

Р и с. 5. Гистограммы углового распределения событий рассеяния (вертикальными линиями выделена рабочая область апертуры).

шение квантовой электродинамики [5—7]:

$$\lambda_{\text{опт}}^2 = 0,11 \text{ ферми}^2,$$

для которой границы области при $P(\chi^2) \geq 32\%$
 $0,11 < \lambda^2 < 0,38 \text{ ферми}^2.$

Радиационные поправки во внимание не принимались, так как их угловая зависимость очень слаба и не приводит к изменению углового распределения мейеровского сечения больше чем на 1% [8]. На рис. 6 приведены расчетные кривые угловых распределений для граничных значений λ^2 и полученные нами экспериментальные данные.

Результаты настоящей работы практически нечувствительны к способу нормировки фона из-за его небольшой величины.

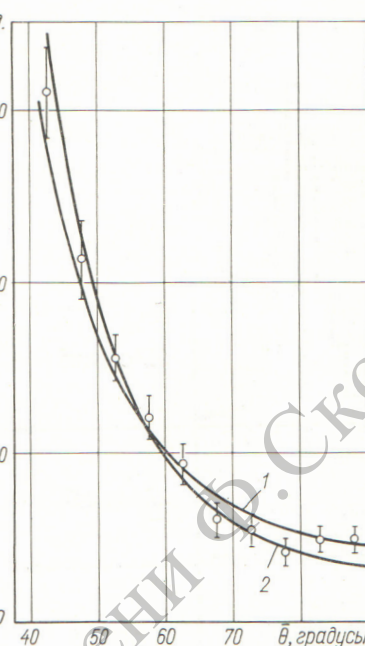
Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

Двойное тормозное излучение в рассеянии электронов на электронах при энергии до $2 \times 160 \text{ Мэв}$

П. И. ГОЛУБНИЧИЙ, А. П. ОНУЧИН, С. Г. ПОПОВ, В. А. СИДОРОВ

УДК 621.384.612

На встречных электронных пучках накопителя ВЭП-1 изучался процесс двойного тормозного излучения в рассеянии электронов на электронах. Измерения проводились при трех значениях энергии электронов: 2×43 , 2×135 и $2 \times 160 \text{ Мэв}$. В экспери-



Р и с. 6. Угловое распределение электрон-электронного рассеяния при энергии $2 \times 135 \text{ Мэв}$ для двух значений λ^2 , соответствующих $P(\chi^2) \times 32\%$:

1 — $\lambda^2 = -0,11 \text{ ферми}^2$; 2 — $\lambda^2 = 0,38 \text{ ферми}^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Байер и др. В кн. «Международная конференция по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 274.
2. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 498 (1965).
3. W. Barber et al. Phys. Rev. Lett., 16, 1127 (1966).
4. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 176.
5. В. Н. Байер. ЖЭТФ, 37, 1490 (1959).
6. Y. Tsai. Phys. Rev., 120, 269 (1960).
7. V. Bayer, S. Kheifets. Nucl. Phys., 47, 313 (1963).
8. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. «Докл. АН СССР» (в печати).

менте использовались два счетчика полного поглощения на кристаллах NaJ(Tl). Полученное полное сечение процесса, а также энергетическое распределение γ -квантов согласуются с результатами теоретических работ В. Н. Байера и В. М. Галицкого.

Угловое распределение тормозного излучения ультрарелятивистских электронов имеет резкий максимум в направлении их движения. Симметричный процесс рассеяния электронов на электронах в системе центра инерции дает два таких максимума, направленных в противоположные стороны. Образование в одном акте рассеяния двух γ -квантов, разлетающихся в противоположные стороны, получило название двойного тормозного излучения.

В экспериментах на встречных пучках система центра инерции совпадает с лабораторной, поэтому двойное тормозное излучение легко выделяется при помощи двух счетчиков, включенных на совпадения. Большое сечение этого процесса позволяет использовать его в качестве мониторирующего. Интерес к двойному тормозному излучению связан также с тем, что в работе на встречных позитрон-электронных пучках этот процесс будет фоновым при наблюдении двухквантовой аннигиляции.

Теоретическое изучение двойного тормозного излучения впервые было проведено в работах Байера и др. [1—4]. Эксперимент по изучению этого процесса поставлен на установке со встречными электронными пучками ВЭП-1 [5, 6].

Эффективное сечение двойного тормозного излучения удобно записать в виде

$$d\sigma = \frac{8r_0^2\alpha^2}{\pi} \eta_1 F\left(\frac{E_1}{E_0}\right) F\left(\frac{E_2}{E_0}\right) \frac{dE_1}{E_1} \cdot \frac{dE_2}{E_2},$$

где

$$F(x) = 1 - x + \sqrt{\frac{\eta_3}{\eta_1} x^2};$$

r_0 — классический радиус электрона; α — постоянная тонкой структуры; E_0 — начальная энергия электрона; E_1 и E_2 — энергии γ -квантов. Коэффициенты η_1 и η_3 [4] зависят только от $u = \theta_0\gamma$, где θ_0 — угловая апертура счетчика; γ — релятивистский фактор начального электрона.

Заметим, что приведенный вид уравнения эффективного сечения отличается от выражения Бай-

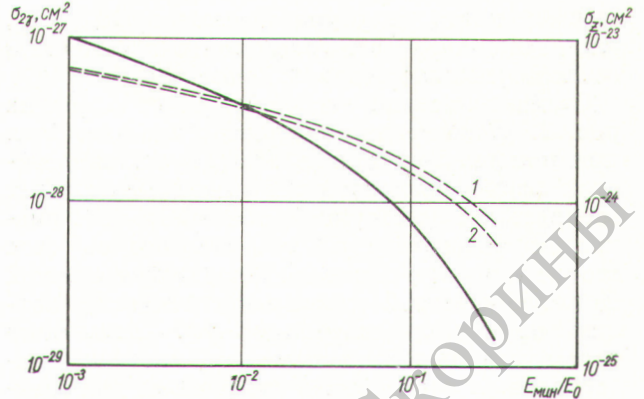


Рис. 1. Полное сечение $\sigma_{2\gamma}$ с энергией γ -квантов, большей $E_{\text{мин}}$, для двойного тормозного излучения (—) и тормозного излучения σ_z на воздухе (---):

1 — $E_0 = 1000$ Мэв; 2 — $E_0 = 40$ Мэв.

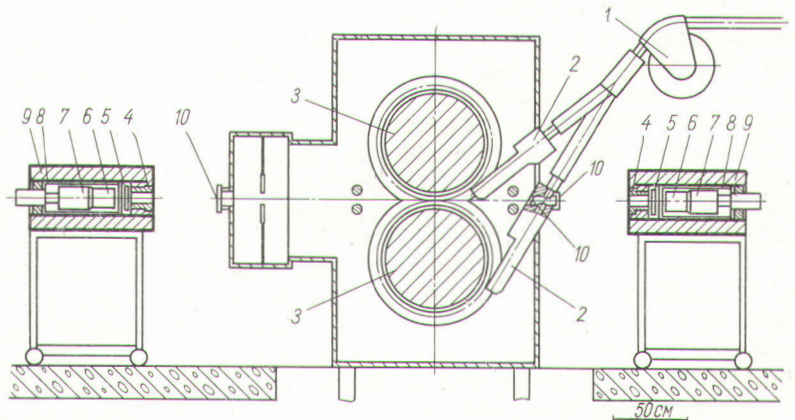
ера и др. [4] меньше чем на 1%. Но в таком представлении видно, что форма энергетического спектра для одного кванта не зависит от энергии второго кванта. Этот факт легко проверяется экспериментально.

Следует отметить еще одно характерное обстоятельство. Зависимость коэффициентов η_1 и η_3 от угловой апертуры счетчиков такова, что при изменении u их отношение меняется слабо (в интересующих нас условиях изменение $\sqrt{\eta_3/\eta_1}$ не превышает 10%). Это означает, что форма энергетического спектра слабо зависит от угловой апертуры счетчиков.

На рис. 1 приведено интегральное сечение процесса, соответствующее энергии обоих γ -квантов, соответствующей $E_{\text{мин}}$, для случая достаточно большой апертуры счетчика $u \gg 1$ (в этом случае $\eta_1 = 2,30$ и $\eta_3 = 1,05$). Для конечной апертуры счетчиков практически меняется только масштаб шкалы ординат. В нашем

Рис. 2. Схема геометрии эксперимента:

1 — поворотный магнит; 2 — элементы канала; 3 — магниты накопителя; 4 — коллиматор; 5 — счетчик антисовпадений; 6 — кристалл NaJ (Tl); 7 — фотумножитель; 8 — магнитный экран; 9 — свинцовая защита; 10 — стеклянные окна.



случае, когда апертура счетчиков $2\theta_0 = 3^\circ$, для начальной энергии электронов $2 \times 160 \text{ Мэв}$ сечение уменьшается в 1,4 раза.

Схема геометрии эксперимента показана на рис. 2. Регистрация γ -квантов производится при помощи кристаллов NaJ(Tl) цилиндрической формы диаметром и высотой 15 см. Свет собирается на фотоумножитель ФЭУ-65 с диаметром фотокатода 15 см. Счетчик со всех сторон окружен свинцовой защитой толщиной 15 см. В передней стенке защиты имеется коллиматор (диаметр отверстия 9 см). За коллиматором установлен пластмассовый счетчик антисовпадений. Электронная схема имеет два идентичных канала быстро-медленных совпадений, один из которых используется для измерения фона случайных совпадений.

Для приведенной геометрии эксперимента вычислим сечение регистрации:

$$\sigma_p = \sigma_0 \delta_\epsilon.$$

где σ — эффективное сечение, проинтегрированное по телесному углу счетчиков для центра области взаимодействия; δ — коэффициент усреднения сечения по области взаимодействия; ϵ — эффективность регистрации.

Расчет сечения регистрации в нашем случае осложняется тем, что электроны в области встречи движутся по круговым орбитам. Поэтому только для центра области встречи касательные к траектории электронов направлены в центр апертур счетчиков. Для любой другой точки области взаимодействия принятое расположение счетчиков неоптимально. Для точного вычисления коэффициента усреднения δ необходимо знать форму области взаимодействия в азимутальном направлении, определение которой представляет значительные трудности. Грубые оценки показывают, что для нашей геометрии $\delta \approx 0,3$.

Эффективность регистрации одного γ -кванта, обусловленная главным образом ослаблением на пути к сцинтиллятору, составляет около 0,75 и сохраняется постоянной для всей рабочей области энергии с точностью не хуже 10%.

Расчетное значение сечения регистрации для порога дискриминации 10 Мэв составляет 1,5 мкбарн при энергии электронов 43 Мэв и 16 мкбарн при энергии 160 Мэв.

Измерение абсолютной величины сечения изучаемого процесса в экспериментах на встречных пучках является довольно трудной задачей вследствие плохой точности определения светимости установки [7]. Поэтому в эксперименте было измерено отношение сечений

процессов двойного тормозного излучения и электрон-электронного рассеяния на большие углы [8]. Но и в этом случае не устранена принципиальная трудность точного определения отношения коэффициентов δ для этих процессов, связанная с плохим знанием геометрии области взаимодействия пучков.

Основной вклад в фон дают случайные совпадения γ -квантов от процессов однократного тормозного излучения на остаточном газе в камере накопителя. Сечение тормозного излучения на воздухе σ_z приведено на рис. 1.

В случае эффективного разрешающего времени схемы совпадений $2\tau = 1/f$ (f — частота ускоряющего напряжения накопителя) отношение эффекта n к фону случайных совпадений $n_{сл}$ имеет вид

$$\frac{n}{n_{сл}} = \frac{f}{S_{эфф}} \cdot \frac{\sigma_0 \delta}{\sigma_z^2} \cdot \frac{1}{(Nd)^2},$$

где $S_{эфф}$ — эффективная площадь поперечного сечения области взаимодействия [7]; N — число атомов воздуха в 1 см³; d — эффективная длина орбиты, с которой попадают γ -кванты в счетчик.

Отметим, что при данном значении $S_{эфф}$ отношение эффекта к фону не зависит от токов в пучках и обратно пропорционально квадрату остаточного давления газа в камере накопителя.

Для рабочих условий эксперимента при энергии 43 Мэв и вакууме $7 \cdot 10^{-8} \text{ торр}$ $S_{эфф} = 0,05 \text{ см}^2$, $n/n_{сл} \approx 0,5$. При энергии 160 Мэв $n/n_{сл} \approx 7$, так как площадь поперечного сечения пучка была в пять раз меньше и вакуум составлял $3 \cdot 10^{-8} \text{ торр}$. В реальных условиях эксперимента отношение эффект — фон было в два — четыре раза хуже. Это объясняется тем, что в счетчики попадают γ -кванты, рожденные не только на остаточном газе в месте встречи, но и на различных конструктивных элементах вакуумной камеры.

Эксперименты проводились при трех значениях энергии электронов: $2 \times 43 \text{ Мэв}$ (режим инжекции), $2 \times 135 \text{ Мэв}$ (номинальный режим), $2 \times 160 \text{ Мэв}$ (форсированный режим). При средней светимости установки [7] $L = 5 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ для энергии электронов 160 Мэв скорость счета эффекта составляла около 300 отсчет/ч. При энергии 43 Мэв скорость счета была в 20 раз ниже.

Проверка фоновых условий с пучками, введенными по азимуту (фаза сгустка электронов) и положению их траекторий, показала, что фон от коррелированных во времени событий пренебрежимо мал.

Абсолютное сечение σ_0 для порога регистрации 10 Мэв

| Энергия электронов, Мэв | Сечение σ_0 , мкбарн | |
|-------------------------|-----------------------------|-------------|
| | расчет | эксперимент |
| 2×43 | 4,2 | 6±3 |
| 2×135 | 66 | 70 |
| 2×160 | 83 | 80 |

Результаты измерений абсолютного сечения σ_0 для порога регистрации 10 Мэв приведены в таблице. Как уже указывалось, экспериментальные значения получены нормировкой по электрон-электронному рассеянию на большие углы [8]. Для энергии 43 Мэв приведена статистическая ошибка измерений. Для энергии 135 и 160 Мэв статистическая ошибка пренебрежимо мала. Систематическая ошибка, связанная с неточным учетом отношения коэффициентов δ , по нашим оценкам, может составлять 30%.

Для определения энергетического распределения γ -квантов двойного тормозного излучения использовался специальный двухканальный анализатор импульсов.

Калибровка счетчиков была проведена при помощи монохроматических γ -квантов, полученных на этой же установке [9]. Использовался известный метод выделения узкого интервала энергии из тормозного спектра электронов. Схема геометрии метода показана на рис. 3. После подъема энергии электронов в накопителе до нужного значения равновесная орбита сдвигается к мишени настолько, что время жизни электронов уменьшается в несколько раз вследствие их гибели на мишени. Мишень

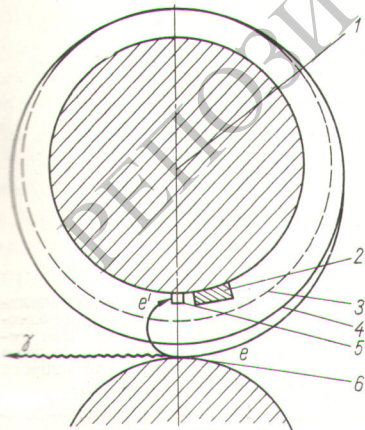


Рис. 3. Принцип получения монохроматических γ -квантов:

1 — сечение магнитов; 2 — защита счетчика электронов; 3 — равновесная орбита в момент инжекции электронов; 4 — рабочая равновесная орбита; 5 — счетчик вторичных электронов; 6 — мишень.

и счетчик вторичных электронов находятся в области однородного магнитного поля и представляют собой спектрометр с фокусировкой на 180°.

На рис. 4 приведены спектры амплитуд импульсов от монохроматических γ -квантов, измеренные тем же амплитудным анализатором. Диаметр коллиматора, расположенного перед счетчиком, 9 см. Подъем кривых в области малых амплитуд обусловлен фоном. Пунктиром показан график функции, которой интерполировалась форма калибровочного спектра при вычислении поправок теоретической кривой на конечное разрешение счетчика.

На рис. 5 приведены экспериментальные результаты распределения γ -квантов по энергии, полученные при энергии электронов 2×135 Мэв. Полное число зарегистрированных событий составляет около 30 тыс. Две серии экспериментальных точек соответствуют двум диапазонам энергии второго γ -кванта. Граница между диапазонами выбрана так, чтобы число событий в каждой серии было одинаковым. Как видно, экспериментальные точки обеих серий ложатся на общую кривую, что подтверждает независимость формы спектра от энергии второго γ -кванта. Сплошной линией на рис. 5 представлена расчетная форма спектра. Пунктирная кривая не содержит поправок на конечное разрешение счетчика.

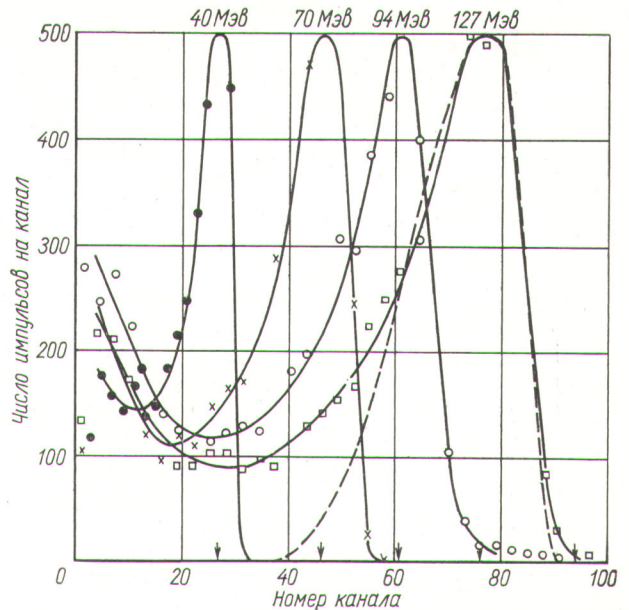
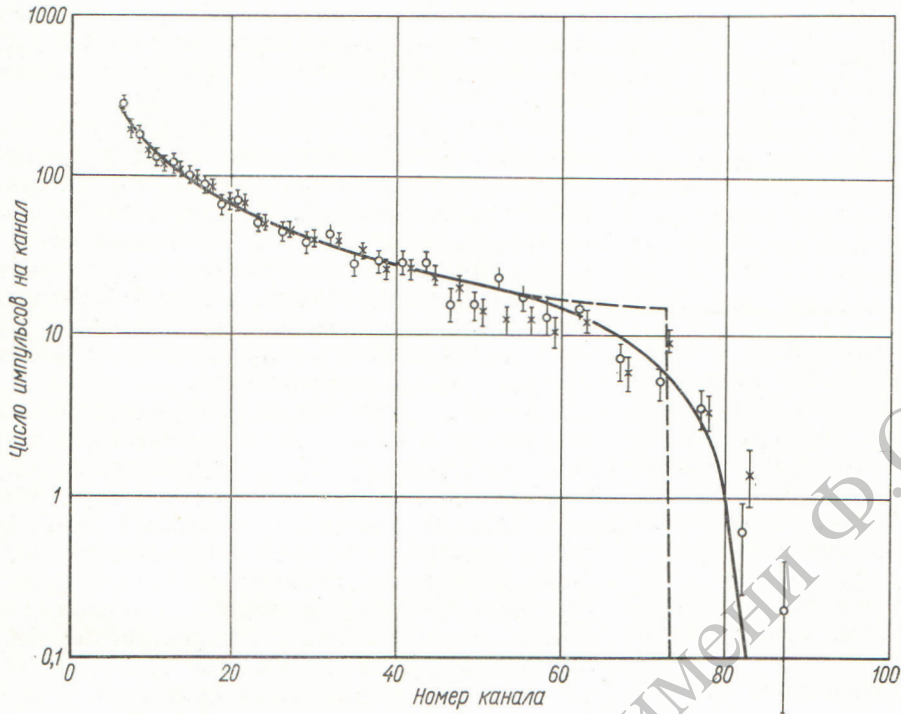
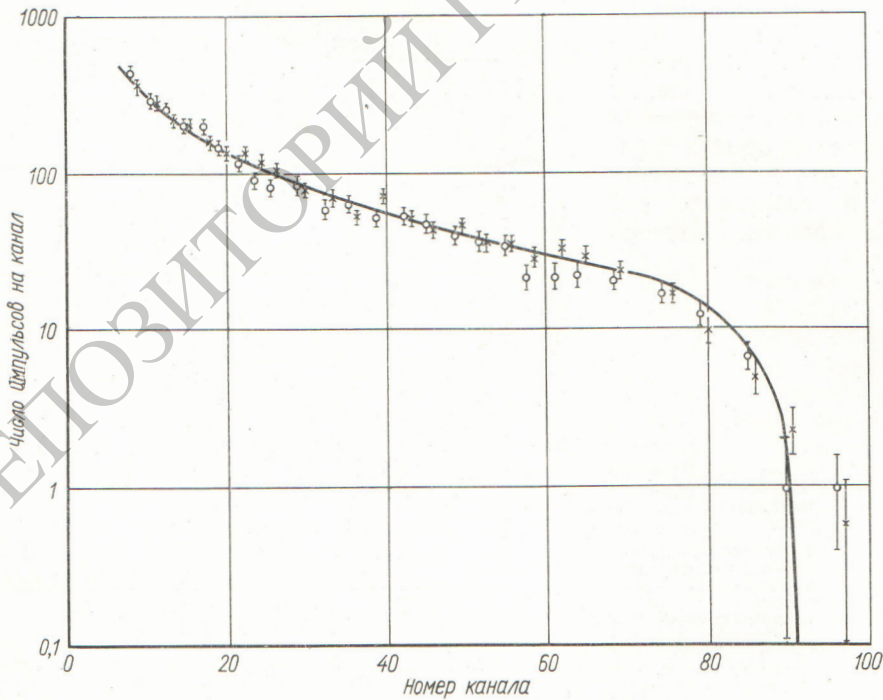


Рис. 4. Калибровочные спектры амплитуд импульсов со счетчика NaJ(Tl). Цифры на кривых указывают энергию γ -квантов.



Р и с. 5. Энергетические спектры γ -квантов при энергии электронов 2×135 Мэв. Две серии точек соответствуют двум диапазонам энергии второго γ -кванта:
 ○ — $10 \div 30$ Мэв; × — $30 \div 135$ Мэв.



Р и с. 6. Энергетические спектры γ -квантов при энергии электронов 2×160 Мэв. Две серии точек соответствуют двум диапазонам энергии второго γ -кванта:
 ○ — $10 \div 30$ Мэв; × — $30 \div 160$ Мэв.

Расчетные кривые нормированы на экспериментальные точки в области энергии около 20 Мэв. Видно, что экспериментальные результаты и расчетная кривая находятся в хорошем согласии. Некоторое расхождение в жесткой части спектра лежит в пределах точности калибровки счетчиков.

Аналогичные результаты, полученные при энергии электронов 2×160 Мэв, приведены на рис. 6. Полное число зарегистрированных событий составляет около 50 тыс. Калибровочная кривая счетчиков в область энергии выше 130 Мэв проведена экстраполяцией.

В заключение авторы считают приятным делом выразить благодарность большому коллективу сотрудников, работающих на установке ВЭП-1.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Bauer, V. Galitsky. Phys. Lett., 13, 355 (1964).
2. В. Н. Байер, В. М. Галицкий. ЖЭТФ, 49, 661 (1965).
3. В. Н. Байер, В. М. Галицкий. ЖЭТФ (письма), 2, 259 (1965).
4. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. ЖЭТФ, 50, 1611 (1966).
5. В. Н. Байер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 274.
6. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 498 (1965).
7. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 176.
8. Г. И. Будкер и др. См. настоящий выпуск, стр. 164.
9. Л. С. Коробейников и др. «Ядерная физика» (в печати).

Начало экспериментов на позитрон-электронном накопителе ВЭП-2

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Г. И. БУДКЕР, А. А. НАУМОВ, Ю. Н. ПЕСТОВ,
В. А. СИДОРОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ, А. Г. ХАБАХШАШЕВ

УДК 621.384.60:539.124.6

Описаны первые эксперименты по физике высоких энергий на позитрон-электронном накопителе ВЭП-2. Используется система искровых камер с фотографической регистрацией. Измерение светимости установки проведено по позитрон-электронному рассеянию на малые углы.

Установка ВЭП-2 предназначена для проведения экспериментов на встречных пучках по взаимодействию электронов и позитронов с энергией 2×700 Мэв [1, 2]. Первый эксперимент проводился при энергии 2×380 Мэв. Эта энергия соответствует максимуму сечения образования промежуточного ρ -мезона, который можно наблюдать по его распаду на два λ -мезона.

Накопитель установки представляет собой слабофокусирующий рейстрек с четырьмя одинаковыми прямолинейными промежутками. Радиус равновесной орбиты 150 см, длина прямолинейного промежутка 60 см. Два промежутка служат для инжекции электронов и позитронов, в третьем расположен ВЧ-резонатор, промежуток, противоположный резонаторному, используется для проведения экспериментов.

В этом промежутке установлена система искровых камер, охватывающая телесный угол ($2 \times 0,7$ стер) вблизи вертикального направления. Схема расположения камер показана

на рис. 1. Первыми на пути разлетающихся частиц помещены искровые камеры с тонкими пластинами для определения углов вылета частиц и координат точки взаимодействия. Тип частиц определяется по характеру их взаимодействия с материалом пластин «ливневых» и «пробежных» искровых камер. Довольно сложная система зеркал позволяет пользоваться одной фотокамерой.

Вся система искровых камер запускается четырьмя сцинтилляционными счетчиками размером 40×40 см², включенными в схему совпадений с разрешающим временем $2\tau = 10$ нсек. Для защиты от космического излучения служит счетчик антисовпадений размером 160×160 см² на одном фотоумножителе ФЭУ-65. Между этими счетчиками и камерами помещен слой свинца толщиной 20 см, преграждающий путь в счетчик антисовпадений частицам исследуемого процесса. Включение счетчика антисовпадений снижает частоту срабатываний системы, вызванных космическим излучением, более чем в 200 раз и доводит ее до 15 срабатываний в час.

Работа на установке ВЭП-2 распадается на циклы длительностью около 1 ч. Половина этого времени затрачивается на накопление позитронов и электронов. Начальный ток позитронов в среднем по качеству цикла измерений равен 5 ма, ток электронов 40 ма. Время