850 витков медного провода ПБО-3,05, намотанного на дюралюминиевый каркас. Каркас одновременно служит и вакуумной камерой. Сопротивление обмотки 1,33 ом позволяет работать длительное время при токе в обмотке до 10 а (300 кэв) без применения водяного охлаждения.

Изменение системы охлаждения и применение сплошной обмотки позволило избежать продольного разрезания кожуха спектрометра для выводов обмотки и охлаждения, а также уменьшить размеры кожуха. Эти изменения привели к улучшению азимутальной симметрии магнитного поля спектрометра.

Кожух и полюсной наконечник в спектрометре Герхольма изготовлены из мягкого железа "Амсо". Мы использовали более доступный материал - сталь СТ-3; несмотря на это, влияние остаточного магнетизма, как показали измерения при токах в обмотке от 2 а до 20 а, незначительно, и им вполне можно пренебречь.

Треугольное магнитное поле создается обмоткой с током, кожухом и полюсным наконечником. Форма магнитного поля, измеренная датчиком Холла, приведена на рис. 7 ($I = 4,7$ а). Юстировка магнитного поля осуществляется изменением формы и размеров полюсного наконечника.

Питание спектрометра производилось от батареи аккумуляторов 5КН-60 М. Регулировка тока в обмотке осуществлялась системой реостатов. Измерение тока осуществлялось компенсационным методом при помощи потенциометра ППТВ-1.

Важная роль в определении электронно-оптических свойств спектрометра принадлежит системе кольцевых диафрагм Хаберта^{15/}. Система кольцевых диафрагм обеспечивает фокусировку электронов в магнитном поле спектрометра, вылетающих в интервале углов от 20 до 30°. Система диафрагм состоит из входной и 2-х выходных диафрагм, соединенных свинцово-вольфрамовой защитой. Раздвижение выходных диафрагм определяет светосилу и разрешение спектрометра.

Светосила и разрешение спектрометра сильно зависят от юстировки диафрагм и центровки источника. Юстировка диафрагм проводилась передвижением выходных диафрагм по оси спектрометра. Центровка источника обеспечивается передвижением источника в двух взаимно-перпендикулярных направлениях при помощи микрометрических винтов.

Ввиду малого расстояния источник-детектор, равного 24 см, и при длине траекторий электронов, равной 30 см, на спектрометре можно работать при низком вакууме $\approx 10^{-2}$ мм рт.ст. в камере.

Вакуумные уплотнения обеспечиваются кольцевыми резиновыми прокладками.

б) Регистрирующая система спектрометра. Регистрирующая система спектрометра состоит из сцинтиллятора, светопровода и фотоумножителя.

Вся система находится в защитном латунном кожухе и вводится в вакуумную камеру через отверстие в полюсном наконечнике.

Сцинтиллятор помещен в области максимального значения магнитного поля спектрометра. Диаметр кольцевого фокуса в зависимости от раздвижения выходных диафрагм может меняться от 40 до 25 мм. Форма и размеры сцинтиллятора должны обеспечить 100% эффективность регистрации сфокусированных электронов и минимальный его объем для уменьшения γ -чувствительности.

Мы применяли пластический сцинтиллятор куполообразной формы^{/2/} и цилиндрический кристалл антрацена размером 20x10 мм. Использование кристалла антрацена было обусловлено тем, что антраценовый сцинтиллятор дает больший световыход по сравнению с пластическим сцинтиллятором, что позволяет произвести четкую дискриминацию шумовых импульсов в низкоэнергетической части конверсионного спектра.

Сцинтиллятор склеен со светопроводом, который служит для обеспечения светового контакта между сцинтиллятором и фотоумножителем и защиты фотоумножителя от магнитного поля спектрометра. Кроме того, светопровод концентрирует свет на наиболее чувствительный участок фотокатода фотоумножителя. Светопровод изготовлен из оргстекла и имеет форму, профилированную по логарифмической спирали. Потери света при передаче его от сцинтиллятора на фотоумножитель в таком светопроводе не превышают 20-30%^{/2/}.

В спектрометре использовалось несколько типов фотоумножителей. Наиболее предпочтительным оказалось использование фотоумножителя ФЭУ-30. Экранировка фотоумножителя от магнитного поля спектрометра обеспечивается полюсным наконечником, светопроводом и специальной многослойной защитой, включающей в себя слой железа, меди и пермаллоя.

Исследование свойств бета-спектрометра

Спектрометр предназначен для выделения конверсионных электронов в энергетическом диапазоне от 20 до 700 кэв.

Энергетическое распределение импульсов при регистрации выделенной магнитным спектрометром линии конверсионных электронов на антраценовом кристалле с фотоумножителем ФЭУ-30 представлено на рис. 8. Как видно из этого рисунка, для выделяемых электронов с энергией свыше 20 кэв можно провести четкую дискриминацию шумовых импульсов. Асимметрия формы пика конверсионных электронов (рис. 8) обусловлена потерей энергии электронов при прохождении через алюминизированную пленку, закрывающую кристалл антрацена для предохранения его от испарения в вакууме.

Для точной юстировки диафрагм проводилось исследование зависимости светосилы и разрешения бета-спектрометра от расстояния источник-щель выходных диафрагм (см. рис. 9).

Центровка источника проводилась при изучении зависимости светосилы и разрешения бета-спектрометра от смещения источника относительно оси спектрометра. Эта зависимость приведена на рис. 10. Для источника диаметром 2 мм при разрешении спектрометра 1,6% смещение источника относительно оси спектрометра более чем на 2 мм приводит к раздвоению выделяемой линии конверсионных электронов.

Энергетическая градуировка бета-спектрометра, проведенная при измерении конверсионных спектров ^{187}Tl и ^{188}Tl , приведена на рис. 11.

Лучшее разрешение, полученное на нашем спектрометре, - 0,8% при светосиле 0,9% (см. рис. 12), на спектрометре Герхольма лучшее разрешение - 1,3% при светосиле 1,4%. На рис. 13 приведены значения разрешения и светосилы для нашего спектрометра и спектрометра Герхольма, снятые при помощи источников

($\Phi_{\text{ист}} = 2 \text{ мм}$), прокалиброванных по абсолютной активности.

Лучшие характеристики нашего спектрометра по сравнению с характеристиками спектрометра Герхольма определяются более высокой степенью азимутальной симметрии магнитного поля нашего спектрометра.

Приборы данного типа предназначены для использования в установках, работающих на принципе совпадений. Траекторный разброс в них не превышает $\pm 1 \text{ см}^{/2/}$, что позволяет использовать их для измерения времен жизни возбужденных состояний ядер вплоть до 10^{-11} сек.

Установка быстро-медленных $e-\gamma$ -совпадений

На базе вышеописанного бета-спектрометра собрана установка быстро-медленных $e-\gamma$ -совпадений. С целью проверки работы установки были проведены измерения совпадений конверсионных электронов $L-91,4 \text{ кэВ } ^{164}\text{Tl}$ с гамма-лучами (см. рис. 14).

Результаты анализа спектра совпадений ($L-91,4 \text{ кэВ}$) (γ) ^{164}Tl согласуются с данными работы ^{/6/}. Кроме того, в спектре совпадений обнаружен новый переход с энергией около 2350 кэВ.

Авторы благодарны К.А. Байчеру за содействие в изготовлении бета-спектрометра, В.Г. Чумину за полезные обсуждения конструкции спектрометра, В.Н. Покровскому за ценные советы по абсолютной калибровке светосилы спектрометра, М. Парманкулову за помощь в методических исследованиях свойств бета-спектрометра.

Л и т е р а т у р а

1. Gerholm T.R., Rev.Sci.Instr., 26, 1069 (1955).
2. Gerholm T.R., Ark. Fys., 11, 55 (1963).
3. Lindgren I., Nucl. Instr., 3, 104 (1958).
4. Ramberg I., and Blaugrund A.E., Rev. Sci.Instr., 28, 286 (1957).
5. Hubert, Compt. read., 230, 1464 (1950).
6. Я. Врзал, К.Я. Громов, Я. Липтак, Ф. Молнар, В.А. Морозов, Я. Урбанец, В.Г. Чумин. Изв. АН СССР, сер. физ. 31, 604 (1967).

Рукопись поступила в редакционный отдел
14 июля 1968 г.

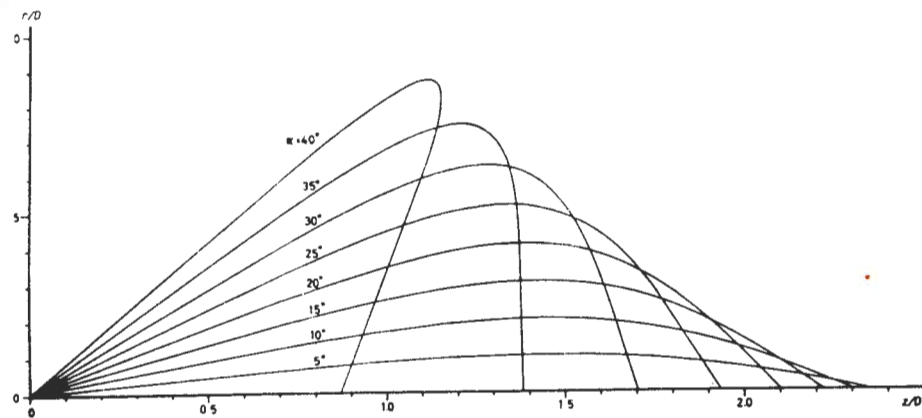


Рис. 1. Траектория электронов для точечного источника для различных углов вылета электронов в треугольном магнитном поле.

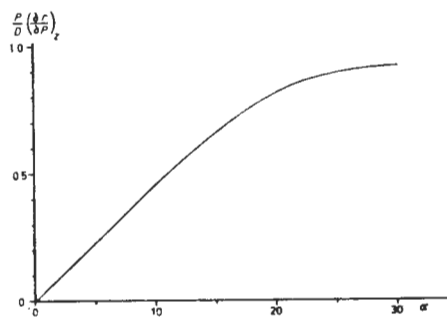


Рис. 2. Зависимость величины дисперсии от угла вылета электронов в треугольном магнитном поле.

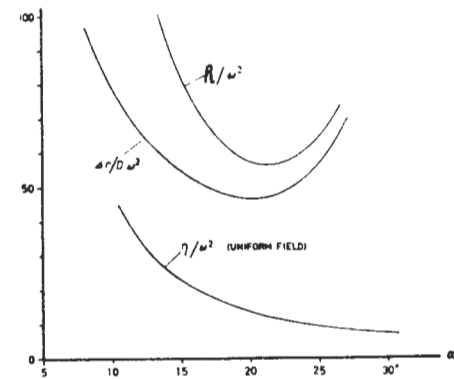


Рис. 3. Зависимости ширины кольцевого фокуса и разрешения в треугольном и однородном магнитных полях от угла вылета электронов.

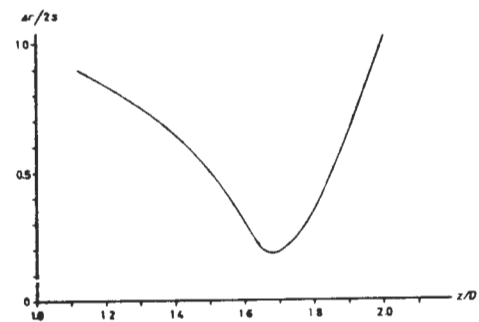


Рис. 4. Зависимость ширины пучка электронов от расстояния до источника в треугольном магнитном поле.

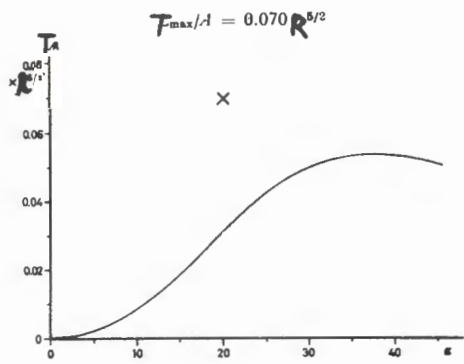
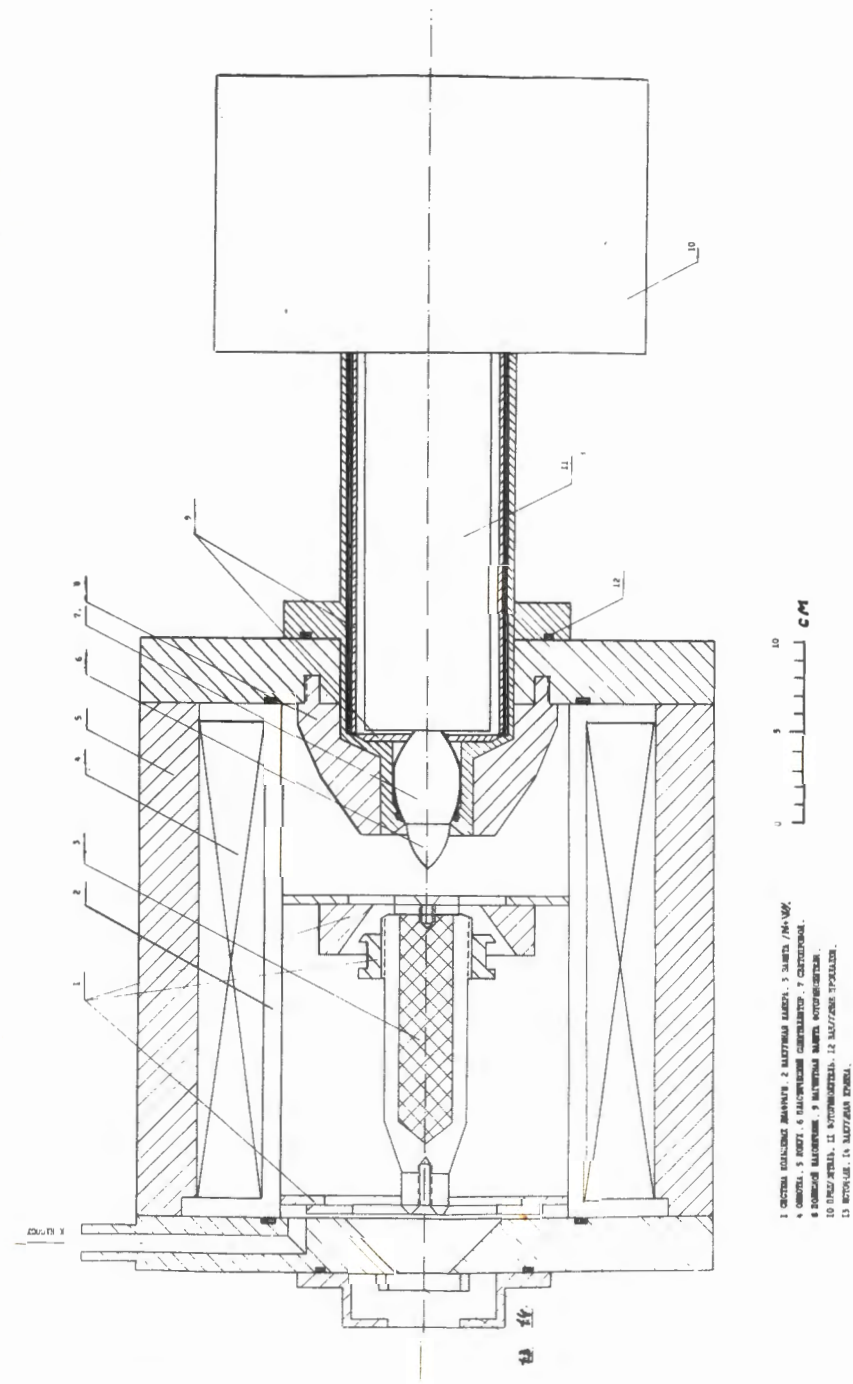


Рис. 5. Зависимость светосилы от угла вылета электронов в однородном магнитном поле. x - значение светосилы при угле вылета электронов $\alpha = 20^\circ$.



- 1 система палочных электродов
- 2 катушка электр. поля
- 3 электр. поле
- 4 электр. поле
- 5 электр. поле
- 6 электр. поле
- 7 электр. поле
- 8 электр. поле
- 9 электр. поле
- 10 источник электронов
- 11 электр. поле
- 12 электр. поле
- 13 электр. поле
- 14 электр. поле

Рис. 6. Общий вид линейного бета-спектрометра с треугольной формой магнитного поля.

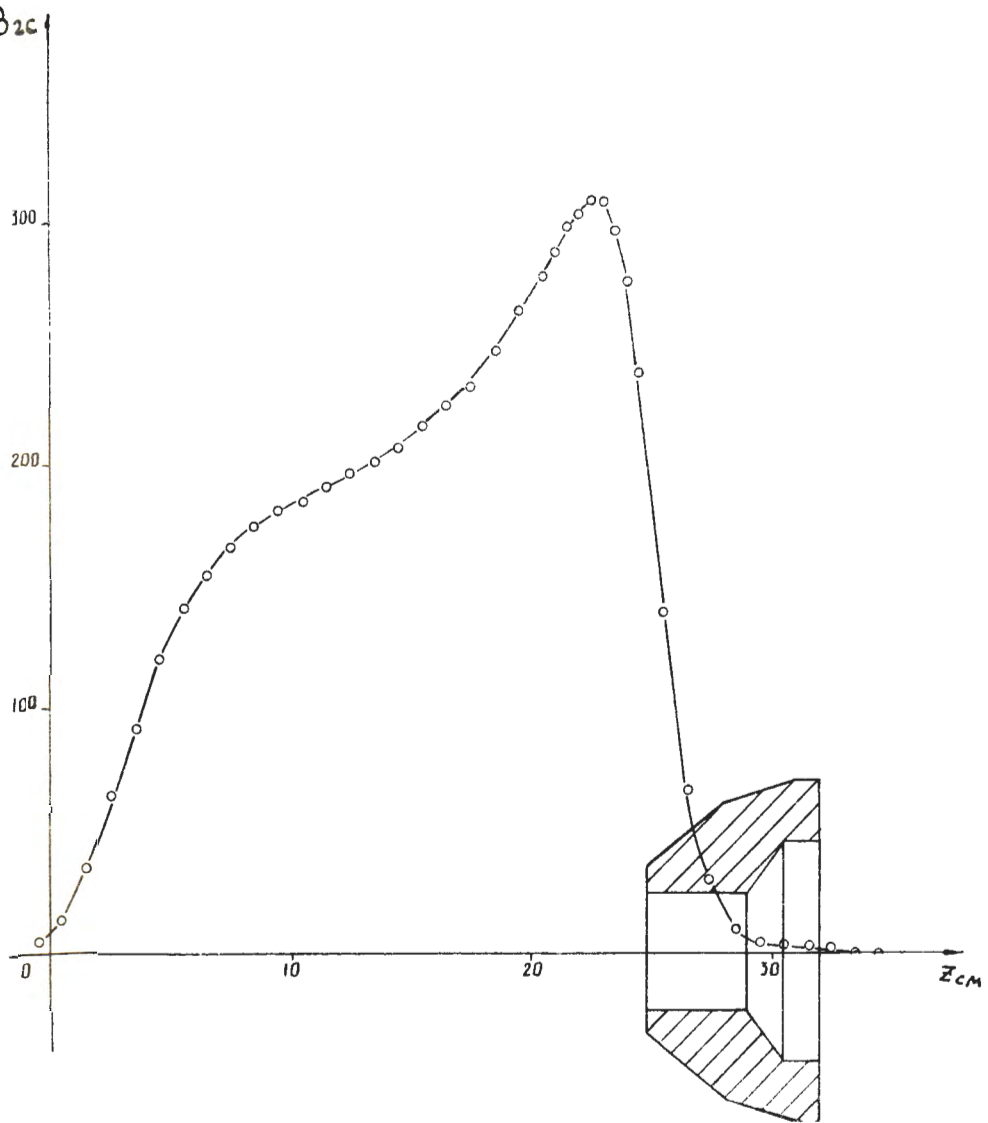


Рис. 7. Форма магнитного поля на оси спектрометра ($I = 4,7$ а).

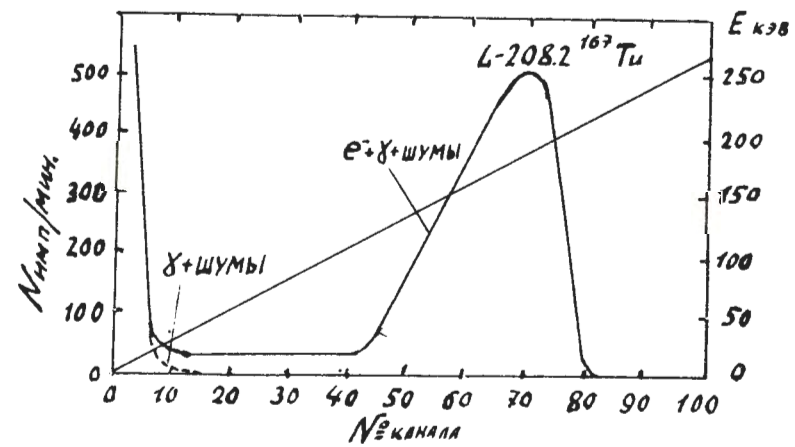


Рис. 8. Энергетическое распределение импульсов при регистрации конверсионных электронов $L - 208,2$ кэВ ^{167}Tl .

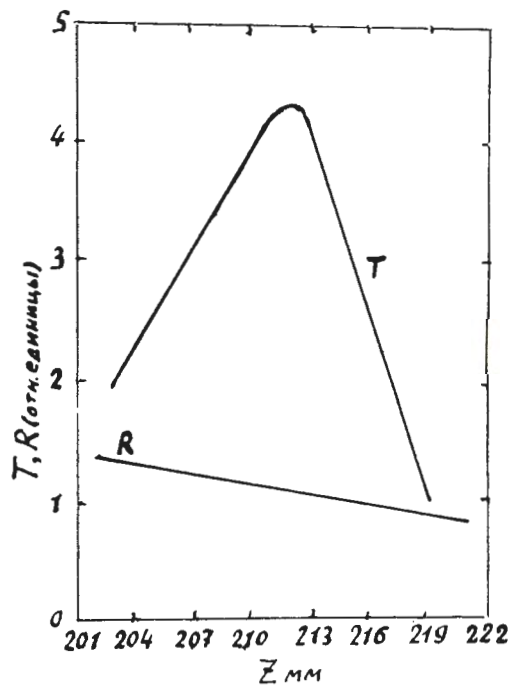


Рис. 9. Зависимость светосилы и разрешения бета-спектрометра от расстояния источник - щель выходных диафрагм.

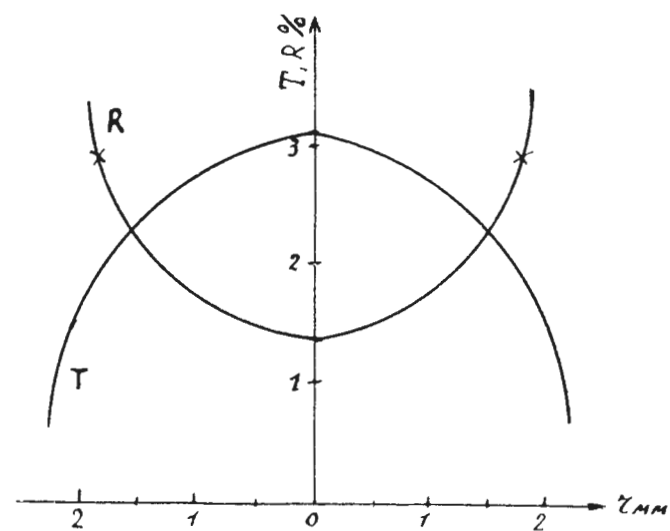


Рис. 10. Зависимость светосилы и разрешения от смещения источника относительно оси спектрометра (x - выше наблюдается раздвоение конверсионной линии).

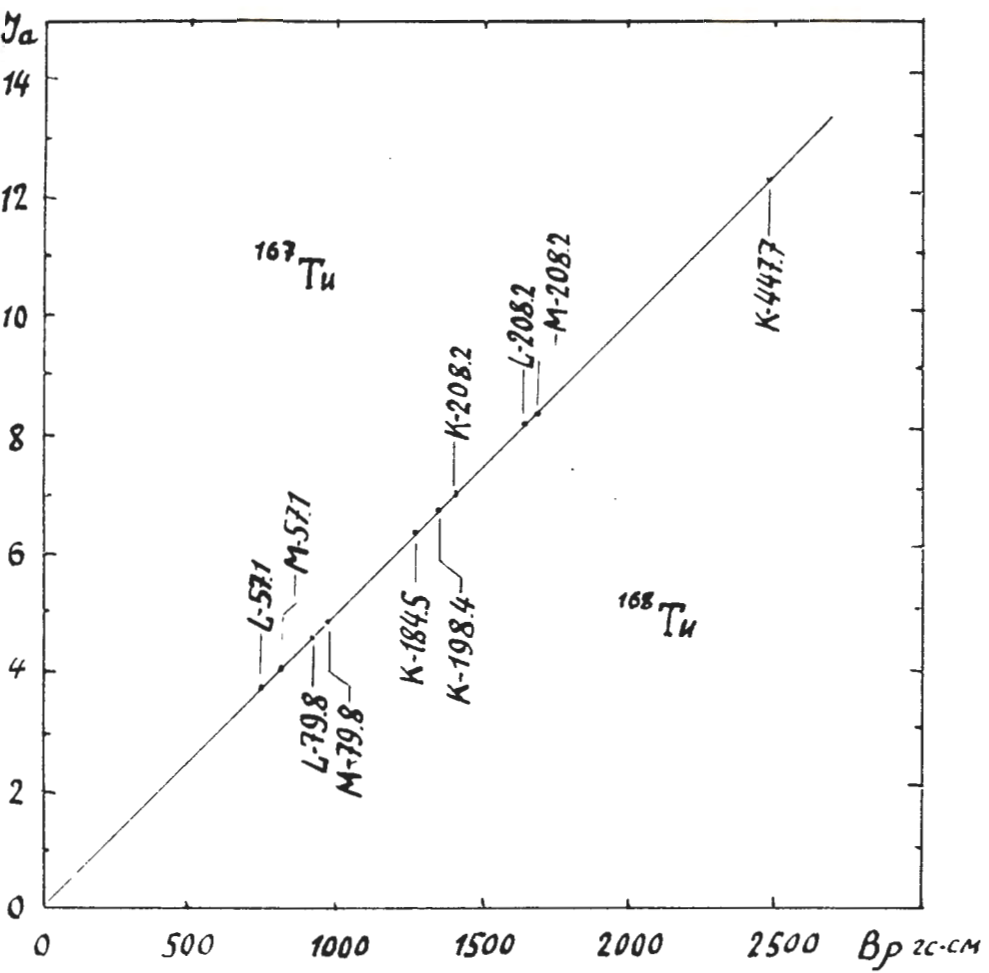


Рис. 11. Энергетическая градуировка бета-спектрометра,

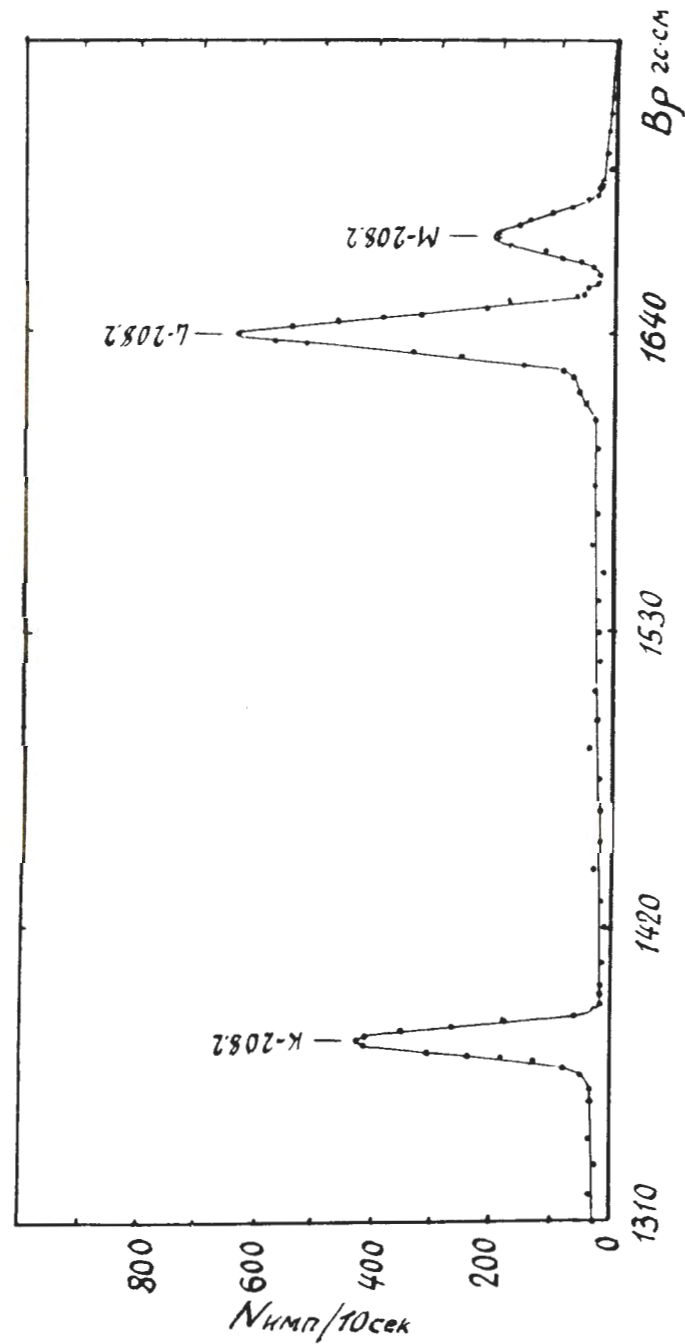


Рис. 12. Участок конверсионного спектра ^{167}Tl , снятый при разрешении 0,2%.

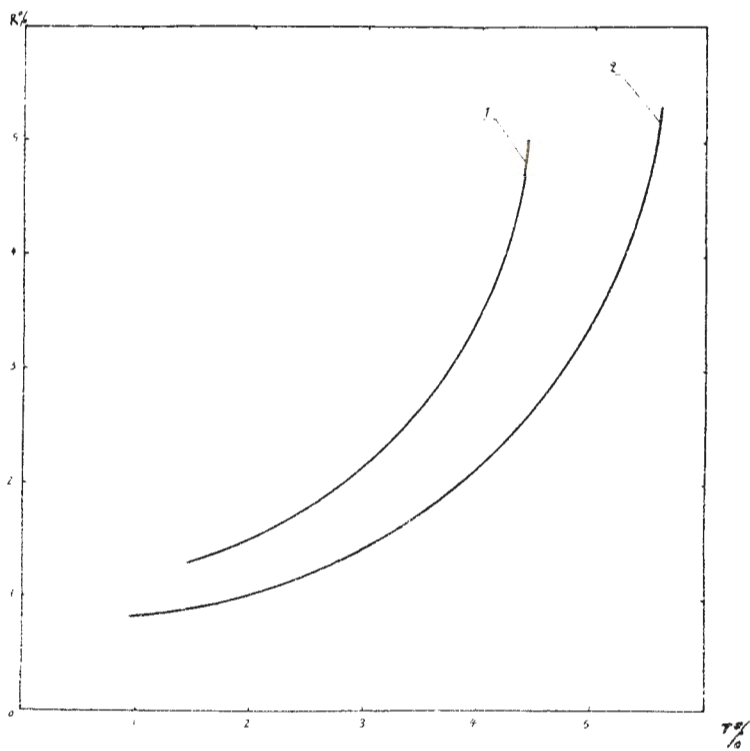


Рис. 13. Абсолютная калибровка спектрометра Герхардта (1) и нашего спектрометра (2) для источников ^{137}Cs ($\Phi_{\text{ист}} = 2 \text{ мм}$).

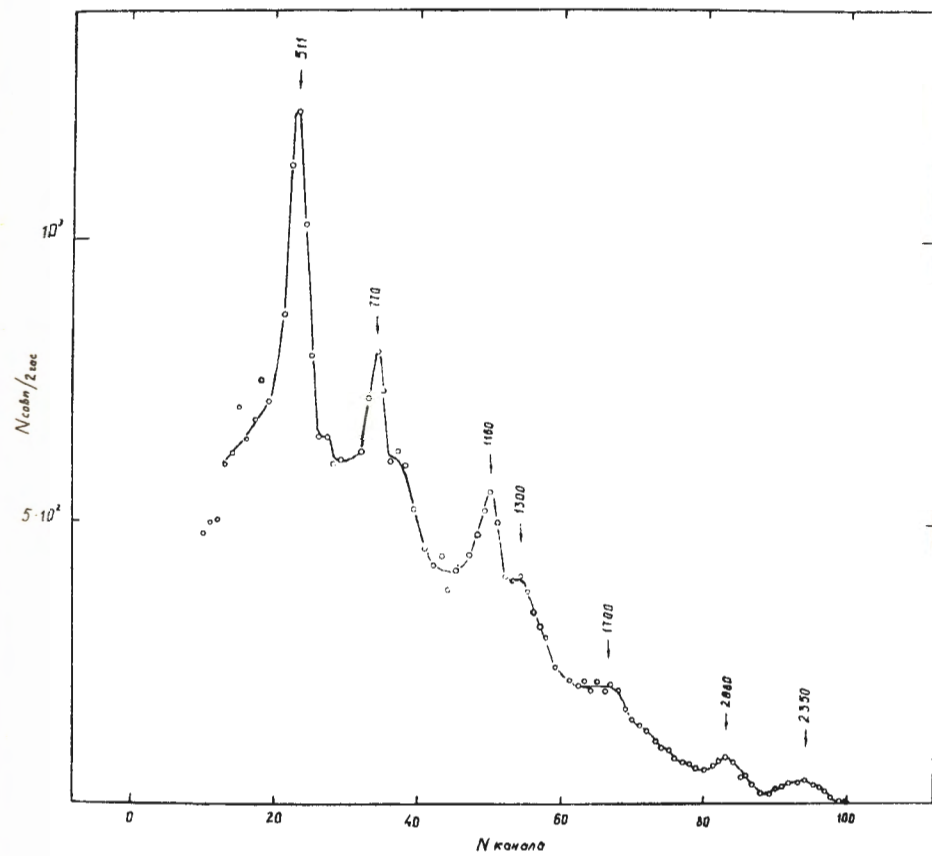


Рис. 14. Спектр совпадений ($L - 01,4 \text{ кэВ}$) (γ) ^{184}Tl .