

Г.62

8

АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 189

П.И.Голубничий, Л.М.Курдадзе,
Д.М.Николенко, А.П.Онучин,
С.Г.Попов, В.А.Сидоров

Магнитный парный спектрометр
высокой эффективности

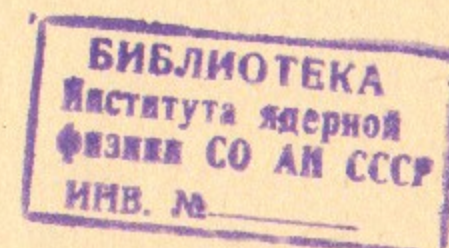
Новосибирск
1968

П.И.Голубничий, Л.М.Курдадзе, Д.М.Николенко,
А.П.Онучин, С.Г.Попов, В.А.Сидоров

МАГНИТНЫЙ ПАРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ВЫСОКОЙ ЭФФЕК-
ТИВНОСТИ

А Н Н О Т А Ц И Я

Описан магнитный парный γ -спектрометр с проволочными
искровыми камерами. Калибровка спектрометра проведена на пуч-
ке монохроматических γ -квантов с энергией 120 Мэв. При тол-
щине мишени 0,014 X_0 разрешение спектрометра составляет 1,5%,
эффективность 0,8%. Проведено изучение возможности работы
парного спектрометра с толстой мишенью (до 0,3 X_0) без су-
щественного ухудшения энергетического разрешения. Для этого
с помощью счетчиков на основе иодистого натрия производится
измерение ионизационных и тормозных потерь пары. При эффек-
тивной толщине мишени 0,1 X_0 получено разрешение 2,3%.



Среди известных методов измерения энергии γ -квантов в диапазоне десятков и сотен Мэв, лучшим энергетическим разрешением обладает метод магнитного парного спектрометра. Во многих лабораториях эти приборы уже давно используются в экспериментах /1-7/. Идея метода заключается в измерении с помощью магнитного поля суммарной энергии электрон-позитронной пары, родившейся в тонкой мишени.

В первых работах для регистрации пары использовалось два счетчика, включенных на совпадение /1/. Увеличение точности измерения в таких приборах приводит к резкому падению эффективности регистрации. В качестве меры борьбы с этим стали использоваться многоканальные системы, состоящие из большого количества счетчиков /3-5,7/. Кроме увеличения эффективности, достоинством многоканальных спектрометров, по сравнению с одноканальными, является возможность одновременного измерения

γ -квантов разных энергий. В реально осуществленных экспериментах многоканальные спектрометры имели энергетическое разрешение 5-15% (ширина на полувысоте). В таких системах улучшение энергетического разрешения без снижения эффективности требует резкого увеличения количества счетчиков и схем совпадений.

Освоение техники искровых камер открыло техническую возможность улучшить энергетическое разрешение спектрометра. Недавно в печати появилась первая работа с использованием искровых камер в парном спектрометре /8/. Энергетическое разрешение прибора составляет 3%.

Эффективность парного спектрометра определяется вероятностью рождения пары в мишени W_t и вероятностью регистрации пары W_p . Вероятность W_p определяется конструкцией системы, регистрирующей электроны и позитроны. В многоканальных спектрометрах из соображений упрощения аппаратуры счетчики не захватывают все траектории частиц и W_p составляет в лучшем случае около 0,3. Искровая камера не имеет мертвых зон и в принципе позволяет сделать W_p близким к 1.

Дальнейшее увеличение эффективности спектрометра возможно только за счет увеличения толщины мишени. Как правило, в

экспериментах используются мишени толщиной порядка 0,01 радиационной единицы X_0 . Вероятность рождения пары γ -квантом с энергией ~ 100 Мэв для такой мишени составляет около 1%. Использование более толстых мишеней приводит к падению точности измерения энергии γ -кванта, так как начинают играть заметную роль ионизационные и тормозные потери пары в мишени, а также многократное рассеяние в мишени.

В данной работе исследуется возможность использования в парном спектрометре толстой мишени (до $0,3 X_0$) без существенного ухудшения энергетического разрешения. Для этого используется мишень из кристалла $NaI(Tl)$, в котором производится измерение потерь энергии на ионизацию. Для измерения тормозных потерь применен счетчик полного поглощения также на основе $NaI(Tl)$. Для уменьшения влияния многократного рассеяния на точность измерения энергии радиус кривизны траектории электронов (позитронов) большой энергии определяется по трем точкам.

Регистрация электронов и позитронов производится с помощью проволочных искровых камер с памятью на ферритовых кольцах.

Конструкция спектрометра

На рис.1 показана геометрическая схема спектрометра. Место образования пары определяется камерой К2. Перед мишенью стоит искровая камера К1 для исключения случаев рождения пар на пути до мишени.

Определение энергии электронов до радиусов кривизны, примерно, 25 см производится как обычно в условиях 180° фокусировки по двум точкам (камеры К3 и К4). Для больших радиусов кривизны частиц определение энергии производится по трем точкам (К2, К6, К8 или К2, К5, К7). Использование трех камер позволяет исключить ошибки, связанные с углом вылета частиц из мишени. Кроме того, применение 180° фокусировки до максимальных энергий частиц привело бы к увеличению размеров магнита и мощности его питания в 2 раза.

Запуск камер производится сцинтилляционными счетчиками С1-С4, включенными в схему совпадений. Счетчики сделаны из

полистирольной пластмассы толщиной 1 см. С помощью плексигласовых световодов длиной около 40 см свет выводится за пределы магнита. В счетчиках используются фотоумножители ФЭУ-30.

Счетчик "мишень" изготовлен из кристалла иодистого натрия размерами 50×70 мм², толщина 9 мм. Для регистрации тормозных γ -квантов используется счетчик полного поглощения (γ -счетчик) на основе кристалла иодистого натрия диаметром 190 мм и толщиной 160 мм. Свет собирается на фотоумножитель ФЭУ-65.

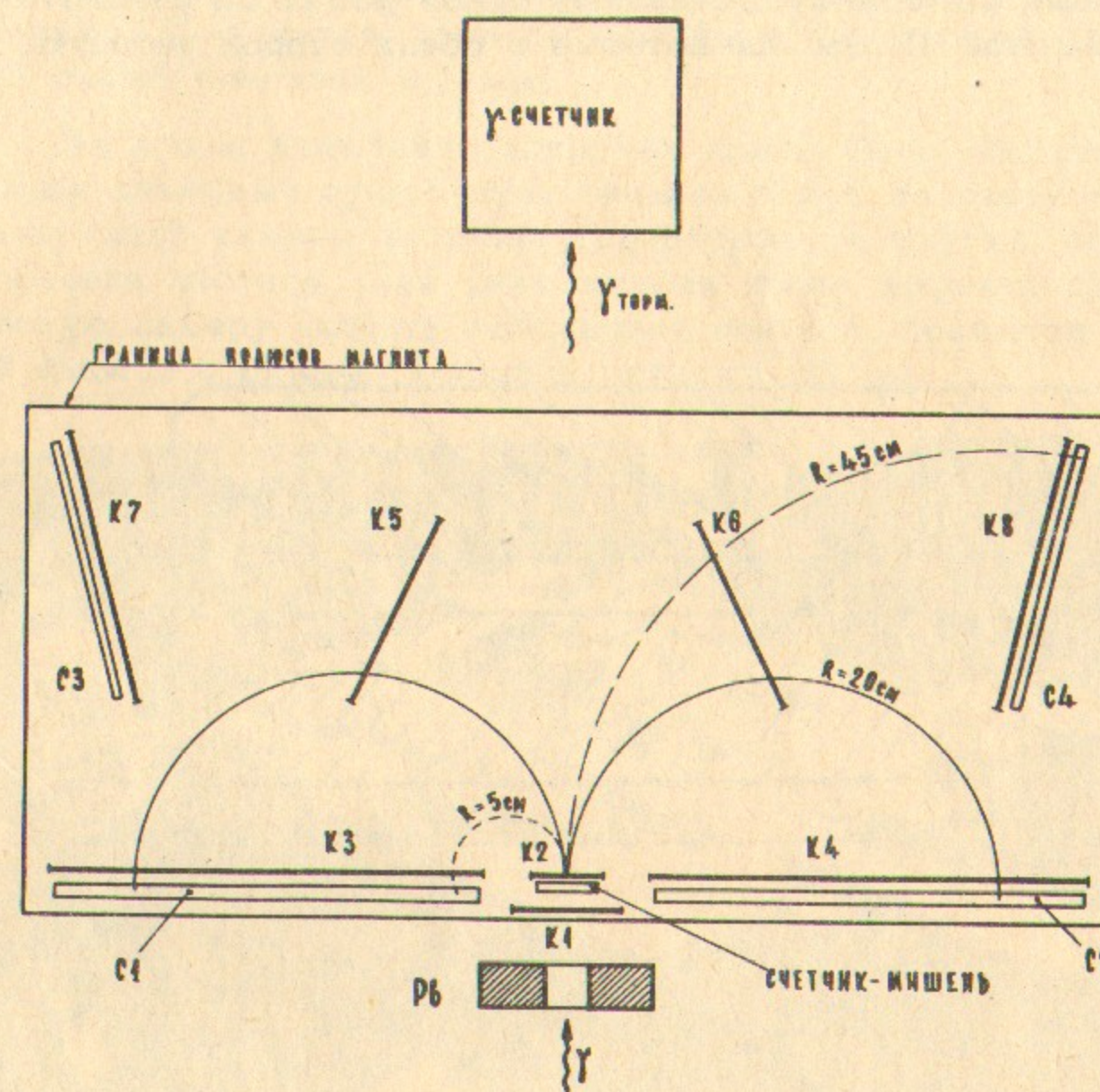


Рис.1. Геометрическая схема спектрометра; К - искровые камеры, С - сцинтилляционные счетчики.

Конструкция магнита показана на рис.2. Ярмо магнита замкнуто со всех сторон. Такая конструкция магнитопровода обеспечивает хорошую экранировку фотоумножителей от магнитного поля. Рабочий зазор магнита 10 см. Искровые камеры находятся от края полюсов магнита на расстоянии не ближе 5 см. Ошибка в определении энергии частиц, связанная с неоднородностью магнитного поля, не превышает 0,2%. Питание магнита осуществляется генератором постоянного тока с электронной стабилизацией. Контроль за стабильностью магнитного поля ведется с помощью ядерного магнитного резонанса.

Искровые камеры представляют собой рамки из стеклотекстолита толщиной 10 мм, на которые с обеих сторон натянута

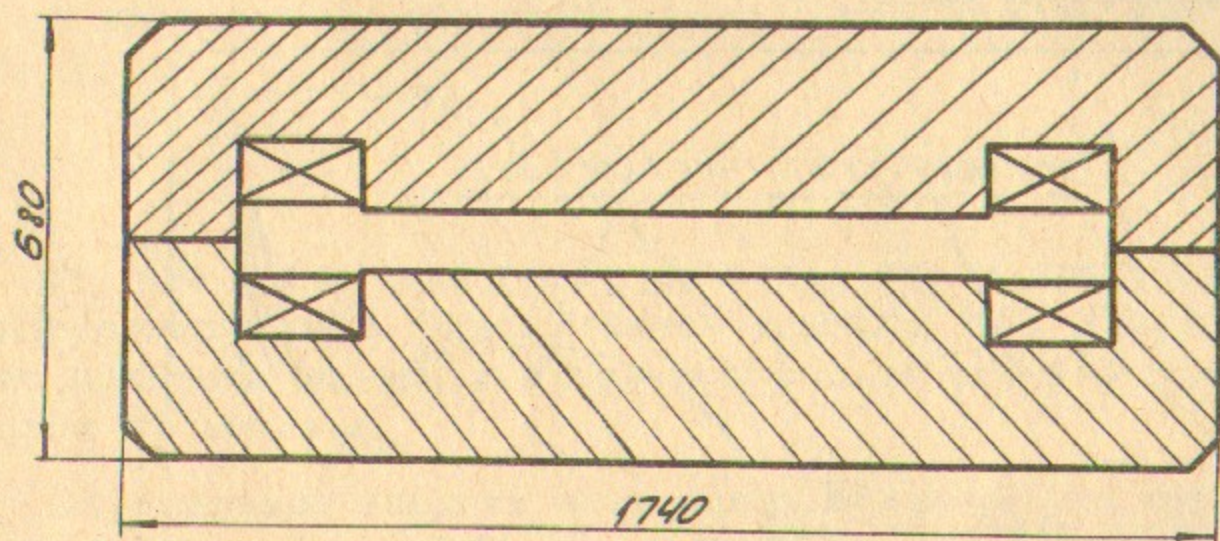


Рис.2. Сечение магнита вертикальной плоскостью, перпендикулярной пучку γ -квантов.

медная проволока диаметром 0,1 мм с шагом 1 мм. Проволоки с одной стороны спаяны вместе и используются в качестве высоковольтного электрода. Проволоки земляного электрода распаяваются на жгут, который выводится за пределы магнита к матрицам на ферритовых кольцах (длина жгута около 3 метров). Рабочая апертура камер 70 мм.

Общий вид спектрометра показан на фотографии (рис.3). Конструктивно камеры и сцинтилляционные счетчики находятся внутри вакуумного объема, крышки которого являются одновременно полюсами магнита. Стенки объема сделаны из дюралюминия, уплотнения осуществляются с помощью вакуумной резины. На пути γ -квантов сделаны фланцы с фольгой из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм.

Во время испытания искровых камер было обнаружено, что между камерами существует сильная связь по свету - срабатывание одной камеры вызывает срабатывание других, если там не пролетела частица. Для уничтожения этого эффекта пришлось каждую камеру оклеить лавсановой пленкой, покрытой эпоксидной смолой с сажей. Толщина пленки 0,15 мм.

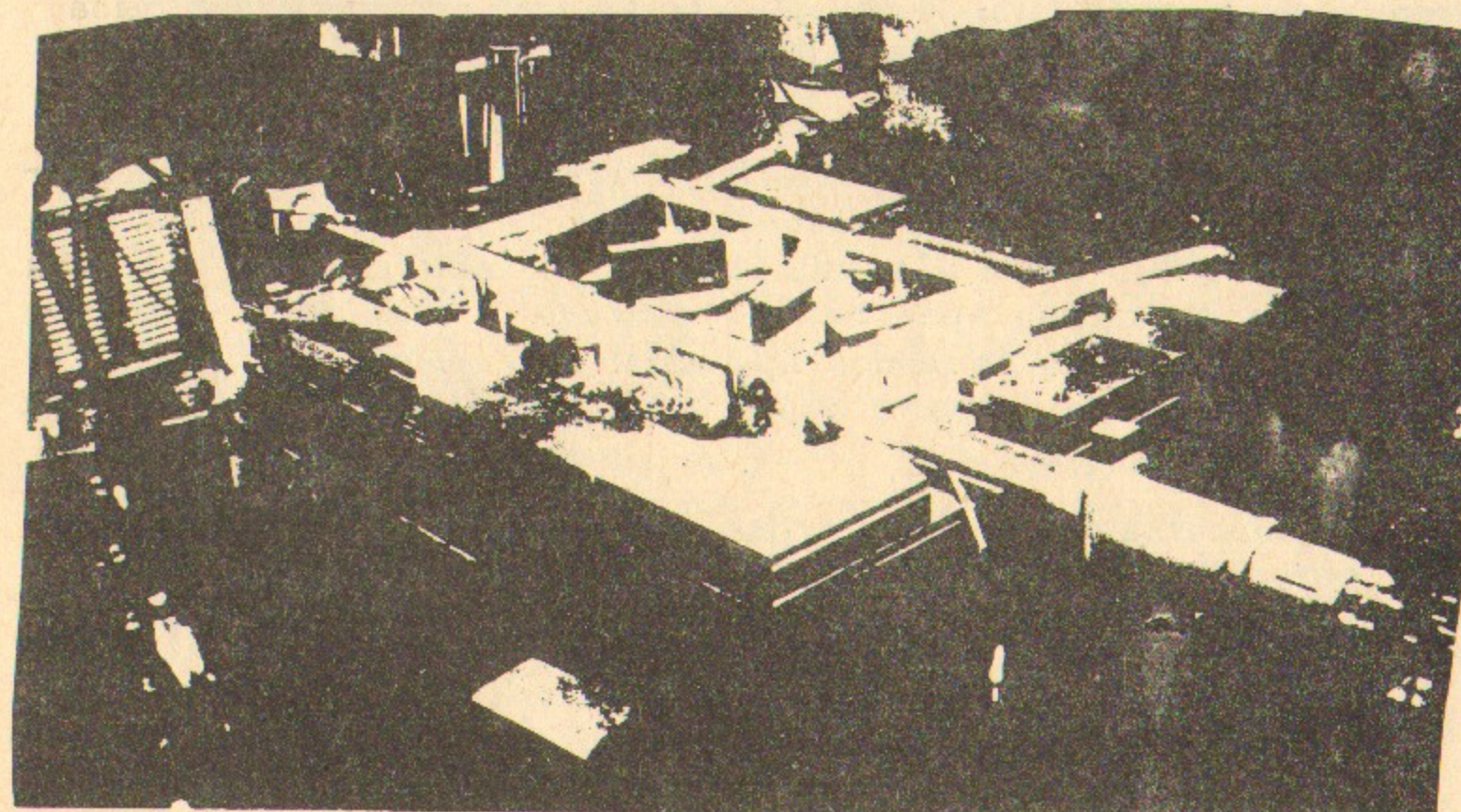


Рис.3. Вид на спектрометр со снятой верхней половиной магнита.

Весь объем откачивается до форвакуума и наполняется рабочим газом (гелий + 3% спирта) до давления 1,1 атм. Наполнение объема гелием в данном случае выгодно с точки зрения рассеяния частиц в пространстве между камерами. Смена газа производится 1 раз в 3 дня.

Камеры работают с амплитудой импульса 9 кв. При этом полностью отсутствуют ложные пробои. Эффективность камер составляет 96-99%. Во время эксперимента ведется контроль за эффективностью по камерам К2, К5 и К6.

Информация с искровых камер выводится на перфоленту. На эту же перфоленту заносятся значения амплитуд импульсов со счетчика - мишень и γ -счетчика. Обработка результатов производится на электронной вычислительной машине "Минск-22".

Расчет разрешения и эффективности спектрометра
с тонкой мишенью

Под тонкой мишенью в данном случае будем понимать такую мишень, для которой можно пренебречь ионизационными и тормозными потерями. В нашем случае для эксперимента была выбрана мишень толщиной $0,014 X_0$ (50 мк вольфрама).

Энергетическое разрешение спектрометра определяется в основном следующими эффектами: пространственным разрешением камер, многократным рассеянием на гелии, на световой изоляции камер К5 и К6 и в мишени. Результаты расчета точности измерения электрона приведены в таблице 1. Для определенности взято несколько радиусов кривизны электронов. Под разрешением δ дальше везде будет пониматься относительная ширина на полувысоте.

Среднеквадратичная ошибка определения места прохождения частицы через искровую камеру δ принята равной $\delta_k = \Delta/3$ в соответствии с обзором Фишера [9], где Δ - шаг намотки проволочек. Для функции распределения ошибок принята гауссова форма.

Точность измерения суммарной энергии пары зависит от соотношения радиусов кривизны частиц. Для интересующей нас энергии γ -квантов 120 Мэв среднее расчетное значение разрешения составляет 1%.

Таблица 1.

Вклад различных эффектов в точность измерения
энергии электрона δ (в процентах)

Эффект	Радиус кривизны электрона, см.				
	5	10	20	30	40
Простр. разреш. камер	1,1	0,6	0,3	0,45	0,5
Рассеяние в гелии	0,7	0,5	0,4	0,3	0,2
Рассеяние на плёнке камер К5 и К6	-	-	-	1,1	0,8
Рассеяние в мишени $t = 0,014 X_0$	1,3	0,3	-	-	-
Суммарный эффект	1,8	0,9	0,5	1,2	1

Заметим, что в таблице не учтен эффект рассеяния частиц на проволочках искровых камер, пролетающих через камеры К5 и К6. Так как прозрачность камер 80%, то 20% частиц, пролетающих через эти камеры, задевает за проволочки. Среднеквадратичный угол рассеяния на проволочках в 3 раза больше, чем угол рассеяния на светоизолирующей плёнке. Этот эффект должен давать хвосты в распределении.

Вероятность регистрации пары W_p зависит от минимального и максимального радиуса кривизны траекторий частиц, которые могут попадать в камеры. В нашем случае эти радиусы равны соответственно 3,5 и 45 см. Для магнитного поля $H=9\text{кгс}$ и γ -квантов с энергией 120 Мэв $W_p = 0,88$ и эффективность регистрации γ -кванта для толщины мишени $0,014 X_0$ равна $\epsilon = 0,81\%$. Эффективность регистрации γ -квантов других энергий приведена на рис.4.

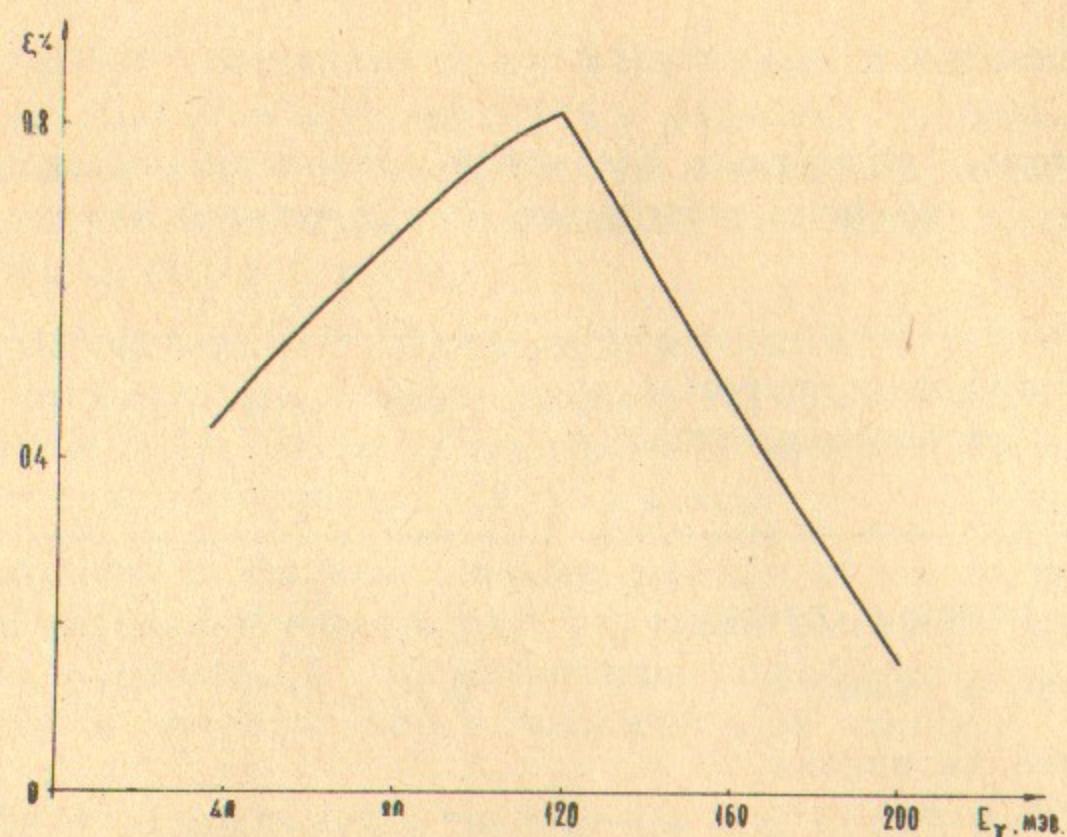


Рис.4. Эффективность спектрометра как функция энергии γ -кванта. Толщина мишени $0,014 X_0$, магнитное поле 9 кгс.

Расчет разрешения и эффективности спектрометра
с толстой мишенью

При расчете вероятности регистрации пары для толстой мишени необходимо учесть многократное рассеяние электронов и позитронов в мишени. Теперь вероятность регистрации пары W_p удобно записать в виде $W_p = W_R \cdot W_M$, где W_R - вероятность регистрации, связанная с выходом частиц пары за пределы допустимых радиусов кривизны, и W_M - вероятность регистрации, связанная с выходом частиц из вертикальной апертуры камер и обусловленная многократным рассеянием. Так как углы многократного рассеяния зависят от глубины рождения пары в мишени, то удобно представить этот эффект как функцию оставшейся толщины мишени t , которую проходят частицы. На рис.5 представлена зависимость вероятности W_M как функция глубины мишени для суммарного радиуса кривизны пары 45 см (γ -квант с энергией 120 Мэв). Кривая 1 относится к случаю равных радиусов обеих частиц (180° фокусировка), кривая 2 - к случаю радиусов кривизны 5 и 40 см. Все прочие случаи лежат между этими кривыми.

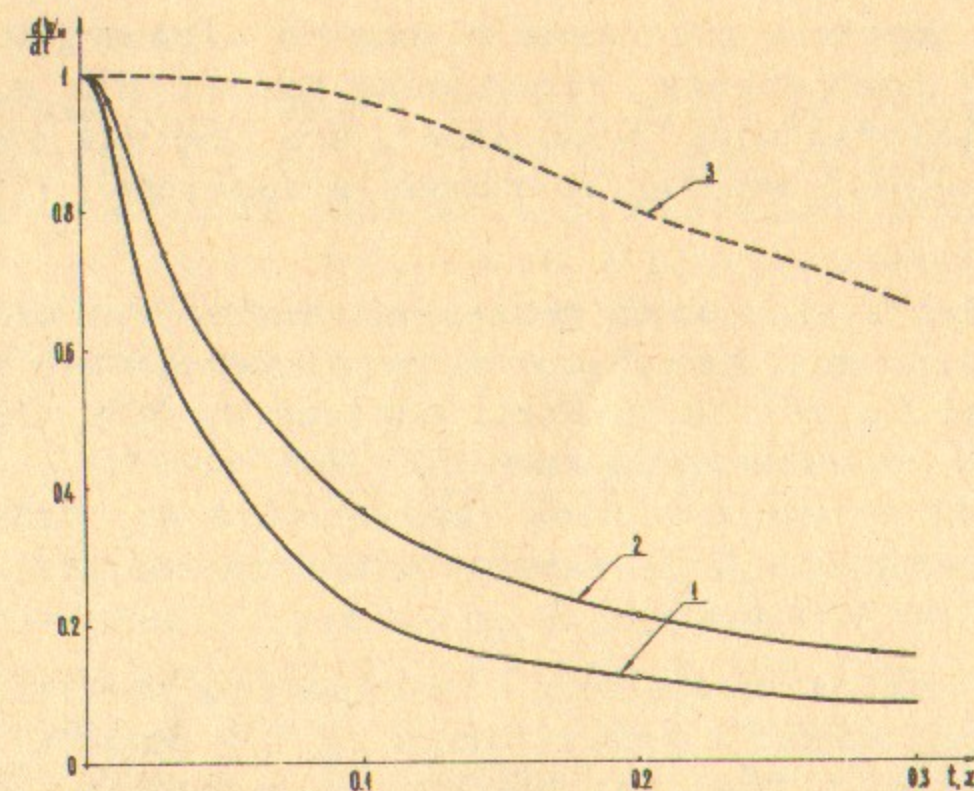


Рис.5. Вероятность регистрации пары, обусловленная многократным рассеянием в мишени, как функция глубины рождения пары с суммарным радиусом кривизны 45 см: 1 - равные радиусы кривизны; 2 - радиус кривизны одной частицы 5 см, второй - 40 см; 3 - аналогична кривой 1, но рассчитана для $H=15$ кгс и вертикальной апертуры камер 15 см.

Вероятность регистрации пары W_M для больших толщин мишени, примерно, квадратично зависит от магнитного поля и вертикальной апертуры камер. На рис.5 приведена кривая 3, аналогичная кривой 1, но рассчитанная для поля 15 кгс и апертуры камер 15 см.

Для наших условий при толщине мишени $0,3 X_0$ средняя вероятность регистрации пары, обусловленная многократным рассеянием, равна $\bar{W}_M = 0,3$. Таким образом, эффективная толщина равна $0,1 X_0$. Эффективность регистрации γ -кванта с энергией 120 Мэв $\epsilon = 6\%$.

При расчете разрешающей способности спектрометра, кроме эффектов, рассмотренных в разделе с тонкой мишенью, следует учесть точность измерения ионизационных и тормозных потерь, а также пересчитать эффект от многократного рассеяния в мишени.

Многokратное рассеяние в мишени играет роль только в области 180° фокусировки. Усреднение разрешения по разным комбинациям энергии пары показывает, что средняя точность измерения суммарной энергии электрона и позитрона 120 Мэв равна 1,5%.

Ошибка в измерении ионизационных потерь связана с флуктуациями амплитуд импульсов с фотоумножителя. Разрешение счетчика от $\text{Cs } 137$ (0,66 Мэв) составляет 30%. Это означает, что для γ -кванта с энергией 120 Мэв ошибка от измерения ионизационных потерь для пары, родившейся на глубине $0,3 X_0$, не должна превышать 0,7%. Соответствующая ошибка для глубины $0,1 X_0$ составляет 0,4%.

Для ошибок, связанных с измерением энергии тормозных γ -квантов, можно сделать лишь грубые оценки. Принципиально это связано с тем, что неизвестно разрешение счетчика во всей интересующей нас области энергий γ -квантов. В области энергий γ -квантов от 40 до 120 Мэв разрешение счетчика, измеренное на данной установке /10/, составляет около 35%. При энергии γ -квантов 1 Мэв разрешение равно 30%. Результатов в области от 1 до 40 Мэв нет. Можно считать, что в области малых энергий, примерно до 15 Мэв, вероятность образования ливней мала и разрешение изменяется как $E^{-1/2}$. О переходной области к ливням трудно сказать что-либо определенное.

Вероятность излучения электрона при прохождении вещества толщиной t радиационных единиц можно найти по формуле Бете-Гайтлера

$$dW = \frac{dE}{E_0} \frac{[\ln(E_0/E)]^{(t/\ln 2) - 1}}{\Gamma(t/\ln 2)}$$

где E_0 и E - начальная и конечная энергии электрона. Эта функция имеет длинный хвост в область больших излученных энергий, причем с ростом толщины t заметно растет вероятность излучения большой энергии.

Для примера рассмотрим $t = 0,25 X_0$. В 30% случаев электрон излучает энергию, большую 0,3 от своей начальной энергии и в 40% случаев - большую 0,2. Считая ошибку измерения счетчика в 35%, это означает, что для γ -кванта с энергией 120 Мэв в 30% случаев будет допущена ошибка больше

7% и в 40% случаев - больше 4%.

Эти оценки показывают, что неразумно увеличивать толщину мишени больше $0,2-0,3 X_0$. При больших толщинах разрешение спектрометра будет определяться счетчиком полного поглощения. Заметим, однако, что хвосты в распределении могут быть обрезаны при обработке результатов (можно не рассматривать случаи с большой энергией тормозного γ -кванта).

Результаты калибровки

Калибровка спектрометра проведена на пучке монохроматических γ -квантов электронного накопителя ВЭП-1 /10/. Измерения проведены при энергии γ -квантов 120 Мэв. Расчетное значение ширины γ -линии около 0,6%. В нашей первой работе с монохроматическими γ -квантами /10/ измерения проводились со счетчиком, имеющим разрешение около 35%, поэтому ничего нельзя было сказать о действительной ширине линии. Данная работа в этом смысле является не только проверкой спектрометра, но и первым измерением ширины γ -линии.

На рис.6 показан спектр энергий γ -квантов, измеренный с вольфрамовой мишенью толщиной 50 мк. Ширина на полувысоте составляет 1,5%. Некоторое превышение экспериментального значения разрешения над расчетным может быть связано с тем, что при расчете учтены не все эффекты и действительная ширина γ -линии может быть несколько шире 0,6%.

На рис.7 приведен спектр энергий γ -квантов, измеренный с мишенью толщиной $0,3 X_0$. Кривая 1 относится к спектру без добавления ионизационных и тормозных потерь, кривая 2 - после добавления этих потерь. Видно, что учет потерь улучшил энергетическое разрешение от 4% до 2,3%.

В разделе расчета спектрометра с толстой мишенью указывалось, что в наших условиях большие глубины мишени работают с малой эффективностью (рис.5), поэтому при усреднении результатов по всей толщине их вклад в разрешение мало заметен. Чтобы рассмотреть разрешение для разных глубин мишени отдельно, все события были разделены на три группы в соответствии с глубиной образования пары: $0-0,1 X_0$, $0,1-0,2 X_0$ и $0,2-0,3 X_0$. Разделение произведено на основании спектра ампли-

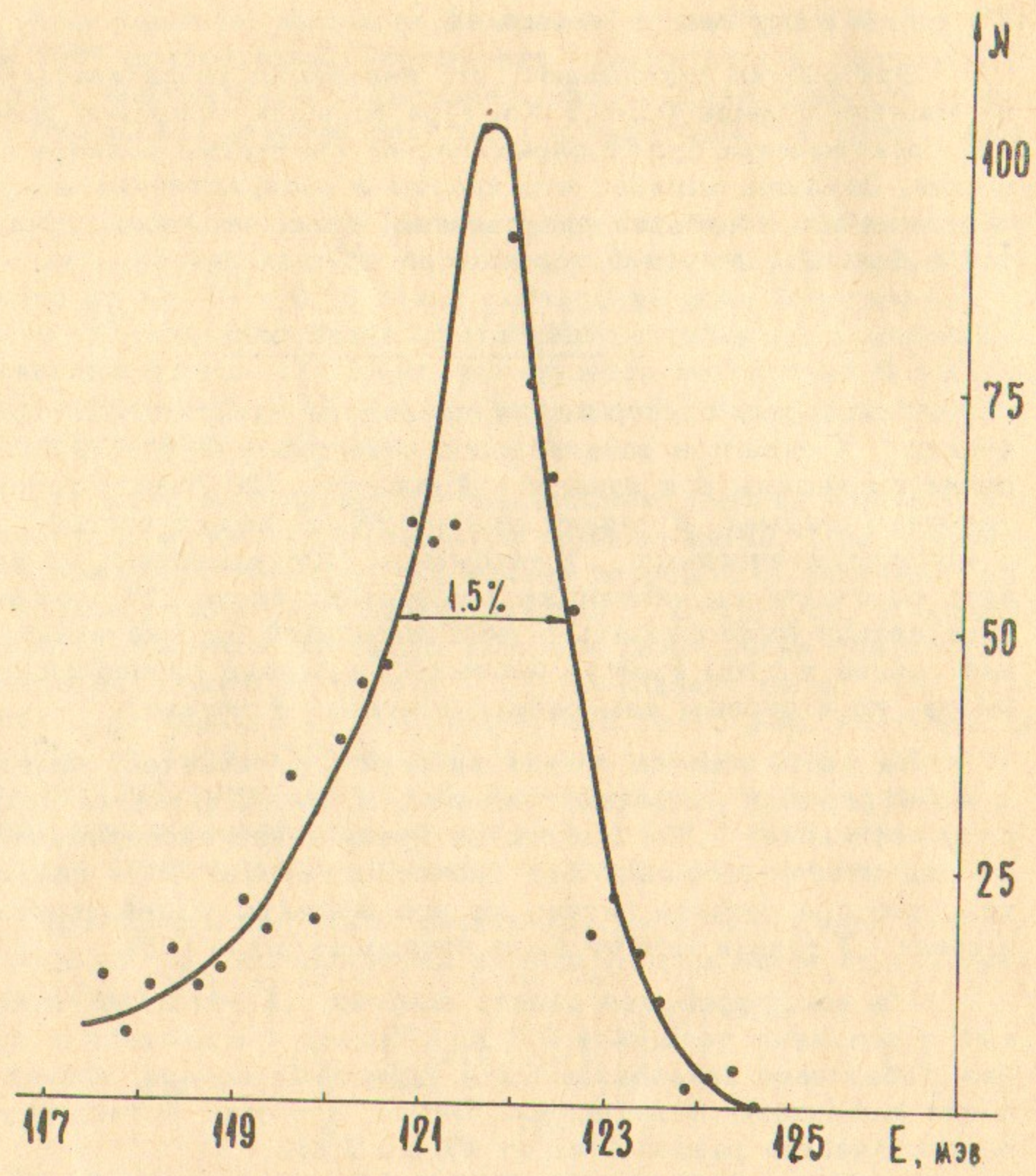


Рис.6. Спектр энергий γ -квантов, измеренный с мишенью 0,014 X_0 .

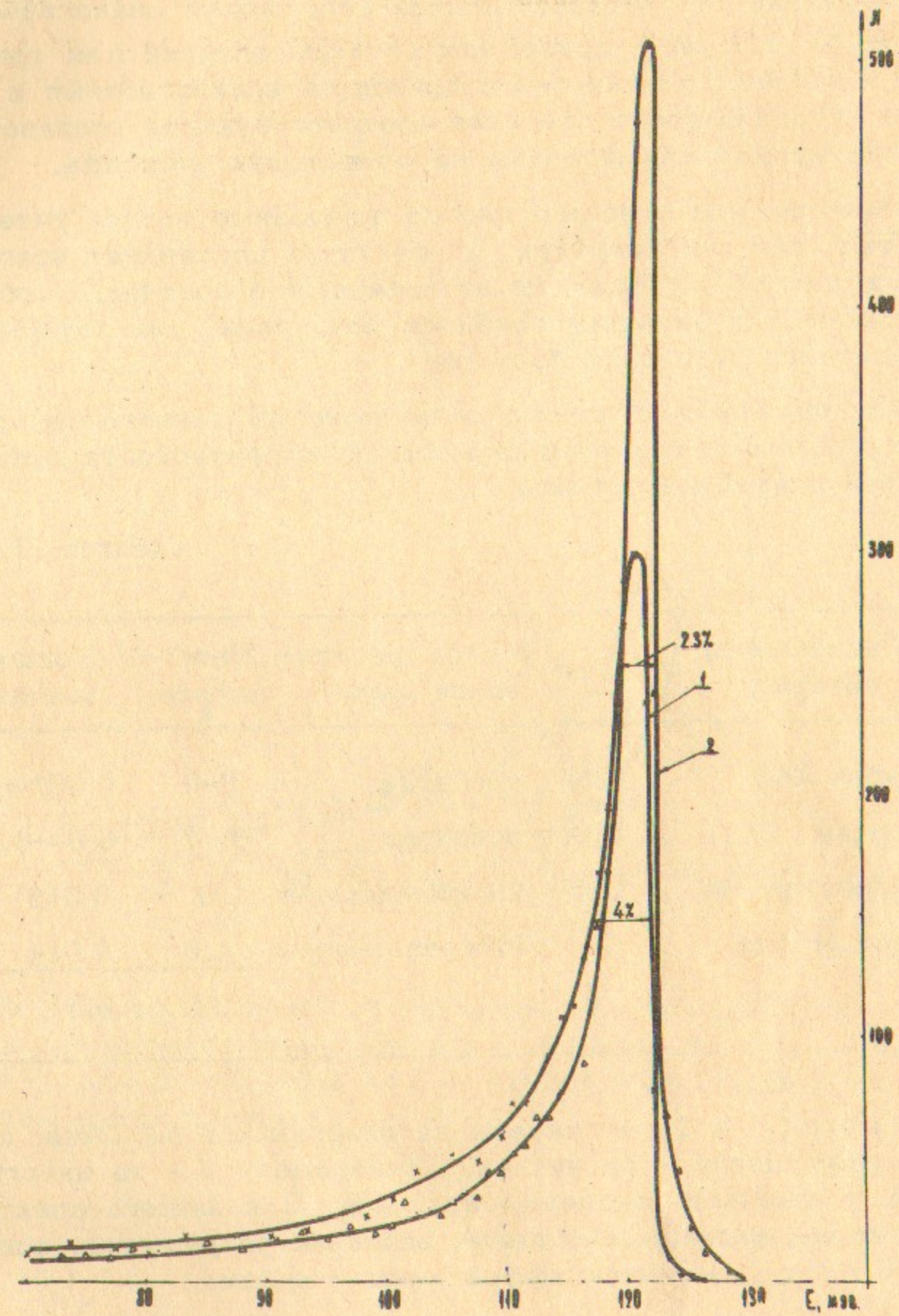


Рис.7. Спектр энергий γ -квантов, измеренный с мишенью толщиной 0,3 X_0 : 1 - без поправок на ионизационные и тормозные потери, 2 - после внесения поправок.

туд импульсов со счетчика-мишень (его форма аналогична кривым рис.5). На рис.8 приведены спектры энергий для трех областей толщины мишени без поправок на ионизационные и тормозные потери и после внесения соответствующих поправок. Для удобства кривые нормированы на одинаковую площадь.

Заметим, что в нашем случае тормозные потери учтены не полностью, так как апертура γ -счетчика составляет всего лишь $\pm 3,5^\circ$ и многие γ -кванты не попадают в счетчик. Особенно это относится к большим глубинам рождения, для которых углы многократного рассеяния большие.

Для сравнения основных характеристик данного спектрометра с парными спектрометрами высокой эффективности других лабораторий приведена таблица П.

Таблица П.

№ п.п	Лаборатория, литерат.	Год	Метод регистрации пары	Разрешение %	Толщина мишени, X_0
1	Дубна /4/	1958	счетчики	6-9	0,007-0,03
2	Беркли /7/	1964	счетчики	6-17	0,01-0,06
3	Ливерпуль /8/	1967	Искров.камеры	3	0,015
4	Наст. работа		Искров.камеры	1,5 2,3	0,014 0,1

Спектрометры 1 и 2 рассчитаны на энергию до 600 Мэв, приведенное разрешение - расчетное. Спектрометр 3 - на энергию до 20 Мэв, разрешение экспериментальное. Для нашего спектрометра приведены экспериментальные значения разрешения, под толщиной 0,1 X_0 понимается эффективная толщина.

В заключение благодарим большую группу сотрудников, принимавших участие в изготовлении и калибровке спектрометра, а также в обработке экспериментальных результатов.

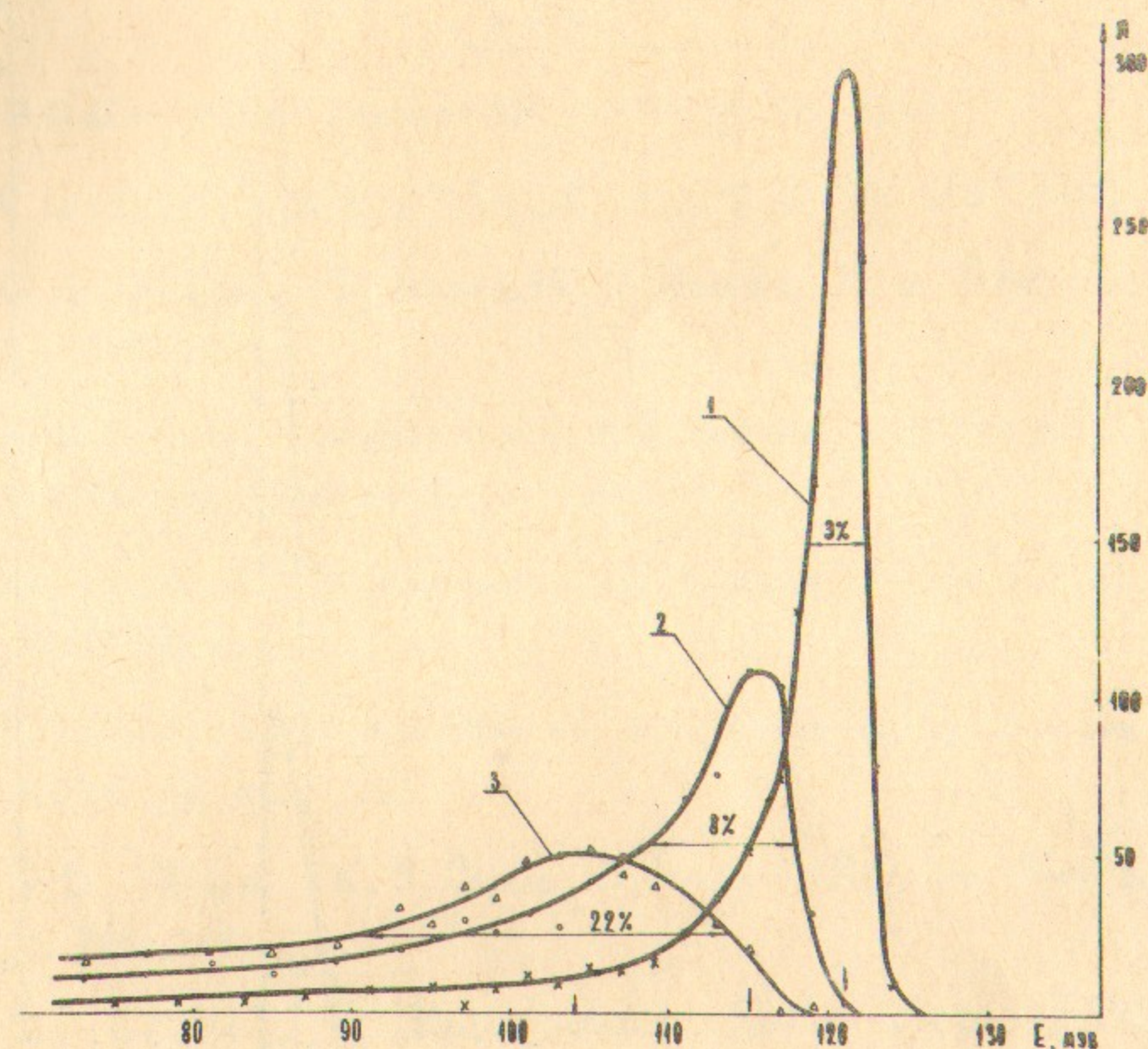


Рис.8а. Спектр энергий γ -квантов, без поправок на ионизационные и тормозные потери для трех областей толщины мишени: 1 - 0,01 X_0 ; 2 - 0,1-0,2 X_0 ; 3 - 0,2-0,3 X_0 . Кривые нормированы на одинаковую площадь.

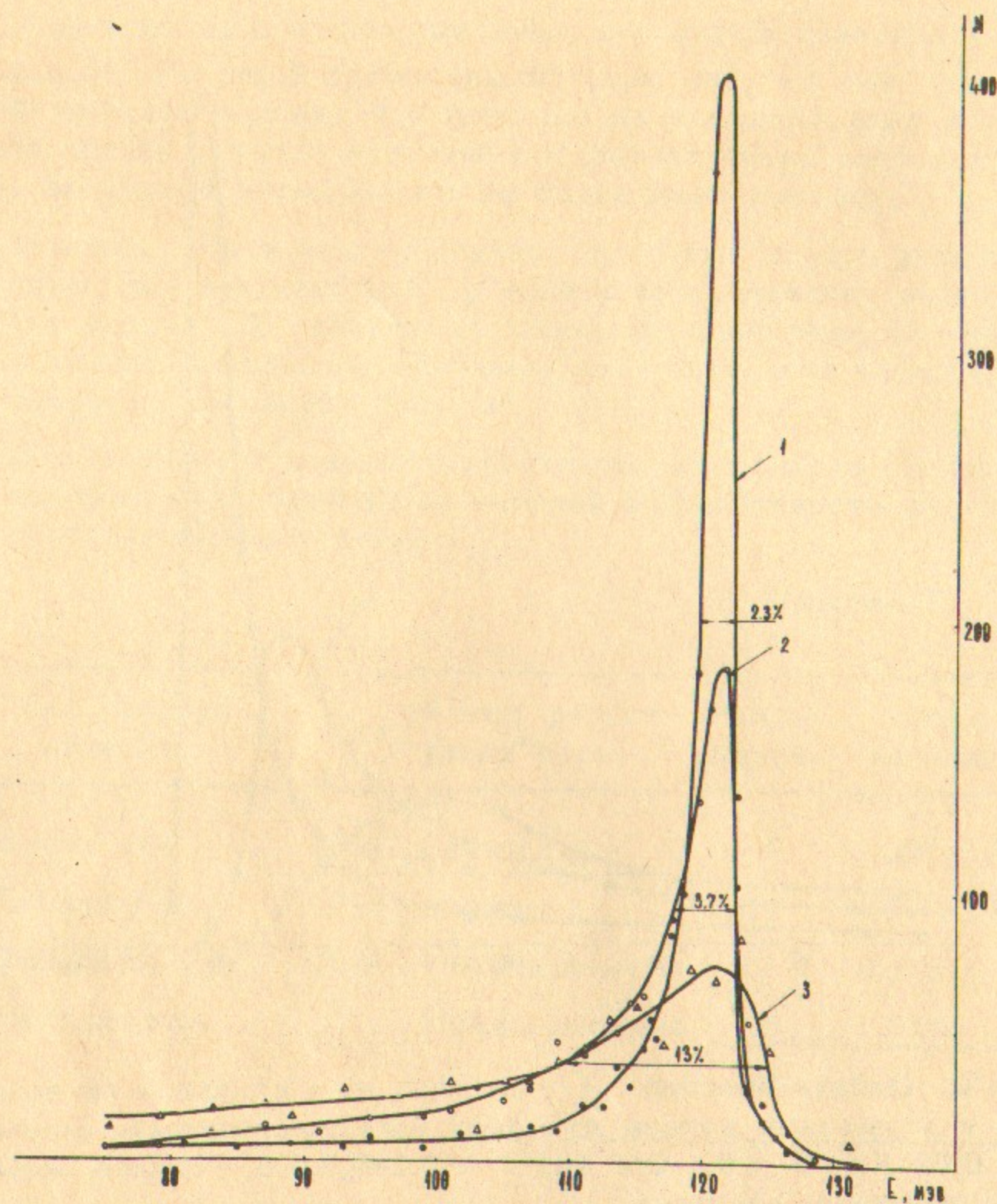


Рис.86. Спектр энергий γ -квантов, после внесения поправок для трех областей толщины мишени: 1 - 0,01 X_0 ; 2 - 0,1-0,2 X_0 ; 3 - 0,2-0,3 X_0 . Кривые нормированы на одинаковую площадь.

Л и т е р а т у р а

1. Б.С.Джелепов. Доклады АН СССР 23, 25, 1939.
2. R. Walker, B. Mc Daniel. Phys. Rev. 74, 315, 1948.
3. W. Panofsky, R. Amadit, J. Hadley, Phys. Rev. 81, 565, 1951.
4. Ю.Д.Баюков, М.С.Козодаев, А.А.Марков, А.Н.Синаев, А.А.Тяпкин, ПТЭ № 6, 23, 1958.
5. Ю.М.Адо, К.А.Беловинцев, С.Н.Столяров. Ат.энергия 12, 193, 1962.
6. Б.С.Долбилкин, В.А.Запечалов, В.И.Корин, Ф.А.Николаев. ЖЭТФ 44, 866, 1963.
7. G.D. Mead, K.J. Cence, D.L. Lind. Rev. Sci. Instr. 35, 708, 1964.
8. I.R. Leslie, I.G. Main, Nucl. Instr. Meth. 47, 345, 1967.
9. J. Fischer. Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, Москва, 1967 г., т.4, стр.179.
10. Л.С.Коробейников, Л.М.Курдадзе, А.П.Онучин, С.Г.Попов, Г.М.Тумайкин, ЯФ 6, 84, 1967.

Ответственный за выпуск Курдадзе Л.М.

Подписано к печати 22. II -1968 г.

Усл. 0,9 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № 189

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.