

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-470(13)-81

В.Я.ЯРАЛОВ

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРНОГО МАГНИТНОГО
СПЕКТРОМЕТРА В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ
20-200 МЭВ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

ЕФИ-470(13)-81

УДК.518:535.853

В.Я.ЯРАЛОВ

**РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРНОГО МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 20-200 МЭВ.**

Методом Монте-Карло рассчитаны характеристики парного спектрометра для энергий γ -квантов 20-200 МэВ в режиме отклонения заряженных частиц краевым полем, для чего построен алгоритм розыгрыша импульсных и угловых распределений частиц пары. Учтено многократное рассеяние в мишени.

Ереванский физический институт

Ереван 1981

ЕФМ-470(13)-81

V.YA.YARALOV

CALCULATION OF CHARACTERISTICS
OF PAIR MAGNETIC SPECTROMETER IN 20-200 MEV ENERGY INTERVAL

The characteristics of pair magnetic spectrometer are calculated with the Monte-Carlo method for 20-200 MeV energies of γ -quanta in the deflection mode of charged particles by the edge field, for which a simulation algorithm of $e e$ pair momentum and angular distributions is constructed. The multiple scattering in target is considered.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981 •

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-470(13)-81

В.Я.ЯРАЛОВ

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРНОГО МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 20-200 МЭВ

Ереван 1981

© Ереванский физический институт, 1981

Данная работа представляет расчет характеристик парного спектрометра методом Монте-Карло. Особенностью рассчитываемой установки, собранной на базе отклоняющего магнита СП-57, является то, что мишень помещается вблизи геометрического края магнита, так что траектории заряженных частиц лежат целиком в краевом поле. Такое расположение позволяет регистрировать фотоны с энергией в интервале 20–200 МэВ.

Установка изображена на рис. I. На пути летящих вдоль оси OY χ -квантов вблизи выхода из магнита находится медная фольга толщиной $20 \mu\text{к}$ и майлар стенки вакуумной камеры толщиной $200 \mu\text{к}$, служащие мишенью. Родившиеся заряженные частицы краевым полем магнита отклоняются в плоскости xY . Счетчики, расположенные симметрично относительно оси OY , в направлениях Ox , Oz имеют размеры: $\Delta x = 1 \text{ см}$, $\Delta z = 15 \text{ см}$. Третий счетчик имеет размеры: $\Delta x = 6 \text{ см}$, $\Delta z = 15 \text{ см}$.

При моделировании учитывалось импульсное и угловое распределение частиц, а также многократное рассеяние в мишени.

Моделируя многократное прохождение χ -кванта с фиксированной энергией через спектрометр, можно определить, какая часть

родившихся пар будет зарегистрирована, т.е. вероятность регистрации пары для заданной энергии фотона. Повторяя это для разных энергий γ -кванта при фиксированном токе магнита, получаем зависимость вероятности регистрации от энергии γ -кванта $W(E)$. Кривые имеют гауссову форму и практически отличны от нуля в интервале (E_1, E_2) , где:

$$E_1 = E_0 - 3\sigma, \quad E_2 = E_0 + 3\sigma$$

E_0 - положение максимума кривой,
 σ - среднее квадратичное отклонение.

В предположении, что налетающие на мишень фотоны в интервале (E_1, E_2) равномерно распределены по энергии, $W(E)$ представляет собой спектральное распределение (ненормированное) для регистрируемых γ -квантов и содержит всю информацию о спектрометре. Положение максимума E_0 соответствует той энергии фотонов, на которую настроен спектрометр при выбранном токе. Полуширина на полувисоте дает разрешение. Наконец, усредняя вероятность $W(E)$ в интервале (E_1, E_2) , получим эффективность регистрации, т.е. отношение числа зарегистрированных пар к числу родившихся:

$$K = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} W(E) dE.$$

Общая программа моделирования разбивается на отдельные независимые части. Рассмотрим их.

2. Розыгрыш рождения пары

В качестве плотности вероятности берется дифференциальное сечение рождения пары κ):

$$d\kappa = f(E, E_1, \theta_1, \theta_2, \varphi) dE_1 d\theta_1 d\theta_2 d\varphi,$$

ж) см. [1]; форм (30.1.3)

где: E, E_1 - энергии γ -кванта и электрона,
 θ_1, θ_2 - углы рождения электрона и позитрона,
 ψ - относительный азимутальный угол электрона и позитрона.

При заданном E требуется разыграть 4 кинематически независимых параметра $E_1, \theta_1, \theta_2, \psi$. Выбранный метод розыгрыша заключается в сведении многомерной задачи к одномерной путем последовательных интегрирований. Интеграл по всем углам дает энергетическое распределение, разыграв которое, получим E_1 . Интегрируя затем только по θ_2, ψ , получим распределение по θ_1 , поскольку E_1 уже известно и т.д. Интегралы взяты из [1], [2]. При розыгрыше одномерных распределений затруднения заключаются в том, что эти распределения зависят от параметров. Распределение по θ_1 зависит от E, E_1 . Распределение по θ_2 зависит от E, E_1, θ_1 . Изучение распределения по θ_1 выявило следующие закономерности. Положение максимума не зависит от E и находится в точке $\theta_1 = 0,6 \frac{m}{E_1}$. При $\theta_1 = 3 \frac{m}{E_1}$ функция распределения падает на порядок по сравнению с максимумом. При $\theta_1 = 4 \frac{m}{E_1}$ величина функции распределения составляет 5% от максимума. Зная эти закономерности, а также общее поведение функции распределения, можно составить алгоритм розыгрыша θ_1 методом Неймана. Таким же путем построен и алгоритм розыгрыша θ_2 . E_1 легко разыгрывается методом Неймана, а ψ - численным решением уравнения:

$$\int_{-\pi}^{\psi} f d\psi = \nu \int_{-\pi}^{\pi} f d\psi,$$

где ν - равномерно распределенное случайное число в интервале (0,1). Конечным результатом данного этапа работы является программа, реализующая на фортране розыгрыш распределения f

для энергий фотонов в интервале 5–300 МэВ.

Отметим, что в предельном случае больших энергий аналогичная задача решена в работе [3].

На рис.2 приведены распределения для угла рождения одной из частиц пары, соответствующие интегрированию по всем остальным переменным, полученные с помощью построенной программы. По оси абсцисс отложен угол в радианах, по оси ординат – плотность вероятности. Кривые 1,2,3 соответствуют энергиям фотонов 12.5, 25 и 50 МэВ, соответственно.

Расчет траекторий частиц в краевом поле

Для расчетов были использованы измерения магнитного поля в медианной плоскости xz с шагом 1 см при токе 250 а , а также коэффициенты изменения поля при переходе к другим токам, усредненные по разным точкам плоскости. Для произвольной точки на плоскости поле определялось путем линейной интерполяции. Расположение счетчиков и их геометрические размеры таковы, что отклонения регистрируемых частиц от медианной плоскости малы. Поэтому можно пренебречь изменением магнитного поля при сдвиге по оси Oz . Величину допускаемой при этом ошибки можно оценить, используя уравнения магнитного поля:

$$dH_x = \frac{\partial H_x}{\partial z} dz = \frac{\partial H_z}{\partial x} dz ,$$

$$dH_y = \frac{\partial H_y}{\partial z} dz = \frac{\partial H_z}{\partial y} dz .$$

Эти погрешности составляют 1+5% от значения поля на медианной плоскости.

Для расчета траектории ось Oy делится на малые участки, в

пределах которых можно пренебречь изменением магнитного поля. На каждом таком участке траектория складывается из движения по дуге окружности в плоскости $xу$ и прямолинейного движения в направлении Oz . На следующем участке радиус меняется в соответствии с полем и т.д. Таким путем частица последовательно проводится через всю область магнитного поля.

Этот метод не подходит для Монте-Карло расчетов, поскольку время расчета одной траектории велико. Однако нас интересует не точная траектория между точками y_1 , y_2 , а зависимость кинематических параметров частицы в точке y_2 от импульса и угла вылета в точке y_1 . Такая зависимость была получена путем расчета большого числа траекторий указанным выше методом и аппроксимирована полиномом.

$$x = a_1 + a_2 \frac{1}{p} + a_3 \theta + a_4 \frac{1}{p^2} + a_5 \frac{\theta}{p} + a_6 \theta^2 + a_7 \frac{1}{p^3} + a_8 \frac{\theta}{p^2} + a_9 \frac{\theta^2}{p} + a_{10} \theta^3,$$

где x - отклонение частицы по оси Ox в точке y_2 , p , θ - импульс и угол вылета в точке y_1 . Коэффициенты a_i были определены при помощи стандартной библиотечной программы FUMILI. Аналогичные полиномы были получены для конечного угла частицы в точке y_2 и для длины траектории. Построение таких полиномов завершает задачу прсведения частицы в краевом поле.

Результаты расчета

Ниже приводятся полученные результаты для следующего расположения мишени и счетчиков. Мишень помещается снаружи магнита на расстоянии 1,3 см от геометрического края. Плоскость двух передних счетчиков находится на расстоянии 211 см от края магнита. Относительно оси-установки Oy счетчики разнесены

на 39 см. Третий счетчик отстоит от первых на 99 см и от оси ou на 58 см.

Анализ кинематических параметров регистрируемых пар показывает, что спектрометр регистрирует только такие пары, у которых энергии электрона и позитрона приблизительно одинаковы. Относительный разброс не превышает 10%. Это позволяет разыгрывать энергию одной из частиц пары в интервале $\frac{E}{2} \pm \frac{E}{10}$ для сокращения счетного времени.

Для розыгрыша угла многократного рассеяния использовалось гауссово распределение.

На рис.3 приведены зависимости чисел регистрируемых пар от энергии фотона при токе 250 а для 50000 случаев розыгрыша. По оси абсцисс отложена энергия γ -кванта в МэВ. Кривые 1 и 2 рассчитаны для вариантов регистрации двумя счетчиками без учета многократного рассеяния и с его учетом, соответственно. Кривая 3 соответствует варианту регистрации тремя счетчиками и рассчитана с учетом многократного рассеяния в мишени и в переднем счетчике.

Окончательно зависимость измеряемой энергии от тока магнита приведена на рис.4.

Зависимость разрешения от измеряемой энергии показана на рис.5. Верхняя кривая построена с учетом многократного рассеяния, нижняя - без него.

Эффективность регистрации пар меняется от $2,5 \cdot 10^{-5}$ для 35 МэВ до $3,4 \cdot 10^{-4}$ для 150 МэВ.

В заключение выражаю благодарность А.О.Аганьянцу за предложение задачи, Г.А.Вартапетяну за плодотворные обсуждения.

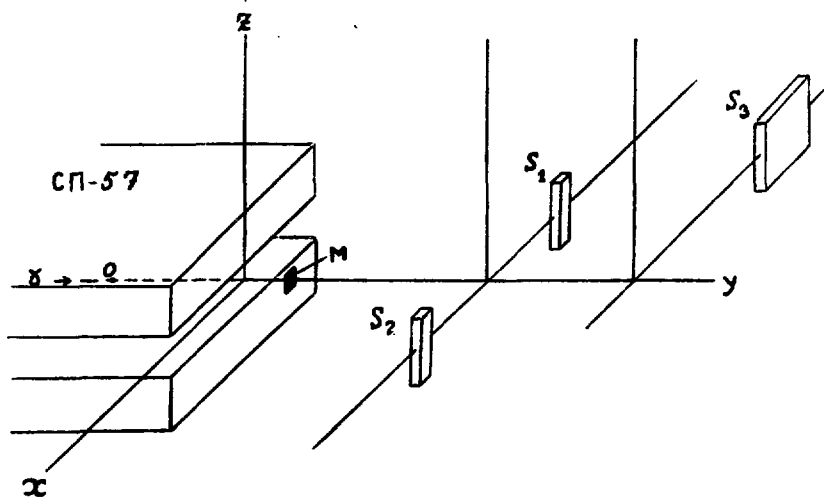


Рис. I

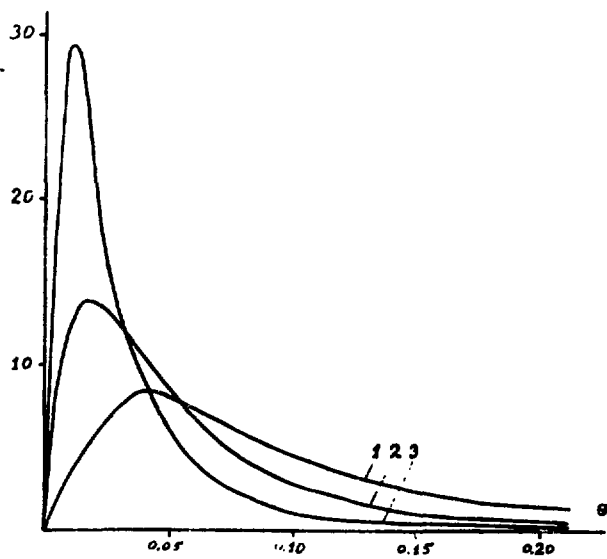


Рис. 2

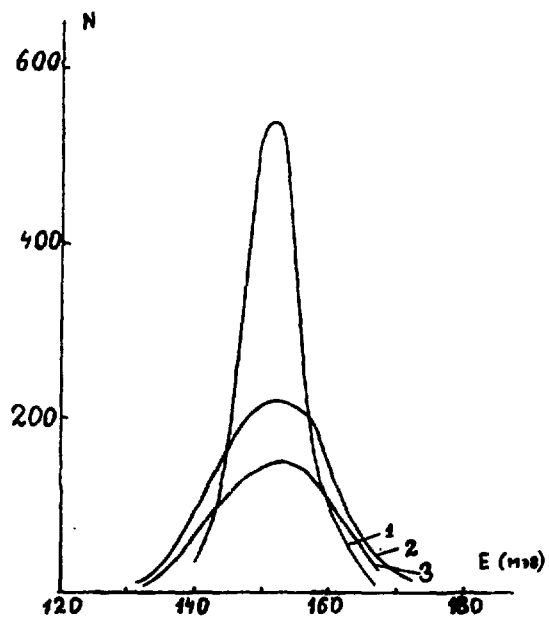


Рис.3

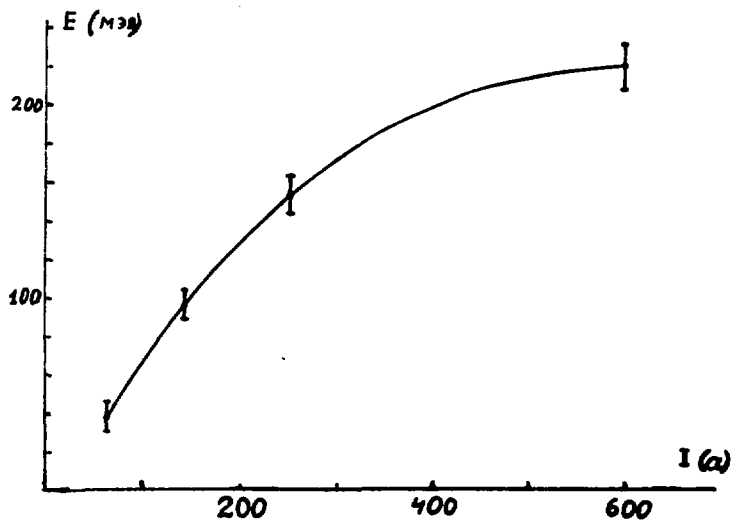


Рис.4

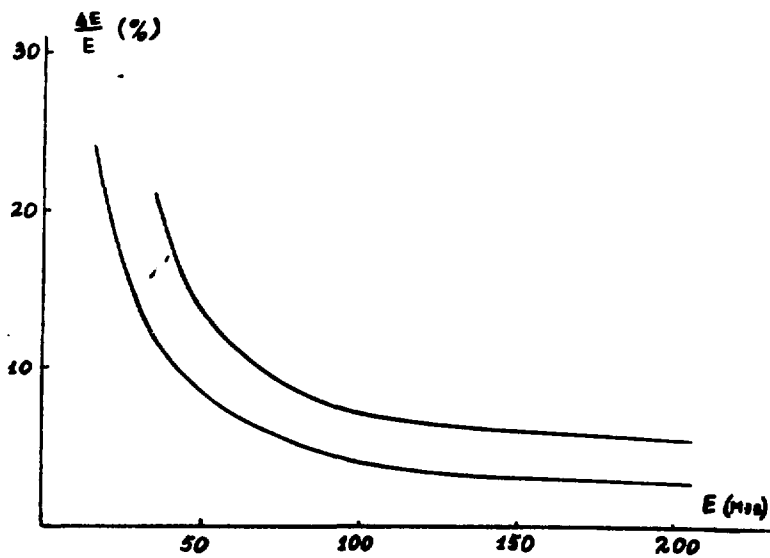


Рис.5

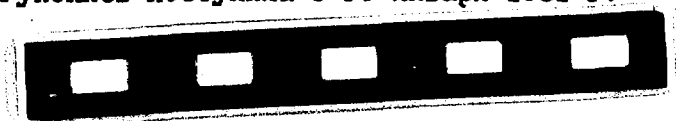
ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Схема экспериментальной установки
M—мишень , S_1 , S_2 , S_3 - сцинтилляционные счетчики.
- Рис.2 Плотность вероятности для угла рождения одной из частиц пары, в радианах, для энергий γ -квантов 12.5, 25 и 50 МэВ.
- Рис.3 Зависимость числа зарегистрированных частиц от энергии γ -квантов с учетом и без учета многократного рассеяния.
- Рис.4 Зависимость энергии, измеряемой спектрометром, в МэВ, от тока магнита, в амперах.
- Рис.5 Зависимость разрешения спектрометра, в процентах, от энергии γ -квантов в МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика. М.Наука, 1969.
- [2] R. L. Gluckstern and M. H. Hull, Phys. Rev. 90, 1034, 1953
- [3] K. Ueno, Nucl. Instr & Meth. 146, 347, 1977
- [4] И.М.Соболь. Численные методы Монте-Карло. М.Наука, 1973.

Рукопись поступила 5-го января 1981 г.



индекс 3624