

0.32

Н

ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 18-71

С.И.Середняков, К.Фуке*

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТИМОСТИ ДЛЯ
НАКОПИТЕЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ ВЭПП - 3

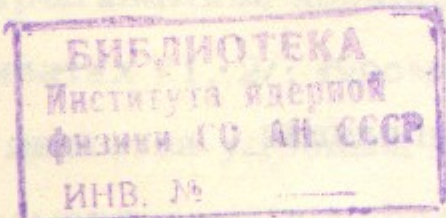
Новосибирск

1971

Препринт

С.И.Середняков, К.Фуке^{x)}

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТИМОСТИ
ДЛЯ НАКОПИТЕЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ ВЭПП-3



Новосибирск

1971

^{x)} От Отделения Физики Токийского Университета, Япония, в порядке научного обмена.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
1. <u>Введение</u>	3
II. Система мониторинга, использующая $e^- e^+$ рассеяние на малые углы	4
II-1. Общее описание системы	4
II-2. Вычисление скорости счёта	5
II-3. Изменения скорости счёта, вызванные смещением пучков. .	8
II-4. Расчёт величины смещения пучков и юстировка системы счётчиков относительно пучков	10
II-5. Эффекты угловой расходимости пучков в месте встречи. . .	12
II-6. Влияние неточностей установки счётчиков относительно друг друга	14
II-7. Радиационные поправки	15
II-8. Измерение азимутального распределения светимости	19
II-9. Счётчики и электроника	21
III. <u>Возможности применения реакций с γ-квантами для измерения светимости</u>	25
III-1. Однократное тормозное излучение	25
III-2. Двойное тормозное излучение	27
III-3. Однократное тормозное излучение с регистрацией электро-на отдачи	27
III-4. Двухквантовая аннигиляция	28
IV. <u>Выводы и обсуждения</u>	29
Литература	32

Скорость счёта физического процесса с сечением σ на встречных пучках имеет вид:

$$\dot{n} = L \sigma \quad (1)$$

Коэффициент L называется светимостью и не зависит от типа физического процесса. Он зависит только от параметров накопителя встречных пучков. ВЭПП-3, строительство которого завершается в Институте ядерной физики, в Новосибирске, имеет один электронный и один позитронный сгустки, вращающиеся по одной орбите в противоположных направлениях друг относительно друга. Для такого случая светимость даётся в виде:

$$L = \frac{I_- I_+}{e^2 f S_{\text{эфф}}} \quad (2)$$

где I_- и I_+ — токи электронов и позитронов соответственно, f — частота обращения пучков и $S_{\text{эфф}}$ — эффективная площадь поперечного сечения обоих пучков. Прямое измерение светимости по уравнению (2) неточно, так как трудно измерять пространственное распределение плотности частиц в пучках.

Возможный путь измерения светимости заключается в использовании известного процесса по уравнению (1). Среди таких процессов наиболее удобными являются процессы с большим сечением в направлении движения начальных частиц. Причина заключается в том, что передаваемый четырехмерный импульс в таких реакциях очень мал, поэтому справедливость квантовой электродинамики хорошо обоснована теоретически, а также проверена в некоторых экспериментах [1, 2]. Кроме того, эти процессы имеют довольно большую величину сечения, что является удобным для быстрого измерения светимости. Существует много таких электромагнитных процессов на встречных пучках: упругое рассеяние, однократное тормозное излучение, двойное тормозное излучение, двойное тормозное излучение, двухквантовая аннигиляция и т.д. Некоторые из этих процессов уже использовались для измерения светимости на накопителях встречных пучков [1, 2, 3, 4]. В наших условиях измерение светимости по рассеянию на малые углы нам кажется наиболее целесообразным. В будущем мы предполагаем применять другие реакции для проверки этого метода измерения светимости.

Большая часть настоящей статьи посвящена описанию системы малых углов, главной целью которой является измерение абсолютной величины светимости с точностью порядка 1%. В главе II мы анализируем эффекты влияния сдвигов пучков на абсолютную величину светимости и предлагаем способ для устранения этих эффектов. Затем мы приводим поправки, обусловленные угловой расходимостью пучков в месте встречи, и радиационные поправки. В конце главы приводится описание системы счётчиков и электроники. В главе III кратко рассмотрены возможности применения реакций с γ -квантами для измерения светимости на ВЭПП-3.

II.1. Общее описание системы

Система состоит из четырех телескопов, и каждый телескоп состоит из маленького счётчика P_i и большого сэндвича S_i , как показано на рис.1. Сцинтилляторы маленьких счётчиков имеют размеры $5 \times 30 \times 30 \text{ мм}^3$. Средний угол рассеянных электронов, попадающих в этот счётчик, около 3° .

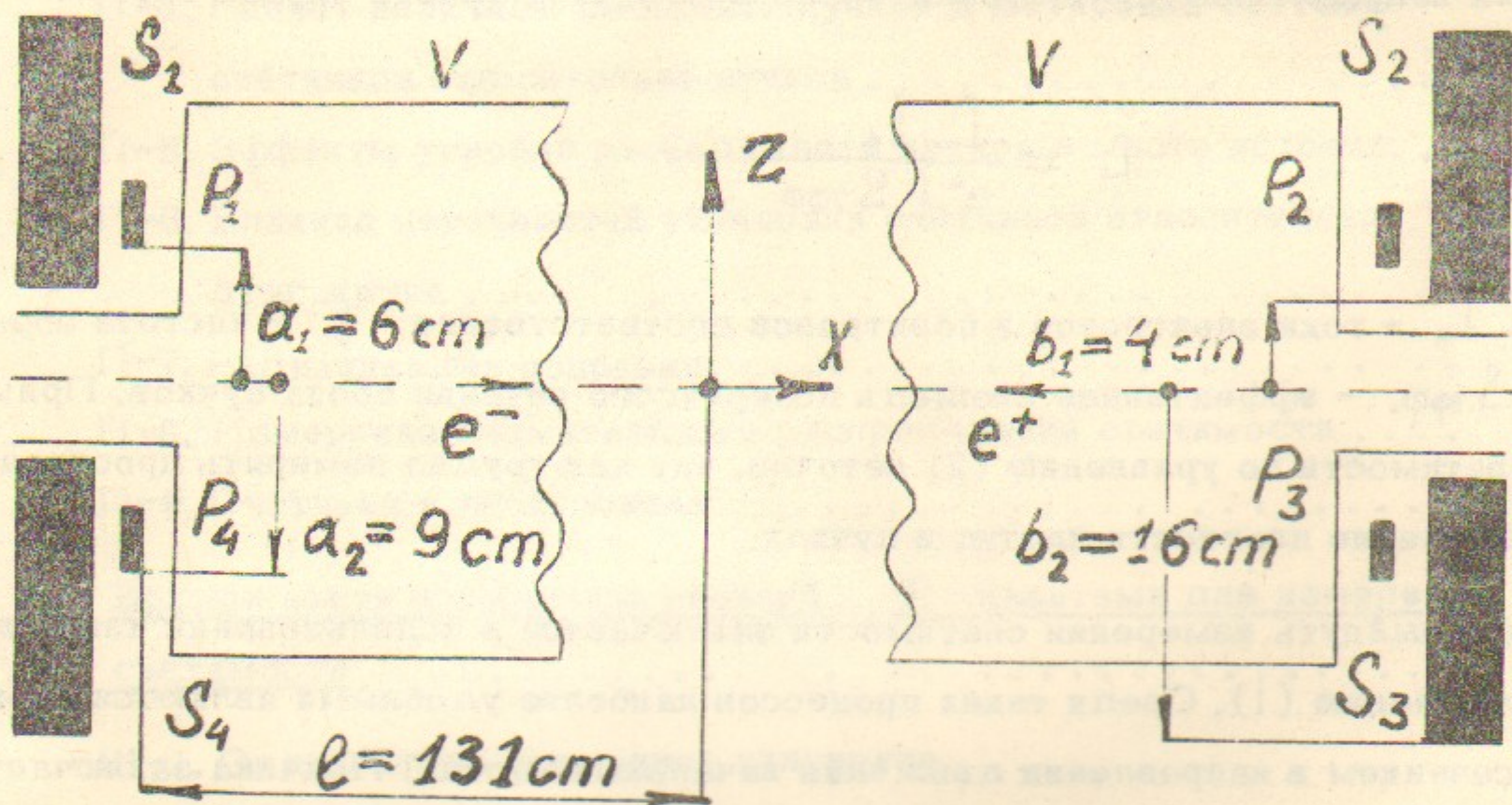


Рис.1. Геометрическое расположение счетчиков;

P_i - маленький счётчик, S_i - сэндвич, V - вакуумная камера:

Апертура сэндвичей составляет 120 мм в вертикальном направлении и 100 мм в радиальном направлении. Сэндвичи позволяют уменьшить вклад мягких частиц в скорость счёта. Большие размеры сэндвичей позволяют компенсировать эффекты конечной протяженности пучков в азимутальном направлении, а также ошибки, вызванные сдвигом пучков. Характеристики всех счётчиков даются ниже.

Стоящие с одной стороны телескопы закреплены на жесткой платформе и расположены в вертикальной плоскости симметрично относительно оси пучка. Платформа, как целое, закреплена на Q -линзе. Пара маленьких счётчиков может менять свое положение относительно пучка, не меняя при этом своего взаимного расположения. В такой конфигурации могут быть сделаны три типа совпадений:

а) 4-кратные совпадения: $F_{13} = S_1 P_1 S_3 P_3$, $F_{24} = S_2 P_2 S_4 P_4$

б) 3-кратные совпадения $T_1 = S_1 P_1 S_3$, $T_2 = S_2 P_2 S_4$

$$T_3 = S_3 P_3 S_1, \quad T_4 = S_4 P_4 S_2$$

в) ИЛИ: $O_{13} = T_1 + T_3 - F_{13}, \quad O_{24} = T_2 + T_4 - F_{24}$

Вследствие симметричной геометрии телескопов сумма 3-кратных совпадений имеет компенсацию ошибок в скорости счёта, вызванных возможными сдвигами источника. Поэтому мы будем использовать эту величину для определения абсолютной светимости. Используя разницу в скоростях счёта различных 3-кратных совпадений, мы вычислим величину смещения источника (II-4). Соотношения между скоростями счёта различных типов совпадений мы будем использовать для определения длины источника в азимутальном направлении (II-8).

Заметим, что три типа совпадений не являются независимыми, поэтому сравнивая их, мы можем проверять систему.

II.2. Вычисление скорости счёта

Сечение упругого $e^- e^+$ рассеяния на малые углы представляется в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2r_0}{\gamma}\right)^2 \frac{1}{\theta^4} \quad (3)$$

Точность этой формулы лучше чем 10^{-3} в нашем случае. Предположим, что источник - точечный. Интегрируя (3) по телесному углу счётчиков, получим выражение для скорости счёта 3-кратных совпадений:

$$\dot{n}_0 = L \frac{2r_0^2 \rho \ell^2}{3\gamma^2} \left\{ 4 \left(\frac{1}{a_1^3} - \frac{1}{a_2^3} \right) - \frac{8\rho^2}{5} \left(\frac{1}{a_1^5} - \frac{1}{a_2^5} \right) \right\} \quad (4)$$

где $r_0 = e^2/mc^2$; $\gamma = E_0/mc^2$; 2ρ - размер маленького счётчика в радиальном направлении; величины ℓ , a_1 и a_2 показаны на рис.1.

Формула (4) довольно сложна, поэтому ниже мы будем использовать следующие приближения:

$$\dot{n}_{01} = L \frac{8r_0^2 \rho \ell^2}{3\gamma^2} \left(\frac{1}{a_1^3} - \frac{1}{a_2^3} \right) \quad (5)$$

$$\dot{n}_{02} = L \left(\frac{2r_0}{\gamma} \right)^2 \frac{\rho \ell^2}{d} \left(\frac{1}{a_1^2} - \frac{1}{a_2^2} \right) \quad (6)$$

$$\dot{n}_{03} = L \left(\frac{2r_0}{\gamma} \right)^2 \frac{S \ell^2}{d^4} \quad (7)$$

где S означает площадь маленького счётчика и d - расстояние от оси пучка до центра маленького счётчика. Точности приводимых приближений для нашей системы следующие:

$$\dot{n}_{01} = 1,03 \dot{n}_0; \quad \dot{n}_{02} = 0,98 \dot{n}_0; \quad \dot{n}_{03} = 0,90 \dot{n}_0$$

Рассмотрим случай конечной протяженности пучков в азимутальном направлении. Опыт ВЭПП-2 показывает, что в накопителе встречных пучков распределение плотности частиц в пучках в азимутальном направлении с хорошей точностью является гауссовым. Мы ожидаем, что на ВЭПП-3 азимутальное распределение светимости будет также гауссовым

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_L} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_L^2}} \quad (8)$$

где $\sigma_L^2 = \frac{\sigma_+^2 \sigma_-^2}{\sigma_+^2 + \sigma_-^2}$, σ_+ и σ_- характеризуют длины позитронного и электронного пучков. Используя приближение (6) и функцию распределения (8) можно вычислить скорость счёта 4-кратных совпадений:

$$\dot{n}_4(\sigma_L) = L \left(\frac{2r_0}{\gamma} \right)^2 \frac{2\rho}{\sqrt{2\pi} \sigma_L d} \int_0^{x_0} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_L^2}} \left\{ \left(\frac{l-x}{a_1} \right)^2 - \left(\frac{l+x}{a_2} \right)^2 \right\} dx \quad (9)$$

где $x_0 = \frac{a_2 - a_1}{a_2 + a_1} \ell$. Аналогичным образом, скорость счёта 3-кратных совпадений может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} \dot{n}_3(\sigma_L) = & L \left(\frac{2r_0}{\gamma} \right)^2 \frac{\rho}{\sqrt{2\pi} \sigma_L d} \left[\int_{x_1}^{x_2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_L^2}} \left\{ \left(\frac{l+x}{a_1} \right)^2 - \left(\frac{l-x}{b_2} \right)^2 \right\} dx + \right. \\ & \left. + \int_{x_2}^{x_3} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_L^2}} \left(\frac{1}{a_1^2} - \frac{1}{a_2^2} \right) (l+x)^2 dx + \int_{x_3}^{x_4} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_L^2}} \left\{ \left(\frac{l-x}{b_1} \right)^2 - \left(\frac{l+x}{a_2} \right)^2 \right\} dx \right] \quad (10) \end{aligned}$$

где $x_1 = \frac{a_2 - b_1}{a_2 + b_1} \ell$, $x_2 = \frac{a_2 - b_2}{a_2 + b_2} \ell$, $x_3 = \frac{a_1 - b_1}{a_1 + b_1} \ell$,

$$x_4 = \frac{a_2 - b_1}{a_2 + b_1} \ell$$

Скорости счёта для ИЛИ могут быть легко вычислены согласно определению. Скорости счёта для каждого из трех типов совпадений приведены на рис. 2 в зависимости от σ_L . Из рис. 2 можно видеть, что 3-кратные совпадения слабо зависят от длины источника, если σ_L меньше 15 см, в то время как 4-кратные совпадения и ИЛИ довольно чувствительны к длине источника.

В типичном случае, если энергия пучка составляет 2 Гэв и светимость $5 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ час}^{-1}$, скорость счёта 3-кратных совпадений будет около 4 событий в секунду, что достаточно для оперативного измерения светимости в короткий период.

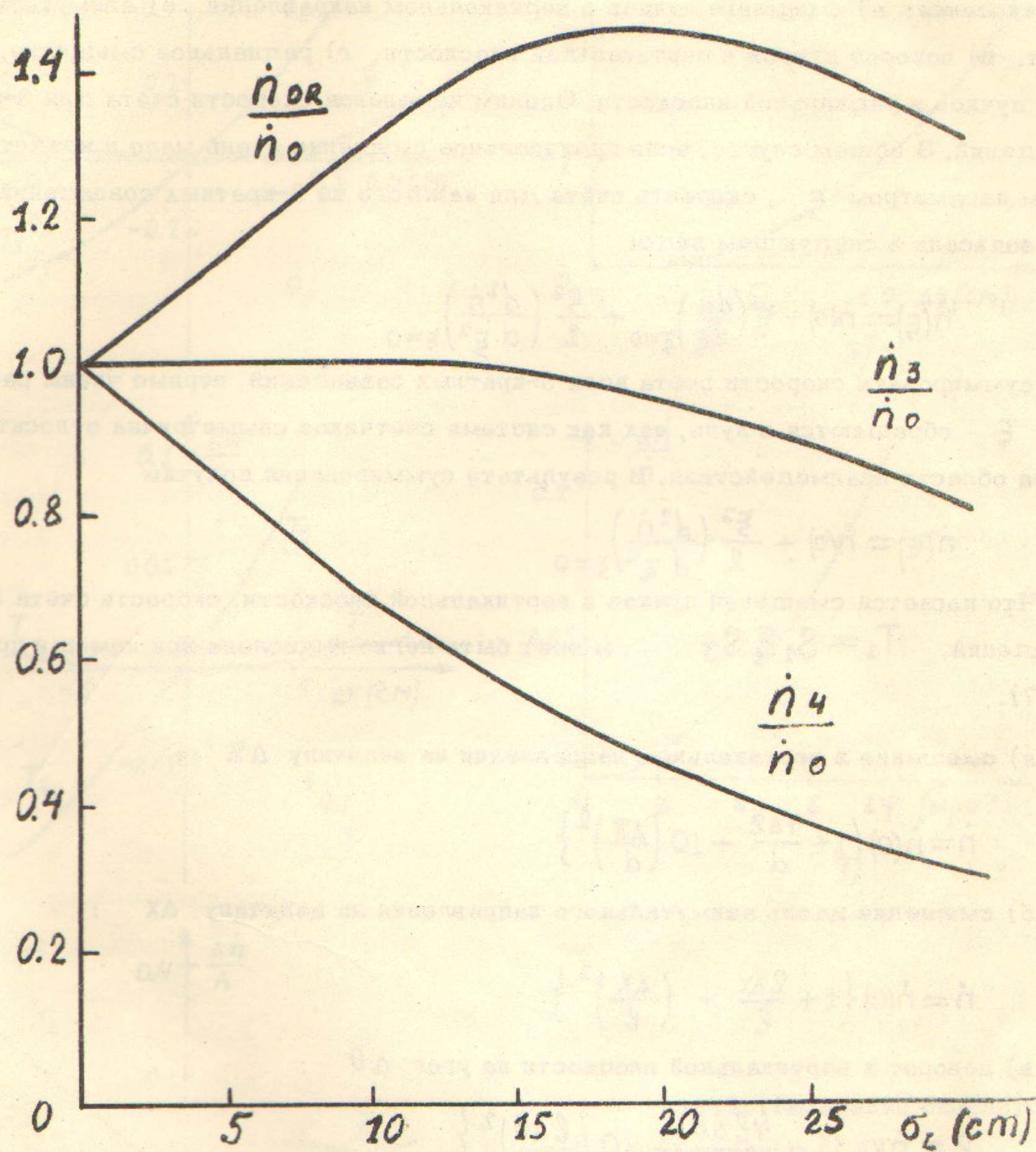


Рис.2. Зависимость скорости счёта от длины источника.

\dot{n}_3 , \dot{n}_4 и \dot{n}_{OR} - скорости счёта для 3 -, 4 - и ИЛИ - совпадений.

II.3. Изменения скорости счёта, вызванные смещением пучков

Существует пять типов возможных смещений источника относительно системы. К ним относятся: а) смещение пучков в вертикальном направлении, б) азимутальное смещение, в) поворот пучков в вертикальной плоскости, г) радиальное смещение, д) поворот пучков в радиальной плоскости. Оценим изменения скорости счёта для 3-кратных совпадений. В общем случае, если произвольное смещение очень мало и представляется малым параметром ξ , скорость счёта для каждого из 3-кратных совпадений может быть записана в следующем виде:

$$\dot{n}(\xi) = \dot{n}(0) + \xi \left(\frac{d\dot{n}}{d\xi} \right)_{\xi=0} + \frac{\xi^2}{2} \left(\frac{d^2\dot{n}}{d\xi^2} \right)_{\xi=0} \quad (11)$$

Если суммировать скорости счёта всех 3-кратных совпадений, первые члены разложения в ряд ξ обращаются в нуль, так как система счётчиков симметрична относительно центра области взаимодействия. В результате суммирования получим

$$\dot{n}(\xi) = \dot{n}(0) + \frac{\xi^2}{2} \left(\frac{d^2\dot{n}}{d\xi^2} \right)_{\xi=0} \quad (12)$$

Что касается смещений пучков в вертикальной плоскости, скорость счёта 3-кратных совпадений, $T_1 = S_1 P_1 S_3$, может быть легко вычислена при помощи приближения (7).

а) смещение в вертикальном направлении на величину ΔZ :

$$\dot{n} = \dot{n}(0) \left\{ 1 + \frac{4\Delta Z}{d} + 10 \left(\frac{\Delta Z}{d} \right)^2 \right\} \quad (13a)$$

б) смещение вдоль азимутального направления на величину ΔX :

$$\dot{n} = \dot{n}(0) \left\{ 1 + \frac{2\Delta X}{e} + \left(\frac{\Delta X}{e} \right)^2 \right\} \quad (13б)$$

в) поворот в вертикальной плоскости на угол $\Delta \theta$:

$$\dot{n} = \dot{n}(0) \left\{ 1 - \frac{4e\Delta\theta}{d} + 10 \left(\frac{e\Delta\theta}{d} \right)^2 \right\} \quad (13в)$$

Для смещений пучков в радиальной плоскости мы используем уравнение (4):

г) смещение в радиальном направлении на величину Δy :

$$\dot{n} = \dot{n}(0) \left\{ 1 - 5 \left(\frac{\Delta y}{a_1} \right)^2 \right\} \quad (13г)$$

д) поворот в радиальной плоскости на угол $\Delta \varphi$:

$$\dot{n} = \dot{n}(0) \left\{ 1 - 5 \left(\frac{e\Delta\varphi}{a_1} \right)^2 \right\} \quad (13д)$$

Величины $(\dot{n} - \dot{n}(0)) / \dot{n}(0)$ приведены на рис.3 для 3-кратных совпадений T_1 и для суммы всех 3-кратных совпадений.

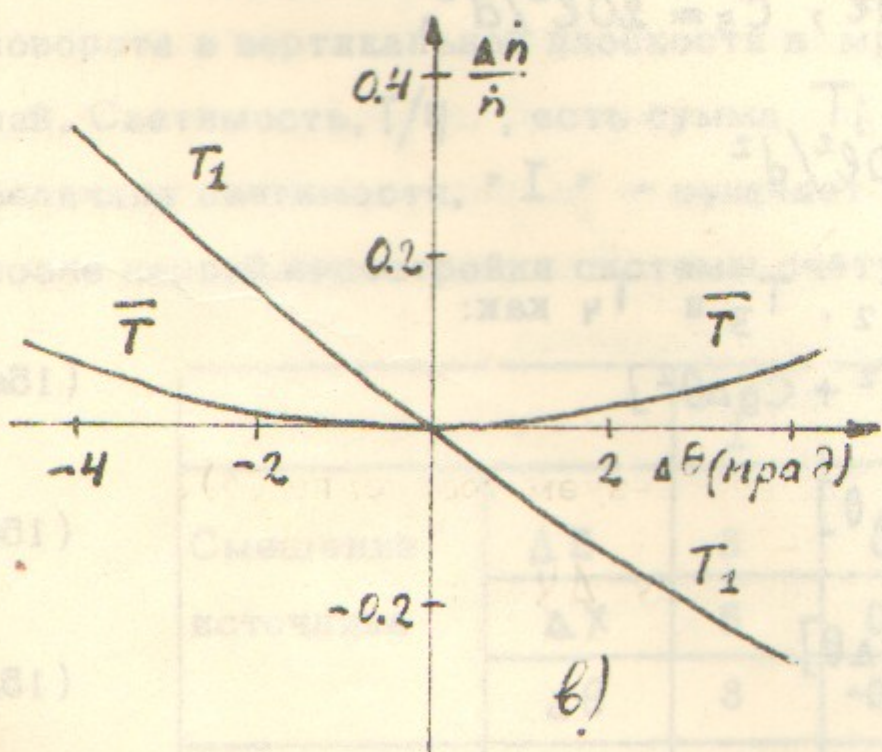
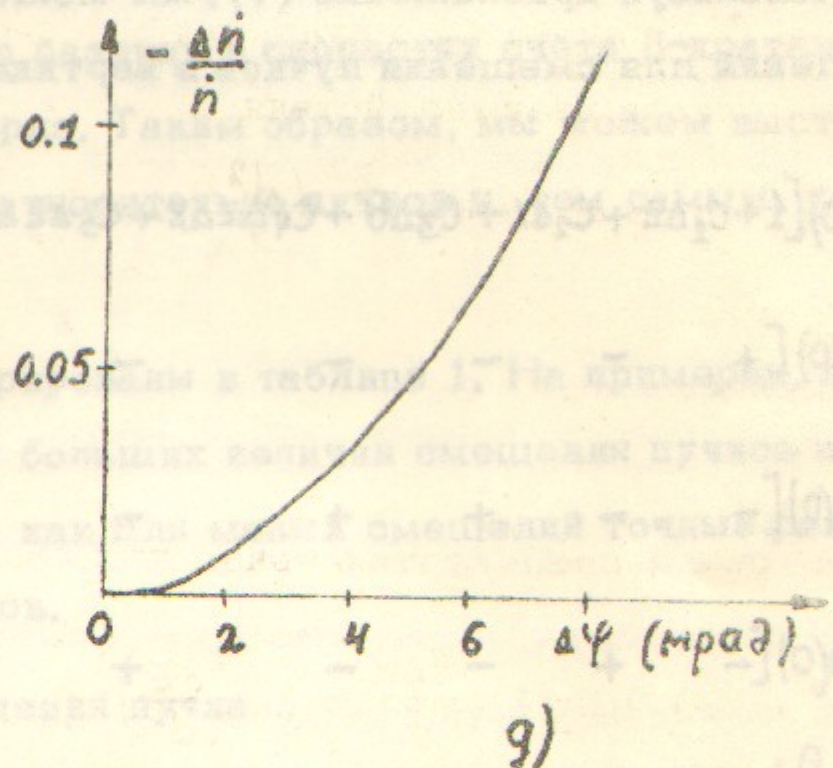
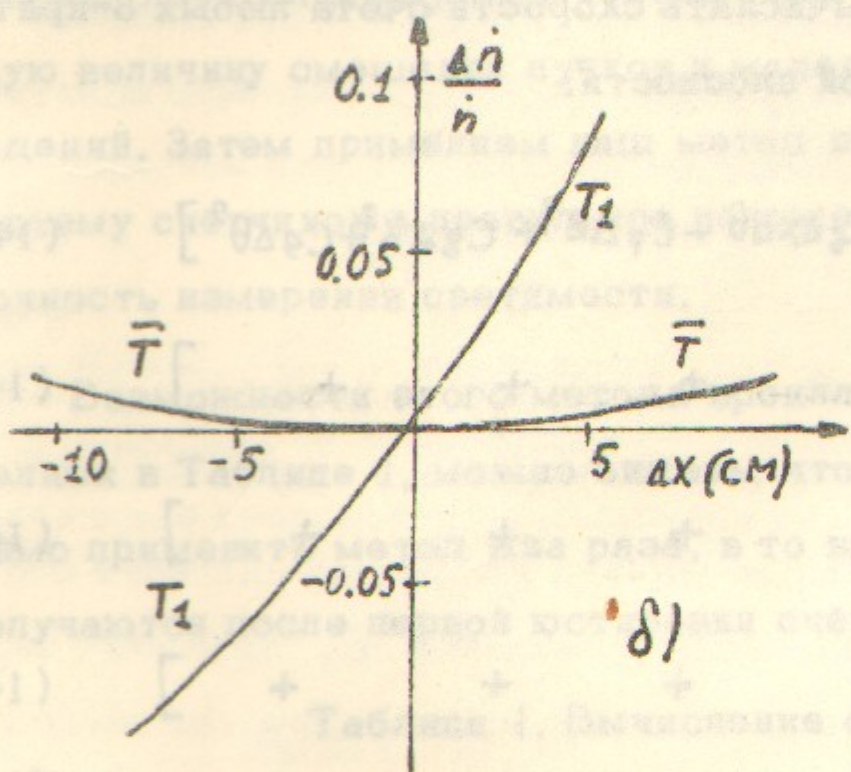
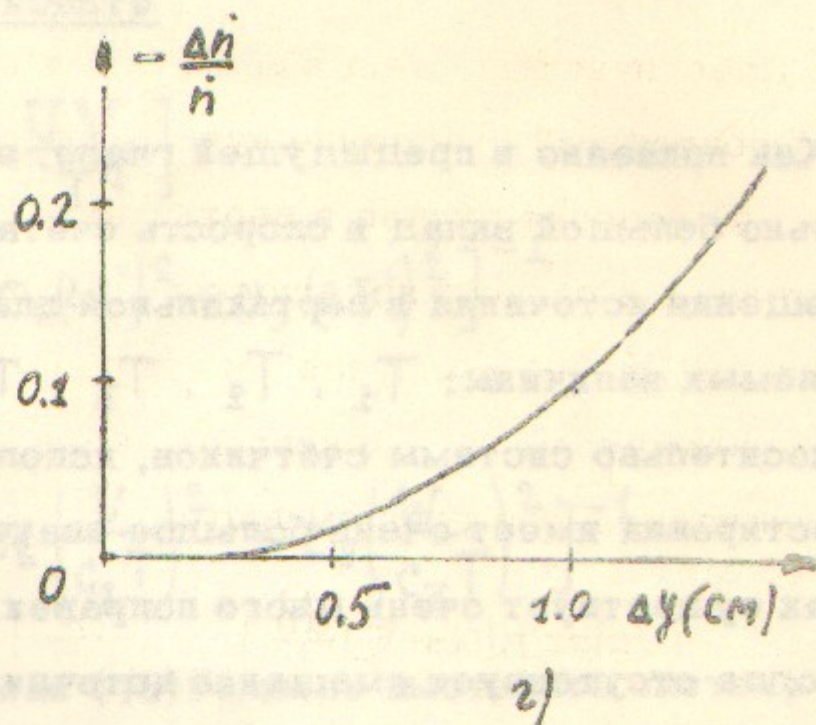
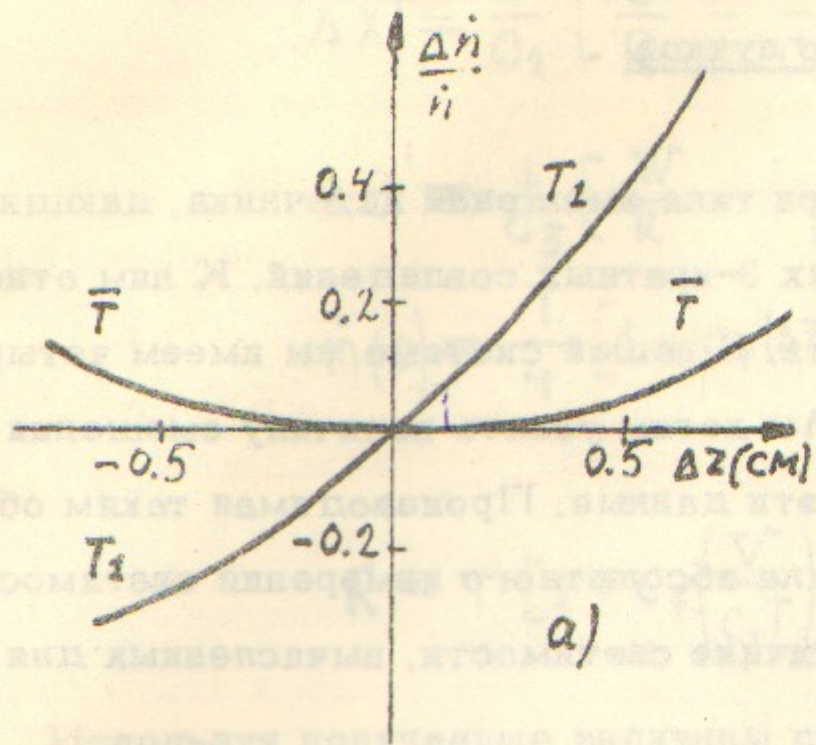


Рис.3. Изменения скорости счёта, вызванные:

- а) вертикальным смещением,
- б) азимутальным смещением,
- в) поворотом в вертикальной плоскости,
- г) радиальным смещением,
- д) поворотом в радиальной плоскости.

II.4. Расчёт величины смещения пучков и юстировка системы счётчиков

относительно пучков

Как показано в предыдущей главе, есть три типа смещений источника, дающих довольно большой вклад в скорость счёта любых 3-кратных совпадений. К ним относятся смещения источника в вертикальной плоскости. В нашей системе мы имеем четыре измеряемых величины: T_1, T_2, T_3, T_4 . Мы хотим узнать величину смещения пучка относительно системы счётчиков, используя эти данные. Производимая таким образом юстировка имеет очень большое значение для абсолютного измерения светимости, так как существует очень много поправок к величине светимости, вычисленных для случая, когда отсутствует смещение источника.

Используя приближение (7), мы можем вычислить скорости счёта любых 3-кратных совпадений для смещения пучков в вертикальной плоскости:

$$T_1 = \dot{n}(0) [1 + c_1 \Delta z + c_2 \Delta x + c_3 \Delta \theta + c_4 \Delta z \Delta x + c_5 \Delta z \Delta \theta + c_6 \Delta x \Delta \theta + c_7 \Delta z^2 + c_8 \Delta x^2 + c_9 \Delta \theta^2] \quad (14a)$$

$$T_2 = \dot{n}(0) [+ \quad - \quad - \quad - \quad - \quad + \quad + \quad + \quad +] \quad (14б)$$

$$T_3 = \dot{n}(0) [- \quad - \quad + \quad + \quad - \quad - \quad + \quad + \quad +] \quad (14в)$$

$$T_4 = \dot{n}(0) [- \quad + \quad - \quad - \quad + \quad - \quad + \quad + \quad +] \quad (14г)$$

где $c_1 = 4/d$, $c_2 = 2/l$, $c_3 = 4l/d$, $c_4 = 8/dl$, $c_5 = 20l^2/d^2$,

$$c_6 = 8/d, \quad c_7 = 10/d^2, \quad c_8 = 1/l^2, \quad c_9 = 10l^2/d^2$$

Определим четыре комбинации величин T_1, T_2, T_3 и T_4 как:

$$T = T_1 + T_2 + T_3 + T_4 = 4\dot{n}(0) [1 + c_7 \Delta z^2 + c_8 \Delta x^2 + c_9 \Delta \theta^2] \quad (15a)$$

$$U = T_1 - T_2 - T_3 + T_4 = 4\dot{n}(0) [c_2 \Delta x + c_5 \Delta z \Delta \theta] \quad (15б)$$

$$V = T_1 + T_2 - T_3 - T_4 = 4\dot{n}(0) [c_1 \Delta z + c_6 \Delta x \Delta \theta] \quad (15в)$$

$$W = T_1 - T_2 + T_3 - T_4 = 4\dot{n}(0) [c_3 \Delta \theta + c_4 \Delta z \Delta x] \quad (15г)$$

Используя метод исследовательских приближений для решения этой системы уравнений (15), можно получить:

$$\Delta z' = \frac{1}{c_1} \left[\frac{V}{R} - \frac{c_6}{c_2 c_3} \frac{UW}{T^2} \right] \quad (16a)$$

$$\Delta X' = \frac{1}{C_2} \left[\frac{U}{R} - \frac{C_5}{C_1 C_3} \frac{V W}{T^2} \right] \quad (16a)$$

$$\Delta \theta' = \frac{1}{C_3} \left[\frac{W}{R} - \frac{C_4}{C_1 C_2} \frac{U V}{T^2} \right] \quad (16b)$$

$$\dot{n}(0) = \frac{T}{4} \left[1 + C_7 (\Delta z')^2 + C_8 (\Delta X')^2 + C_9 (\Delta \theta')^2 \right]^{-1} \quad (16c)$$

где

$$R = T \left[1 + C_7 \left(\frac{V}{C_3 T} \right)^2 + C_8 \left(\frac{U}{C_2 T} \right)^2 + C_9 \left(\frac{W}{C_3 T} \right)^2 \right]^{-1} \quad (17)$$

Используя полученные величины смещений (16), можно выставить систему счётчиков относительно пучков. После этой процедуры мы будем иметь существенно меньшую величину смещения пучков и маленькую разницу в скоростях счёта 3-кратных совпадений. Затем применяем наш метод повторно. Таким образом, мы можем выставить систему счётчиков в правильное положение относительно пучков и, тем самым, улучшить точность измерения светимости.

Возможности этого метода проиллюстрированы в таблице 1. На примерах, приведенных в Таблице 1, можно видеть, что для больших величин смещения пучков необходимо применять метод два раза, в то время как для малых смещений точные результаты получаются после первой юстировки счётчиков.

Таблица 1. Вычисление смещения пучка

Δz - вертикальное смещение в мм, ΔX - азимутальное смещение в см, $\Delta \theta$ - угол поворота в вертикальной плоскости в мрад. T_i - скорости счёта 3-кратных совпадений. Светимость, $T/4$, есть сумма T_i , в то время как $\dot{n}(0)$ - есть исправленная величина светимости. "I" - означает начальные величины, "C" - эти же величины после первой перестройки системы счётчиков.

		I	C	I	C	I	C
Смещение источника	Δz	3	0.08	5	0.03	10	- 1.17
	ΔX	5	0.33	10	0.31	10	- 9.13
	$\Delta \theta$	3	-0.18	5	-0.42	10	- 1.65
Скорость счёта	T_1	1.588	0.997	2.262	0.977	5.052	0.727
	T_2	0.868	1.013	0.767	1.029	0.692	1.217
	T_3	0.987	0.978	0.951	0.963	1.064	1.077
	T_4	0.747	1.014	0.639	1.035	0.381	1.047
Светимость	$T/4$	1.048	1.000	1.155	1.001	1.797	1.017
	$\dot{n}(0)$	1.000	1.000	1.014	1.000	1.084	1.001

Предлагаемый метод может быть использован также в случае, когда σ_L больше 15 см, так как коэффициенты C_i являются слабыми функциями от σ_L .

II.5. Эффекты угловой расходимости пучков в месте встречи

Для получения высоких значений светимости мы уменьшаем величину β -функции, устанавливая квадрупольные линзы по обе стороны от области взаимодействий. В таком случае электронный и позитронный пучки имеют большую угловую расходимость, которая приблизительно обратно пропорциональна квадратному корню из величины β -функций. Вследствие пучок-пучкового взаимодействия трудно вычислить распределение плотности в фазовом пространстве бетатронных колебаний. Ожидается, что фазовый объем будет составлять $2 \cdot 10^{-3}$ см.рад для вертикальных бетатронных колебаний. Далее, можно предположить, что угловое распределение частиц в вертикальной плоскости является гауссовым со стандартным отклонением θ_η для электронного пучка и θ_ζ для позитронного пучка. По порядку величины θ_η и θ_ζ составляют:

$$\theta_\eta, \theta_\zeta \approx \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-3}}{\pi \beta}} \quad (18)$$

где β измеряется в см. Это означает, что в предельном случае, скажем, при $\beta = 5$ см, θ_η и θ_ζ составят 10 мрад, что даёт значительное увеличение скорости счёта.

Используя приближение уравнения (5) можно вычислить изменение скорости счёта. Вначале мы рассматриваем следующий случай: электрон с энергией E_0 проходит через область взаимодействия под углом η и сталкивается с позитроном, который имеет ту же энергию, но угол ζ . Затем электрон упруго рассеивается в направлении θ и регистрируется в счётчике P_i . Позитрон рассеивается под определенным углом неколлинеарно электрону, однако, отклонение от коллинеарности незначительно, поэтому позитрон регистрируется в большом сэндвиче. Мы вычислили матрицу преобразования, связывающую лабораторную систему с системой центра масс. Пренебрегая членами выше квадратичных по η и ζ , мы получили следующие уравнения

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ E \end{pmatrix}_{\text{ц.м.}} = \Gamma \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ E \end{pmatrix}_{\text{ЛАБ.}}$$

и

$$\Gamma = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\eta^2 + \zeta^2}{8} & \frac{\eta + \zeta}{2} & 0 \\ -\frac{\eta + \zeta}{2} & 1 - \frac{\eta\zeta}{2} & -\frac{\eta - \zeta}{2} \\ \frac{\eta^2 - \zeta^2}{4} & -\frac{\eta - \zeta}{2} & 1 + \frac{(\eta - \zeta)^2}{8} \end{pmatrix} \quad (19)$$

где p_x и p_y - импульсы электрона в азимутальном и вертикальном направлениях соответственно. Энергия электрона и позитрона в системе центра масс составляет

$$E'_0 = E_0 \left\{ 1 - \frac{\eta^2 - \zeta^2}{8} \right\} \quad (20)$$

Используя (19), можно вычислить дифференциальное сечение в лабораторной системе:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{L, \eta, \zeta} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{E_0, \theta} \cdot \left\{ 1 + \frac{\eta\zeta}{2} + 3 \frac{\eta}{\theta} + 6 \frac{\eta^2}{\theta^2} \right\} \quad (21)$$

где $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{E_0, \theta}$ означает дифференциальное сечение в случае лобовых столкновений. Предполагая, что пучки имеют гауссовое распределение по η и ζ . Интегрируя (21) по η и ζ , мы получим эффективное сечение в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{E_0, \theta} \cdot \left\{ 1 + 3 \frac{\sigma_{\eta}^2}{\theta^2} \right\} \quad (22)$$

Аналогичным образом мы вычислим сечение для случая, когда позитрон регистрируется в маленьком счётчике. Суммируя оба сечения и интегрируя по углу маленького счётчика, мы получим выражение для суммы скоростей счёта 3-кратных совпадений:

$$N \approx N_0 \left\{ 1 + \frac{9}{10} \frac{\sigma_{\eta}^2 + \sigma_{\zeta}^2}{\theta_1^2} \right\} \quad (23)$$

где $\theta_1 = a_1 / l$; комбинируя (23) и (18), можно вычислить изменение скорости счёта в зависимости от величины β -функции (рис.4). В предельном случае, при $\beta = 5$ см, увеличение скорости счёта составляет 11%.

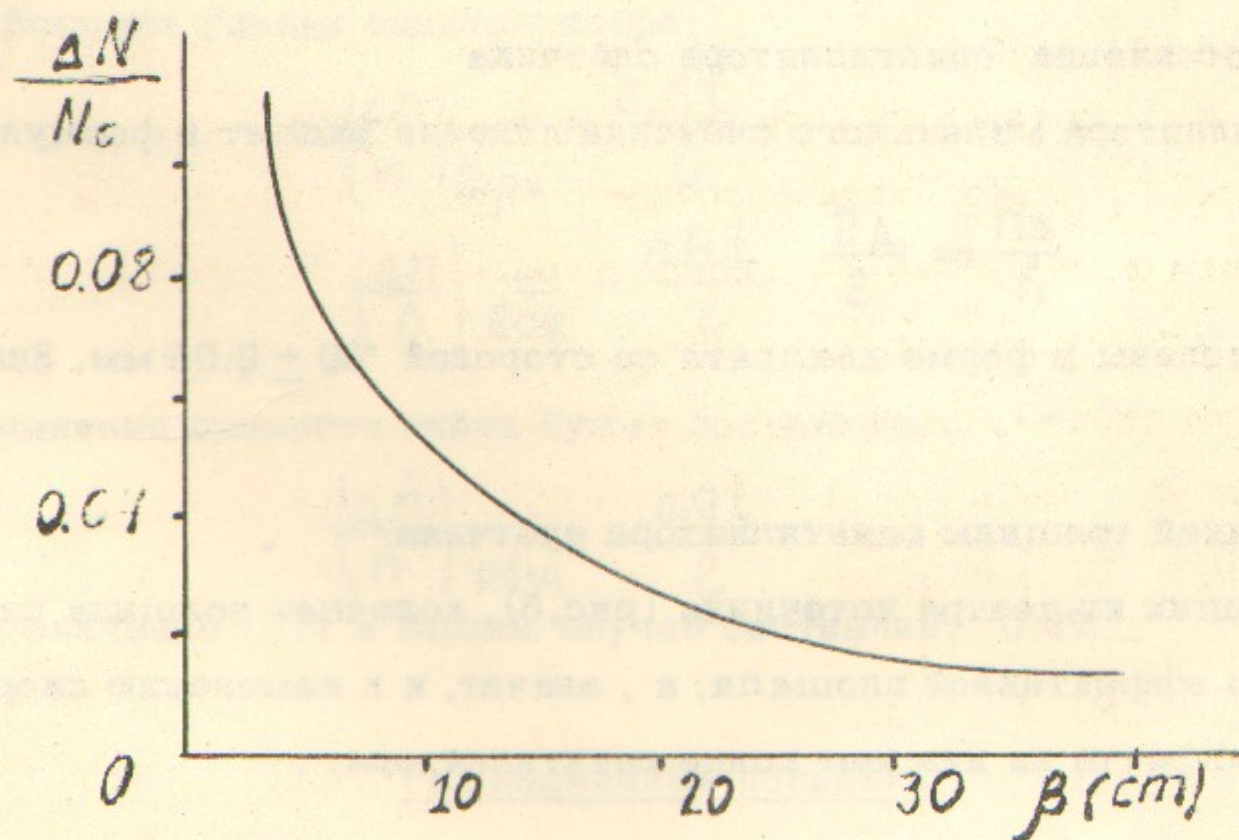


Рис.4. Изменение скорости счёта в зависимости от величины бетатронной функции.

II.6. Влияние неточностей установки счётчиков относительно друг друга

В предыдущих главах мы видели, что применение идеи компенсации и юстировка счётчиков по известным скоростям счёта значительно уменьшают ошибки, обусловленные возможными смещениями области взаимодействия относительно неподвижной системы счётчиков. Однако по-прежнему остаются ошибки, определяемые внутренней конфигурацией системы счётчиков. Оценим эти ошибки, используя приближение (7), и укажем необходимые допуски на установку счётчиков.

а) Расстояние между маленькими счётчиками по вертикали. Пусть ΔZ — ошибка измерения расстояния $2d$ между центрами маленьких счётчиков. В таком случае ошибка в скорости счёта будет составлять:

$$\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}} = - \frac{2 \Delta Z}{d} \quad (24)$$

Точность установки $\Delta Z = 0,4$ мм достаточна для того, чтобы иметь ошибку в скорости счёта меньше чем 1%.

б) Расстояние между счётчиками по азимуту.

Пусть ΔX — точность измерения расстояния 2ℓ между счётчиками в азимутальном направлении. Из (7) легко получить:

$$\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}} = \frac{\Delta X}{\ell} \quad (25)$$

Точность установки $\Delta X = 1,3$ см соответствует ошибке в скорости счёта равной 1%.

в) Точность изготовления сцинтиллятора счётчика

Площадь сцинтиллятора маленького счётчика линейно входит в формулу (7). Поэтому

$$\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}} = \frac{\Delta S}{S} \quad (26)$$

Сцинтилляторы изготовлены в форме квадрата со стороной $30 \pm 0,05$ мм. Значит, $\Delta \dot{n} / \dot{n} = 0,3$ %.

г) Влияние конечной толщины сцинтиллятора счётчика

Для частиц, летящих из центра источника (рис.5), конечная толщина сцинтиллятора приводит к изменению эффективной площади, а, значит, и к изменению скорости счёта. Оценим вклад этого эффекта на нижнем конце сцинтиллятора.

Относительное изменение скорости счёта равно:

$$\left(\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}} \right)_{\text{ниж.}} = \frac{\int_{\theta_1 - \Delta\theta}^{\theta_1} \varepsilon(\theta) d\theta / \theta^4}{\int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta / \theta^4} \quad (27)$$

где $\varepsilon(\theta)$ — эффективность регистрации частицы, проходящей через нижний край сцинтиллятора. Заменим $\varepsilon(\theta)$ на его среднее значение, близкое к 0,5.

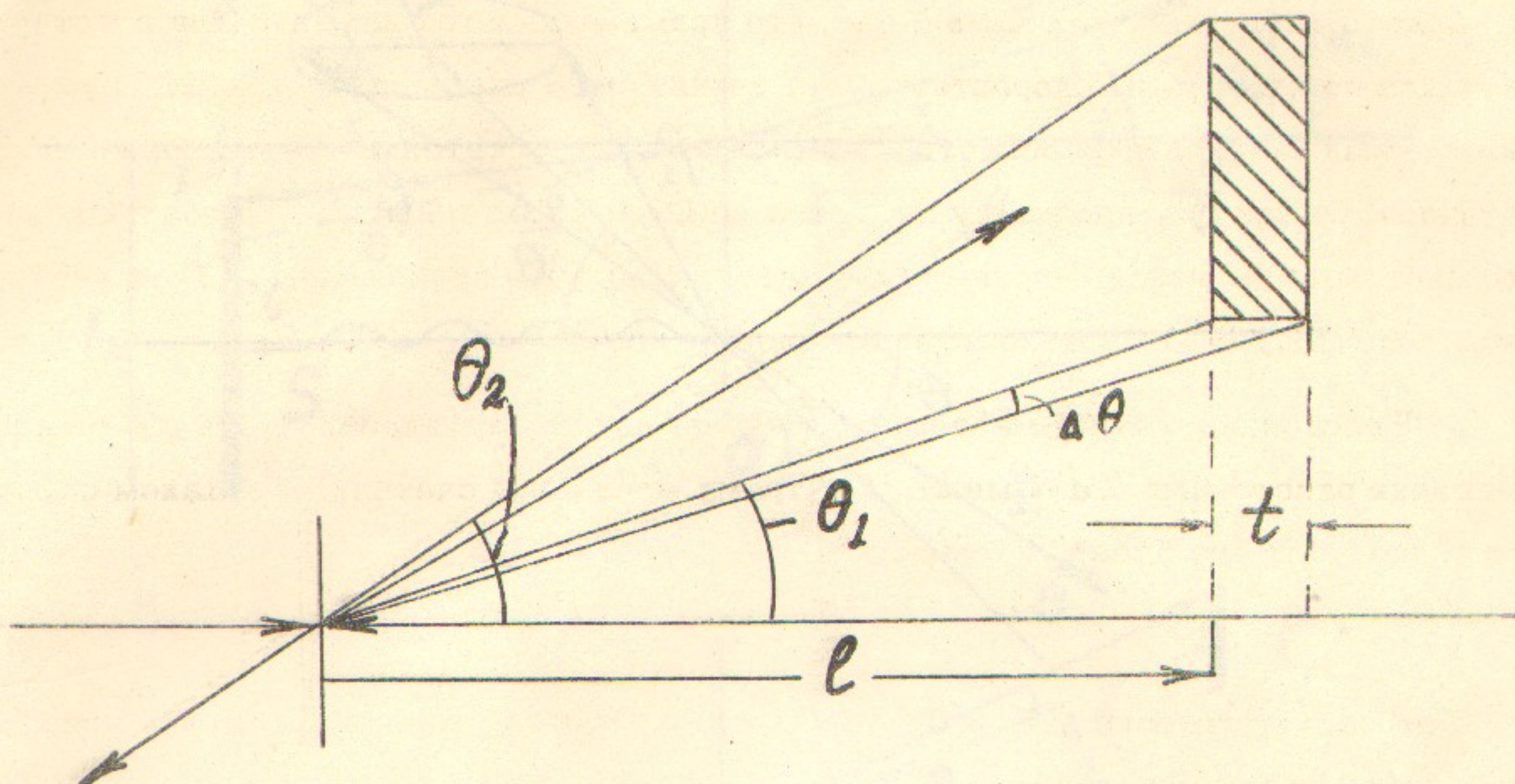


Рис.5. Краевые эффекты в сцинтилляторе маленького счётчика.

Тогда из (27) легко получить:

$$\left(\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}}\right)_{\text{ниж}} = \frac{2t}{e} \quad (28)$$

где t - толщина сцинтиллятора. Аналогичным образом можно оценить эффекты на верхней и боковых гранях сцинтиллятора:

$$\left(\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}}\right)_{\text{верх}} = -\frac{0.6t}{e} \quad (29)$$

$$\left(\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}}\right)_{\text{бок}} = -\frac{0.5t}{e} \quad (30)$$

Общее изменение скорости счёта будет составлять:

$$\left(\frac{\Delta \dot{n}}{\dot{n}}\right)_{\text{общ}} = \frac{0.9t}{e} \quad (31)$$

Численное значение (31) в нашем случае составляет 0,4%.

II.7. Радиационные поправки

Излучение фотонов при рассеянии электронов на позитронах приводит к изменению скорости счёта упругого рассеяния. Такие радиационные поправки (РП) были рассмотрены в / 5 / для экспериментов на встречных пучках.

Пусть p_1 и p_2 импульсы рассеянных электрона и позитрона соответственно. Средний угол θ рассеяния определяется так, как это показано на рис. 6.

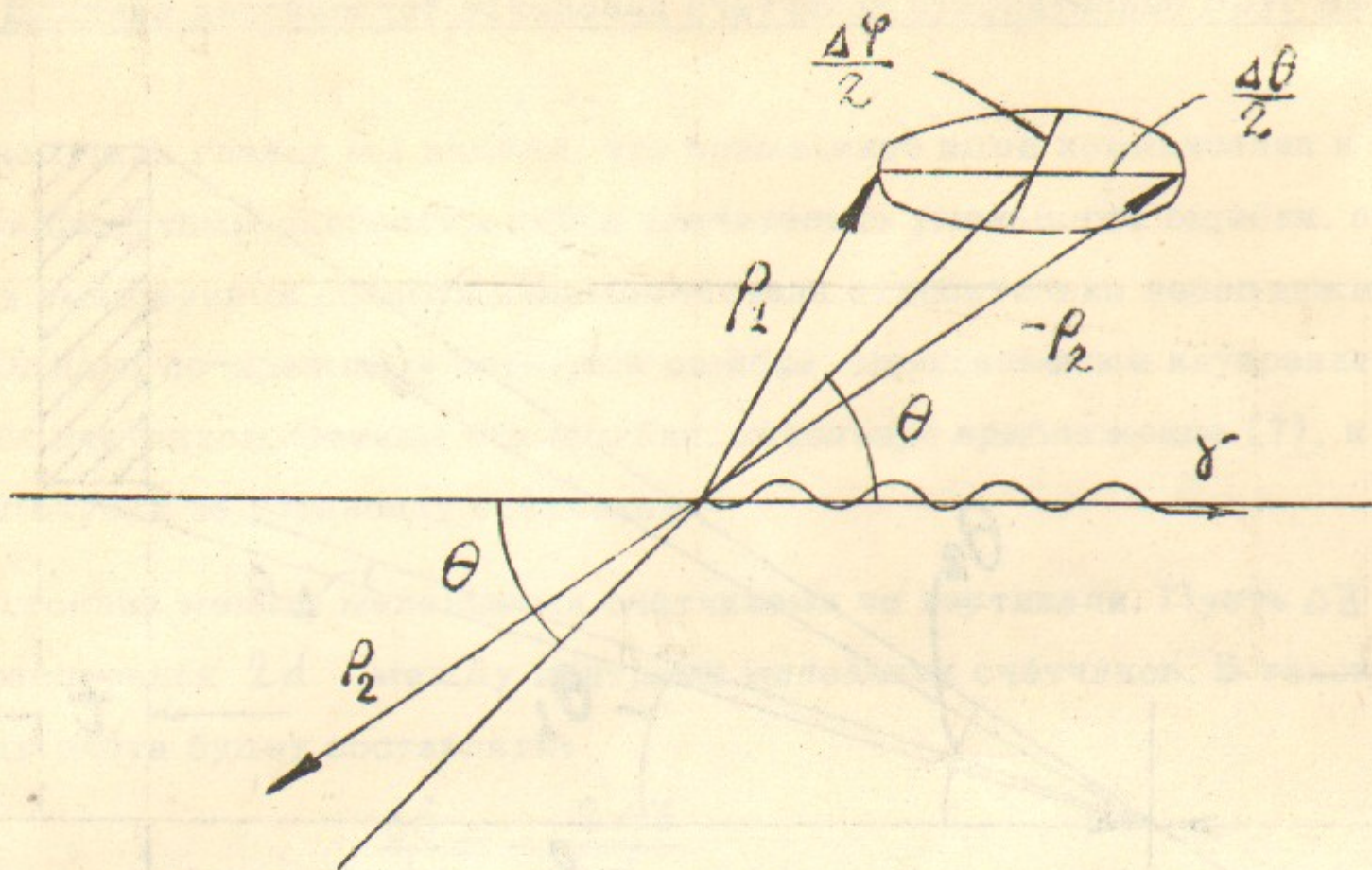


Рис.6. Схематическая диаграмма процесса радиационного рассеяния.

В таком случае углы рассеяния электрона и позитрона будут равны $\theta + \Delta\theta/2$ и $\theta - \Delta\theta/2$ соответственно. При фиксированном угле θ сечение такой реакции интегрируется внутри эллипса с полуосями $\Delta\theta/2$ и $\Delta\psi/2$ при условии:

$$1/\gamma \ll \Delta\theta \ll \theta$$

Сечение, включающее вакуумные вклады и вклады от излучения жестких фотонов, имеет следующий вид:

$$d\sigma = d\sigma_0 (1 + \delta) \quad (32)$$

$$\delta(\theta, \Delta\theta) = \frac{2d}{\pi} \left\{ \ln \gamma \left[\frac{11}{3} - 2\varepsilon + \frac{\varepsilon^2}{2} + 2 \ln \varepsilon \right] + \ln^2 \left(\varepsilon \frac{\Delta\theta}{\theta} \right) + \right. \\ \left. + \ln \frac{\Delta\theta}{\theta} \left[2 \ln \gamma - 1 - 2\varepsilon + \frac{\varepsilon^2}{2} - 2 \ln \frac{\Delta\theta + \Delta\psi}{2\theta^2} \right] \right\} \quad (33)$$

где $\varepsilon = 1 - E_{\min}/E_0$ и E_{\min} соответствует порогу регистрации частицы.

Предположим, что распределение светимости - точечное.

Рассматривая РП для 3-кратных совпадений мы можем выделить три случая, когда РП дают существенный вклад.

В первом случае электрон излучает γ -квант в нулевом направлении и регистрируется в счётчике P_1 , в то время как позитрон регистрируется в сэндвиче S_1 в области между a_1 и b_1 , как показано на рис.7а. Такие события не регистрируются в случае чисто упругого процесса. Углы рассеяния θ лежат в области $b_1/l < \theta < a_1/l$.

Для регистрации необходимо, чтобы выполнялись следующие условия:

$$\Delta\theta/2 < \theta - b_1/l$$

$$\Delta\theta/2 < a_2/l - \theta$$

(34)

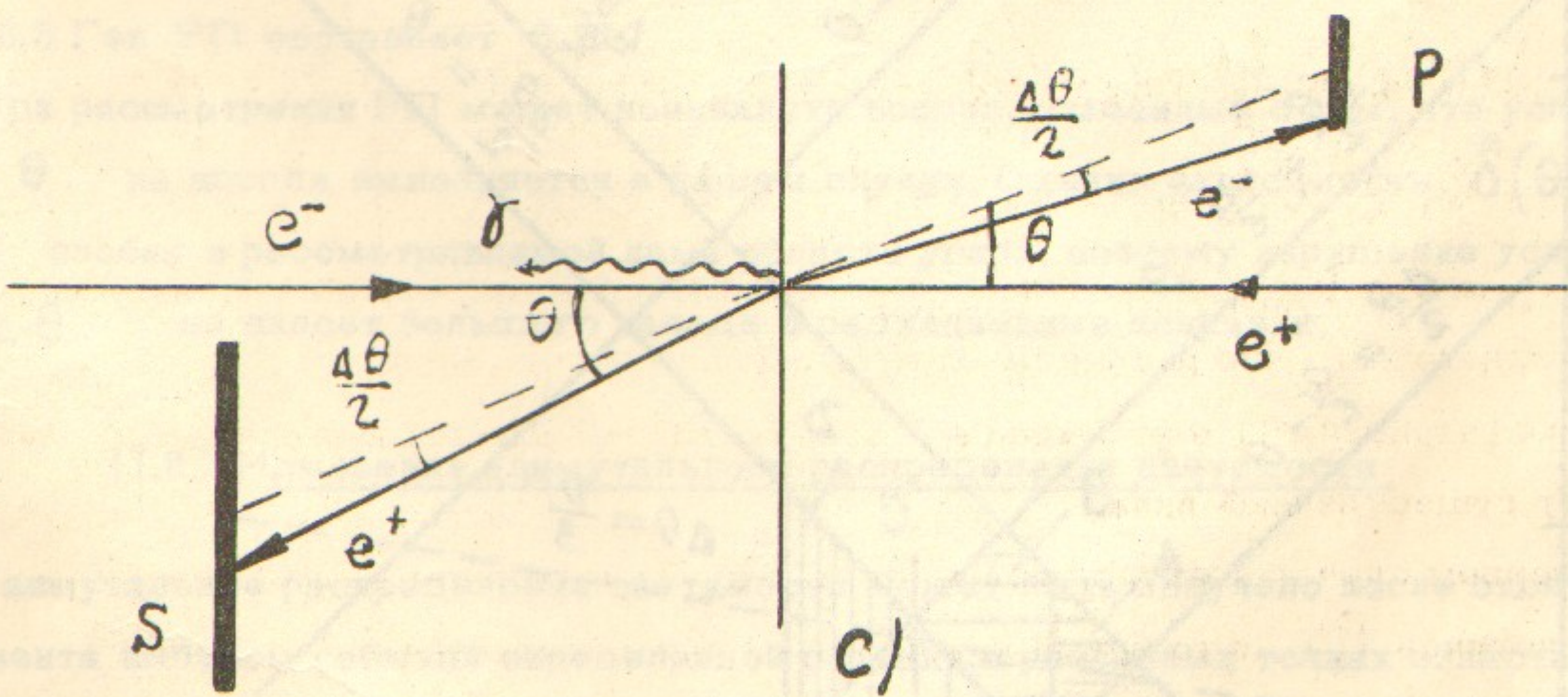
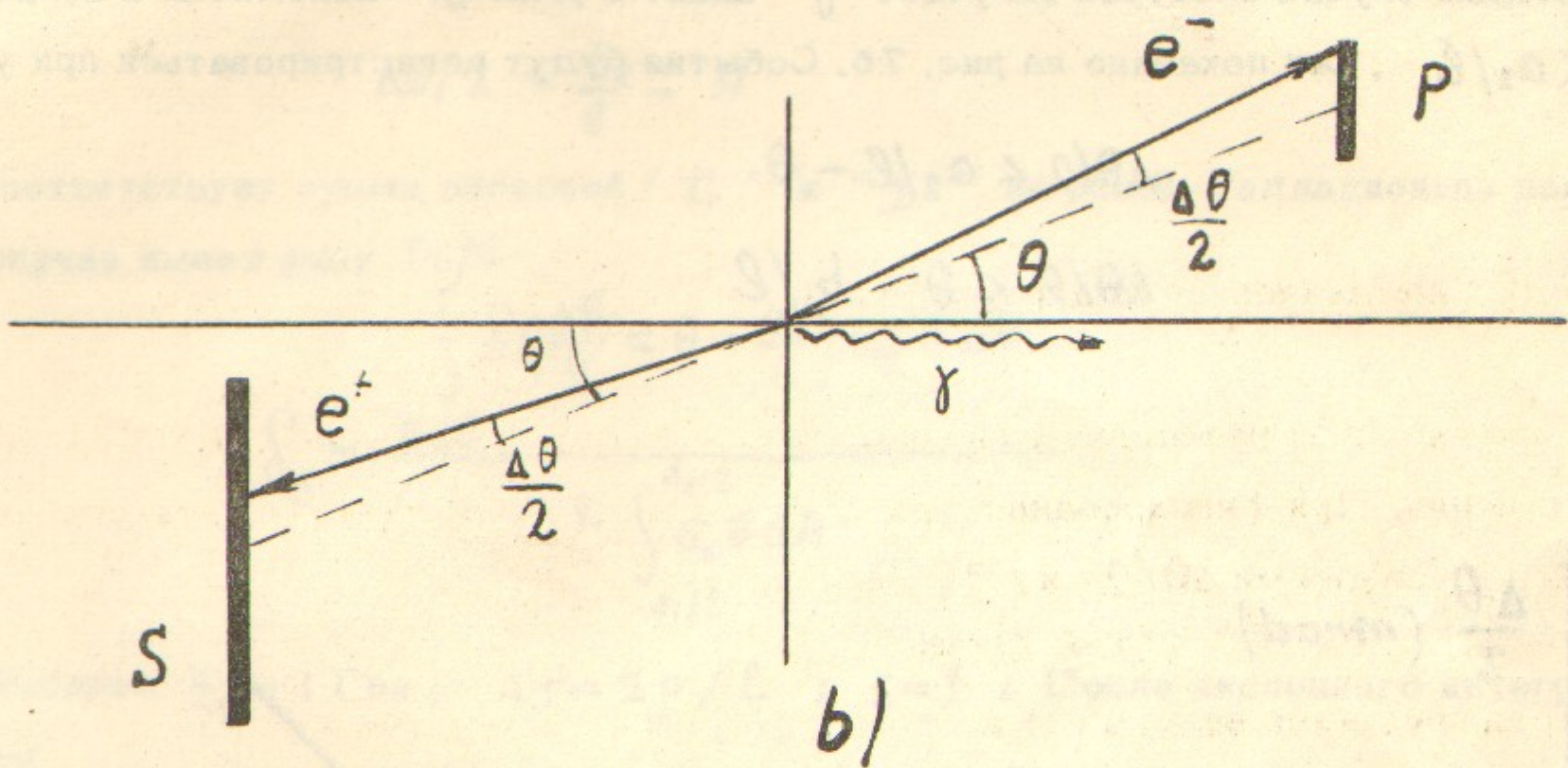
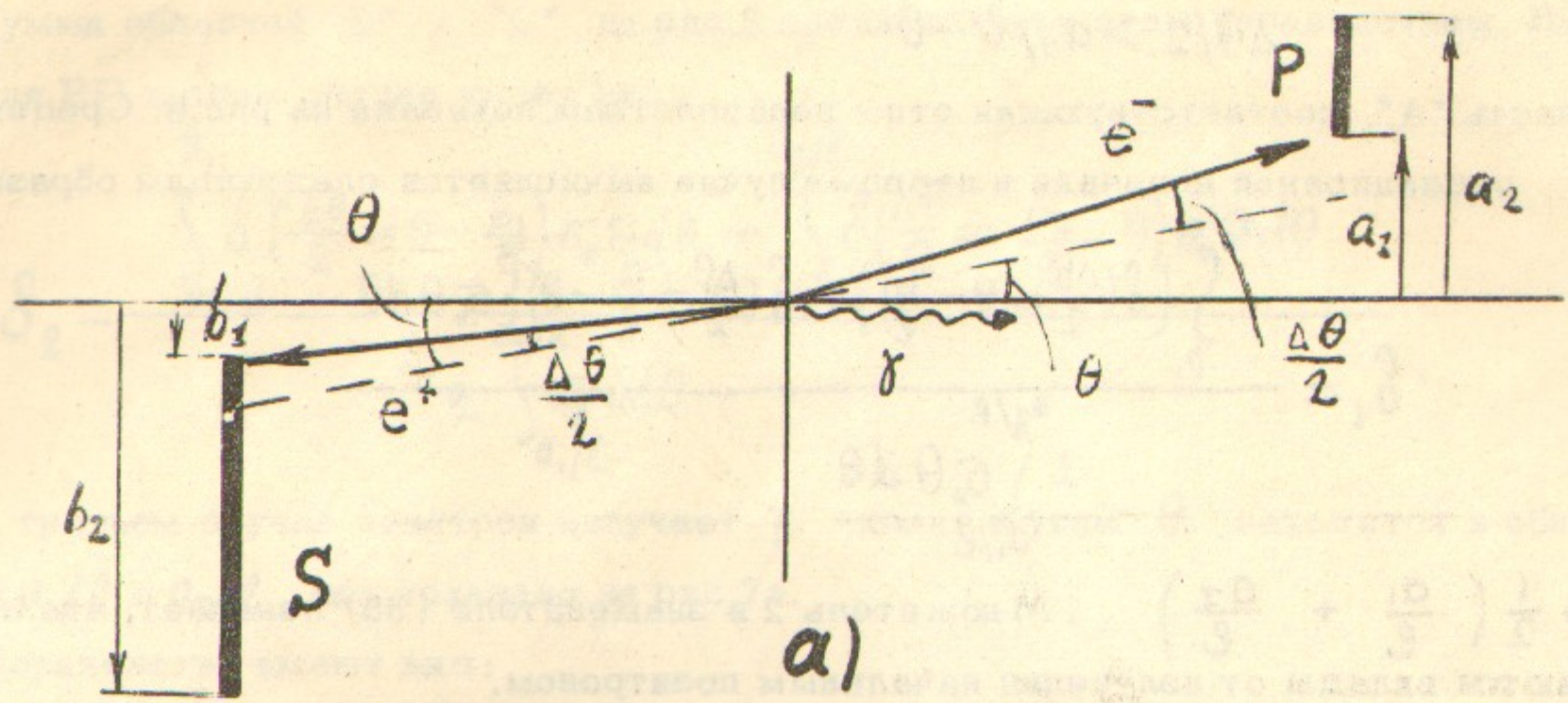


Рис.7. Иллюстрация трех случаев радиационных поправок.
 P - маленький счётчик, S - сэндвич.

$$\Delta\theta/2 > a_1/e - \theta$$

Область "А", соответствующая этим неравенствам, показана на рис.8. Средняя величина δ_1 радиационной поправки в первом случае вычисляется следующим образом:

$$\delta_1 = \frac{\int_{a_1/e}^{a_2/e} \left\{ \delta\left(\frac{\Delta\theta}{2} = \theta - \frac{b_1}{e}\right) - \delta\left(\frac{\Delta\theta}{2} = \frac{a_1}{e} - \theta\right) \right\} \sigma_0 \theta d\theta}{2 \int_{a_1/e}^{a_2/e} \sigma_0 \theta d\theta} \quad (35)$$

где $\theta_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{a_1}{e} + \frac{a_2}{e} \right)$. Множитель 2 в знаменателе (35) означает, что не рассматриваются вклады от излучения начальным позитроном.

Во втором случае электрон излучает γ -квант и углы θ находятся в области $a_1/e < \theta < a_2/e$, как показано на рис. 76. События будут регистрироваться при условиях:

$$\Delta\theta/2 < a_2/e - \theta$$

$$\Delta\theta/2 < \theta - b_1/e \quad (36)$$

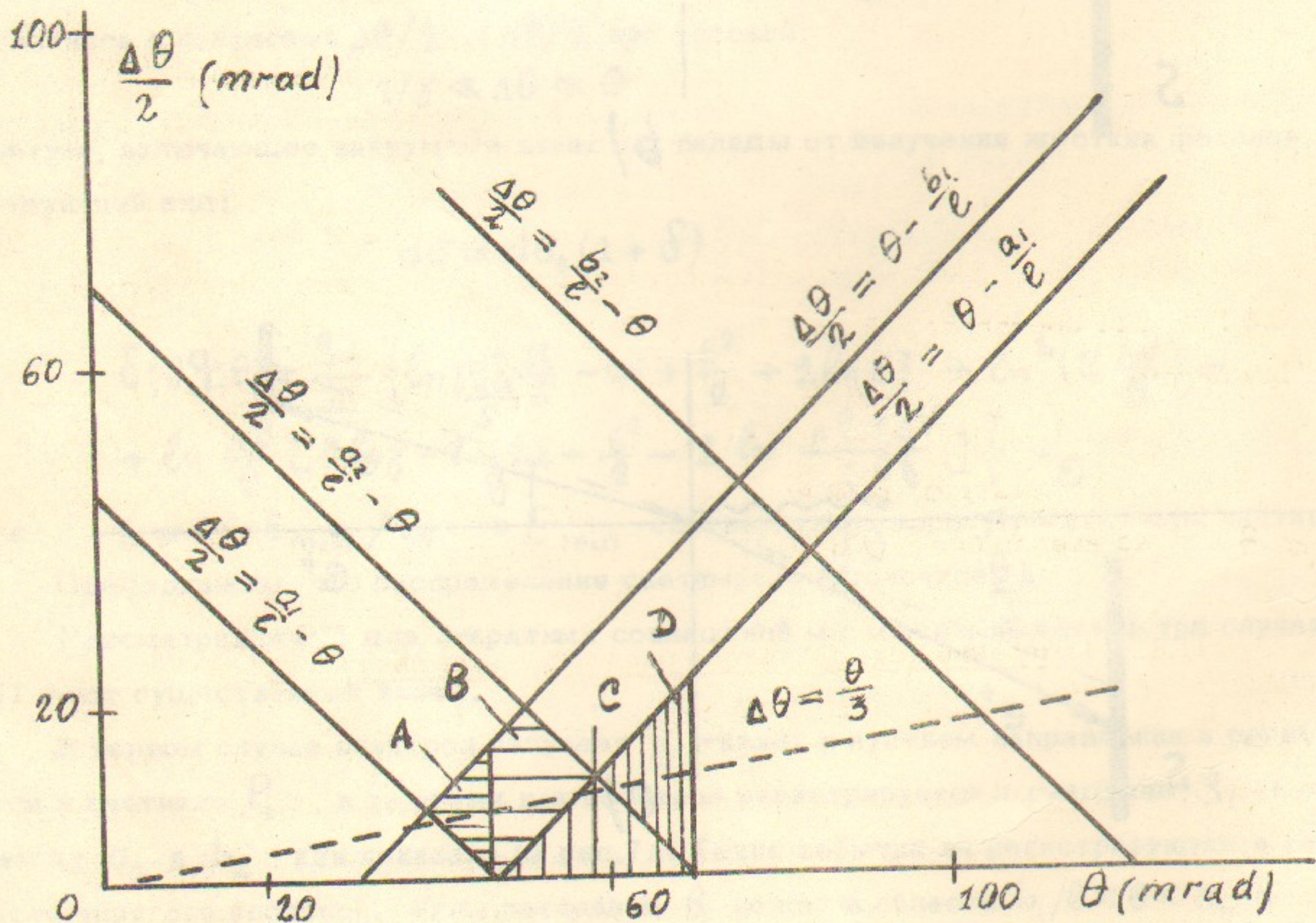


Рис.8. Соотношения между θ и $\Delta\theta$ для трёх случаев радиационных поправок. Области А, В+С и С+D дают вклады в первом, втором и третьем случаях соответственно.

Сумма областей "В" и "С" на рис.8 соответствует этим неравенствам. Выражение для РП в этом случае имеет вид:

$$\delta_2 = \frac{\int_{a_1/l}^{\theta_2} \delta(\frac{\Delta\theta}{2} = \theta - \frac{b_1}{l}) \sigma_0 \theta d\theta + \int_{\theta_2}^{a_2/l} \delta(\frac{\Delta\theta}{2} = \frac{a_2}{l} - \theta) \sigma_0 \theta d\theta}{2 \int_{a_1/l}^{a_2/l} \sigma_0 \theta d\theta} \quad (37)$$

В третьем случае позитрон излучает γ -квант и углы θ находятся в области между a_1/l и a_2/l , как показано на рис.7с.

Неравенства имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta\theta/2 < \theta - a_1/l \\ \Delta\theta/2 < \frac{b_2}{l} - \theta \end{aligned} \quad (38)$$

и им соответствует сумма областей "С" и "Д" на рис.8. Радиационная поправка в этом случае имеет вид:

$$\delta_3 = \frac{\int_{a_1/l}^{a_2/l} \delta(\frac{\Delta\theta}{2} = \theta - \frac{a_1}{l}) \sigma_0 \theta d\theta}{2 \int_{a_1/l}^{a_2/l} \sigma_0 \theta d\theta} \quad (39)$$

Выберем $E_0 = 1$ Гэв; $\Delta\varphi = 2\rho/l$; $\varepsilon = 1$. После численного интегрирования получим

$$\delta_1 = 1.1\%; \quad \delta_2 = 2.3\%; \quad \delta_3 = 1.6\%; \quad \delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 = 5\%.$$

Зависимость РП от энергии в нашем случае очень слабая. Так, например, при $E_0 = 3.5$ Гэв РП составляет 5.2%.

При рассмотрении РП может возникнуть вопрос, связанный с тем, что условие $\Delta\theta \ll \theta$ не всегда выполняется в нашем случае. Однако зависимость $\delta(\theta, \Delta\theta)$ от $\Delta\theta$ слабая в рассматриваемой нами области углов, поэтому нарушение условия $\Delta\theta \ll \theta$ не внесет большого вклада в радиационные поправки.

II.8. Измерение азимутального распределения светимости

Азимутальное распределение светимости может быть получено после окончания эксперимента выбором событий определенной реакции в различных точках области взаимодействия. Мы хотим, однако, измерять распределение светимости во время эксперимента. Если бы мы имели возможность добавить проволочные искровые камеры перед каждым телескопом счётчиков, мы могли бы измерять распределение светимости с хорошей точностью. Такую систему, однако, трудно изготовить и работать с ней в течение эксперимента.

В случае ВЭПП-2 азимутальная плотность распределения частиц в пучках измеряется

лась независимо посредством синхротронного излучения /6/. Система имела разрешающее время 0,05 нсек, что соответствовало пространственному разрешению 2,5 см. Опыт ВЭПП-2 показывает, что азимутальная плотность распределения частиц в пучках хорошо описывается гауссовым распределением. Затем можно вычислять распределение светимости по азимуту. Мы хотим использовать такой же метод и на ВЭПП-3. В дополнение к этому, мы предполагаем применить следующий метод для измерения величины σ_L во время эксперимента.

В нашей мониторирующей системе мы имеем две независимых величины: сумма скоростей счёта 3-кратных совпадений, \dot{n}_T , и сумма скоростей счёта 4-кратных совпадений, \dot{n}_F . Из рис.2 можно видеть, что \dot{n}_T слабо зависит от σ_L , в то время как \dot{n}_F сильно меняется с изменением σ_L . Отношение

$$F = \dot{n}_F / \dot{n}_T$$

сильно зависит от величины σ_L и не зависит от абсолютной величины светимости. Точность определения σ_L по величине F может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\Delta \sigma_L}{\sigma_L} = \frac{F}{\sigma_L \cdot dF/d\sigma_L} \frac{\Delta F}{F} \quad (40)$$

Коэффициент $K = F/\sigma_L \cdot dF/d\sigma_L$ нанесен на рис.9. Из рис.9 можно видеть, что в области ожидаемой величины σ_L от 10 см до 15 см значение коэффициента K находится между 1,5 и 2,5.

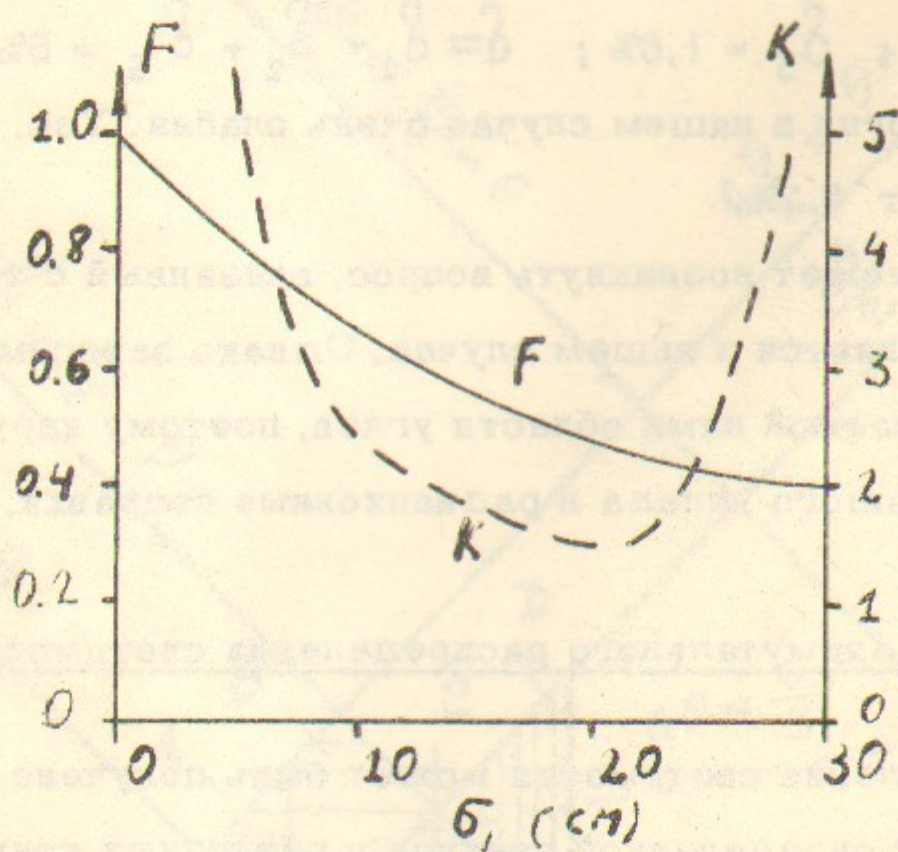


Рис.9. Отношение F , скоростей счёта 3-кратных и 4-кратных совпадений в зависимости от длины источника. Коэффициент K определяет точность измеряемой длины источника.

Однако нужно быть осторожным при измерении отношения F , так как \dot{n}_T слабо зависит от смещений пучка, в то время как \dot{n}_F довольно чувствительно к смещениям. К счастью, мы имеем возможность выставить счётчики в правильное положение ме-

тодом, описанным в II.4. В таком случае величина σ_L может быть измерена с точностью в несколько процентов.

II.9. Счётчики и электроника

Сцинтилляторы счётчика P_1 изготовлены из пластмассы NE-102 размером $30 \times 30 \times 5 \text{ мм}^3$. Свет собирается на фотоумножитель с помощью воздушного световода длиной 12 см и апертурой $2 \times 5 \text{ см}^2$. Стенки воздушного световода изготовлены из стали толщиной 0,2 мм и покрыты внутри алюминиевой фольгой. Используются фотоумножители ФЭУ-30 с диаметром фотокатода 50 мм. Квантовый выход отобранных ФЭУ около 500 фотоэлектронов/Мэв при 100%-ком сборе света. Абсолютный коэффициент светосбора счётчика составляет 8%. Амплитудное разрешение, измеренное на космических лучах, около 50% (полная ширина на полувысоте). Эффективность регистрации космических частиц близка к 100%. Вблизи поверхности фотокатода помещены фотоэмиссионные диоды, позволяющие проверять счётчики в любое время.

Сэндвичи имеют следующую структуру: $20 \text{ мм Pb} + 4 \times (5 \text{ мм сцинт.} + 5 \text{ мм Pb})$. На рис.10 приведена каскадная кривая для электронов с энергией 1 Гэв, показывающая среднее число заряженных частиц в свинце. Сцинтилляторы сэндвича находятся на заштрихованной области каскадной кривой (рис.10). Эта область не даёт максимального количества света, однако она позволяет хорошо разделять высокоэнергетичные электроны от мягких частиц.

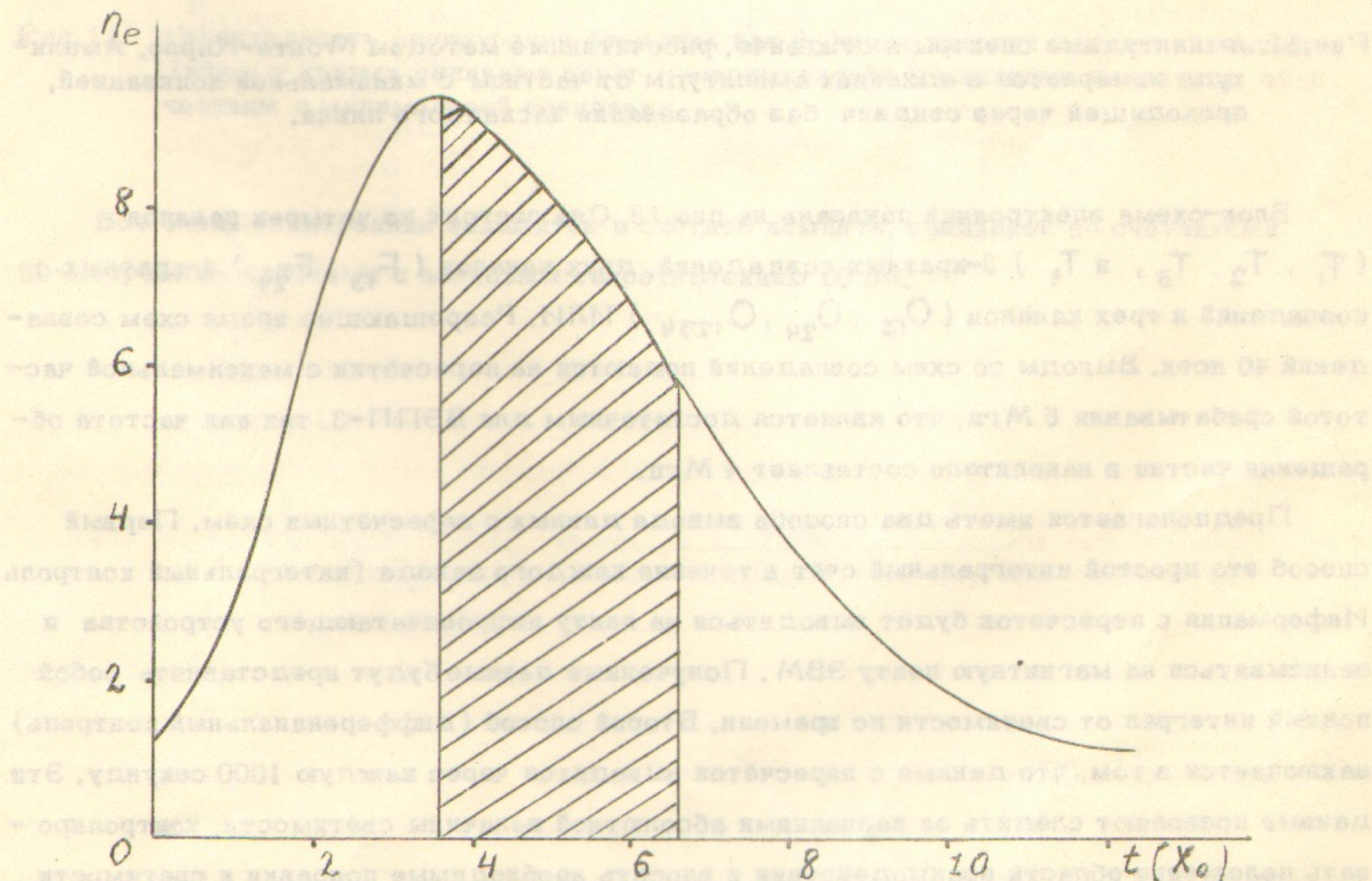


Рис.10. Ливневая кривая для электронов с энергией 1 Гэв в свинце. N_e — число заряженных частиц. Глубина t измеряется в радиационных единицах. Сцинтилляторы находятся в заштрихованной области.

Амплитудные спектры для электронов с энергией ниже 1 Гэв были рассчитаны методом Монте-Карло и приведены на рис.11. Эффективность регистрации, в зависимости от порога дискриминатора, показана на рис.12. Энергетическое разрешение и эффективность регистрации реального сэндвича будут измеряться на пучках ВЭПП-3.

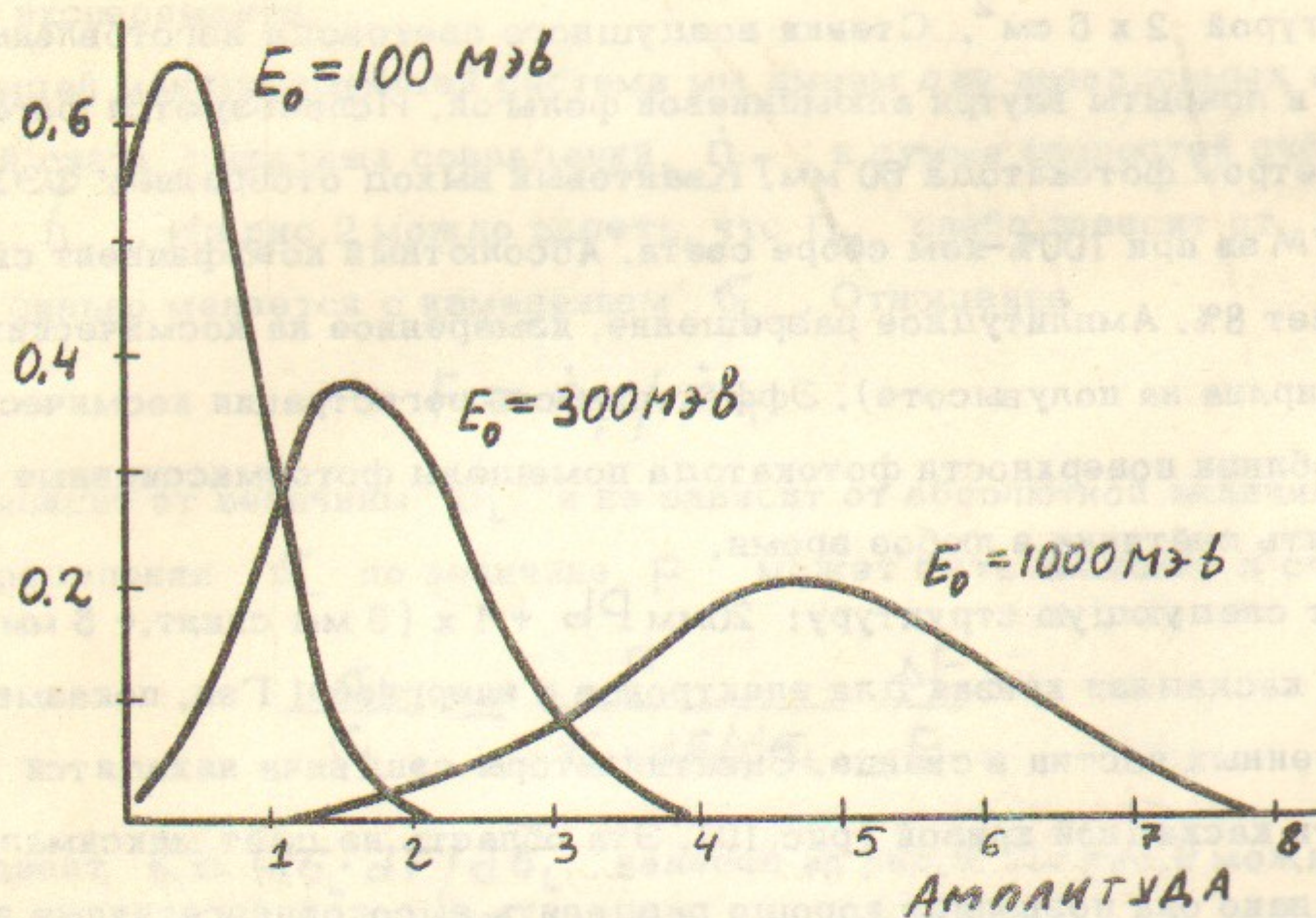


Рис.11. Амплитудные спектры в сэндвиче, рассчитанные методом Монте-Карло. Амплитуда измеряется в единицах амплитуды от частицы с минимальной ионизацией, проходящей через сэндвич без образования каскадного ливня.

Блок-схема электроники показана на рис.13. Она состоит из четырех каналов (T_1 , T_2 , T_3 , и T_4) 3-кратных совпадений, двух каналов (F_{13} , F_{24}) 4-кратных совпадений и трех каналов (O_{13} , O_{24} , O_{1234}) ИЛИ. Разрешающее время схем совпадений 40 нсек. Выходы со схем совпадений подаются на пересчѣтки с максимальной частотой срабатывания 5 Мгц, что является достаточным для ВЭПП-3, так как частота обращения частиц в накопителе составляет 4 Мгц.

Предполагается иметь два способа вывода данных с пересчѣтных схем. Первый способ это простой интегральный сѣт в течение каждого захода (интегральный контроль). Информация с пересчѣток будет выводиться на ленту цифрпечатающего устройства и записываться на магнитную ленту ЭВМ. Полученные данные будут представлять собой полный интеграл от светимости по времени. Второй способ (дифференциальный контроль) заключается в том, что данные с пересчѣток выводятся через каждую 1000 секунду. Эти данные позволяют следить за вариациями абсолютной величины светимости, контролировать положение области взаимодействия и вносить необходимые поправки к светимости, обусловленные возможным сдвигом пучков.

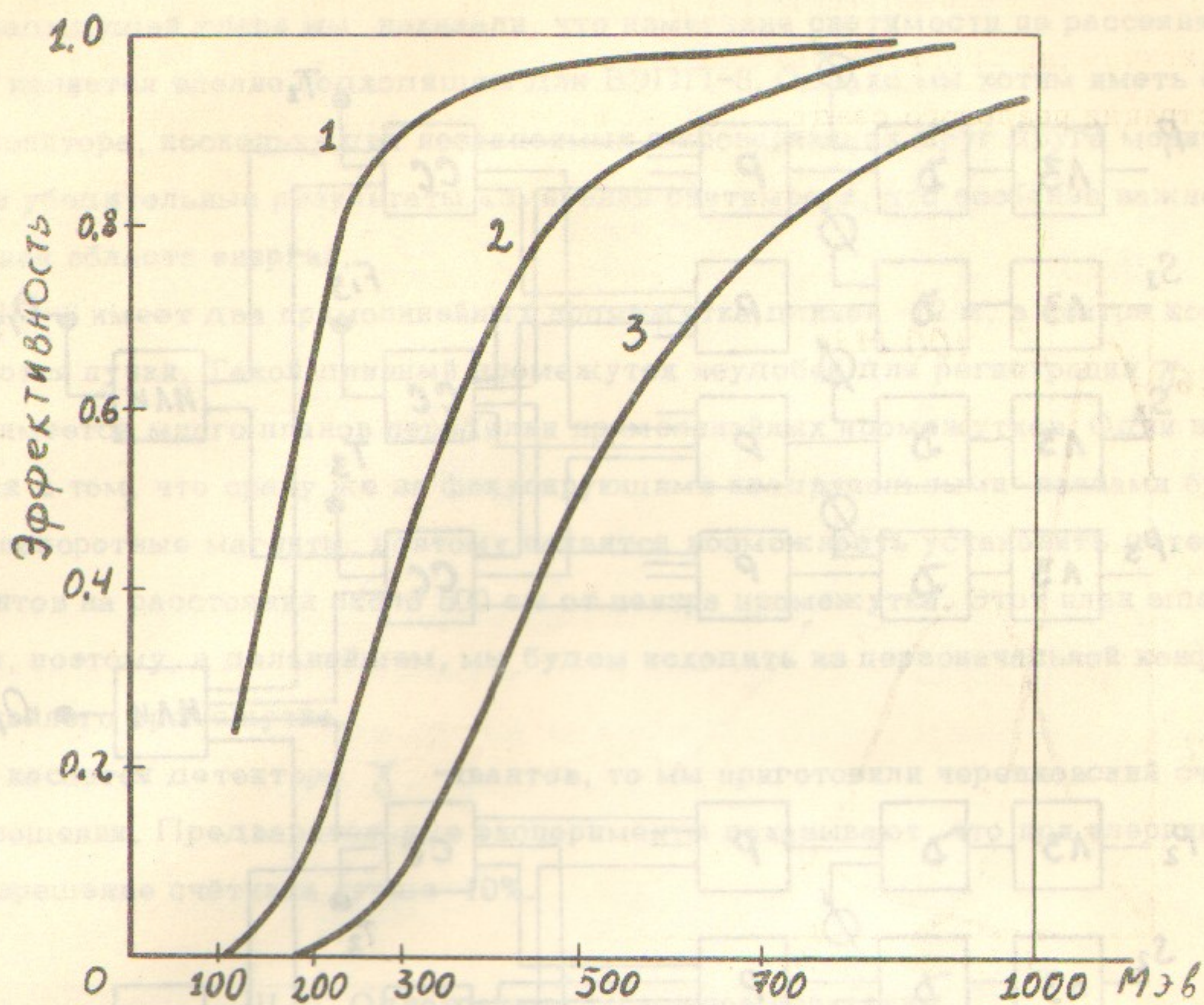


Рис.12. Эффективность регистрации сэндвича как функция энергии падающей частицы. Цифры у кривых означают порог дискриминатора в единицах амплитуды от частицы с минимальной ионизации.

Все блоки электроники находятся в счётной комнате, связанной со счётчиками 80-метровыми кабелями с волновым сопротивлением 50 ом.

200 МэВ скорость счёта будет около 300 з/с.

Нужно быть очень осторожным, когда скорость счёта приближается к скорости регистрации пучка. Причём замечается в том, что регистрируемые события становятся регистрируемыми только в том случае, когда пучок находится в области регистрации. В такой ситуации можно отказаться от измерения скорости счёта и измерить только поток падающей энергии, который также регистрируется с определённой точностью. Более тщательное изучение этого вопроса.

Измерение однофотонного тормозного излучения очень трудная задача, связанная с флуктуациями фоновым процессом является тормозное излучение на остаточном пучке

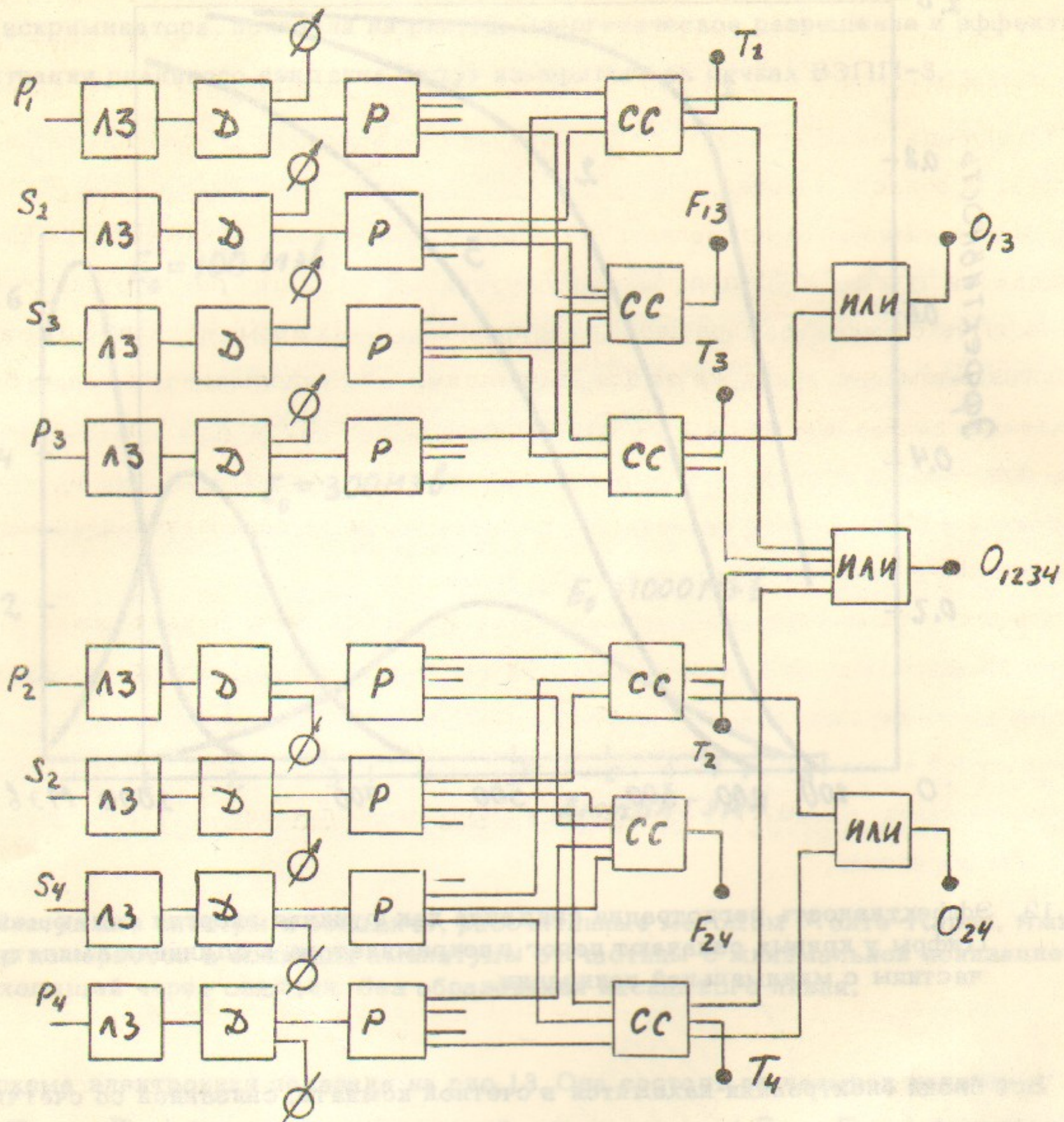


Рис.13. Блок-схема электроники. ЛЗ-линия задержки, Д - дискриминатор, Р - разветвитель, СС - схема совпадений, ИЛИ - схема ИЛИ.

III. Возможности применения раекций с γ -квантами для измерения светимости

В предыдущей главе мы показали, что измерение светимости по рассеянию на малые углы является вполне подходящим для ВЭПП-3. Однако мы хотим иметь еще и другой тип монитора, поскольку два независимых и проверяющих друг друга монитора дадут более убедительные результаты измерения светимости, что особенно важно в исследованной области энергий.

ВЭПП-3 имеет два прямолинейных промежутка длиной 12 м, в центре которых сталкиваются пучки. Такой длинный промежуток неудобен для регистрации γ -квантов. Сегодня имеется много планов переделки прямолинейных промежутков. Одни из них заключаются в том, что сразу же за фокусирующими квадрупольными линзами будут помещены поворотные магниты, поэтому появится возможность установить детектор γ -квантов на расстоянии около 500 см от центра промежутка. Этот план еще не осуществлен, поэтому, в дальнейшем, мы будем исходить из первоначальной конфигурации прямолинейного промежутка.

Что касается детектора γ -квантов, то мы приготовили черенковский счётчик полного поглощения. Предварительные эксперименты показывают, что при энергии выше 1 Гэв разрешение счётчика лучше 10%.

III.1. Однократное тормозное излучение

Дифференциальное сечение однократного тормозного излучения на встречных электрон-позитронных пучках даётся в виде / 7 /:

$$d\sigma_{\gamma} = 4r_0^2 \omega \frac{d\omega}{\omega} \left[1 + (1-\omega)^2 - \frac{2}{3}(1-\omega) \right] \cdot \left[2 \ln \frac{4E^2(1-\omega)}{\omega} - 1 \right] \quad (41)$$

где ω - энергия γ -кванта в единицах энергии пучков. Сечение, проинтегрированное от определенной величины E_1 до максимальной энергии, приведено на рис.14. В типичном случае, при $E = 2$ Гэв, $L = 5 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ час}^{-1}$ и при пороговой энергии детектора 200 Мэв скорость счёта будет около 300 кгц.

Нужно быть очень осторожным, когда скорость счёта приближается к частоте обращения пучков. Причина заключается в том, что детектор γ -квантов не может регистрировать раздельно несколько γ -квантов внутри интервала времени столкновения пучков (~ 3 нсек). Это означает, что применение однократного тормозного излучения будет оправданным для светимости меньших чем $5 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ час}^{-1}$. Для больших светимостей наступает насыщение скорости счёта и амплитудный спектр искажается. В принципе, в такой ситуации можно отказаться от измерения скорости счёта и измерять полный поток падающей энергии, который также пропорционален светимости. Однако требуется более тщательное изучение этого вопроса.

Измерение однократного тормозного излучения имеет другую трудность, связанную с фоном. Основным фоновым процессом является тормозное излучение на остаточном газе.

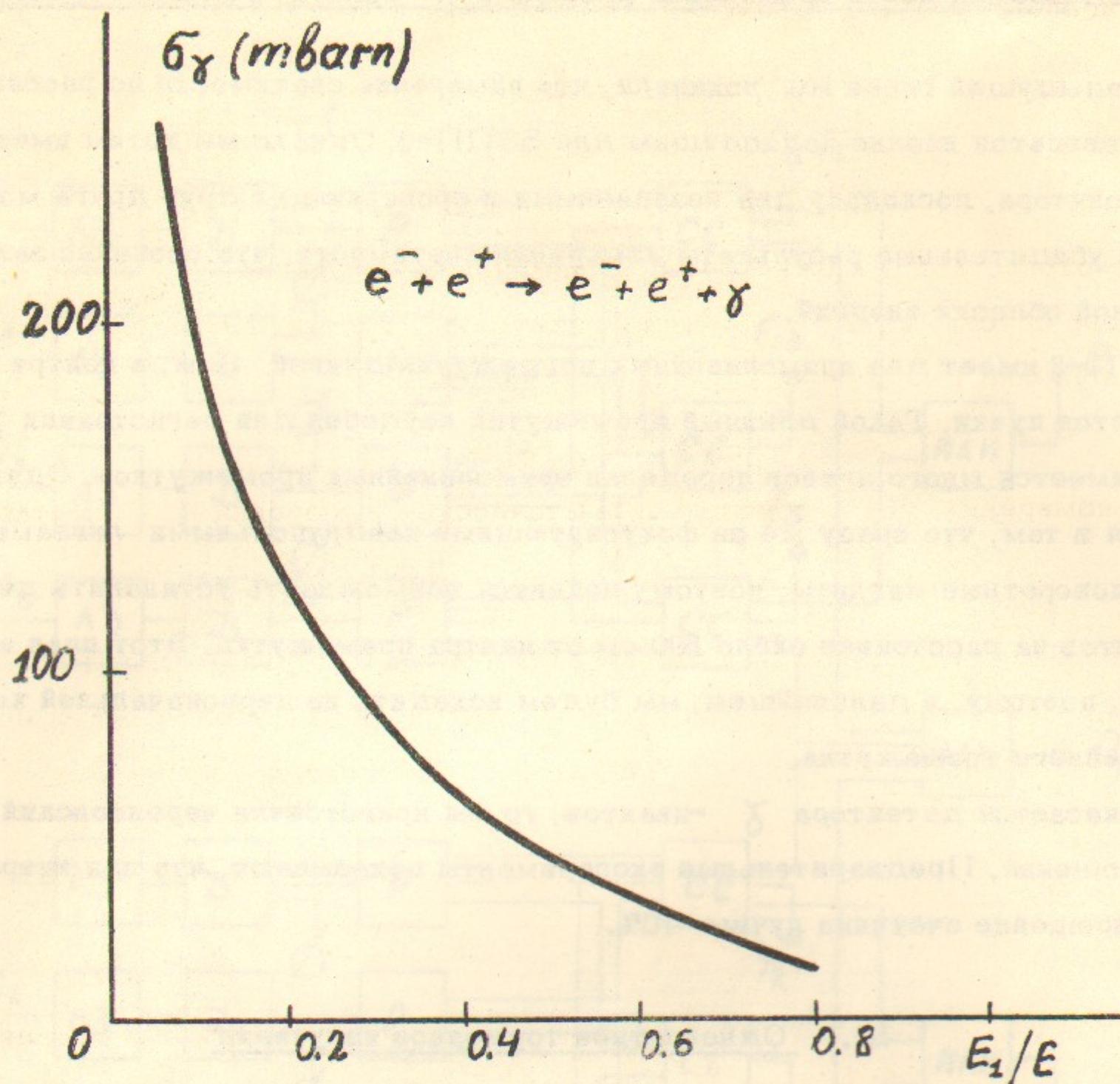


Рис.14. Интегральное сечение однократного тормозного излучения, $\int_{E_1/E}^1 \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega$, в зависимости от пороговой энергии, E_1 .

Энергетические спектры и угловые распределения обеих реакций очень близки, поэтому отделиться от фона, используя различие в сечениях, чрезвычайно трудно. Отношение эффекта к фону даётся в следующем виде:

$$R_\gamma = 0,635 \cdot 10^{-39} \frac{\sigma_\gamma L}{\sigma_g I p \ell'} \quad (42)$$

где I - ток в амперах, p - давление в торрах, ℓ' - длина прямолинейного промежутка в см и L - светимость в $\text{см}^{-2} \text{час}^{-1}$. В типичных экспериментальных условиях при $I = 100$ ма, $p = 10^{-9}$ торр, $\ell' = 600$ см и $L = 5 \times 10^{33} \text{см}^{-2} \text{час}^{-1}$ величина R_γ около 5. Для вычитания фона мы предполагаем инжектировать дополнительный сгусток электронов в кольцо накопителя. Этот сгусток не будет сталкиваться со сгустком позитронов в месте встречи, поэтому скорость счёта от него будет целиком определяться тормозным излучением на остаточном газе. Используя совпадения с фазой частоты обращения частиц, можно легко разделить скорости счёта для обеих электрон-

ных сгустков:

$$\dot{n}_1 = \dot{n}_\gamma + k I_- \quad (43)$$

$$\dot{n}_2 = k I'_-$$

где \dot{n}_γ - скорость счёта однократного тормозного излучения, I_- - ток основного электронного сгустка и I'_- - ток дополнительного сгустка. Кроме того, мы будем измерять отношение токов $H = I'_- / I_-$, поэтому:

$$\dot{n}_\gamma = \dot{n}_1 - \dot{n}_2 / H \quad (44)$$

Ошибка в измерении \dot{n}_γ , обусловленная точностью измерения H , составит:

$$\frac{\Delta \dot{n}_\gamma}{\dot{n}_\gamma} = \frac{1}{R_\gamma} \frac{\Delta H}{H} \quad (45)$$

Существует много способов измерения отношения токов. Среди них одним из лучших представляется способ с использованием синхротронного излучения. Этим методом можно измерять величину H с точностью несколько процентов. Поэтому светимость может быть измерена с точностью порядка процента.

III.2. Двойное тормозное излучение

Двойное тормозное излучение использовалось для измерения светимости на ускорителях ВЭП-1 /1/, ВЭПП-2 /8/ и АСО /2/, однако его нельзя применять на ВЭПП-3. Причина заключается в низком отношении эффекта к фону. Отношение эффекта к фону есть отношение скорости счёта двойного тормозного излучения и скорости счёта случайных совпадений от γ -квантов однократного тормозного излучения:

$$R_{2\gamma} = \frac{f}{L} \frac{\sigma_{2\gamma}}{\sigma_\gamma^2} \quad (46)$$

где $\sigma_{2\gamma}$ и σ_γ - сечения двойного тормозного и однократного тормозного излучения. Сечение двойного тормозного излучения было рассчитано Байером и др. /9/. В наших условиях отношение эффекта к фону равно $10^{32} / L$, где L - светимость в $\text{см}^{-2} \text{час}^{-1}$. Это означает, что двойное тормозное излучение может быть использовано для измерения светимости, если светимость не выше чем $10^{32} \text{см}^{-2} \text{час}^{-1}$.

III.3. Однократное тормозное излучение с регистрацией электрона отдачи

Мы рассматриваем следующий процесс: электрон сталкивается с позитроном и излучает γ -квант, который регистрируется детектором γ -квантом. Позитрон отдачи теряет малую часть своей энергии и регистрируется в счётчиках системы малых углов в совпадениях с γ -квантом. Сечение этого процесса может быть легко получено из формулы дифференциального сечения однократного тормозного излучения /5/. Если мы предположим, что энергия пучка 2 Гэв, порог регистрации γ -детектора 200 Мэв, и затем проинтегрируем сечение по телесному углу четырех сэндвичей, то пол-

ное сечение будет составлять 10^{-29} см^{-2} , что достаточно велико для измерения светимости.

Отношение эффекта к фону может быть представлено в следующем виде:

$$R_{\gamma e} = \frac{f}{L} \cdot \frac{\sigma_{3c}}{\sigma_{\gamma} \sigma_{el}} \quad (47)$$

где σ_{3c} - дифференциальное сечение этого процесса, σ_{el} - сечение упругого $e^- e^+$ рассеяния. Это отношение почти не зависит от энергии пучка и порога γ -детектора. В нашем случае отношение $R_{\gamma e}$ около $4 \times 10^{33} /$, что означает, что этот метод применим, если светимость меньше чем $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ час}^{-1}$. Примечательно, что в этом методе связаны системы регистрации электронов и γ -квантов, поэтому этот метод служит хорошей проверкой для обеих систем.

III.4. Двухквантовая аннигиляция

Сечение двухквантовой аннигиляции обратно пропорционально квадрату энергии пучка, в то время как сечения реакций тормозного излучения слабо зависят от энергии. Поэтому при высоких энергиях измерение двухквантовой аннигиляции затруднено мощным фоном тормозного излучения. Один из возможных путей для измерения аннигиляции заключается в использовании γ -детектора с высоким энергетическим разрешением. Однако черенковские счётчики полного поглощения имеют разрешение около 10%, что недостаточно для разделения событий аннигиляции от событий тормозного излучения. Другой путь заключается в использовании различия в угловых распределениях тормозного излучения и двухквантовой аннигиляции. Угловое распределение γ -квантов двухквантовой аннигиляции довольно плавное (рис.15), в то время как распределения тормозного излучения имеют резкие пики в нулевом направлении. Так, например, если энергия пучка 2 ГэВ, то 99% γ -квантов однократного тормозного излучения и 80% γ -квантов двойного тормозного излучения находятся внутри телесного угла 2,5 мрад.

Поместим перед черенковским счётчиком сцинтиллятор, а перед сцинтиллятором установим конвертор из свинца. Сцинтиллятор должен быть разрезан в радиальном направлении на плоскости определенной ширины. Каждая полоска будет выводиться на свой ФЭУ. Если считать совпадения между черенковским счётчиком и сцинтилляционным счётчиком, отстоящим на некотором расстоянии от центра, то можно измерять скорость счёта γ -квантов аннигиляции с хорошим отношением эффекта к фону. Ширина полосок должна выбираться, исходя из угловых распределений реакций, а также угловой расходимости пучков в месте встречи.

Сечение двухквантовой аннигиляции, проинтегрированное по определенному углу даётся в виде:

$$\sigma(\theta) = \frac{\alpha^2 \pi}{2 E^2} \ln \left[1 + \left(\frac{EG}{mc^2} \right)^2 \right] \quad (48)$$

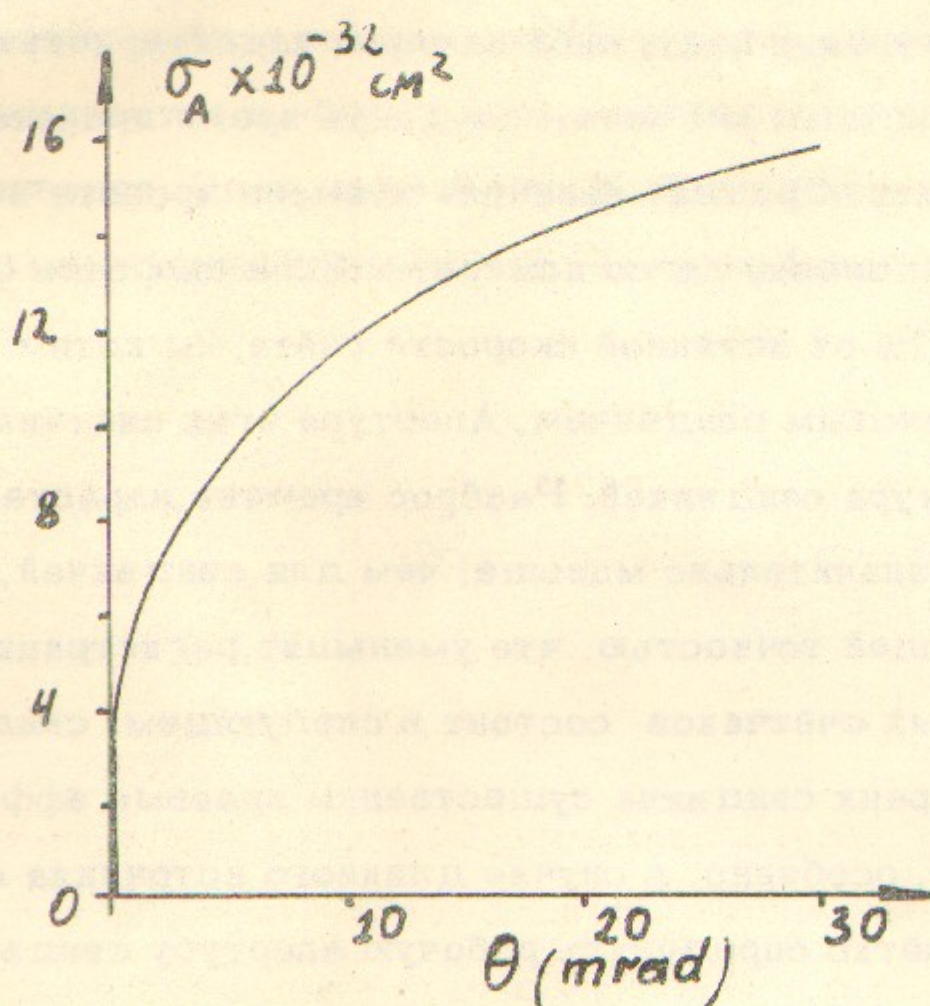


Рис.15. Сечение двухквантовой аннигиляции, проинтегрированное по углу θ . Энергия пучка 2 Гэв.

и нанесено на рис.15 для энергии 2 Гэв. Приведем пример. Пусть угловая расходимость пучков в месте встречи 5 мрад и угловые размеры сцинтиллятора находятся в пределах от 10 мрад до 20 мрад. Если светимость будет $5 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ час}^{-1}$, то скорость счёта составит 125 событий в час. Отношение эффекта к фону около 100. Низкая скорость счёта делает этот способ неудобным для быстрого измерения светимости.

1У. Выводы и обсуждения

Мы показали, что измерение светимости по упругому рассеянию на малые углы является возможным для ВЭПП-3 с систематической ошибкой порядка нескольких процентов. Симметричное расположение счётчиков даёт автоматическое погашение ошибок, обусловленных первым порядком смещения пучка. Возможность юстировки и перестройки системы счётчиков как целого даёт погашение поправки второго приближения по смещению пучка в вертикальной плоскости, однако это не даёт возможности ввести поправку к смещениям в радиальной плоскости. Поэтому желательно добавить еще одну систему счётчиков малых углов, расположенных в медианной плоскости накопителя. Такие две системы счётчиков дают полную информацию о смещении пучка и поправку к величине светимости. Кроме того, сравнение скоростей счёта двух систем счётчиков малых углов даёт представление о систематической ошибке измерения светимости.

Другим возможным источником ошибок могут быть запуски счётчиков от ливней, образованных столкновениями частиц пучка с остаточным газом или со стенками вакуумной камеры. Увеличение скорости счёта зависит от целого ряда причин, например, давления остаточного газа, конфигурации вакуумной камеры, характеристик сэндвича и т.д. На первой стадии проверки системы мы хотим измерить время пролёта между счётчиками в азимутальном направлении. Средняя величина времени пролёта в нашей системе около 8 нсек, поэтому распределение легко измерить. Если скорость счёта от ливней будет значительно превышать 1% от истинной скорости счёта, мы хотим добавить сцинтилляционные счётчики перед каждым сэндвичем. Апертура этих счётчиков должна быть несколько меньше, чем апертура сэндвичей. Разброс времени нарастания импульса между этими счётчиками будет значительно меньше, чем для сэндвичей, поэтому время пролёта будет измеряться с лучшей точностью, что уменьшит регистрацию ливней. Второе преимущество дополнительных счётчиков состоит в следующем: сэндвичи имеют большую толщину, поэтому на краях сэндвича существенны краевые эффекты, которые вносят ошибку в скорость счёта, особенно, в случае длинного источника светимости. Дополнительные счётчики смогут чётко определить рабочую апертуру сэндвича. Поэтому совпадения большого счётчика с сэндвичем уменьшит неоднозначность, обусловленную краевым эффектом в сэндвиче.

Установив связи между скоростями счёта различных совпадений и связав их с работающей на **ON-LINE** ЭВМ, мы можем вычислить вариации светимости и смещения пучков и выводить эти данные каким-либо способом. Такая система будет полезна для работы и контроля самого ВЭПП-3, а также даст большую убедительность экспериментальным результатам. Мы хотим применять такую систему в будущем.

Мы оценили увеличение скорости счёта, обусловленное угловой расходимостью пучков в месте встречи, и нашли, что увеличение будет довольно значительным, когда бетатронная функция будет маленькой. К несчастью, мы не имеем метода для измерения плотности распределения частиц в фазовом пространстве бетатронных колебаний. Поэтому, вычисленный нами поправочный множитель может содержать большую ошибку. Мы хотим рекомендовать установить в будущем пропорциональные камеры перед каждым телескопом счётчиков. Это позволит измерять азимутальную плотность распределения светимости, что особенно важно при больших светимостях.

Мы видели в главе III, что реакции с γ -квантами также являются подходящими для мониторинга. Иметь надежный контроль светимости особенно важно в неисследованной области физики частиц высоких энергий. Если бы мы имели две мониторирующие системы, проверяющие друг друга, то полученные результаты были бы наиболее убедительными. Поэтому, мы хотим иметь мониторирующую систему с использованием детекторов γ -квантов. К сожалению, для регистрации γ -квантов необходимо иметь поворотные магниты вблизи области взаимодействия, что в настоящее время затруднительно и может задержать первые эксперименты на ВЭПП-3. Тем не менее, мы подчеркиваем необходимость второго монитора.

Мы благодарим за ценные обсуждения В.Е.Балакина, В.А.Сидорова и А.Г.Хабах-пашева. Мы признательны В.С.Фадину за обсуждение радиационных поправок и А.Д.Букину за расчёт характеристик сэндвича. Мы благодарим профессора Т.Фудзи, который был в Институте в течение двух месяцев от Института ядерных проблем Токийского Университета и принимал участие в обсуждении возможностей применения реакций с γ -квантами для мониторингования. Один из авторов, К.Фуке хочет выразить свою благодарность профессору Г.И.Будкеру за гостеприимство, которое было оказано ему во время работы в Институте.

Л и т е р а т у р а

1. П.И.Голубничий, А.П.Онучин, С.Г.Попов, В.А.Сидоров, Атомная энергия 22, 168 (1967).
2. J.E. Augustin, J. Buon, J. Haissinski, E. Laplanche, P.C. Marin, F. Rumpff and E. Silva, Proceedings of the International Symposium on Electron and Positron Storage Ring, Saclay, 1966
3. В.Л.Ауслендер, С.И.Мишнев, А.П.Онучин, Е.В.Пахтусова, С.Г.Попов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский и А.Г.Хабахпашев, Атомная энергия 22, 176 (1967).
4. H.C. Dehne and M. Preger, Preprint LNF-70/33 (1970)
5. С.М.Суханов, В.С.Фадин, В.А.Хозе, ДАН СССР 178, 822 (1968).
6. Е.И.Зинин, Труды Всесоюзной конференции по ускорителям заряженных частиц, Москва, 1968.
7. В.Н.Байер, В.С.Фадин и В.А.Хозе, ЖЭТФ 53, 2194 (1967).
8. В.Е.Балакин, Г.И.Будкер, Е.В.Пахтусова, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин и А.Г.Хабахпашев, будет опубликовано.
9. В.Н.Байер, В.С.Фадин и В.А.Хозе, ЖЭТФ 50, 1611 (1967).

Ответственный за выпуск Середняков С.И.

Подписано к печати 19. II. 71

Усл. 1,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № 18 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.