

## РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

*А. Г. Оганесян*

Ереванский физический институт, Ереван

Рассмотрены основные характеристики рентгеновского переходного излучения (РПИ); дан обзор работ по экспериментальному исследованию различных типов РПИ-детекторов. Проведен анализ физических экспериментов, использующих РПИ-детекторы. Даны некоторые рекомендации, полезные при разработке таких детекторов.

The main properties of the X-Ray transition radiation (XTR) and a review of experimental works on the investigation of different XTR-detectors are given. The analysis of XTR-detectors used in physical experiments is made. Some recommendations which may be useful on XTR-detectors designing are suggested.

### ВВЕДЕНИЕ

В 70-х годах ускорительная техника, а вместе с нею и физика частиц высоких энергий, перешагнула рубеж энергии в 100 ГэВ. В ближайшие годы начнется освоение энергий свыше 1000 ГэВ. Несколькими ранее при этих энергиях были начаты эксперименты с космическими лучами. Количественный рост энергии повлек за собой качественный пересмотр методов регистрации и, главное, опознавания (идентификации) частиц. При энергиях  $\lesssim 100$  ГэВ себя прекрасно зарекомендовали такие традиционные методы идентификации частиц, как времяпролетные, измерения ионизация в области ее релятивистского роста, счетчики Черенкова и пр. Однако уже при энергиях больше 100 ГэВ первые два метода практически неприменимы, а счетчики Черенкова превращаются в весьма громоздкие сооружения. Так, в дифференциальных счетчиках Черенкова только для исключения влияния дифракции на разрешающую способность должно выполняться условие  $l \gg \lambda\beta/\Delta\beta$ , где  $l$  — длина радиатора,  $\lambda$  — длина волны [1]. В пороговых счетчиках Черенкова при разделении частиц с массами  $m_1 < m_2$  число фотонов, излученных на единице пути, пропорционально  $m_2^2/E^2$ , т. е. для обеспечения определенной эффективности регистрации частиц длина счетчика должна расти как  $E^2$  и при энергиях  $>100$  ГэВ может составить десятки и сотни метров. Очевидно, что при высоких энергиях даже в экспериментах на ускорителях, где имеются хорошо сфокусированные и моноэнергичные пучки частиц, не говоря уже об экспериментах с космическими лучами, применение счетчиков Черенкова для идентификации частиц весьма проблематично.

Принципиально новые возможности открылись с появлением в методике физического эксперимента детекторов рентгеновского переходного излучения (РПИ-детекторы). Как показали многочисленные исследования, такие детекторы позволяют идентифицировать частицы до значений лоренц-фактора  $\gamma = E/mc^2 \sim 10^4 \div 10^6$ . Подтверждение этого вытекает из зависимости длины различных типов детекторов, предназначенных для  $\pi/K$ - и  $\pi/e$ -идентификации, от  $\gamma$  [2] (рис. 1): только РПИ-детекторы при указанных значениях  $\gamma$  могут

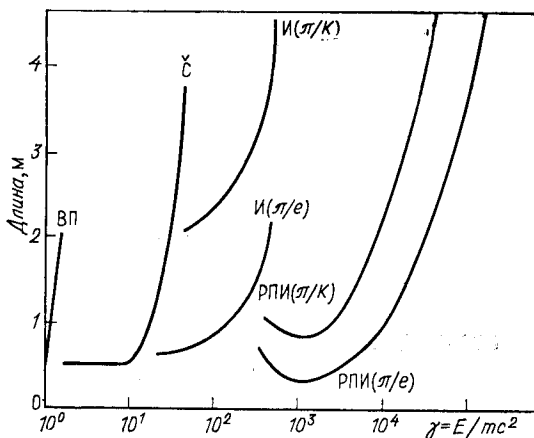


Рис. 1. Зависимость длины различных детекторов от лоренц-фактора частиц (ВП — времяпролетное устройство; Щ — счетчик Вавилова — Черенкова; И — многократное измерение ионизационных потерь; РПИ — детектор переходного излучения)

иметь технически осуществимую длину. Здесь мы не имеем возможности остановиться подробно на многочисленных теоретических и экспериментальных работах, посвященных исследованию свойств этого излучения. Интересующихся этими вопросами можно отослать к обзорным работам [3—9]; полный перечень работ за период с момента обнаружения переходного излучения до 1982 г., можно найти в [10].

Настоящий обзор охватывает экспериментальные работы, связанные с исследованием и развитием РПИ-детекторов. Приведены сводка основных теоретических сведений, необходимых при расчете и проектировании РПИ-детекторов, а также результаты экспериментальных работ, в которых наиболее полно исследованы свойства РПИ. Проанализированы принципы построения различных РПИ-детекторов, а также описаны эксперименты, в которых они использованы для идентификации частиц.

Переходное излучение, обнаруженное И. М. Франком и В. Л. Гинзбургом [11], как и излучение Вавилова — Черенкова, является результатом поляризации среды и возникает при равномерном движении частиц через среду с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \neq 1$ . Однако в отличие от излучения Вавилова — Черенкова, возникающего только при скоростях частиц  $v > c/\sqrt{\epsilon}$ , условием для образова-

ния переходного излучения является переменность  $\epsilon$  вдоль направления движения частицы, или, что то же самое, переменность фазовой скорости электромагнитного поля, сопровождающего частицу. В работе [12] было показано, что основная доля переходного излучения, возникающего при пересечении ультрарелятивистской частицей границы раздела двух сред с различными диэлектрическими постоянными, сосредоточена в рентгеновской области частот, где  $\epsilon = 1 - \sigma/\omega^2$  (здесь  $\sigma = 4\pi N e^2/m$  — квадрат плазменной частоты,  $N$  — число свободных электронов в  $1 \text{ см}^{-3}$ ,  $m_e$  — масса электрона). Интенсивность излучения на границе раздела определяется разностью зон формирования излучения в среде  $Z_c$  и в вакууме  $Z_b$ :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2\omega^2}{\pi^3 c^3} (Z_c - Z_b)^2 \theta^3 d\theta, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота излучения кванта;  $\theta$  — угол между направлением излучения и скоростью частицы,

$$Z_c = \frac{\pi c}{\omega (\gamma^{-2} + \sigma/\omega^2 + \theta^2)}; \quad (2)$$

$$Z_b = \frac{\pi c}{\omega (\gamma^{-2} + \theta^2)}. \quad (3)$$

Полная интенсивность излучения на одной границе раздела

$$W = \frac{e^2 \sqrt{\sigma} \gamma}{3\pi} \quad (4)$$

растет линейно с ростом лоренц-фактора  $\gamma$ .

Интенсивность излучения при пролете частицы через пластину толщиной  $a$  дается выражением

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \frac{2e^2\theta^3}{\pi c} (Z_c - Z_b)^2 \left[ 4 \sin^2 \frac{b}{4Z_c} \right]. \quad (5)$$

Как следует из (5), при  $a \gg Z_c$  интенсивность излучения равна удвоенной интенсивности излучения на одной границе.

Вероятность излучения кванта переходного излучения  $\frac{dN}{d\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{Wd}{d\omega}$ , как это следует из (1) и (5), весьма мала. Для усиления интенсивности излучения используют стопку пластин. Точное выражение для интенсивности переходного излучения в стопке, состоящей из  $n$  пластин, расположенных на расстоянии  $b$  друг от друга, с учетом поглощения излучения в среде приведено в [13]. В тех случаях, когда поглощение в одной пластине мало [т. е.  $a\mu(\omega) \ll 1$ , где  $\mu$  — коэффициент поглощения излучения в среде], т. е. эффективное число пластин

$$n(\omega) = \frac{1 - \exp(-\mu a n)}{1 - \exp(-\mu a)} \gg 1, \quad (6)$$

спектральное распределение интенсивности переходного излучения в стопке пластин можно представить в виде [6, 14]:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8e^2 n(\omega)}{\pi c} \sum_{r=r_{\min}} \left[ 2r - \left( \frac{\pi a}{Z_c(0)} + \frac{\pi b}{Z_b(0)} \right) \right] \times \\ \times \left( \frac{1}{2r+Ab} - \frac{1}{2r+Aa} \right)^2 \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{1+\alpha} (2r+Ab) \right], \quad (7)$$

где  $\alpha = b/a$ ,  $A = \sigma/(2\pi c\omega)$ ,  $Z_c(0)$  и  $Z_b(0)$  — зоны формирования излучения при  $\theta = 0$  в среде и в вакууме соответственно;  $r_{\min}$  определяется как ближайшее большее целочисленное значение

$$r_{\min} = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi a}{Z_c(0)} + \frac{\pi b}{Z_b(0)} \right). \quad (8)$$

Подробный анализ теории РПИ в стопке пластин приводится в [15, 16], где дана блок-схема алгоритма для расчета ее интенсивности. Здесь приведем характерные особенности этого излучения, для чего введем обозначения

$$\gamma_0 = a \sqrt{\sigma}/2c = 25340a \sqrt{\sigma}, \quad (9)$$

$$\omega_0 = a\sigma/2c = 25340a\sigma, \quad (10)$$

где  $a$  дано в см,  $\omega_0$  и  $\sqrt{\sigma}$  — в эВ.

Если не учитывать поглощение излучения в самом радиаторе, то можно выделить следующие особенности переходного излучения:

1) при любом значении  $\gamma/\gamma_0$  интенсивность излучения при частотах  $\omega > \omega_0$  резко уменьшается;

2) при  $\gamma > 0,5\gamma_0$  в спектральном распределении излучения при частотах

$$\omega = \omega_0/(2s+1) \quad (s = 1, 2, 3 \dots) \quad (11)$$

наблюдается ряд максимумов, основным из которых является  $\omega = \omega_0/3$  ( $s = 1$ );

3) при  $\gamma > 0,5\gamma_0$  и  $\omega = 0,18\omega_0$  в спектре излучения наблюдается заметный минимум;

4) при  $\gamma < 0,5\gamma_0$  интенсивность излучения мала; с ростом  $\gamma$  она быстро увеличивается, вплоть до  $\gamma \approx 2\gamma_0$ ; при дальнейшем росте  $\gamma$  интенсивность растет логарифмически, если  $\alpha \gg 1$  или стопка пластин находится в вакууме, и стремится к асимптотическому значению при  $\gamma \approx 10\gamma_0$ , если  $\alpha$  не очень велико или стопка пластин находится в газе.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Подавляющее большинство экспериментальных работ, выполненных к настоящему времени, посвящено исследованию различных вариантов РПИ-детекторов. Детальное же исследование таких харак-

теристик, как спектральное распределение излучения, зависимость положения интерференционных максимумов от параметров радиатора и пр., проведено в относительно небольшом числе работ [17—27]. Сложность таких измерений заключается в том, что требуется регистрировать раздельно излучение и частицу, исключив при этом возможность одновременной регистрации двух или более квантов РПИ. Кроме того, детектор излучения должен обладать высокой разрешающей способностью, позволяющей выявить интерференционные максимумы и минимумы в спектральном распределении. Наиболее полно перечисленным условиям отвечают работы [24, 27], в которых с помо-

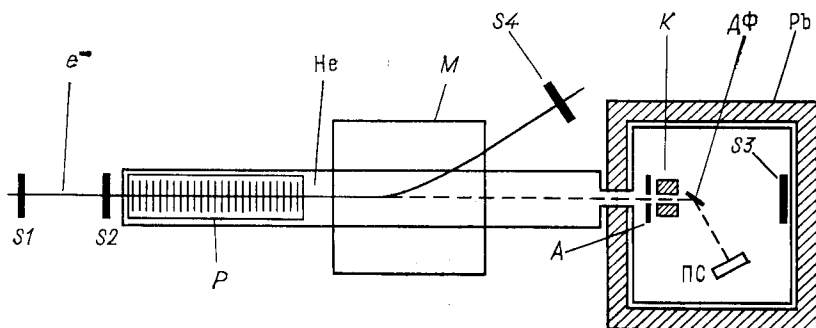


Рис. 2. Схема экспериментальной установки [24];

*S* — сцинтилляционные счетчики; *P* — радиатор; *He* — гелиевый пучкопровод; *M* — отклоняющий магнит; *A* — антисовпадетельный счетчик; *K* — коллиматор; *ДФ* — дифракционный кристалл; *ПС* — пропорциональный счетчик; *Pb* — свинцовый экран

щью однокристалльного спектрометра Брегга в интервале  $4 \leq \hbar\omega \leq 30$  кэВ было измерено спектральное распределение переходного излучения электронов с энергиями 5 и 9 ГэВ. Экспериментальная установка приведена на рис. 2. Радиатор РПИ состоял из 200—1000 слоев полипропилена ( $\text{C}_3\text{H}_6$ ) толщиной  $a = 16 \div 82$  мкм с воздушными промежутками  $b = 1,4$  мм. Электроны отклонялись магнитом и далее регистрировались системой сцинтилляционных счетчиков, а кванты РПИ, пройдя сквозь коллиматор, рассеивались в кристалле и регистрировались пропорциональным счетчиком. На рис. 3 приведены экспериментально измеренные спектральные распределения переходного излучения в трех различных радиаторах. Число слоев в каждом из них выбрано так, чтобы суммарное количество вещества, а следовательно, поглощающая способность радиатора и многократное рассеяние электронов оставались неизменными. На рис. 3 приведены также теоретические спектры с учетом поглощения излучения в радиаторе. Как видно из рисунка, с увеличением толщины слоя, в соответствии с теорией, спектр излучения уместчается; положение интерференционных максимумов и минимумов также соответствуют теории. Однако измеренная интенсивность излучения оказалась

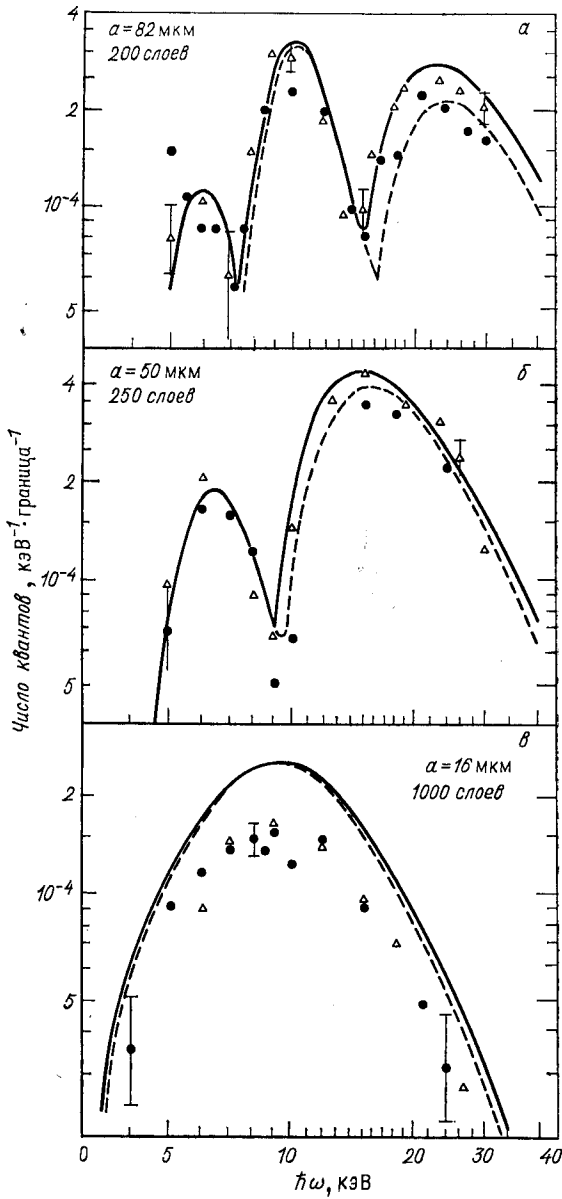


Рис. 3. Спектр переходного излучения электронов в различных радиаторах:  
 Δ и — — — E = 9 ГэВ; ● и - - - - E = 5 ГэВ

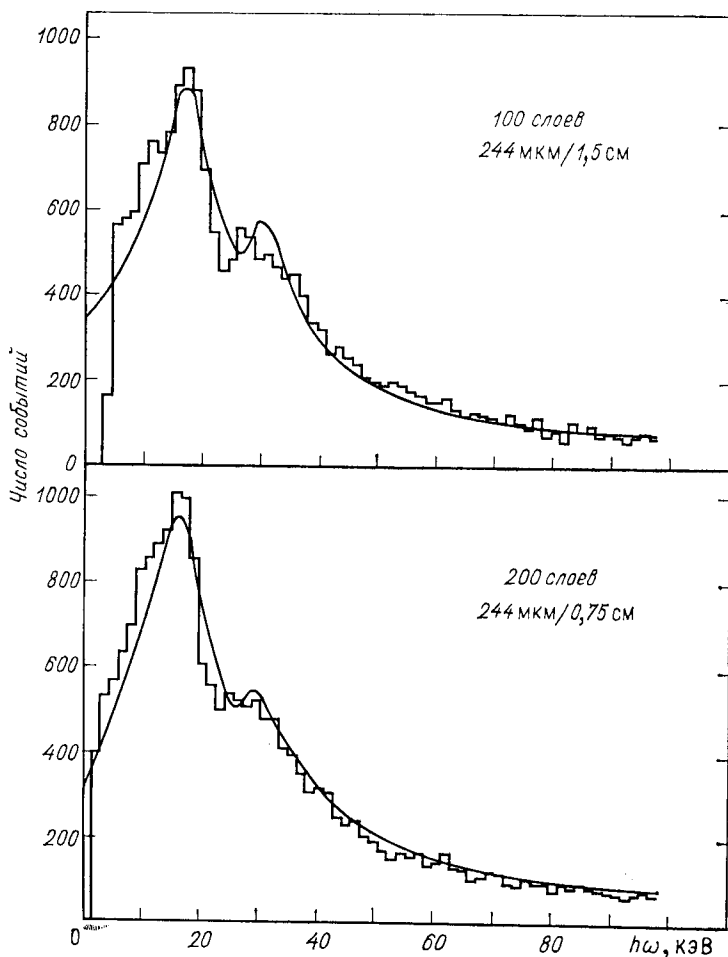


Рис. 4. Спектр переходного излучения электронов в полипропилене, измеренный сцинтиллятором NaI

на 15—20% ниже теоретической. Возможной причиной этого, по мнению авторов [27], явился неправильный учет поглощения квантов в веществе радиатора. Но, возможно, это явилось следствием угловой дискриминации излучения, неизбежной при данной конфигурации эксперимента.

В работе [27] для расширения интервала частот была проведена также серия измерений, в которых вместо спектрометра Брегга был использован сцинтиллятор NaI толщиной 0,37 мм. Измерения проводились в двух различных радиаторах из полипропилена ( $n = 200$ ,  $a = 244$  мкм,  $b = 0,75$  см и  $n = 100$ ,  $a = 244$  мкм,  $b = 1,5$  см) при энергии электронов 6,4 ГэВ. На рис. 4 приведены спектры переход-

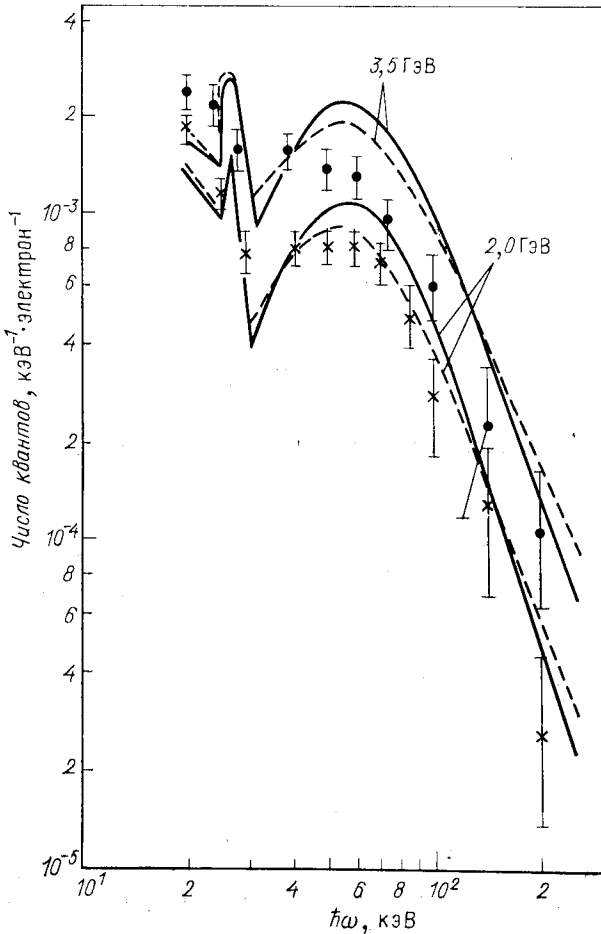


Рис. 5. Спектры переходного излучения электронов в оловянных фольгах:  
 ● — 3,5 ГэВ; × — 2,0 ГэВ, сплошная и пунктирная кривые — расчет без учета и с учетом многократного рассеяния электронов соответственно

ного излучения в каждом из радиаторов, измеренные экспериментально (гистограммы) и рассчитанные методом Монте-Карло (сплошная кривая). Хотя разрешающая способность сцинтиллятора NaI хуже, чем спектрометра Брегга, но и в этом случае соответствие между теорией и экспериментом очевидно. Довольно четко видны интерференционные максимумы при 28 и 17 кэВ, соответствующие  $s = 2$  и  $s = 3$  [см. (11)]. Однако основной максимум при  $s = 1$  ( $\hbar\omega = 86$  кэВ) не наблюдается; по утверждению автора [27], это обстоятельство связано с тем, что условие  $\gamma > 0,5\gamma_0$  удовлетворяется слабо. Но, на наш взгляд, здесь немалую роль сыграли низкая эффектив-



ность регистрации излучения (около 25% при  $\hbar\omega = 86$  кэВ) и плохая разрешающая способность (около 30%) сцинтиллятора NaI, а также регистрация двух и более одновременно излученных квантов.

Представляет интерес исследование РПИ в радиаторах, изготовленных из медных [28] и оловянных [29] фольг. Цель этих работ — изучение влияния многократного рассеяния электронов на механизм образования переходного излучения. В частности, в [29] исследован в диапазоне 20—200 кэВ спектр переходного излучения, образующегося при прохождении электронов с энергиями 1,0—3,5 ГэВ через радиатор, состоящий из 20 оловянных фольг толщиной 20 мкм и с расстоянием между ними 1 мм; излучение регистрировалось сцинтиллятором NaI. На рис. 5 приведены спектры РПИ. По утверждению авторов, в области  $40 \leq \hbar\omega \leq 100$  кэВ экспериментальные результаты лучше согласуются с расчетами, учитывающими многократное рассеяние. Эти измерения, а также теоретические работы [30—32] позволяют утверждать, что при  $\gamma \leq 10^6$  в области  $\hbar\omega \leq 100$  кэВ многократное рассеяние сколько-нибудь существенно не влияет на интегральную интенсивность РПИ.

С точки зрения построения экономичных РПИ-детекторов большой интерес представляет переходное излучение в нерегулярных (пористых) средах. Использование пенопласта в качестве радиатора излучения впервые было предложено в [33]. С тех пор выполнено большое число работ по исследованию свойств таких радиаторов [34—39]. Теория переходного излучения в нерегулярных средах разработана в [40, 41]. Здесь мы остановимся на результатах работ [36, 38], где проведено детальное изучение различных пористых материалов в сопоставлении как с теорией, так и с периодическими радиаторами.

В [38] с помощью полупроводникового детектора исследовано спектральное распределение РПИ при энергии электронов 1,38 ГэВ в различных пористых материалах длиной 5 см, характеристики которых приведены в табл. 1. На рис. 6 приведено спектральное распределение для одного из указанных радиаторов (Ethafoam-220). Здесь же дано расчетное распределение, полученное на основании [40, 41].

Таблица 1. Зависимость энерговыделения  $W$  и числа зарегистрированных квантов  $N$  от параметров пористого радиатора

Радиатор	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\bar{a}$ , мкм	$\bar{b}$ , мм	Экви- валент- ное число пластин	$\bar{W}$ , кэВ		$N$	
					Экспе- римент	Расчет	Экспе- римент	Расчет
Ethafoam-220	0,037	35±14	0,87±0,31	56	6,96	7,07	0,45	0,46
Ethafoam-400	0,053	44±17	0,70±0,34	71	7,81	8,14	0,49	0,51
Ethafoam-600	0,111	100±31	0,55±0,24	80	6,62	6,01	0,40	0,37

В табл. 1 приведены измеренные и расчетные значения средней энергии и числа квантов РПИ в трех различных материалах. Как следует из рис. 6 и табл. 1, при правильном определении средних значений радиуса пор и толщины стенок между порами теоретические значения находятся в хорошем согласии с экспериментом.

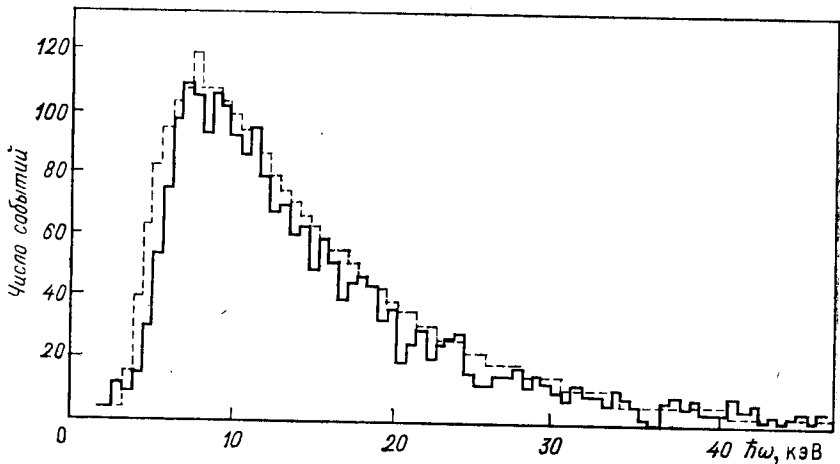


Рис. 6. Спектр переходного излучения электронов в пористом материале типа Ethafoam-220:  
сплошная и пунктирная гистограммы — эксперимент и расчет соответственно

В [36] приведено сравнение энерговыделения электронов в 4 см ксенона и криптона в периодической стопке майларовых пластин ( $a = 25$  мкм,  $b = 1,5$  мм,  $n = 188$ ) и различных пористых материалах толщиной 4 см при энергии 9 ГэВ. Параметры этих материалов, а также результаты сравнения приведены в табл. 2. Очевидно, что это сравнение имеет несколько произвольный характер, так как при других толщинах газов и радиаторов отношения интенсивности РПИ и ионизационных потерь могли быть иными. Тем не менее из табл. 2 следует, что излучающие способности различных пористых материалов сильно различаются; это связано не только с различием плотностей, размеров пор и толщин стенок, но, в первую очередь, с химическим составом, т. е. с поглощающей способностью материала радиатора.

В [37] впервые был исследован радиатор, изготовленный из порошка гидрида лития LiH. В [38] такой радиатор расчетным путем был оптимизирован. В табл. 3 приведены зависимости числа фотонов и энергии  $W_{\text{п}}$ , поглощенной в ксеноновой пропорциональной камере, от  $\gamma$  при плотности радиатора, составляющей 5 и 10% плотности сплошного LiH. Как видно из сопоставления табл. 1 и 3, пористый

Таблица 2. Излучательная способность различных пористых радиаторов

Радиатор	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$(dE/dx)/(РПН)$	
		Кг	Хе
Майлар	0,02	0,9	0,9
Ethafoam poliurethane	0,03	0,8	0,7
Astrobubbles SP 423	0,03	0,6	0,6
Styrofoam DB	0,03	0,5	—
Eccospheres EP 100	0,10	0,5	0,3
Dorvon FR 100	0,01	0,4	0,3
Styrofoam HD 300	0,05	0,4	0,2
Styrofoam SI	0,04	0,3	—
Styrofoam FR	0,02	0,3	0,3
Polyurethane (18 пор/см)	0,03	0,3	—
Styrofoam SM	0,03	0,3	0,2
Loeperm Polyurethane LP1A	0,02	0,2	0,2
Polyurethane (12 пор/см)	0,03	0,2	—

Таблица 3. Зависимость энергосвечения  $W_{\Pi}$  и числа зарегистрированных квантов  $N_{\Pi}$  от  $\gamma$  в радиаторе из порошка LiH

$\gamma$	Диаметр гранул, мкм	Толщина МПК, см	5 % *		10 % **	
			$\bar{W}_{\Pi}$ , кэВ	$\bar{N}_{\Pi}$	$\bar{W}_{\Pi}$ , кэВ	$\bar{N}_{\Pi}$
200	4,0	0,2	0,88	0,27	0,77	0,24
400	6,0	0,4	4,92	1,19	4,43	1,06
600	8,0	0,4	9,44	2,04	8,27	1,75
1000	16,0	0,4	17,85	3,11	16,40	2,86

\*  $n = 2000$ ,  $\bar{b}/\bar{a} = 12,0$ .

\*\*  $n = 2000$ ,  $\bar{b}/\bar{a} = 5,5$ .

радиатор из LiH даже в области малых значений  $\gamma$  обладает весьма высокой излучающей способностью.

Очевидно, что выход переходного излучения в сильной степени зависит от атомного номера  $Z$  и плотности  $\rho$  материала радиатора. С одной стороны, чем выше значение  $\rho$ , тем больше плазменная частота  $\sqrt{\sigma} = 28,8 (Z\rho/A)^{1/2}$  и, следовательно, интенсивность излучения. Но, с другой стороны, с ростом  $\rho$  и, особенно,  $Z$  резко увеличивается вероятность поглощения излучения в самом радиаторе. В результате при больших значениях  $\rho$  и  $Z$  эффективный выход излучения имеет место только из последних слоев радиатора. Для сопоставления излу-

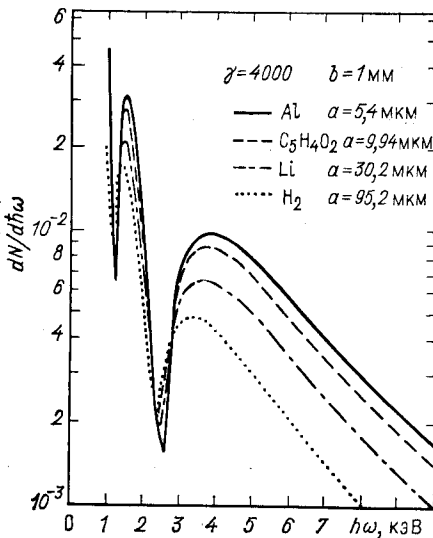


Рис. 7. Спектральное распределение РПИ в одной пластине без учета поглощения излучения

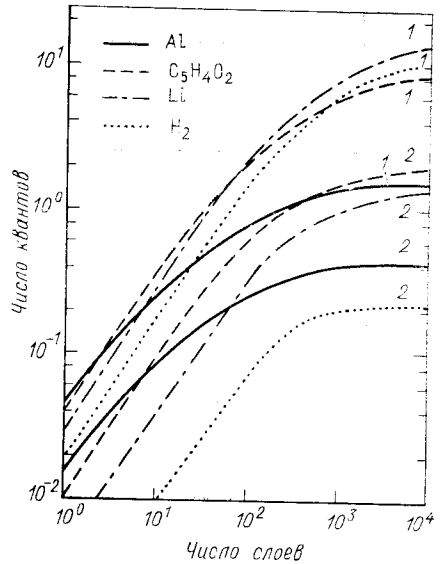


Рис. 8. Зависимость числа квантов РПИ от числа слоев различных радиаторов:

1 —  $\gamma = 4000$ ; 2 —  $\gamma = 1000$

чающей способности различных радиаторов нами вычислены значения числа квантов, излученных в одном слое жидкого водорода, лития, лавсана и алюминия. При этом толщина слоя каждого вещества подобрана такой, чтобы форма спектрального распределения РПИ во всех случаях была одинаковой. Как следует из рис. 7, где приведены соответствующие спектральные распределения, интенсивность излучения в одной пластине (без учета поглощения) в случае алюминия значительно выше, чем в литии. Однако из рассмотрения рис. 8, где приведена зависимость числа квантов в интервале  $3 \leq h\omega \leq 25$  кэВ на выходе различных радиаторов от числа слоев, видно неоспоримое преимущество радиаторов с малыми значениями  $\rho$  и  $Z$ . Именно по этой причине в радиаторах РПИ рекомендуется использовать такие вещества, как литий или углеводородные полимеры (жидкий водород и бериллий непрактичны по техническим соображениям, к тому же последний обладает значительной токсичностью). Отметим, что в многомодульных системах, где число слоев в каждом радиаторе ограничено ( $n = 100 \div 200$ ), лавсан предпочтительнее, чем соответствующей толщины литий.

В заключение данного раздела приведем табл. 4, где дана сводка сведений о различных материалах, пригодных для изготовления радиаторов РПИ-детекторов.

Таблица 4. Свойства различных материалов, используемых в качестве радиатора РПИ

Наименование материала	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$h\sqrt{\sigma}$ , эВ	$\left(\frac{h\omega}{\gamma}\right)$ , эВ	$\left(\frac{Z_c}{\gamma}\right)$ , см	$h\omega_k$ , кэВ	$\Lambda$ , см	$L_{\text{рад}}$ , см	$\lambda_{\text{вз}}$ , г/см <sup>2</sup>
H <sub>2</sub> *	0,071	7,9	5,6	$2,8 \cdot 10^{-6}$	2,8	36,3	887	55,4
Li	0,534	14,0	9,9	$1,6 \cdot 10^{-6}$	9,7	13,5	156	72,0
Be	1,848	25,8	18,2	$8,5 \cdot 10^{-7}$	13,6	1,35	35,7	76,0
Al	2,70	33,1	23,4	$6,6 \cdot 10^{-7}$	48,0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	8,9	105
Fe	7,90	55,3	39,0	$4,0 \cdot 10^{-7}$	177	$7,1 \cdot 10^{-4}$	1,76	135
Cu	8,96	58,5	41,4	$3,8 \cdot 10^{-7}$	129	$5,0 \cdot 10^{-4}$	1,44	135
Sn	7,31	50,5	35,7	$4,3 \cdot 10^{-7}$	280	$10^{-3}$	1,22	170
W	19,3	80,3	56,8	$2,7 \cdot 10^{-7}$	445	$8,3 \cdot 10^{-4}$	0,35	194
Pb	11,3	61,0	43,1	$3,6 \cdot 10^{-7}$	535	$1,1 \cdot 10^{-3}$	0,56	208
LiH	0,82	19,1	13,5	$1,2 \cdot 10^{-6}$	8,9	—	113	—
Майлар (C <sub>5</sub> H <sub>4</sub> O <sub>2</sub> )	1,38	24,4	17,3	$9 \cdot 10^{-7}$	20,0	0,124	28,7	73
Полиэтилен (-CH <sub>2</sub> )	0,92	18,6	13,2	$1,2 \cdot 10^{-6}$	19,3	0,65	49,0	57
С-волоконно	1,90	28,0	19,8	—	—	—	43,3	—

\* Для жидкой фазы при 1 атм и температуре кипения.

Примечание.  $h\omega/\gamma$  — энергия кванта, при которой зона формирования в среде при данном  $\gamma$  максимальна;  $Z_c/\gamma$  — максимальная зона формирования в среде при данном  $\gamma$ ;  $h\omega_k$  — энергия кванта, при которой сечения комптоновского рассеяния и фотоэффекта равны;  $\Lambda$  — пробег поглощения кванта при  $h\omega = 10$  кэВ;  $L_{\text{рад}}$  — радиационная единица длины;  $\lambda_{\text{вз}}$  — пробег неупругого взаимодействия протонов при  $P = 20$  ГэВ/с.

## 2. РПИ-ДЕТЕКТОРЫ

Принцип работы РПИ-детектора заключается в следующем: измеряется интенсивность  $W$  или число квантов  $N$  переходного излучения частиц с известной энергией и в соответствии с полученным значением определяется лоренц-фактор  $\gamma$  излучившей частицы. Однако поскольку переходное излучение испускается под весьма малыми углами относительно направления движения частицы, создаются определенные трудности для раздельной регистрации квантов РПИ и самой частицы. Известны следующие способы решения этой задачи: метод энерговыделения, метод разделения частицы от излучения в поле отклоняющего магнита, метод характеристического излучения и (или) комптоновского рассеяния, метод угловой дискриминации, визуальный метод (с использованием стримерной камеры). Из них первый основан на энергетическом, а остальные — на пространственном разделении частицы и излучения. К настоящему времени нашли практическое применение только РПИ-детекторы, основанные на методе энерговыделения и использования отклоняющих магнитов.

**Метод энерговыделения.** Идея метода энерговыделения, впервые предложенного в [42], заключается в следующем. Заряженная частица в сопровождении квантов РПИ после выхода из радиатора попадает в детектор излучения. В последнем выделяется энергия  $W_{\Sigma}$  как за счет ионизации  $W_{\Pi}$ , образуемой частицей, так и вследствие поглощения квантов РПИ ( $W_{\Pi}$ ). Хотя при ультрарелятивистских энергиях ионизационные потери частиц практически не зависят от  $W_{\Sigma}$ , но поскольку  $W_{\Pi}$  зависит от  $\gamma$ , следовательно, энерговыделения частиц с массами  $m_1 < m_2$  при данной энергии составят  $W_{\Sigma 1} > W_{\Sigma 2}$ , так как  $W_{\Pi 1} > W_{\Pi 2}$ . Зная теоретическую или экспериментальную зависимость  $W_{\Sigma}$  от  $\gamma$ , можно определить массу частицы, образовавшей данное энерговыделение в детекторе излучения. Обычно в качестве последнего используются многонитяные пропорциональные камеры (МПК), наполненные газом с большим  $Z$ , что позволяет при относительно небольшом значении  $W_{\Pi}$  обеспечить эффективное поглощение квантов РПИ. Очевидно, что чем больше отношение  $W_{\Pi}/W_{\Sigma}$  и сильнее зависимость  $W_{\Pi}$  от  $\gamma$ , тем лучше разрешающая способность РПИ-детектора. К сожалению, задача точной идентификации частиц усложняется из-за того, что как ионизационные потери, так и энергия и число квантов РПИ подвержены сильным флуктуациям. Флуктуации  $W_{\Pi}$  определяются распределением Ландау и в основном зависят от толщины  $l_r$  и плотности  $\rho_r$  газа пропорциональной камеры. Флуктуации числа и энергии квантов РПИ качественно можно представить в виде [43]:

$$\sigma_N^2 = \int \frac{1}{\omega} \frac{dW_{\Pi}}{d\omega} d\omega; \quad (12)$$

$$\sigma_W^2 = \int \omega \frac{dW_{\Pi}}{d\omega} d\omega. \quad (13)$$

Характерные распределения  $W_{\Sigma}$  при различных энергиях электронов [44] приведены на рис. 9, а. Здесь стрелками указаны средние значения  $\bar{W}_{\Sigma}$ . Для уменьшения флуктуаций энерговыделения и, следовательно, улучшения разрешающей способности РПИ-детектора обычно используют ряд последовательно расположенных модулей, состоящих из радиаторов и МПК. Сужение распределений в многомодульном РПИ-детекторе показано на рис. 9, б, где приведены результаты работы [45]. При наличии таких распределений оценка разрешающей способности производится следующим образом. Предположим, что эти распределения соответствуют частицам 1 и 2 ( $m_1 < m_2$ ). Тогда процент частиц 1 и 2 с энерговыделением  $W$ , превышающим значение  $W_{\text{пор}}$ , где пересекаются оба распределения, характеризует эффективность регистрации  $\epsilon_1$  частиц 1 и коэффициент режекции  $\delta_2$  частиц 2 соответственно.

Аналогично для событий с  $W < W_{\text{пор}}$  определяются эффективность регистрации  $\epsilon_2$  частиц 2 и коэффициент режекции  $\delta_1$  частиц 1. Однако наиболее точную идентификацию частиц в  $m$ -модульном

детекторе можно получить при использовании метода максимального правдоподобия [45]. Пусть имеются точные формы распределения энерговыделений частиц 1 и 2 в каждом из модулей детектора. Эти распределения после соответствующей нормализации могут рассматриваться как распределения вероятностей образования данного сигнала в данном модуле частицами 1 и 2. Идентифицируемая частица при пролете через детектор образует набор из  $m$  значений энерговыделений  $W_i$  ( $i = 1, 2, \dots$ ). Значение  $W_i$  в  $i$ -м модуле с вероятностями  $P_1^i(W)$  и  $P_2^i(W)$  могло быть образовано частицами 1 и 2 соответственно. Вероятность того, что данный набор образовала частица 1 (или частица 2), равна

$$P_{1,2} = \prod_{i=1}^m P_{1,2}^i(W). \quad (14)$$

Тогда вероятность интерпретации события в качестве частиц 1 и 2 есть

$$R_{1,2} = P_{1,2}/(P_1 + P_2). \quad (15)$$

При этом процент частиц 1 и 2 со значениями  $R_1$  и  $R_2$ , превышающими данное значение  $R_1^n$ , характеризует эффективность регистрации  $\epsilon_1$  и коэффициент режекции  $\delta_2$ . Аналогично для  $R_{1,2} < R_2^n$  определяются  $\delta_1$  и  $\epsilon_2$ . В качестве примера на рис. 10 приведена зависимость  $\delta_\pi$  от  $\epsilon_e$ , полученная в [45] при разделении электронов от пионов. Параметры РПИ-детектора приведены на рис. 9, б.

Флюктуации энерговыделения в сильной степени зависят как от  $E$ , так и от параметров радиатора ( $a$ ,  $b$ ,  $n$ , плотности  $\rho_p$  и  $Z_p$ ) и газа МПК ( $I_\Gamma$ ,  $Z_\Gamma$  и  $\rho_\Gamma$ ). Для иллюстрации обратимся к результатам экспериментальных работ [21, 46]. На рис. 11, а приведена зависимость энерговыделения от расстояния между слоями радиатора. Видно, как с увеличением  $b$  энерговыделение выходит на плато; это означает, что расстояние между слоями при частотах, вносящих основной вклад в энерговыделение, становится порядка или больше зоны формирования излучения в вакууме. На рис. 11, б приведена зависимость интенсивности переходного излучения, поглощенной в МПК, от толщины слоя радиатора [21], откуда следует, что выбор слишком малых или больших значений  $a$  приводит к уменьшению энерговыделения из-за подавления образования излучения или увеличения поглощения излучения в самом радиаторе соответственно. Важно заметить, что оптимальные значения  $a$  и  $b$  зависят как от  $\gamma$ , так и от параметров пропорциональной камеры. С этой точки зрения представляет интерес рис. 12, где приведена зависимость  $(W_\pi + W_n)/W_n$  от  $\gamma$  при различных значениях  $a$  и толщины пропорциональной камеры [46]. Видно, как изменение любого из этих параметров приводит к изменению не только абсолютного значения  $W_\pi$ , но и формы его энергетической зависимости, а следовательно, и разрешающей способности РПИ-детектора.

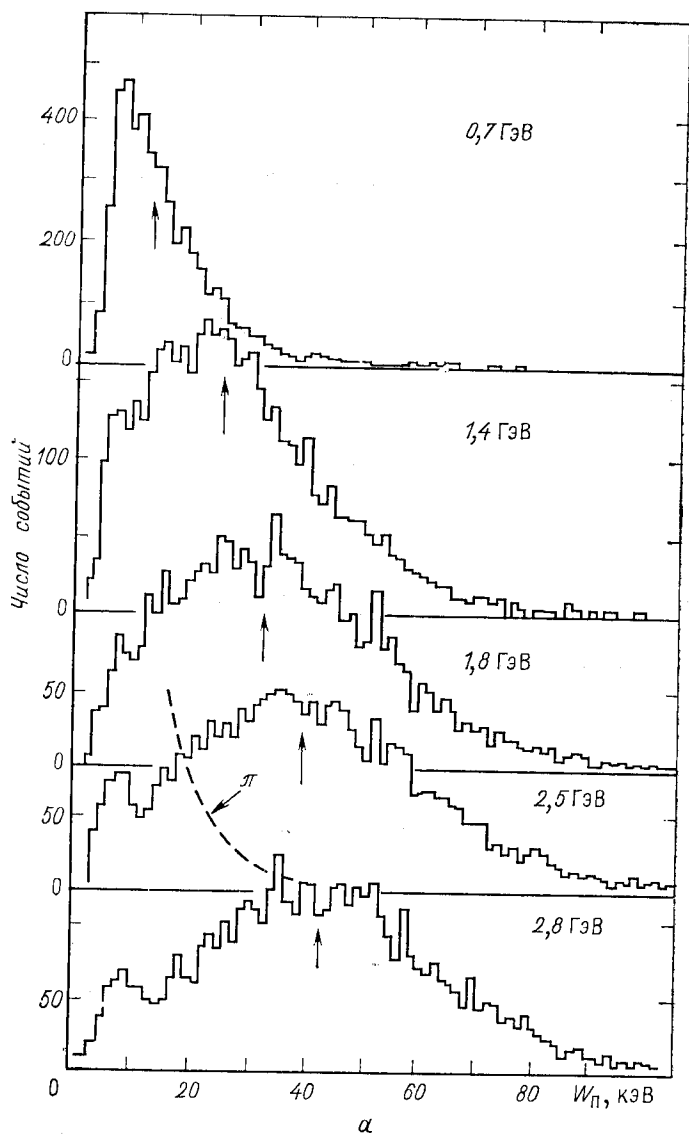
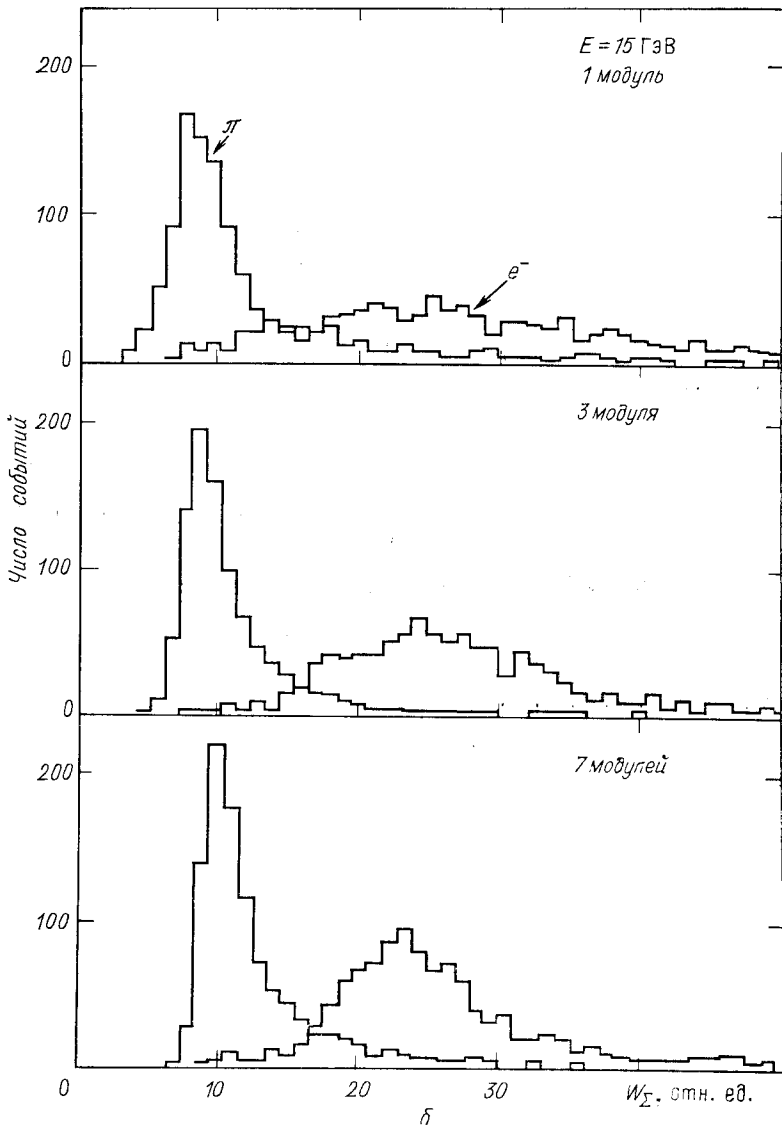


Рис. 9. Распределения  $\alpha$  — электронов различных энергий [44] (литиевый радиатор,  $a = 51$  мкм,  $b = 0,5$  мм, (майлар,  $a = 25$  мкм,  $b = 1,5$  мм,





энерговыведения:

$n = 1000$  слоев,  $l_{\text{Xe}} = 1,04$  см);  $\delta$  — электронов и пионов при различном числе модулей [45]  
 $n = 188$  слоев,  $l_{\text{Xe}} = 4$  см)

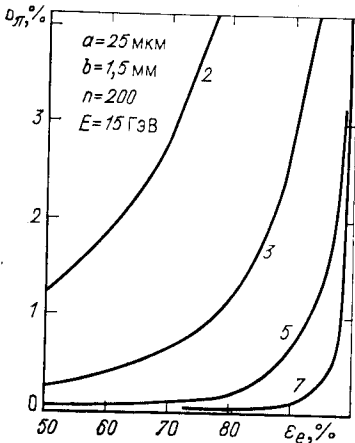


Рис. 10. Зависимость коэффициента регистрации пионов от эффективности регистрации электронов (цифры у кривых — число модулей [45])

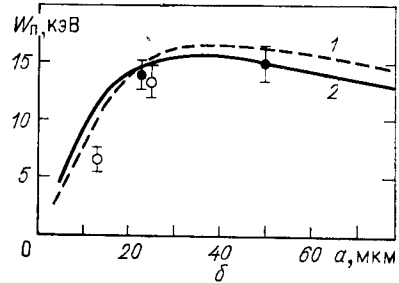
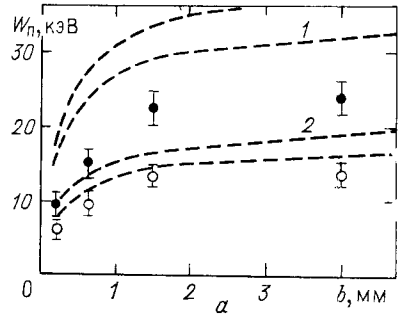


Рис. 11. Зависимость энерговыделения  $W_{\pi}$ :

$a$  — в 4 см слое ксенона (1 и ●) и криптона (2 и ○) от расстояния между слоями  $b$  (майлар,  $a = 25$  мкм,  $n = 188$ ,  $E = 15$  ГэВ). Области между пунктирными кривыми — соответствующие расчеты с учетом неопределенностей;  $\delta$  — от толщины слоя  $a$  радиатора (1 и ● — полипропилен, 2 и ○ — майлар;  $b = 1,5$  мм,  $n = 188$ ,  $l_{Xe} = 4$  см,  $E = 10$  ГэВ)

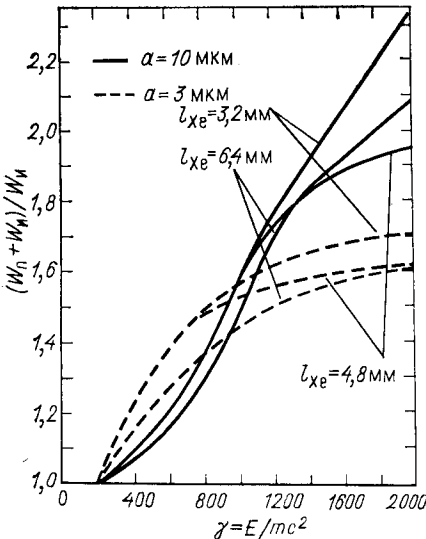
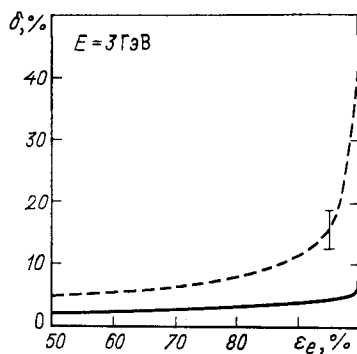


Рис. 12. Зависимость отношения суммарного энерговыделения к ионизационным потерям  $(W_{\pi} + W_e)/W_i$  от  $\gamma$  [46]

определяли его параметры, а затем производили детальный расчет методом Монте-Карло. Имеется ряд работ, в которых дела-

Поэтому, в отличие от счетчиков Черенкова, где при данной скорости частиц интенсивность излучения, а следовательно, и разрешающая способность определяются диэлектрической проницаемостью радиатора, расчет РПИ-детектора выливается в весьма сложную задачу. Она усложняется еще более, когда для повышения разрешающей способности используется многомодульный РПИ-детектор. До последнего времени при проектировании РПИ-детекторов сначала ориентировочно

Рис. 13. Зависимость коэффициента режекции пионов от эффективности регистрации электронов в эксперименте [45] (пунктир) и для оптимизированного детектора (сплошная кривая)



ются попытки оптимизации и параметров РПИ-детекторов [21, 25, 43, 44], но все они имеют оценочный характер. В них из рассмотрения выпадают число слоев радиатора, зависимость  $W_\Sigma$  от  $\gamma$ , флуктуации энерговыделения и пр. В [47] предлагается метод расчета РПИ-детекторов, лишенный этих недостатков и позволяющий достигнуть максимально возможной разрешающей способности. Исходными параметрами при этом являются, как и в любом реальном эксперименте, энергия  $E_1 = E_2$  идентифицируемых частиц с массами  $m_1 < m_2$  и допустимая длина детектора  $L$ . Поскольку разрешающая способность РПИ-детектора тем выше, чем больше значение  $W_{\Sigma 1} - W_{\Sigma 2} - \Delta W_{\Sigma 1} - \Delta W_{\Sigma 2}$ , где  $W_{\Sigma 1, 2} = W_{\pi 1, 2} + W_{\nu 1, 2}$  и  $\Delta W_{\Sigma 1, 2} = \{(\Delta W_{\pi 1, 2})^2 + (\Delta W'_{\nu 1, 2})^2\}^{1/2}$  — полуширина распределений, методом вариации переменных минимизируется величина

$$R = (\Delta W_{\Sigma 2} + \Delta W_{\Sigma 1}) / (W_{\Sigma 1} - W_{\Sigma 2}). \quad (16)$$

Наименьшему значению  $R$  соответствуют оптимальные значения взаимосогласованных параметров радиатора ( $a, b, n$ ) и толщины МПК при данном числе модулей и выбранном газе МПК. Отметим, что  $W_{\nu 1, 2}$  определяются по известной формуле Бете — Блоха,  $\Delta W_{\pi 1, 2}$  вычисляются по (13), а в качестве  $\Delta W'_{\nu 1, 2}$  используются известные экспериментальные значения. Для иллюстрации возможностей такой оптимизации на рис. 13 приведена зависимость коэффициента режекции пионов от эффективности регистрации электронов, полученная экспериментально [45] для трехмодульного РПИ-детектора с  $a = 25$  мкм,  $b = 1,5$  мм,  $n = 188$ ,  $l_{Xe} = 4,3$  см при энергии 3 ГэВ. Здесь же приведена расчетная зависимость, соответствующая оптимальным значениям  $a, b, n$  и  $l_{Xe}$  при той же длине РПИ-детектора. Видно, что детектор с оптимальными параметрами имеет значительно более высокую разрешающую способность, чем это было достигнуто в [45].

**Развитие метода энерговыделения.** Как видно из изложенного выше, метод энерговыделения обеспечивает достаточную разрешающую способность, когда ионизация, образуемая квантами РПИ, значительно больше ионизации, создаваемой самой частицей. Поэтому естественно, что развитие РПИ-детекторов, основанных на методе энерговыделения, шло по пути поиска способа подавления ионизации, создаваемой частицей, без существенного уменьшения числа регистрируемых квантов РПИ.

Практически первый шаг в этом направлении был сделан в работах [48, 49]. Здесь слои радиатора РПИ из алюминизированного лавсана толщиной 15 мкм одновременно являются высоковольтными электродами пропорциональных камер; сигнальные нити диаметром 20 мкм расположены в промежутках между слоями. Радиатор помещен в объем, наполненный смесью 90% Xe + 10% CO<sub>2</sub> при давлении  $2,6 \cdot 10^{-2}$  атм ( $2,7 \cdot 10^3$  Па). Понижение давления приводит к уменьшению вклада ионизационных потерь в суммарное энерговыделение и, следовательно, к улучшению разрешающей способности РПИ-детектора. Распределения энерговыделений пионов и протонов, измеренные в одном модуле РПИ-детектора, состоящем из 20 пропорциональных камер (т. е. из 21 слоя), объединенных общей нагрузкой, показали, что при использовании 10 таких модулей с достаточной достоверностью можно отделять пионы от протонов при  $E \geq 100$  ГэВ.

Следующий шаг в направлении подавления вклада ионизационных потерь был сделан в работе [50], где было предложено после каждого радиатора РПИ установить 10—20 очень тонких (до 0,05 см) пропорциональных камер, наполненных ксеноном. Расчетами Монте-Карло было показано, что ионизационные потери частиц в каждой из таких МПК в среднем составляют 0,7 кэВ, и только в редких случаях они достигают нескольких килоэлектрон-вольт, в то время как значение энерговыделения в тех камерах, где произошло поглощение квантов РПИ, составляет 3—20 кэВ. Если дискриминировать события с энерговыделением  $W_{\Sigma}$ , превышающим данное пороговое значение  $W_{\text{пор}}$  ( $W_{\text{и}} < W_{\text{пор}} \leq W_{\Sigma}$ ), то очевидно, что вклад ионизационных потерь будет резко подавлен. Согласно расчетам [52], при увеличении числа модулей до пяти (каждый модуль содержит радиатор и двадцать МПК с эффективной толщиной 0,05 см) можно добиться эффективности регистрации пионов  $\epsilon_{\pi} \approx 100\%$  при эффективности регистрации каонов  $\epsilon_K \approx 8 \cdot 10^{-3}\%$ .

Наиболее простое решение проблемы подавления вклада ионизационных потерь было предложено и экспериментально проверено посредством устройства, состоящего из радиатора РПИ и дрейфовой камеры [51, 52]. Здесь в дрейфовом промежутке заряженная частица в среднем образует равномерно распределенную вдоль трека ионизацию, а кванты РПИ образуют локальные сгустки (кластеры) ионизации. Если постоянная времени формирования импульсов  $RC$  значительно меньше длительности  $t_c$  сбора первичных электронов в область газового усиления, то при наличии в дрейфовом промежутке равномерной ионизации амплитуда импульса на выходе камеры будет значительно подавлена. В то же время импульсы, соответствующие локальной ионизации, практически не будут подавлены, поскольку в этом случае  $\bar{t}_c \ll RC$ .

В ЦЕРНе были проведены детальные исследования РПИ-детектора, основанного на том же принципе [53], а затем был разработан прототип детектора с более оригинальным решением, в котором дрей-

Таблица 5. Параметры радиаторов, использованных в [54]

Радиатор	Толщина пластин, мкм	Расстояния между пластинами, мкм	Толщина одного радиатора		Толщина 12 модулей		
			$l$ , см	$l$ , г/см <sup>2</sup>	$l$ , см	$l$ , г/см <sup>2</sup>	$l$ , рад.ед.
Литий	30	160±80	2,0	0,49	36	2,28	0,027
Литий	35	240±80	4,5	0,30	66	3,60	0,043
Графитовое волокно	7	—	4,5	0,30	66	3,60	0,09

фовая камера была заменена обычной МПК [54]. Здесь РПИ-детектор состоял из 12 модулей; параметры радиаторов приведены в табл. 5. МПК были наполнены смесью 50% Xe + 50% CH<sub>4</sub> и имели толщину 0,8 см; при скорости дрейфа электронов в МПК  $v^{-1} = 30$  нс/мм полное время сбора электронов с трека частицы составляло 160 нс. Импульсы тока, образованные локальной ионизацией в МПК, усиливались и формировались в колоколообразную форму с полушириной 15 нс, соответствующей в пространстве 500 мкм. В эксперименте либо производился счет числа кластеров, энергия  $E_K$  которых превышала порог дискриминатора  $E_{пор}$ , либо посредством четырех аналого-цифровых преобразователей, открываемых поочередно через каждые 40 нс на 40 нс, анализировалась часть импульсного тока, соответствующая данному участку длиной 1 мм трека частицы в МПК.

На рис. 14, а приведено сопоставление трех способов разделения электронов от пионов ( $Q$  — обычный метод энерговыведения, АЦП — метод амплитудного анализа импульсов с четырех участков МПК, Диск — метод счета числа кластеров с  $E_K \geq E_{\pi} = 4$  кэВ). Как видно из рис. 14, а, последний метод улучшает разрешающую способность в 20—25 раз по сравнению с традиционным РПИ-детектором, основанным на методе энерговыведения. Аналогичное улучшение имеет место для всех трех радиаторов (см. табл. 5). На рис. 14, б приведена зависимость коэффициента режекции пионов при  $\pi/e$ -разделении от полной длины и числа модулей РПИ-детектора, откуда следует, что детектор, состоящий из 12 модулей длиной 65—75 см, может обеспечить 1000-кратное подавление числа пионов.

Представляет интерес рис. 15, а, где приведена зависимость коэффициента режекции пионов от эффективности регистрации каонов 24-модульным РПИ-детектором при использовании счета числа кластеров (точки). Эта зависимость достаточно хорошо следует из распределений Пуассона при среднем числе кластеров  $\bar{n}_K = 2,02$  и  $\bar{n}_{\pi} = 10,93$  (сплошная кривая). Однако, как это следует из анализа рис. 15, б, где приведено распределение вероятности образования данного числа кластеров пионами с энергией 15 ГэВ (т. е. когда РПИ не образуется), среднее число кластеров, образованных  $\delta$ -электронами, составляет  $\bar{n}_{\delta} \approx 1,1$ . Следовательно, в случае рис. 14, а число

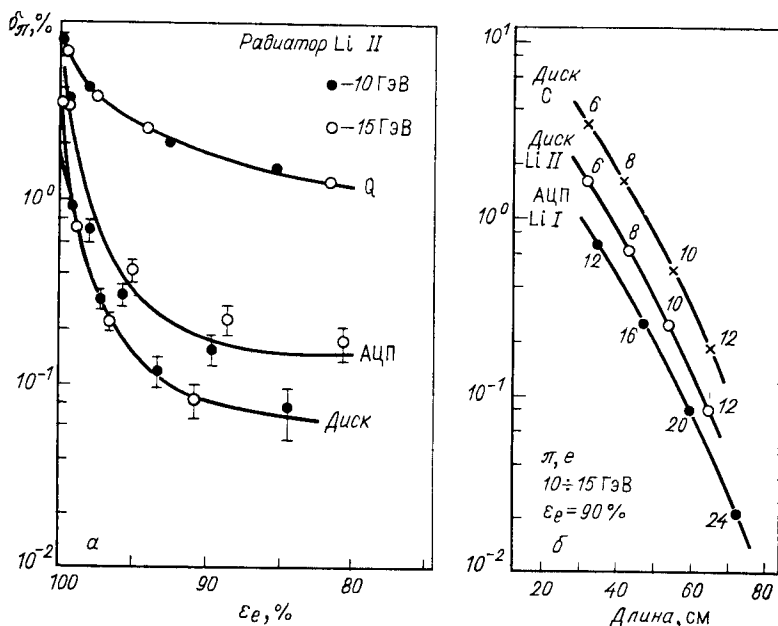


Рис. 14. Зависимость коэффициента режекции пионов  $\delta_{\pi}$ :

а — от эффективности регистрации электронов при трех различных методах регистрации РПИ; б — от длины РПИ-детектора при  $\pi/e$ -идентификации. Цифры у кривых — число модулей

кластеров, образованных непосредственно квантами РПИ, составляет  $\bar{n}_k \approx 0,9$  и  $\bar{n}_{\pi} \approx 9,8$ , и если бы удалось каким-либо способом полностью подавить вклад  $\delta$ -электронов, то разрешающая способность улучшилась бы еще более. Очевидно, что повышение порога регистрации кластеров  $E_{\text{пор}}$  хотя и позволяет уменьшить значение  $\bar{n}_{\delta}$ , но при этом в значительной степени уменьшится и число кластеров, образованных квантами РПИ и отвечающих условию  $E_k \geq E_{\text{пор}}$ . В результате разрешающая способность детектора только ухудшится, о чем свидетельствуют результаты работы [54].

К классу РПИ-детекторов, основанных на методе энергосвечения, можно отнести устройство, описанное в [55, 56]. В нем радиатором и одновременно регистратором квантов служит перегретый сверхпроводящий коллоид (ПСК). Принцип действия такого детектора заключается в следующем. В сверхпроводящих металлах I рода (In, Sn, Ta, Pb и Hg), находящихся в поле  $H_k < H < H_{\text{II}}$ , существует перегретое состояние, при котором металл является сверхпроводником (критическое поле  $H_k$  и поле «перегрева»  $H_{\text{II}}$  являются функцией температуры). В сферических гранулах диаметром в несколько микрон такое метастабильное сверхпроводящее состояние может существовать до тех пор, пока внешнее возмущение не вернет их в нормальное состояние. Источником такого возмущения может

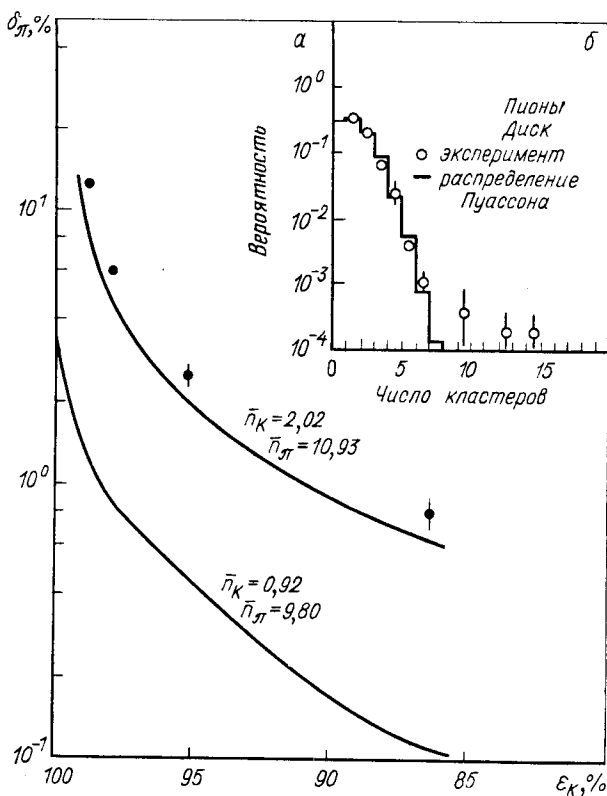


Рис. 15. Зависимость коэффициента режекции пионов  $\delta_{\pi}$  от эффективности регистрации каонов  $\epsilon_K$  в случае метода подсчета числа кластеров (● и — [54]) (а) и распределение числа кластеров, обусловленных только ионизацией [54] (б)

явиться ионизация, создаваемая в грануле частицей или рентгеновскими квантами. При данных значениях температуры и поля существует пороговое значение поглощенной энергии  $E_{\pi}$ , при котором происходит переход гранулы из сверхпроводящего состояния в нормальное: значение  $E_{\pi}$  пропорционально объему (камеры) гранулы. ПСК, использованный в [55, 56], состоял из гранул олова, вкрапленных в парафин. Переходное излучение, возникающее на стенках гранул, расположенных вдоль траектории электронов, поглощалось либо в них же, либо в последующих гранулах и переводило их из сверхпроводящего в нормальное состояние. Диаметр гранул и значение магнитного поля выбирались такими, чтобы пороговая энергия превышала среднее значение ионизационных потерь электронов в грануле.

Исследования такого устройства показали, что полезный сигнал превышал фон (т. е. ионизационные потери и тормозное излучение

электронов) почти в 10 раз, что намного лучше, чем в обычных РПИ-детекторах, основанных на методе энерговыделения. Далее, оказалось, что энергетическая зависимость сигнала также отличается от привычных закономерностей, следующих из теории РПИ в неоднородных средах [40, 41]. При указанных параметрах ПСК интенсивность РПИ должна выйти на плато при  $E > 2$  ГэВ; однако в эксперименте именно в этой области наблюдается резкая зависимость сигнала от энергии электронов. Авторы [55, 56] пытались объяснить такой ход энергетической зависимости влиянием многократного рассеяния на образование РПИ. Но, как показали теоретические [58] и экспериментальные [28, 29] рассуждения этого вопроса, многократное рассеяние не могло привести к результатам, полученным в эксперименте. Не сомневаясь в результатах эксперимента, нам кажется неправомерным сравнение их с обычной теорией РПИ. Последняя, как известно, справедлива, если точка наблюдения излучения достаточно удалена от точки ее образования. В рассматриваемом случае это условие нарушено, поскольку излучение, не успев сформироваться, уже поглощается. По-видимому, справедливее было бы сравнение эксперимента не с потоком излученной энергии, а с энергией, поглощенной средой в единицу времени.

**Методы, использующие отклоняющий магнит.** Очевидно, что полного исключения вклада  $\delta$ -электронов без подавления РПИ, т. е. достижения предельной разрешающей способности при идентификации частиц, можно добиться только при полном удалении заряженной частицы за пределы регистратора квантов РПИ, например, с помощью отклоняющего магнитного поля. Как отмечалось выше, отклоняющие магниты достаточно широко использовались при исследовании характеристик РПИ. Однако уже в [59] отклоняющий магнит рассматривался как элемент РПИ-детектора. Здесь между радиатором, состоящим из 650 литиевых фольг толщиной 50 мкм, расположенных в атмосфере гелия на расстоянии 320 мкм друг от друга, и пропорциональной камерой (толщина — 10 мм, наполнение — 80% Хе + 20% СО<sub>2</sub>) располагался отклоняющий магнит длиной 2 м. При отклоненной частице на 40 мрад в МПК расстояние между треком частицы и областью поглощения квантов РПИ составляло 6 см. Исследования проводились на пучках электронов и адронов с импульсами 1,6—10,2 ГэВ/с. При 2,6 ГэВ/с была достигнута эффективность регистрации электронов около 85% (рис. 16, а) при эффективности регистрации адронов около 0,6%. Последнее значение в основном обязано случайным совпадениям и регистрации продуктов взаимодействия адронов с литием. Как следует из рис. 16, б, где приведено распределение энерговыделения квантов РПИ в МПК при регистрации электронов с импульсом 6,5 ГэВ/с, средняя детектируемая энергия составляет 22 кэВ. По оценке авторов, в среднем регистрируется всего 2 кванта РПИ, чем и обусловлено значительное отличие эффективности регистрации электронов от 100%. Такой РПИ-детектор (в сочетании с одномодульным РПИ-детектором на основе энерго-



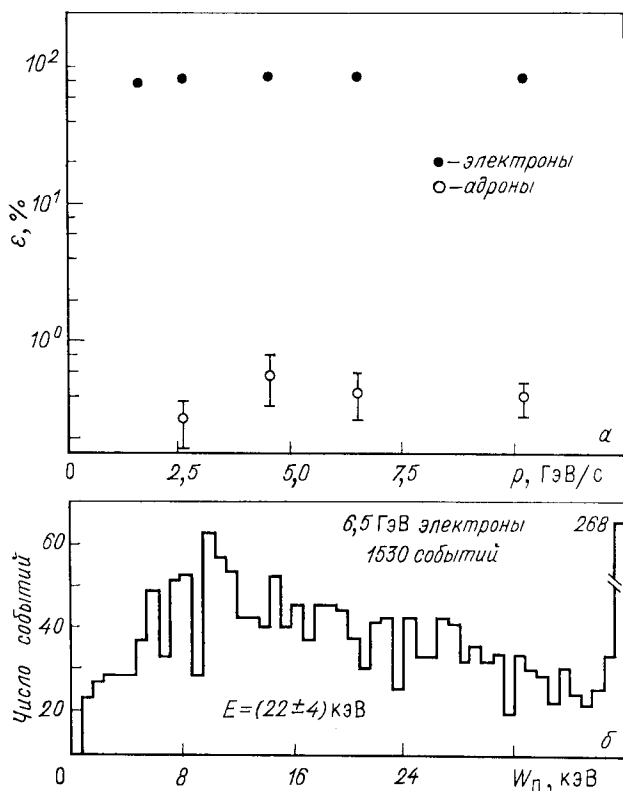


Рис. 16. Эффективность регистрации электронов и адронов при различных импульсах частиц [59] (а) и распределение энерговыделения РПИ в МПК [59] (б)

выделения) в настоящее время используется на пучке заряженных гиперонов в ЦЕРНе для исследования мод распада  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$  и  $\Lambda$  [60]. Функции отклоняющего магнита выполняет спектрометрический магнит, измеряющий совместно с дрейфовыми камерами импульсы частиц. Согласно [60], используемые РПИ-детекторы позволяют с эффективностью 83% регистрировать электроны при коэффициенте режекции  $2,8 \cdot 10^{-2}$ . Отметим, что в работах [59, 60] параметры РПИ-детектора далеки от оптимальных.

Аналогичный принцип заложен в основу РПИ-детекторов, используемых в настоящее время на ускорителе ФНАЛ для выделения пионов [61, 62] в адронном пучке, состоящем из пионов, каонов и протонов в соотношении  $\pi : K : p = 300 : 10 : 1$ . Здесь в качестве отклоняющих используются два магнита, входящие в систему транспортировки пучка. Радиаторы, расположенные перед каждым из магнитов, состоят из 1600 литиевых фольг толщиной 38 мкм, расположенных в атмосфере гелия на расстоянии 800 мкм друг от друга. Излуче-

ние регистрируется пластическими сцинтилляторами Pilot В толщиной 10 см. Выбор вместо традиционной МПК пластического сцинтиллятора обусловлен большой интенсивностью потока частиц. Однако в случае сцинтиллятора к флюктуациям интенсивности РПИ добавляются флюктуации числа фотоэлектронов, поскольку для образования одного фотоэлектрона требуется энерговыделение в сцинтилляторе приблизительно 4 кэВ. Вследствие этого же эффективность регистрации квантов РПИ в наиболее богатой части спектра (5—10 кэВ) составляет 50—80%. На рис. 17, а приведены распределения энерго-

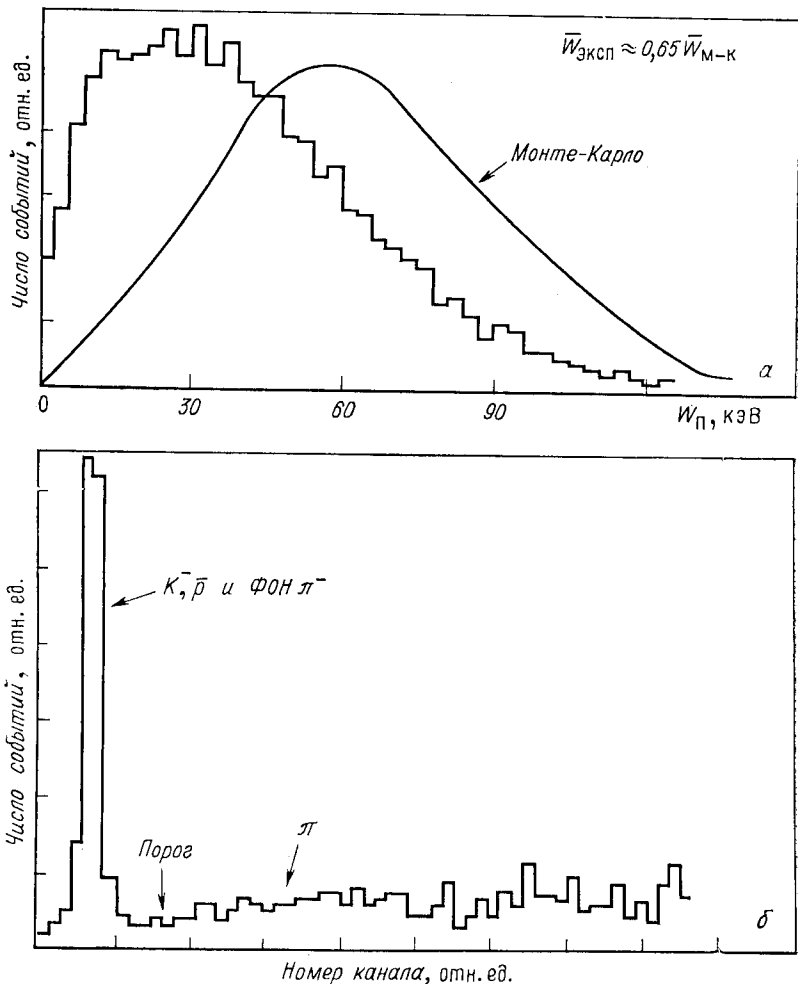


Рис. 17. Экспериментальное (гистограмма) и расчетное распределения энерговыделения РПИ в сцинтилляторе [62] (а) и начальная часть экспериментального распределения РПИ в сцинтилляторе [62] (б)

выделений (экспериментальное и расчетное) в одном из сцинтилляторов при регистрации  $\pi$ - и  $K$ -мезонов и протонов с энергиями 300 ГэВ. Хотя измеренное распределение по сравнению с ожидаемым резко сдвинуто влево, причем авторы [62] это расхождение пока не объясняют, но даже в такой ситуации происходит довольно хорошая  $\pi/K$ -идентификация. (По определению, каоном считается частица, образовавшая в обоих РПИ-детекторах сигнал меньше выбранного порогового значения.) На рис. 17, б приведена в расширенном масштабе начальная часть распределения энергovyделения. Здесь события, расположенные в левой части, обусловлены каонами, протонами и, в зависимости от порогового уровня, той или иной долей пионов (фона). Если уровень дискриминации находится в окрестностях однофотозлектронных событий (т. е. около 4 кэВ), то вклад пионов при  $E = 300$  ГэВ составляет 0,19 (при отношении  $\pi/K = 300/10$  в первичном пучке), но при повышении порога всего на 20% доля пионов достигает 0,45. Для сопоставления с работой [60] отметим, что эффективность регистрации пионов здесь в каждом из детекторов составила 97%, что соответствует регистрации в среднем 3,5 квантов. Авторы [62] выражают надежду, что после исключения несоответствия между расчетной и измеренной интенсивностями излучения  $\pi/K$ -идентификация будет значительно улучшена. Легко оценить, что при указанных параметрах радиатора и сцинтиллятора ожидается регистрация около 6 квантов РПИ, что будет соответствовать эффективности регистрации пионов  $\sim 0,995$ , а их доля в каонных событиях не будет превышать 3%.

РПИ-детекторы с применением магнитов, описанные выше, при целом ряде неоспоримых преимуществ (высокая разрешающая способность и весьма простая конструкция по сравнению с многомодульными РПИ-детекторами на основе энергovyделения) обладают двумя недостатками. Во-первых, в них регистрируется суммарная энергия квантов РПИ, а информация о числе последних теряется. Флюктуации энергии детектированных квантов составляют 100—200% (см. рис. 16, б и 17, а), что значительно больше флюктуаций числа квантов, подчиняющихся распределению Пуассона. Во-вторых, здесь практически невозможно идентифицировать вторичные частицы в узких струях, поскольку кванты РПИ от всех частиц будут регистрироваться вместе в ограниченной части детектора излучения.

Этих недостатков можно избежать, если радиатор РПИ поместить не до отклоняющего магнита, как это сделано в [60—62], а непосредственно в зазор магнита. В этом случае каждый квант будет испускаться по касательной к криволинейной траектории движения частицы в магнитном поле. В детекторе излучения, расположенном за магнитом, координаты точек поглощения квантов, излученных данной частицей, будут расположены вдоль прямой, соединяющей точки с координатами частицы до и после отклонения ее. В качестве детектора квантов можно использовать устройство, описанное, например, в [63]. Для иллюстрации возможностей такого РПИ-детек-

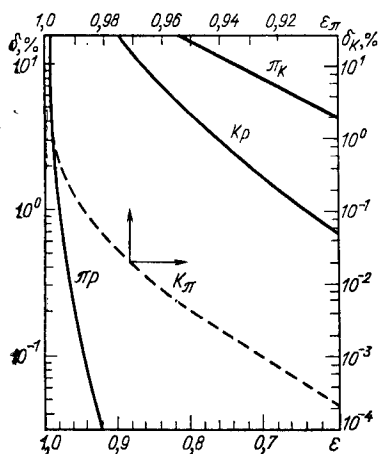


Рис. 18. Зависимость коэффициента режекции  $\delta$  от эффективности регистрации  $\epsilon$  при  $\pi/K/p$ -идентификации (—) и  $\pi/K$ -идентификации (---)

тора обратимся к рис. 18, где приведены зависимости коэффициентов режекции пионов, каонов и протонов от эффективности регистрации при энергии 300 ГэВ. Эти расчеты выполнены нами для радиатора, изготовленного из лития. При этом в каждом случае произведена соответствующая оптимизация параметров РПИ-детектора. Как видно из рис. 18, совмещение радиатора с отклоняющим магнитом позволяет

резко улучшить разрешающую способность РПИ-детектора. Так, при разделении пионов от каонов при эффективности  $\epsilon_\pi = 0,95$  ожидается коэффициент режекции  $\delta_K \approx 5 \cdot 10^{-5}$ . Более того, здесь открывается возможность одновременной идентификации пионов, каонов и протонов. Так, если оптимизировать параметры радиатора для идентификации каонов и протонов (сплошные кривые) и если ориентироваться на эффективность регистрации  $\epsilon_K \approx 50\%$ , то вклады пионов и протонов соответственно составят  $\delta_\pi \approx 8 \cdot 10^{-3}$  и  $\delta_p \approx 10^{-3}$ . (На рис. 18 значения  $\epsilon$  и  $\delta$  относятся к частицам, указанным на кривых первыми и вторыми соответственно.) С увеличением энергии частиц разрешающая способность будет еще выше.

Таким образом, простой анализ числа детектируемых квантов РПИ позволяет одновременно идентифицировать пионы, каоны и протоны с достаточно высокой эффективностью и хорошей режекцией, т. е. такое устройство является дифференциальным РПИ-детектором. Это название здесь использовано по аналогии с дифференциальным счетчиком Черенкова, но, в отличие от последнего, РПИ-детектор может без перестройки параметров работать в широком энергетическом и угловом интервалах идентифицируемых частиц. РПИ-детекторы с совмещенными радиатором и магнитом имеют и другие преимущества. В частности, они не увеличивают размеры экспериментальных установок, так как магниты так или иначе используются для импульсного анализа частиц практически во всех экспериментах, а дрейфовая камера (или МПК) должна иметь толщину  $\leq 5$  см.

Отметим, что в приведенных здесь расчетах для интенсивности РПИ мы использовали формулу (7), предположив, что движение частицы по криволинейной траектории не влияет на механизм образования РПИ. Изменение механизма излучения может иметь место в том случае, если угол отклонения частицы в пределах зоны формирования излучения будет больше или порядка угла излучения.

Следовательно, обычные формулы РПИ будут неприменимы, если  $\gamma \gg (mc/300H\lambda)^{1/2}$ , где  $H$  — напряженность магнитного поля;  $\lambda$  — длина волны кванта РПИ. Даже для пионов при  $\hbar\omega = 6$  кэВ и  $H = 5 \cdot 10^4$  Гс это соответствует  $E_\pi \gg 3 \cdot 10^{12}$  эВ.

**РПИ-детекторы с регистрацией характеристического и комптоновского излучений.** Использование методов характеристического рассеяния в РПИ-детекторах было предложено в [42]. Суть первого из них заключается в следующем. Частица и образованные ею кванты РПИ проходят через поглотитель. При этом если кванты с энергией, превышающей энергию связи  $E_K$  электронов  $K$ -оболочки атомов поглотителя, вызывают фотоэффект, то атом испускает оже-электроны или же характеристическое излучение с энергией  $\hbar\omega \approx E_K$ . Коэффициент поглощения последнего в самом поглотителе в несколько раз меньше, чем первичного кванта, а направление его изотропно. Следовательно, кванты характеристического излучения можно регистрировать в направлениях, отличных от направления движения частицы. Именно такого типа РПИ-детектор использовался в эксперименте по измерению горизонтального потока мюонов космического излучения при энергиях  $\geq 700$  ГэВ [64]. Здесь непосредственно за радиатором РПИ (300 слоев бумаги,  $a = 200$  мкм,  $b = 1$  см) помещался ксеноновый поглотитель толщиной 10 см. Характеристическое излучение регистрировалось с помощью восьми сцинтилляторов NaI(Tl), расположенных над поглотителем и под ним. В этом эксперименте эффективность регистрации частиц посредством РПИ была низка и составляла около 12%. Отметим, что здесь впервые было экспериментально обнаружено рентгеновское переходное излучение.

Значительно более высокая эффективность была достигнута в РПИ-детекторе [65], радиатор которого был помещен непосредственно в газ-поглотитель (криптон), а характеристическое излучение регистрировалось с помощью 16 сцинтилляторов CsI(Tl), расположенных с обеих сторон радиатора. Последний имел поперечные размеры  $3 \times 3$  см и состоял из 1300 слоев майлара толщиной 10 мкм с расстоянием между ними 280 мкм. Для исключения фона от случайных совпадений регистрировались только частицы, прохождение которых через радиатор сопровождалось регистрацией  $n > 3$  квантов характеристического излучения. Была достигнута эффективность регистрации электронов около 30%, и, если бы удалось осуществить условие регистрации  $n \geq 1$ , эффективность составила бы приблизительно 85%. Повышение эффективности по сравнению с [65] явилось следствием как более рационального выбора газа-поглотителя и параметров радиатора, так и помещения радиатора непосредственно в газ-поглотитель. В результате уменьшилась доля квантов РПИ, поглотившихся в самом радиаторе, и значительно увеличилась вероятность их поглощения в газе-поглотителе.

Для удаления квантов РПИ от образовавшей их частицы можно использовать и процессы когерентного и комптоновского рассеяний этих квантов в веществе радиатора или в поглотителе, расположен-

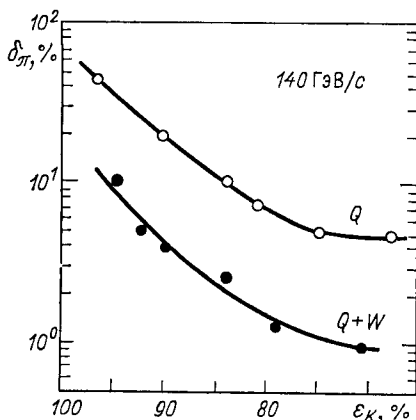
ном за радиатором. Такого типа РПИ-детекторы исследовались в [66—69]. В частности, в [66—68] исследовано устройство, в котором радиатор окружен десятью пропорциональными счетчиками, анодные нити которых вытянуты вдоль оси детектора. В качестве радиатора (и одновременно рассеивателя излучения) использовался пенопласт плотностью  $0,04 \text{ г/см}^3$ , диаметром 6 см и длиной 190 см. Для сопоставления исследовался также радиатор, в котором через каждые 2 см пенопласта помещалась медная фольга толщиной 6 мкм (в последней образовывалось характеристическое излучение). Измерения показали, что методы регистрации характеристического излучения и комптоновского рассеяния по эффективности отличаются несущественно. Общим недостатком обоих методов является ограничение, налагаемое ими на светосилу РПИ-детектора: с увеличением поперечных размеров радиаторов (или поглотителей) существенно увеличивается вероятность поглощения вторичного излучения. Как следует из расчетов, приведенных в [68], увеличение диаметра радиатора от 6 до 50 см при пролете частицы вдоль оси радиатора число зарегистрированных квантов уменьшается в 1,5—2 раза. Число квантов при пролете частицы вдоль оси радиатора диаметром 50 см и на расстоянии 20 см от нее отличается в 1,5 раза.

**Метод угловой дискриминации.** Для раздельной регистрации частицы и излучения можно использовать особенности углового распределения РПИ. В [70] было показано, что в зависимости от значения  $\gamma$  в заданном угловом интервале  $0 \div \theta$  число излученных квантов может резко меняться. В частности, если  $\theta^2 \gg \gamma^{-2}$ , интенсивность излучения имеет логарифмическую зависимость от  $\gamma$ . В интервале  $\theta^2 \ll \gamma^{-2}$  эта зависимость гораздо резче, а интенсивность весьма мала:

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{\pi c} \left( \frac{\sigma \gamma^2}{\omega^2 + \sigma \gamma^2} \right)^2 \theta^4 \gamma^4. \quad (18)$$

И если идентифицируются частицы с массами  $m_1 < m_2$ , то, используя детектор тороидальной формы, можно подбором его диаметра и расстояния до радиатора РПИ обеспечить одновременное выполнение условий  $\theta_2^2 \gg \gamma_1^{-2} \gg \theta_1^2$  и  $\gamma_2^{-2} \gg \theta_2^2 \gg \theta_1^2$  ( $\theta_2$  и  $\theta_1$  — углы, охватываемые наружным и внутренним радиусами детектора излучения). Внутреннее отверстие тора предназначено для пропуска заряженных частиц. В эксперименте [71] энергетическая зависимость зарегистрированной интенсивности излучения усиливалась с уменьшением углового интервала. Для электронов с энергиями 0,5—3,0 ГэВ при  $\theta_1 = 2,6 \cdot 10^{-4}$  и  $\theta_2 = 2,5 \cdot 10^{-3}$  энергетическая зависимость имеет вид  $E^{2,2}$ . Эффективность регистрации электронов при этом была мала и составила около 10%. Хотя в дальнейшем проект такого устройства был предложен для сепарации мюонов с энергиями 100—200 ГэВ [72], очевидно, что такие РПИ-детекторы могут быть использованы только для мечения легких частиц в хорошо коллимированных пучках.

Рис. 19. Зависимость коэффициента режекции пионов от эффективности регистрации каонов методом суммарного энерговыделения с учетом ( $Q + W$ ) и без учета ( $Q$ ) ширины пространственного распределения кластеров [73]



В работе [73] исследован РПИ-детектор, основанный на методе энерговыделения, в котором для повышения разрешающей способности угловое распределение РПИ используется в качестве второго критерия. Здесь на определенном расстоянии от радиатора устанавливается дрейфовая камера, регистрирующая как частицу, так и кванты РПИ. Электронная аппаратура позволяет измерять как суммарный заряд  $Q$ , образовавшийся в камере, так и ширину его пространственного распределения  $W$  (т. е. время дрейфа). Очевидно, что для частиц, не сопровождаемых РПИ,  $Q$  и  $W$  будут меньше соответствующих величин частицы, сопровождаемой квантами РПИ. На рис. 19 приведена зависимость коэффициента режекции пионов от эффективности регистрации каонов в случае анализа только  $Q$  (метод энерговыделения), а также одновременного анализа  $Q$  и  $W$ . Результаты получены для одного модуля РПИ-детектора, состоящего из литиевого радиатора ( $a = 30$  мкм,  $b = 300$  мкм,  $n = 1500$ ) и дрейфовой камеры толщиной 8 мм, наполненной смесью 60% Хе + 40%  $\text{CO}_2$ , а затем пересчитаны для 15-модульного РПИ-детектора. Как следует из рис. 19, использование углового распределения РПИ в качестве второго критерия повышает разрешающую способность в 4—4,5 раза. Однако при этом резко увеличивается и длина РПИ-детектора: 15-модульный детектор с вышеуказанными параметрами будет иметь длину 10—12 м.

**Метод стримерной камеры.** В 1970 г. для отдельной регистрации РПИ и образовавшей его частицы было предложено использовать стримерную камеру [74]. В ней визуально достаточно четко прослеживаются цепочка кластеров вдоль трека частицы, образованных  $\delta$ -электронами, а также отдельные кластеры вокруг трека, обаянные поглощенным квантам РПИ. При использовании между радиатором и стримерной камерой отклоняющего магнита кластеры, образованные фотоэлектронами, различаются более четко. Очевидно, что визуальный и электронный [51, 53, 54] методы регистрации кластеров принципиально не отличаются. Не должны отличаться практически и разрешающие способности РПИ-детекторов, использующих два этих метода. И хотя электронный метод подсчета числа кластеров обладает несомненными преимуществами перед методом стримерной камеры, вкратце остановимся на результатах, полученных с помощью

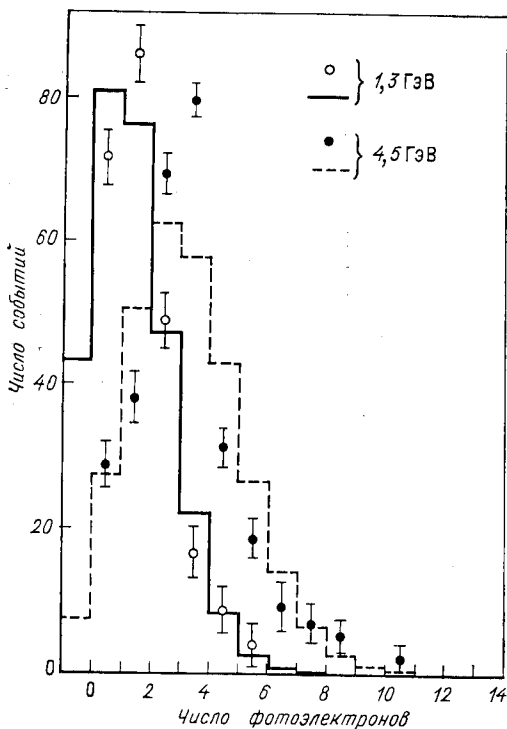


Рис. 20. Распределение числа зарегистрированных в стримерной камере фотоэлектронов (○ и ● — эксперимент [78], гистограммы — расчет)

последней [74—78]. В этих работах в качестве радиатора РПИ использовался в основном пенопласт ( $\rho = 0,04$  г/см<sup>3</sup>,  $\bar{a} = 14$  мкм,  $b = 200$  мкм) различной длины. Стримерная камера вдоль трека частицы имела длину 80 см; она наполнялась смесью 74—87% Ne + 26—13% Xe. Измерения проводились при энергиях электронов 1,3—4,5 ГэВ.

На рис. 20 приведены экспериментальные распределения числа кластеров при энергии электронов 1,3 и 4,5 ГэВ при использовании отклоняю-

щего магнита (гистограммы, соответствующие распределениям Пуассона со средним значением числа кластеров 1,87 и 3,8, вычислены нами). Эти распределения получены при длине радиатора 160 см и концентрации ксенона в стримерной камере 20%. Если приписать распределения, приведенные на рис. 20, соответственно каонам и пионам и отбирать события с числом кластеров  $\geq 3$ , то эффективность регистрации пионов составит 43% при коэффициенте режекции каонов около 0,12. Очевидно, что для улучшения разрешающей способности РПИ-детектора необходимо использовать несколько модулей, что весьма сложно в случае с отклоняющим магнитом. Поэтому авторы [78] рассмотрели возможность создания многомодульной системы без отклоняющих магнитов. Согласно их оценкам, следующим из результатов измерений с одномодульным РПИ-детектором, в системе из 20 камер (длина каждой 20 см, наполнение — 26% Xe + 74% Ne) и радиаторов длиной 20 см каждый при энергиях электронов 1,0 и 3,75 ГэВ будет зарегистрировано около 13 и 25 квантов РПИ соответственно. При этом число зарегистрированных  $\delta$ -электронов при обоих значениях энергий составит 17. Это равносильно тому, что при идентификации каонов и пионов с энергиями 270 ГэВ соответственно будет регистрироваться в среднем 30 и 42 кластера. Однако следует отметить следующее. Судя по числу  $\delta$ -электронов,



здесь порог регистрации кластеров соответствует энергии  $\delta$ -электронов около 3 кэВ. Если сопоставить число  $\delta$ -электронов на единицу количества вещества, зарегистрированных в условиях экспериментов [54] и [78], то окажется, что в последнем оно ниже приблизительно в 2 раза, хотя порог регистрации кластеров в [54] соответствует 4 кэВ. При этом число  $\delta$ -электронов, зарегистрированных в [54], достаточно близко к ожидаемому.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РПИ-ДЕТЕКТОРОВ

Как уже отмечалось, первая попытка использования РПИ-детекторов была предпринята еще в 1964 г. в эксперименте по измерению энергетического спектра мюонов горизонтального потока космического излучения с энергиями  $\geq 700$  ГэВ [64]. Десять лет спустя была проверена возможность сочетания РПИ-детектора с ионизационным калориметром для идентификации пионов и протонов космического излучения с энергиями  $\geq 300$  ГэВ [79]. В течение последующих лет было осуществлено несколько экспериментов с применением РПИ-детекторов. Ниже будет дан обзор этих работ.

В [80—82] приведены описание установки и основные результаты эксперимента по исследованию состава адронной компоненты космического излучения на высоте 2900 м над уровнем моря и измерению сечения взаимодействия пионов и протонов с ядрами железа при энергиях  $\geq 400$  ГэВ. Схема установки приведена на рис. 21, а. Ионизационный калориметр площадью 4 м<sup>2</sup> предназначен для измерения энергии адронов. Он состоит из восьми слоев железа толщиной 15 см каждый. Между слоями расположены сцинтилляционные счетчики  $S1 - S7$  и широкоазорные искровые камеры  $SC1 - SC3$ . Сцинтилляционные счетчики  $T1$  и  $T2$  совместно с  $S1 - S7$  позволяют регистрировать события, обусловленные адронами, не имеющими плотного воздушного сопровождения. Одиночные адроны выделялись посредством искровой камеры  $SCB$ . РПИ-детектор площадью 1 м<sup>2</sup>, расположенный над центральной частью калориметра, состоит из 24 модулей. Многогитяные пропорциональные камеры модулей РПИ-детектора имеют толщину 5 см и наполнены смесью 90% Ag + 10%  $CH_4$ ; с каждой МПК снимается один сигнал. Их калибровка производилась посредством радиоактивных источников, мюонов, а также адронов с энергией  $\geq 100$  ГэВ. Радиаторы изготовлены из пенопласта Dow Styrofoam толщиной 13,6 см каждый. На основании результатов работы [23] было показано, что 4 см такого пенопласта при  $\gamma = 2600$  по своей излучающей способности соответствует слоистой среде с  $a = 17,5$  мкм,  $b = 750$  мкм,  $n = 31$  (рис. 21, б). Для такой эквивалентной слоистой среды методом Монте-Карло были получены средние значения энерговыделений  $\bar{W}_p$  при  $\gamma = 2000$ , 3600 и 5600. Эти значения с погрешностью 10% совпали с результатами калибровки пенопластового радиатора на ускорителе электронов

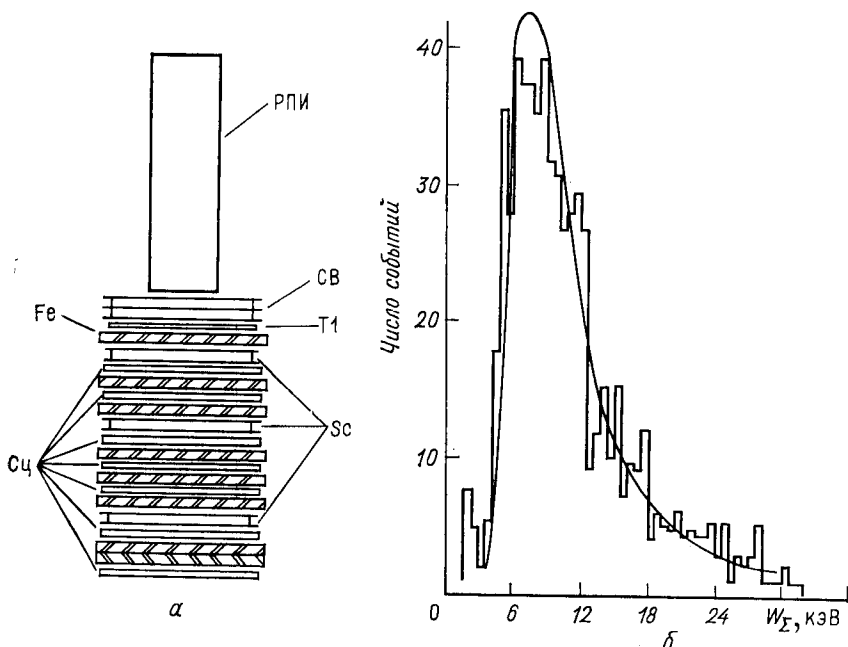


Рис. 21. Схема экспериментальной установки [80] (*CB* и *SC* — соответственно двухсекционная и односекционная широкозасорные искровые камеры; *T1* и *Сц* — сцинтилляционные счетчики телескопа и калориметра соответственно; *Fe* — слой железа) (*a*) и сравнение калибровочного распределения энерговыведения в случае пористого материала (гистограмма) с расчетным эквивалентным слоистым радиатором (сплошная кривая) (*б*)

при тех же значениях  $\gamma$ . Посему вся последующая обработка экспериментальных результатов проводилась на основе расчетов методом Монте-Карло с приведенными выше параметрами эквивалентной слоистой среды. Следует отметить, что совпадение значений  $\bar{W}_n$  пористого и периодического радиаторов при трех значениях  $\gamma$  отнюдь не означает совпадения их распределений во всем диапазоне  $4 \cdot 10^2 \leq \leq \gamma \leq 1,5 \cdot 10^4$ .

Для идентификации было отобрано 375 одиночных адронов, отбечающих следующим критериям: траектория адрона проходит через  $\geq 10$  модулей; если существует вылетающая из калориметра в верхнюю полусферу частица альbedo, то из набора МПК, расположенных вдоль траектории идентифицируемой частицы, отбрасываются показания нижних трех. На рис. 22 приведено распределение энерговыведений всех отобранных адронов с энергией  $\geq 400$  ГэВ в МПК одного модуля; здесь же для сравнения приведено аналогичное распределение для адронов с энергиями  $90 \leq E \leq 150$  ГэВ. Поскольку протоны даже с энергиями  $400 \leq E \leq 1000$  ГэВ практически не образуют переходного излучения, естественно, авторы раз-

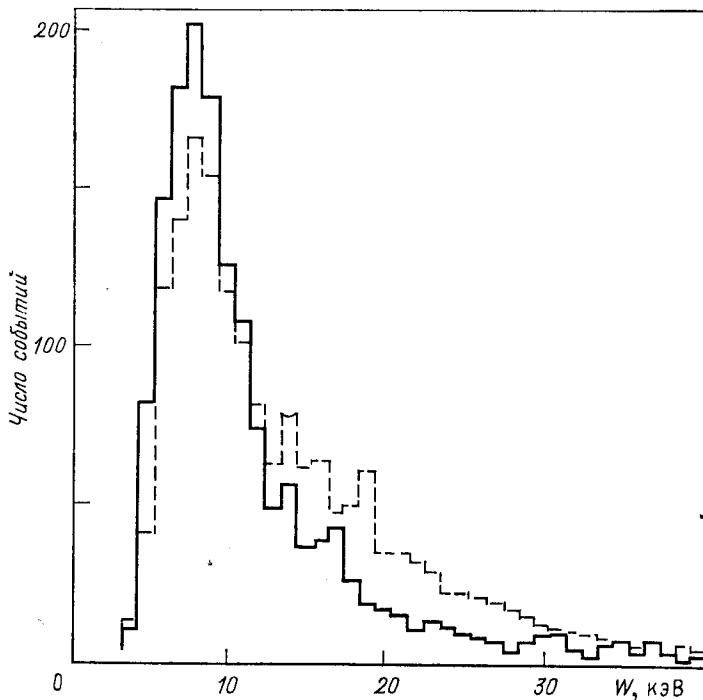


Рис. 22. Распределения энерговыделений в одной МПК адронов с энергиями  $90 \leq E \leq \text{ГэВ}$  (сплошная линия) и  $E \geq 400 \text{ ГэВ}$  (пунктир)

ницу между приведенными распределениями приписывают наличию среди высокоэнергетичных адронов определенной доли пионов. Отношение числа пионов к числу протонов  $N_\pi/N_p$  определялось статистической обработкой методом максимального правдоподобия [см. (14) и (15)]. Значения  $P_\pi^i(W)$  и  $P_p^i(W)$  определялись из расчетных распределений. На рис. 23, а приведено распределение  $R$  для 300 адронов с энергией  $400 \leq E \leq 800 \text{ ГэВ}$ , зарегистрированных в эксперименте, а на рис. 23, б и в приведены расчетные распределения  $R$  для протонов и пионов соответственно. Смешивание двух последних распределений в различных пропорциях и сравнение результирующих распределений с экспериментом показало, что наилучшее согласие достигается при  $N_\pi/N_p = 0,96 \pm 0,15$ . Значение  $N_\pi/N_p$  при энергии  $\geq 800 \text{ ГэВ}$  составило  $0,45 \pm 0,25$ .

Аналогичный эксперимент был выполнен на высоте 3200 м над уровнем моря на г. Арагац [83—86]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 24. Калориметр площадью  $10 \text{ м}^2$  состоит из 8 рядов железа толщиной 10 см каждый и двух рядов свинца толщиной 3 и 2 см, прослоенных рядами ионизационных камер диаметром

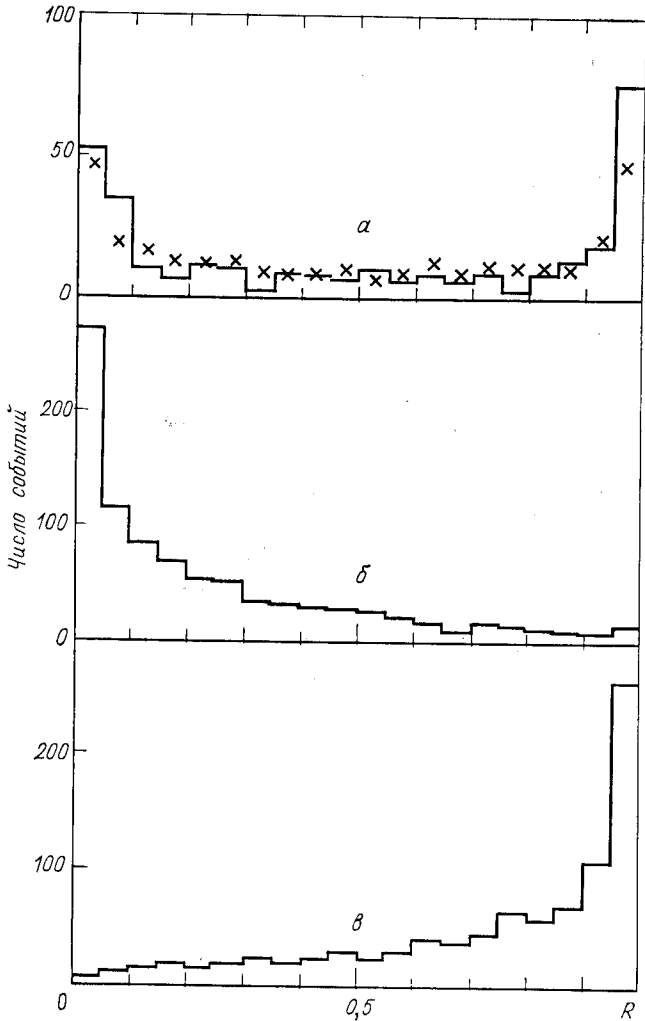


Рис. 23. Распределения  $R$  для адронов с энергиями  $400 \leq E < 800$  ГэВ (эксперимент) (x — расчет при  $N_{\pi}/N_p = 0,96 \pm 0,15$ ) для протонов (расчет) и для пионов (расчет)

10 см. Свинцовые ряды предназначены для исключения событий, вызванных электронами и фотонами. Суммарное количество вещества в калориметре составляет  $900 \text{ г/см}^2$ . Конструкция калориметра позволяет следить за развитием ядерно-электромагнитного каскада и с большой точностью определять траекторию частицы; погрешность измерения энергии составляет около 15 %.

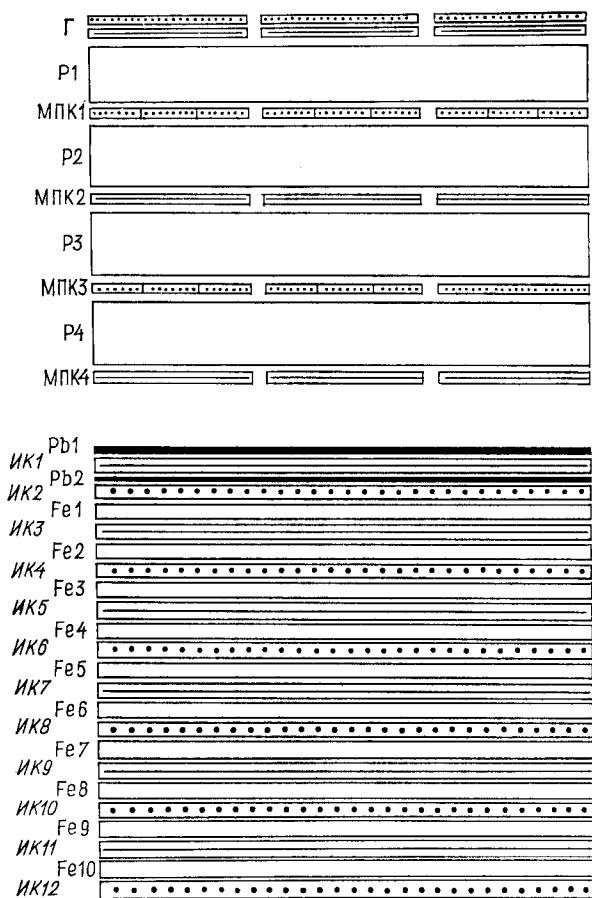


Рис. 24. Схема экспериментальной установки [83] (Г — годоскоп, P — радиатор, Pb и Fe — слои свинца и железа соответственно, ИК — ионизационные камеры)

Для идентификации адронов использовался 4-модульный РПИ-детектор, расчет которого приведен в [85]. Каждый модуль состоит из радиатора (125 лавсановых пленок,  $a = 22$  мкм,  $b = 3$  мм) МПК. Последние имеют площадь  $1 \text{ м}^2$  и эффективную толщину 2,9 см; наполнение — 90% Ag + 10%  $\text{C}_3\text{H}_8$ . Каждая МПК разделена на три секции, причем направления их в чередующихся модулях взаимно перпендикулярны, что позволяет эффективно снизить фон воздушно-го сопровождения и частиц альbedo. Калибровка МПК производилась радиоактивными источниками, низкоэнергетичными адронами, а также мюонами космического излучения. Установка регистрировала события, если энергия, выделившаяся в калориметре, была  $\geq 300$  ГэВ,

а ядерно-электромагнитный каскад охватывал по крайней мере четыре слоя железа.

Всего было отобрано и обработано 3200 адронов (одиночных или с малоплотным сопровождением). Для обработки информации с РПИ-детектора использовался метод максимального правдоподобия. В энергетических интервалах  $300 \leq E < 500$  ГэВ,  $500 \leq E < 1000$  ГэВ и  $E \geq 1000$  ГэВ получены значения отношения  $N_\pi/N_p$   $0,93 \pm 0,15$ ,  $0,40 \pm 0,12$  и  $0,08 \pm 0,05$  соответственно, что находится в согласии с результатами [82].

Представляет интерес сопоставление работ [85] и [81]. Здесь заметно резкое отличие числа используемых модулей РПИ-детектора:

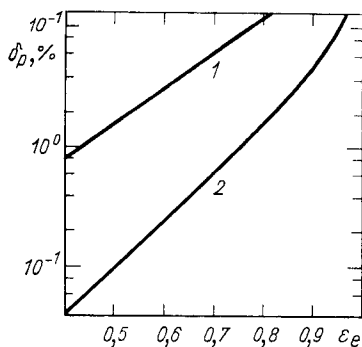


Рис. 25. Зависимость коэффициента режекции протонов  $\delta_p$  от эффективности регистрации электронов  $\epsilon_e$  при  $\gamma = 500$  (1) и  $\gamma = 2 \cdot 10^4$  (2)

4 и 24; из последних, как это следует из [81], в среднем траектория частицы охватывала 12 модулей. Кроме того, пенопласт толщиной 13,6 см, используемый в [81] в качестве радиатора, эквивалентен 50–60 слоям лавсана, в то время как в [85] каждый радиатор содержит 125 слоев лавсана. В результате при больших энергиях разрешающие способности обеих установок при  $\epsilon_\pi \approx 60\%$  практически не отличаются. При более низких энергиях разрешающая способность установки в [81] лучше, чем в [85], хотя и в последней  $\delta_p$  остается на уровне 10%. Но в то же время использование в [85] четырех модулей позволило резко увеличить свет-

тосилу установки и, следовательно, скорость набора статистического материала. Это, в свою очередь, позволяет при необходимости уменьшить эффективность регистрации частиц и повысить разрешающую способность РПИ-детектора.

Другая область применения РПИ-детектора — это отделение электронов от адронов. Казалось, что эта задача намного проще отделения пионов от протонов, ибо при одной и той же энергии лоренц-факторы идентифицируемых частиц отличаются не в 7 раз, как в случае  $\pi/p$ -разделения, а в сотни и тысячи раз. И действительно, на ускорителях, где интервал энергий ограничен, идентификация электронов и адронов производится относительно легко. Однако в экспериментах с космическими лучами, где энергии практически не ограничены, а отношение  $N_e/N_p = 10^{-2} \div 10^{-3}$ , разделение частиц резко усложняется. Тем не менее первый эксперимент с использованием РПИ-детектора для разделения электронов и протонов был проведен с целью измерения дифференциального спектра электронов первичного космического излучения в области энергий 10–200 ГэВ

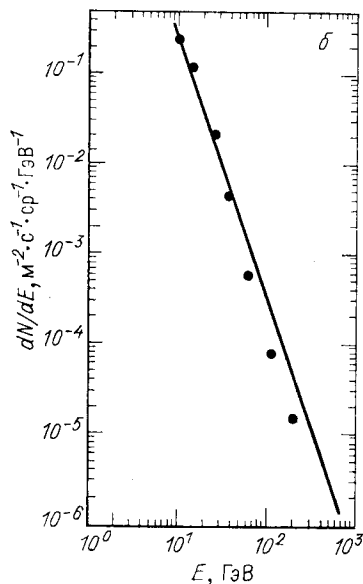
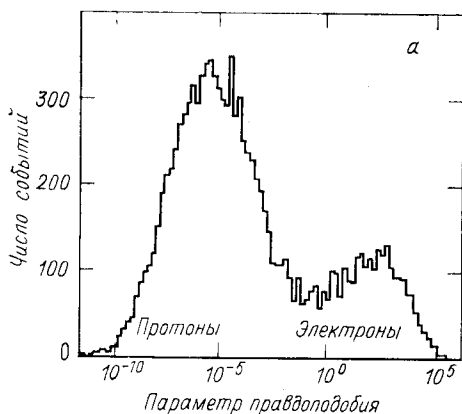
[87, 88]. Экспериментальная установка состоит из ливневого детектора, детектора переходного излучения и сцинтилляционного телескопа. Ливневый детектор содержит три слоя свинца толщиной 4, 2 и 3 рад. ед. длины и сцинтилляционные счетчики. Он предназначен для разделения протонов и электронов и измерения энергии последних. Однако, хотя толщина ливневого детектора выбрана намного меньше пробега взаимодействия протонов, тем не менее число зарегистрированных протонов, маскирующих электроны, будет достаточно большим, так как  $N_e \ll N_p$ . В данном случае требовалось дополнительно уменьшить коэффициент режекции протонов в  $10^2$ — $10^3$  раз. Эту задачу выполняет РПИ-детектор, содержащий шесть модулей. Каждый модуль состоит из радиатора (пенопласт марки Dow Ethafoam плотностью  $0,037$  г/см<sup>2</sup> и толщиной  $14,5$  см) и МПК толщиной  $2$  см, наполненной смесью  $80\%$  Хе +  $20\%$  СО<sub>2</sub>. На рис. 25 приведена зависимость коэффициента режекции  $\delta_p$  от эффективности регистрации электронов  $\epsilon$  при  $E \leq 500$  ГэВ и  $E = 10$  ГэВ в таком РПИ-детекторе [36]. Для выделения событий, обусловленных электронами, вычислялся параметр максимального правдоподобия [ср. с (15)]:

$$L = \prod_{i=1}^6 P_e^i(W) / \prod_{i=1}^6 P_p^i(W); \quad (19)$$

при этом считалось, что данное событие вызвано электроном, если  $L \gg 1$ , протоном — если  $L \ll 1$ , и неидентифицируемо, если  $L \sim 1$ . На рис. 26, а приведено распределение  $L$ , откуда следует, что электроны хорошо дискриминировались от протонов. На рис. 26, б приведены измеренный в данном эксперименте (точки) и усредненный по известным экспериментам, выполненным до 1975 г. (сплошная линия) дифференциальные спектры электронов первичного космического излучения. Видно, что спектр, измеренный в [88], значительно круче, чем это следует из ранних экспериментов. По утверждению авторов, измеренному спектру соответствует возраст галактического космического излучения  $\sim 10^7$  лет.

Представляет интерес эксперимент, выполненный с применением РПИ-детектора на встречных пучках ISR, CERN с целью изучения образования  $e^+e^-$ -пар с инвариантной массой  $\geq 2,5$  ГэВ/ $c^2$  [89, 90]. Схема эксперимента приведена на рис. 27. Она состоит из жидкоаргонного калориметра, годоскопических сцинтилляторов и двухмодульного РПИ-детектора. Калориметр обеспечивает измерение с высокой точностью энергии частиц, а также с коэффициентом режекции  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ , уменьшает адронный фон (при эффективности регистрации электронов около  $83\%$ ). Дальнейшее подавление адронного фона производится РПИ-детектором ( $a = 50$  мкм,  $b = 300$  мкм,  $n = 650 \div 700$  слоев). Минимальная энергия регистрируемых электронов составляла  $700$  МэВ, и так как при таких энергиях в основном излучаются мягкие кванты РПИ, для уменьшения их поглощения

Рис. 26. Распределение параметра правдоподобия [87] (а) и дифференциальный спектр электронов первичного космического излучения (б)



в самом радиаторе последний был изготовлен из литевых фольг. Для регистрации излучения использовались МПК толщиной 1,3 см, наполненные 80% Хе + 20% СО<sub>2</sub>. В МПК информация снималась с каждой нити отдельно. При этом в них использовался метод деления заряда [93], благодаря чему имелась возможность в РПИ-детекторе как определять траектории, так и производить идентификацию одновременно нескольких частиц. Как показали исследования на пучках пионов и электронов, сочетание литевых радиаторов с такими МПК обеспечивало коэффициент режекции пионов не хуже  $8 \cdot 10^{-2}$  при эффективности регистрации электронов 60—90% в интервале энергий 0,75—4,0 ГэВ [25, 91, 92].

На рис. 28 приведено распределение эффективных масс электрон-позитронных пар, зарегистрированных в эксперименте [89]; после учета показаний годоскопа значительная часть из них была исключена (рис. 28, б). После режекции адронов РПИ-детектором (рис. 26, б) появился отчетливый пик в области эффективной массы  $\sim 3$  ГэВ/ $c^2$ . Окончательная обработка с учетом показаний калориметра привела к распределению, показанному на рис. 28, г. Таким образом, из более чем  $10^4$  кандидатов в  $J/\psi$ -события было отобрано всего 93 события с эффективной массой  $2,7 < m_{e^+e^-} < 3,4$  ГэВ/ $c^2$ , отвечающие всем критериям отбора. Как следует из рис. 28, г, существенный вклад в этот отбор внес РПИ-детектор. В процессе калибровки РПИ-детектора и его использования в эксперименте была замечена интересная деталь: в 30—40% случаев сигнал в МПК при нормальном падении электронов появлялся не только в точке, расположенной на



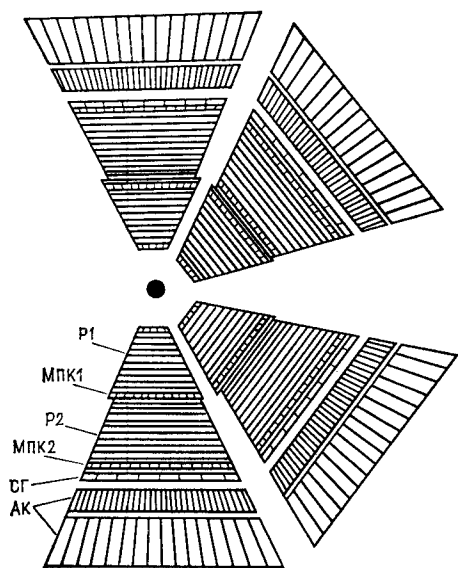


Рис. 27. Схема экспериментальной установки [89]:

*P* — радиатор; *СГ* — сцинтиляционный годоскоп; *АК* — калориметр из жидкого аргон

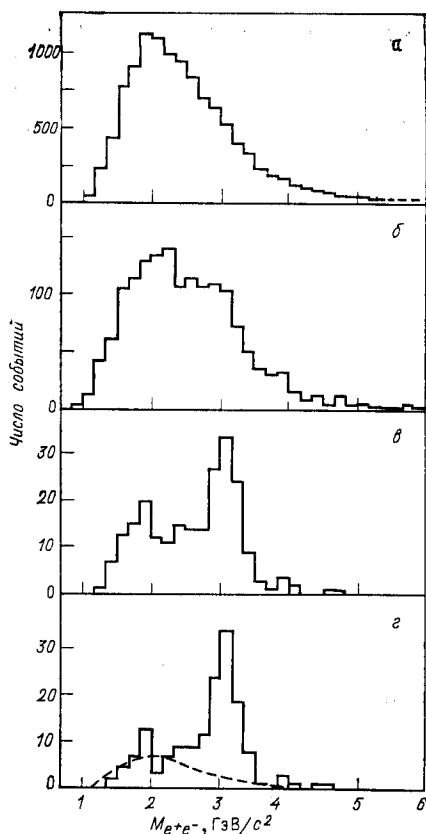


Рис. 28. Распределение эффективных масс:

*a* — первоначальное; *б* — то же после поправки на показания СГ; *в* — то же после учета идентификации электронов РПИ-детектором; *г* — то же после окончательной обработки результатов; — — — — фоновый вклад

траектории частицы, но и на некотором удалении от нее; при регистрации пионов такие события наблюдались в 10% случаев. Авторы [89] это явление связали с комптоновским рассеянием квантов РПИ и попытались использовать его в качестве дополнительного фактора для улучшения коэффициента режекции РПИ-детектора. Однако дальнейшие исследования показали, что при наклонном падении на МПК пионы также с большой вероятностью образовывали удаленный от трека частицы дополнительный сигнал. Поэтому авторы не смогли использовать комптоновское рассеяние для улучшения разрешающей способности РПИ-детектора.

До сих пор мы рассматривали эксперименты, в которых РПИ-детекторы предназначались для идентификации частиц разных сортов, но с известной энергией. Неизмеримо тяжелее задача измерения

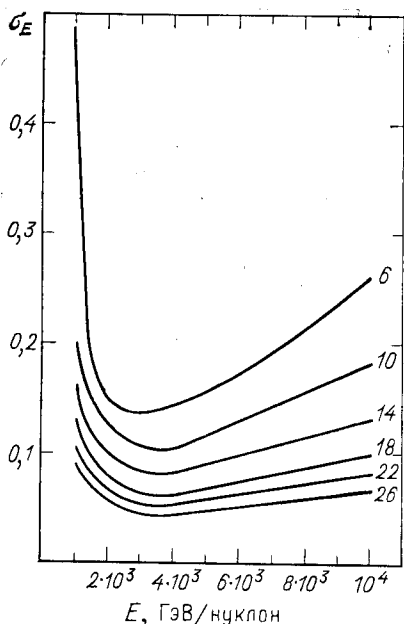


Рис. 29. Энергетическая зависимость среднеквадратичной погрешности измерения ядер (цифры у кривых — заряд ядра)

энергии (а точнее,  $\gamma$ ) частиц с известной массой. Действительно, если даже предположить, что энерговыделение в одном модуле РПИ-детектора линейно зависит от лоренц-фактора частиц, точность измерения  $\gamma$  будет определяться шириной распределения энерговыделения:  $\Delta\gamma/\gamma \sim \Delta W/W$ . В одном модуле реального детектора обычно  $\Delta W/W \gtrsim 1$  (см., например, рис. 9). Следовательно, для достижения  $\Delta\gamma/\gamma \sim 0,1 \div 0,2$ , что в практике физического эксперимента считается удовлетворительной, потребуется технически неосуществимое количество модулей (50  $\div$  100). Однако задача упрощается, если регистрируемые

частицы являются многозарядными ионами, поскольку как интенсивность РПИ, так и ионизационные потери пропорциональны квадрату заряда частицы. При этом  $(\Delta\gamma/\gamma)_Z \sim \frac{1}{Z} (\Delta\gamma/\gamma)_{Z=1}$ , т. е. при достаточно больших  $Z$  можно измерять энергию ядер с удовлетворительной точностью при относительно небольшом числе модулей. На рис. 29 приведены вычисленные нами методом Монте-Карло энергетические зависимости среднеквадратичной погрешности измерения энергии ядер. Расчеты выполнены для двухмодульного РПИ-детектора из майларовых радиаторов и ксеноновых МПК ( $a = 40$  мкм,  $b = 500$  мкм,  $n = 440$ ,  $l_{Xe} = 5$  см). Видно, что уже при  $Z = 10$  по точности измерения РПИ-детектор не уступает калориметрическим установкам.

При  $E \gtrsim 100$  ГэВ/нуклон единственным источником многозарядных ядер является космическое излучение за пределами атмосферы Земли. Поэтому предложения об использовании РПИ-детекторов связаны с исследованием энергетических спектров ядер первичного космического излучения [94—96]. Однако отметим одну существенную техническую проблему, которая возникает при использовании РПИ-детекторов на основе энерговыделения для измерения энергии ядер. Известно, что при больших плотностях ионизации (что имеет место при регистрации ядер) в газе МПК возникает большой пространственный заряд, приводящий к насыщению газового усиления [97]. В результате нарушается пропорциональность между энерго-

выделением в газе и сигналом с МПК. Учитывая большой диапазон регистрируемых значений  $W_{\Sigma}$  (с учетом флюктуаций  $W_{Z=3c}/W_{Z=4} \approx \approx 10^3$ ) трудно предположить, что подбором режима работы МПК эту проблему можно обойти. По-видимому, единственной возможностью является замена МПК каким-либо другим детектором рентгеновского излучения (например, ионизационными камерами).

РПИ-детекторы прошли длительный путь развития; этот процесс продолжается и сегодня. Но уже сейчас очевидно, что из известных устройств только они могут обеспечить надлежащую разрешающую способность при сверхвысоких энергиях. Это обстоятельство, а также их простота, большая светосила, способность без перестройки работать в широком интервале энергий позволяют утверждать, что РПИ-детекторы будут основным инструментом для идентификации частиц в экспериментах как на ускорителях нового поколения, так и в космических лучах.

В заключение автор выражает глубокую благодарность проф. А. Ц. Амагуни и проф. Г. А. Вартапетяну, взявшим на себя труд ознакомиться с рукописью настоящего обзора, за ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зрелов В. П. Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Т. 2. М.: Атомиздат, 1963.
2. Fabjan C. W., Fischer H. G. Preprint CERN/80-27, 1980.
3. Франк И. М.— УФН, 1961, т. 75, с. 231; 1965, т. 87, с. 189.
4. Басс Ф. Г., Яковенко В. М.— УФН, 1965, т. 86, с. 189.
5. Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В.— УФН, 1968, т. 94, с. 377.
6. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969.
7. Ахвердян С. М., Гарибян Г. М. Препринт ЕФИ-339(64)-78, Ереван, 1979.
8. Alikhanian A. I.— In: Proc. 5th Intern. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati, 1973, p. 350.
9. Алиханян А. И.— В кн.: Тр. Междунар. симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, Изд. ЕрФИ, 1977, с. 41.
10. Вардамян Л. А., Мелкумова И. Г. Библиография работ по переходному излучению 1945—1982. Ереван, Изд. ЕрФИ, 1983.
11. Гинзбург В. Л., Франк И. М.— ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 15.
12. Гарибян Г. М.— ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 527.
13. Гарибян Г. М.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1971, т. 6, с. 3.
14. Гарибян Г. М., Гольдман И. И.— ДАН АрмССР, 1960, т. 31, с. 249.
15. Avakyan A. A., Garibyan G. M., Yang C.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 128, p. 601.
16. Avakyan A. A., Garibyan G. M., Yang C.— Ibid., v. 129, p. 303.
17. Yuan L. C. L., Wang C. I., Uto H., Prunster S.— Phys. Lett., 1970, v. 31B, p. 603.
18. Frangyan A. A., Harutjunian F. R., Kishinevski V. P. e. a.— In: Proc. of Intern. Conf. for High Energy Physics, Dubna, 1970, p. 530.
19. Ellsworth R., McFall J., Yodh G. B. e. a.— In: Proc. of 13th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1973, p. 230.
20. Hoshino K., Ohashi Y., Okada A. e. a.— In: Proc. of 13th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1973, p. 248.
21. Cherry M. L., Hartman G., Muller D., Prince T. A.— Phys. Rev., 1974, v. D10, p. 3594.

22. Беляков Э. С., Лорикян М. П., Маркарян К. Ж., Геворгян Л. А.— Препринт ЕФИ-140(75), 1975.
23. Fabyan C. W., Struczinsky W.— Phys. Lett., 1975, v. 57B, p. 483.
24. Cherry M. L., Muller D.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 5.
25. Cobb J., Fabyan C. W., Iwata S. e. a.— NIM, 1977, v. 140, p. 413.
26. Fabyan C. W.— Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 146, p. 343.
27. Cherry M. L.— Phys. Rev., 1978, v. 17D, p. 2245.
28. Авакян А. А., Лорикян М. П., Маркарян К. Ж., Маргарян Ю. Л.— В кн.: Тр. Междунар. симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, Изд. ЕрФИ, 1977, с. 287.
29. Авакян А. Л., Астабатян Р. А., Варданян Л. А. и др.— ЖЭТФ, 1980, т. 3, с. 1923.
20. Гарибян Г. М., Померанчук И. Я.— ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 1828.
31. Гарибян Г. М., Ян Ши.— ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 1627.
32. Гарибян Г. М., Ян Ши.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1977, т. 2, с. 105.
33. Alkhanian A. I., Avakian K. M., Garibian G. M. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 635.
34. Uto H., Yuan L. C. L., Dell G., Wang C. L.— Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 97, p. 389.
35. Алиханян А. И., Беляков Э. С., Лорикян М. П.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1330.
36. Prince T. A., Muller D., Hartman G., Cherry M. L.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 123, p. 231.
37. Испириян К. А., Канкян С. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1972, т. 7, с. 377.
38. Fabyan C. W.— In: Proc. of Intern. Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles, Yerevan, 1977, p. 256.
39. Алиханян А. И., Беляков Э. С. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 453.
40. Гарибян Г. М., Геворгян Л. А., Ян Ши.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1973, т. 8, с. 248.
41. Гарибян Г. М., Геворгян Л. А., Ян Ши.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 552.
42. Алиханян А. И., Арутюнян Ф. Р., Испириян К. А., Тер-Микаелян М. Л.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 2002.
43. Arttu X., Yodh G. B., Menessier G.— Phys. Rev., 1975, v. D12, p. 1289.
44. Fisher H., Iwata S., Radeka V. e. a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 127, p. 525.
45. Cherry M. L., Muller D., Prince T. A.— Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 115, p. 141.
46. Camps C., Commichau V., Deutschman M.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 131, p. 411.
47. Авунджян А. Т., Дадалян А. Г., Казарян С. П., Оганесян А. Г. Препринт ЕФИ-492(35)-81, Ереван, 1981.
48. Казарян С. П., Канкян С. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г. Препринт ЕФИ-103(75), Ереван, 1975.
49. Oganessiiian A. G., Sarkissian A. T., Atac M.— Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 145, p. 251.
50. Ispirian K. A., Knyazian S. G., Margarian A. T.— In: Proc. of Intern. Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles. Yerevan, 1977, p. 209.
51. Астабатян Р. А., Лорикян М. П., Манукян Г. А., Маркарян К. Ж. Препринт ЕФИ-407(14)-80, Ереван, 1980.
52. Астабатян Р. А., Лорикян М. П., Маркарян К. Ж.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1981, т. 16, с. 106.
53. Ludlam T., Platner E., Polychronakos V. e. a.— CERN-EP/80-156, 1980.
54. Fabjan C. W., Willis W., Gavrilenko I. e. a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1981, v. 185, p. 119.
55. Drukier A. K., Vallette C., Waysand G. e. a.— Lett. Nuovo cimento, 1975, v. 14, p. 300.

56. Drukier A. K.— In: Proc. of Intern. Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles, Yerevan, 1977, p. 354.
57. Пафомов В. Е.— ДАН СССР, 1960, т. 133, с. 1315.
58. Вардамян Л. А., Гарибян Г. М., Ян Ши.— В кн.: Тр. Междунар. симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, с. 374.
59. Merkel B., Repellin J., Sauvage G. e. a. Preprint of University, Paris-Sud, LAL, 1286, 1976.
60. Bourqin M., Brown R. M., Chatelus Y. e. a. Preprint CERN-EP/81-165, 1981.
61. Stroble H. University of Maryland. Intern. Report, August 1978.
62. Myriantopoulos L. C., Ellsworth R. E., Glasser R. G. University of Maryland. Intern. Report, May 1980.
63. Breskin A., Charpak G., Santiard J. C. Preprint CERN-EP/81-106, 1981.
64. Арутюнян Ф. Р., Испириян К. А., Оганесян А. Г.— Изв. АН СССР. Сер. Физ., 1964, т. 28, с. 1866; ЯФ, 1965, т. 1, с. 842.
65. Алиханян А. И., Испириян К. А., Канкянян С. А. и др.— ПТЭ, 1972, т. 5, с. 51.
66. Лорикян М. П.— ПТЭ, 1971, т. 3, с. 73.
67. Астабатьян Р. А. и др.— ПТЭ, 1980, т. 2, с. 75.
68. Авакян А. Л., Астабатьян Р. А., Вишневская А. Л. и др.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1981, т. 6, с. 72.
69. Mack J. E., Osborne W. Z., Pinsky L. S. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1582.
70. Alikhanian A. I., Ispirian K. A., Oganessian A. G., Tamanian A. G.— Nucl. Instrum. and Methods., 1970, v. 89, p. 147.
71. Алиханян А. И., Испириян К. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 347.
72. Alley P. W., Bamberger A., Dell G. P. e. a. FNAL Proposal N 229, May 1973.
73. Deutschman M., Struczinsky W., Fabjan C. W. e. a.— CERN-EP/80-155, 1980.
74. Алиханян А. И., Авакян К. М., Гарибян Г. М. и др.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1970, т. 5, с. 267.
75. Alikhanian A. I., Avakian K. M., Garibian G. M. e. a.— Phys. Lett., 1970, v. 25, p. 635.
76. Алиханян А. И., Гарибян Г. М., Лорикян М. П., Шихляров К. К.— В кн.: Тр. Междунар. симпозиума по аппаратуре в физике высоких энергий. Т. 2., Дубна, 1974, с. 542.
77. Алиханян А. И., Беляков Э. С., Гарибян Г. М. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 315.
78. Лорикян М. П., Шихляров К. К., Яралов В. Я.— Препринт ЕФИ-31(73), Ереван, 1973.]
79. Алиханян А. И., Авакян В. В., Багдасарян Л. С. и др. Препринт ЕФИ-100(74), Ереван, 1974.
80. Ellsworth R. W., Uto A. S., McFall J. R. e. a.— In: Proc. of 14th Intern. Cosmic Rays Conf., Munich, 1975, p. 2538.
81. McFall J. R., Thesis Ph. D. University of Maryland, 1976.
82. Ellsworth R. W., Uto A. S., McFall J. R. e. a.— In: Proc. of 15th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Plovdiv, 1974, v. 4, p. 402.
83. Авакян В. В., Авакян К. М., Алиханян А. И. и др.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1974, т. 38, с. 1990.
84. Avakian V. V., Avundzhan A. T., Antonyan K. G. e. a.— In: Proc. of 16th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto, 1979, HE-4, p. 61.
85. Авунджян А. Т., Казарян С. П., Оганесян А. Г. Препринт ЕФИ-437(44)-80, Ереван, 1980.
86. Avakian V. V., Avundjian A. T., Bagdasarian L. S. e. a.— In: Proc. of 17th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Paris, HE-3, 1-27, 1981, p. 38.

87. Muller D., Hartman G., Prince T.— In: Proc. of Intern. Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles, Yerevan, 1977, p. 521.
88. Muller D., Hartman G., Prince T.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1368.
89. Kourkouvelis C. CERN Report, 77, 1976.
90. Willis W.— In: Proc. of Intern. Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles, Yerevan, 1977, p. 243.
91. Cobb J. H., Iwata S., Palmer R. B. e. a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 72B, p. 273.
92. Bosshard R., Fischer J., Iwata S. e. a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 130, p. 365.
93. Arberi J. L., Radeka V.— IEEE Trans, 1976, NS-23, p. 251.
94. Osborne W. Z., Mack J. E.— In: Proc. of 14th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Munich, 1975, p. 3278.
95. Авакян В. В., Багдасарян Л. С., Казарян С. П. и др. Препринт ЕФИ-177(23)-76, Ереван, 1976.
96. Muller D., Cherry M.— In: Proc. of Intern. Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles, Yerevan, 1977, p. 137.
97. Pollvogt U., Kurz R. J.— IEEE Trans, 1974, NS-21, p. 1.