



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2001-38

ОЭФ

А.Е. Кирюнин, Л.Л. Курчанинов, М.С. Левицкий, А.А. Минаенко,  
А.М. Моисеев

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК  
АКТИВНОЙ МИШЕНИ ИЗ КРЕМНИЕВЫХ СЧЕТЧИКОВ**

Протвино 2001

**Аннотация**

Кирунин А.В. и др. Моделирование характеристик активной мишени из кремниевых счетчиков.: Препринт ИФВЭ 2001-38. – Протвино, 2001. – 24 с., 12 рис., 10 табл., библиогр.: 14.

На основе анализа моделированных событий проведены детальные исследования основных характеристик активной мишени, состоящей из сегментированных кремниевых счетчиков. Изучены особенности взаимодействий протонов и ядер кремния. Проведен сравнительный анализ сигналов от адронных взаимодействий в счетчиках и от прохождения пучковых частиц. Полученные результаты позволили разработать эффективные триггерные алгоритмы по выделению событий с адрон-ядерными взаимодействиями в активной мишени, а также по определению счетчика, где произошли эти взаимодействия.

**Abstract**

Kiryunin A.E. et al. Simulation of Characteristics of the Active Target with Silicon Counters.: IHEP Preprint 2001-38. – Protvino, 2001. – p. 24, figs. 12, tables 10, refs.: 14.

Detailed studies of the main characteristics of an active target, built of segmented silicon counters, were fulfilled. They were based on the analysis of simulated data. Main features of interactions of protons with silicon nuclei were considered. Comparison of signals from hadronic interactions in counters and from beam particle passing was done. Obtained results allowed to work out effective trigger algorithms to select events with hadron-nuclei interactions in an active target and to find the counter with such an interaction.

## Введение

В экспериментах на выведенных пучках по изучению распадов короткоживущих частиц, образовавшихся в взаимодействиях фотонов и адронов с ядрами, так же как в ряде других экспериментов, существенна точная информация о координатах первичного взаимодействия и о величине ионизационного сигнала от взаимодействия в мишени. В перпендикулярной к пучку плоскости (далее плоскость  $Y$ (верт.),  $X$ (гор.)) место  $hA$ -взаимодействия может быть восстановлено по координатам пучковой частицы, точно измеренным с помощью микростриповых кремниевых детекторов (МКД). Для быстрого восстановления положения первичного взаимодействия в направлении пучка (далее ось  $Z$ ) и измерения ионизационного сигнала от этого взаимодействия обычно используются “активные” мишени (АМ) из нескольких тонких кремниевых счетчиков [1,2]. Сигналы с этих счетчиков усиливаются и считываются с помощью быстродействующей электроники, что, в принципе, позволяет выделить по величине сигнала счетчик, в котором произошло взаимодействие, уже на уровне выработки триггера. Эта же техника была испробована для определения  $Z$ -координат вершин распадов очарованных частиц. С этой целью сначала использовались наборы из нескольких десятков кремниевых счетчиков толщиной 0,2–0,3 мм площадью до 3 см<sup>2</sup>, расположенных близко друг к другу [3,4]. Затем для уменьшения емкости счетчиков их поверхность стала сегментироваться на отдельные стрипы [5,6]. Однако было найдено, что из-за сильных флуктуаций ионизационных потерь установить положение  $Z$ -координаты вершины распада с точностью до одного счетчика невозможно. Сегментированная активная мишень из 5 кремниевых счетчиков была предложена в эксперименте для изучения адробразования очарованных частиц в протонном пучке при 70 ГэВ в [7].

Для организации оптимального алгоритма выделения счетчика с взаимодействием требуется детальная информация о пространственном распределении ионизационного заряда в этом счетчике и других счетчиках АМ. Эта же информация нужна при исследованиях когерентных  $hSi$ -взаимодействий. В настоящее время надежные экспериментальные данные по этим вопросам еще отсутствуют.

В данной статье приведены результаты моделирования сигналов, возникающих в сегментированных счетчиках АМ при прохождении через нее пучковых частиц и их взаимодействиях с ядрами. При моделировании рассматривалась АМ из пяти кремниевых счетчиков размерами 8,0×8,0 мм толщиной 0,30 мм, отстоящих друг от друга на расстоянии 2,5 мм. Каждый счетчик сегментирован на 16 стрипов с шагом 0,5 мм, с каждого из

которых производится индивидуальное считывание сигнала. Поскольку ширина стрипа в таких счетчиках может быть сделана много больше межстрипового расстояния, при расчетах предполагалось, что весь заряд, выделившийся в области 0,5 мм, соответствующей данному стрипу, собирается на нем. Стрипы всех счетчиков выставлены по оси  $Y$ .

## 1. Процедура моделирования

Проведенные исследования основываются на результатах моделирования АМ, осуществленного с помощью пакета программ GEANT-3 [8]. Для розыгрыша адрон-ядерных взаимодействий использовалась часть программы FLUKA [9], встроенная в GEANT-3. Пучок идеально коллимированных протонов с импульсом 70 ГэВ/с направлялся точно по центру одного из центральных стрипов. При этом изучался отклик АМ на прохождение только одной пучковой частицы. Для изучения эффективности регистрации адронных взаимодействий в адронной мишени были смоделированы две выборки событий. Для исследования эффектов, возникающих при прохождении пучковой частицы, не претерпевающей взаимодействия с ядром мишени, была отобрана выборка а) из 99682 пучковых частиц, полученная при розыгрыше  $10^5$  случаев пропускания протонов через мишень. Другая выборка из 3214 адрон-ядерных взаимодействий (выборка б)) была получена при пропускании через АМ  $10^6$  протонов, что соответствует эффективности АМ  $\sim 0,32\%$ . В табл. 1 приведены полученные средние множественности и средние импульсы (в лаб. системе) различных вторичных частиц на одно  $pSi$ -взаимодействие при 70 ГэВ/с, за исключением антибарионов, имеющих очень малые множественности. В табл. 2 приведены средние множественности этих частиц, испущенных в лаб. системе вперед и назад относительно направления пучка для двух интервалов их импульса.

Таблица 1.

Тип част.	$\langle n \rangle$ на соб.	$\langle p_{лаб.} \rangle$ , ГэВ/с
$\pi^+$	$3,609 \pm 0,019$	3,16
$\pi^-$	$3,260 \pm 0,018$	2,59
$\pi^0$	$3,512 \pm 0,019$	2,63
$p$	$2,470 \pm 0,016$	8,50
$n$	$2,328 \pm 0,015$	6,44
$d$	$0,092 \pm 0,003$	0,35
$t$	$0,042 \pm 0,002$	0,87
$\alpha$	$0,014 \pm 0,001$	3,11
$K^+$	$0,203 \pm 0,004$	5,61
$K^-$	$0,089 \pm 0,003$	4,75
$K^0$	$0,318 \pm 0,006$	5,07
$\Lambda^0/\Sigma^0$	$0,137 \pm 0,004$	14,60
$\Sigma^\pm$	$0,066 \pm 0,003$	19,92

Таблица 2.

Тип част.	$\langle n \rangle$ част. вперед		$\langle n \rangle$ част. назад	
	$p_{лаб.} \geq 0,2$ ГэВ/с	$p_{лаб.} < 0,2$ ГэВ/с	$p_{лаб.} \geq 0,2$ ГэВ/с	$p_{лаб.} < 0,2$ ГэВ/с
$\pi^+$	3,162	0,190	0,175	0,082
$\pi^-$	2,892	0,169	0,131	0,069
$\pi^0$	3,135	0,173	0,131	0,073
$p$	1,941	0,026	0,482	0,021
$n$	1,799	0,023	0,485	0,020
$d$	0,042	0,023	0,021	0,007
$t$	0,042	0,000	0,000	0,000
$\alpha$	0,014	0,000	0,000	0,000
$K^+$	0,200	0,001	0,002	0,001
$K^-$	0,090	0,000	0,000	0,000
$K^0$	0,313	0,001	0,003	0,001
$\Lambda^0/\Sigma^0$	0,135	0,000	0,002	0,000
$\Sigma^\pm$	0,065	0,000	0,001	0,000

Результаты по эффективности выделения  $pSi$ -взаимодействий в АМ, приводимые в статье, были получены при отборе только тех событий, которые имеют не менее двух заряженных частиц с кинетической энергией  $> 5$  МэВ, испущенных вперед под углом  $\Theta$  к направлению пучковой частицы в интервале  $0, 5^\circ < \Theta < 15^\circ$ . Это соответствует эксперимен-

тальной выборке после претриггера, выполненного на сцинтилляционных счетчиках, который отбирает неупругие взаимодействия пучковой частицы в области АМ. Необходимость такого претриггера была установлена на основании предварительных результатов, полученных в рамках настоящего исследования. Средняя множественность заряженных частиц в отброшенных событиях составляет  $\langle n_{зар.}^{omb} \rangle = 4,5$ , а  $\langle n_{ch} \rangle$  в оставленных событиях повышается до 10,5, из которых  $\sim 7,5$  являются быстрыми ( $c_{лаб.} > 0,5$  ГэВ/с) вторичными заряженными частицами. Описанный выше отбор уменьшает статистику на 10,5%.

При представлении данных в качестве переменной для описания величины ионизационного сигнала была использована непосредственно энергия, затраченная частицей на ионизацию при прохождении слоя вещества, которая дальше для краткости будет называться энерговыделением. В кремнии для образования одной электрон-дырочной пары требуется 3,62 эВ, т.е. при потере частицей на ионизацию 100 КэВ будет образовано около 27600  $e^-$ . Чувствительность современных зарядочувствительных усилителей составляет примерно 1 мВ на 1000  $e^-$ .

## 2. Результаты моделирования

Проблему выделения счетчика с взаимодействием в реальном эксперименте целесообразно разбить на два этапа. Первый этап должен быть реализован при выработке триггера 1-го уровня с помощью быстрой аналоговой электроники и без привлечения информации о координатах пучковой частицы. На этом этапе должны быть отобраны взаимодействия, произошедшие в одном из счетчиков АМ, и предварительно определены номера счетчиков, в которых эти взаимодействия произошли.

На втором этапе, реализуемом с использованием расчетов на процессоре триггерной системы 2-го уровня или в случае ее отсутствия при off-line обработке, на основании оцифрованной информации со всех стрипов АМ и измерения координат пучковой частицы уточняются, насколько это возможно, координаты вершины первичного взаимодействия.

### 2.1. Возможность выделения взаимодействий в АМ на первом этапе

#### 2.1.1. Распределение сигналов от пучковой частицы

Для определения основных закономерностей распределения ионизационного заряда от первичного протона в счетчиках АМ была использована выборка а) моделированных событий. Чтобы имитировать пороговый эффект, требующийся для обрезания шумов электроники, для моделированных событий рассматривались стрипы только с энергией  $E_{см.} > 20$  КэВ. На рис. 1а изображено распределение по энергии  $E_{нуч.см.}$  в стрипе после прохождения через него пучковой частицы, включающее все подобные стрипы АМ. Это распределение имеет максимум при  $E_{нуч.см.} = 82,5$  КэВ и вызванный флуктуациями ионизационных потерь характерный затянутый спад при больших значениях  $E_{нуч.см.}$ ; среднее значение энергии этого распределения равно  $\langle E_{нуч.см.} \rangle = 106,0$  КэВ и его ширина равна  $\sigma_{RMS} = 70,1$  КэВ. Правее среднего значения за одну  $\sigma_{RMS}$  лежат  $\sim 5,5\%$  событий и за две  $\sigma_{RMS}$  лежат 2,8% событий. Механизмы потерь энергии на ионизацию при прохождении заряженной частицы через вещество проанализированы, например, в [10], [11].

Сравнение приведенной величины  $\langle E_{нуч.см.} \rangle$  со средней величиной энергии, оставляемой при пересечении пучковой частицей счетчика  $\langle E_{нуч.см.}^{ноан.} \rangle = 107,1$  КэВ, полученной суммированием всех стрипов с  $E_{см.} > 20$  КэВ, которая может служить оценкой сигнала от

минимально ионизирующей частицы (МИР) в этом счетчике, показывает, что не вся энергия выделяется в области стрипа шириной 0,5 мм при прохождении пучковой частицы по его центру. Это вызвано образованием  $\delta$ -электронов с достаточно большими пробегами. На рис. 1b приведено распределение  $E_{пуч.см.}^{макс}$  для стрипов с максимальным сигналом среди стрипов одного счетчика, а на рис. 1с — распределение  $E_{пуч.см.}^{макс.АМ}$  для стрипов с максимальным сигналом среди всех стрипов АМ. Как следует из этих рисунков, в АМ имеются стрипы с заметно повышенным энерговыделением, что объясняется рождением особенно быстрых  $\delta$ -электронов, которые оставляют сигнал, сравнимый с МИР. В счетчике с таким стрипом среднее число стрипов с  $E_{см.} > 20$  КэВ равно  $n_{см.} = 1,019$ , в то время как для всех счетчиков оно в среднем равно  $n_{см.} = 1,008$ . Аналогичные эффекты, обусловленные появлением быстрых  $\delta$ -электронов при прохождении заряженной частицы через МКД с меньшей шириной стрипов, чем у рассматриваемых счетчиков АМ, были обнаружены экспериментально в [12].

В табл. 3 приведен процент случаев, когда стрип с максимальным в данном счетчике энерговыделением  $N_{пуч.см.}^{макс}$  соответствует стрипу, через который в действительности прошла частица,  $N_{см.част.}$ , и процент случаев, когда максимальное энерговыделение получилось за счет попадания в них быстрых  $\delta$ -электронов в соседнем стрипе ( $\Delta_{см.} = \pm 1$ ), а также в стрипе, расположенном через один стрип ( $\Delta_{см.} = \pm 2$ ) или через два стрипа ( $\Delta_{см.} = \pm 3$ ), где  $\Delta_{см.} = N_{см.част.} - N_{пуч.см.}^{макс}$ . В первой строке табл.1 приведены данные для всех счетчиков АМ, а во второй — для счетчика с максимальным энерговыделением.

Таблица 3.

$\Delta_{см.}$	0	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 3$
Счетчик				
все	99,54 $\pm$ 0,14	0,12 $\pm$ 0,01	0,10 $\pm$ 0,01	0,08 $\pm$ 0,00
с макс. энерг.	98,97 $\pm$ 0,32	0,24 $\pm$ 0,02	0,22 $\pm$ 0,02	0,18 $\pm$ 0,01

Из этой таблицы следует, что рождение очень быстрых  $\delta$ -электронов является сравнительно редким процессом, и выделение стрипа с максимальным энерговыделением позволяет эффективно (> 99%) определить место прохождения одной пучковой частицы через счетчик. В реальном эксперименте при произвольном месте входа в счетчик пучковой частицы сигнал будет распределен не более чем в двух стрипах.

На рис. 2а показано распределение по энергии  $E_{пуч.см.}^{макс}$  для счетчика АМ, в котором после прохождения пучковой частицы выделилась максимальная для счетчиков энергия, а на рис. 2б приведено распределение по полной суммарной энергии  $E_{пуч.АМ}^{полн}$ , выделившейся в пяти счетчиках АМ при прохождении через них пучковой частицы; оба распределения получены суммированием энергий в стрипах с  $E_{см.} > 20$  КэВ. Из рис. 2а,б следует, что счетчик с максимальным энерговыделением дает заметный (около 1/3) вклад от пучковой частицы в суммарный сигнал в АМ.

На рис. 2с приведено распределение по числу “активных” стрипов в АМ  $n_{см.АМ}^{акт}$  сигнал с которых после прохождения пучковой частицы превышает  $E_{см.} > 20$  КэВ (сплошная гистограмма) и  $E_{см.} > 70$  КэВ (штриховая гистограмма). Видно, что увеличение порога приводит к небольшому уменьшению числа активных стрипов ( $n_{см.АМ}^{акт} = 5,04$  при  $E_{см.} > 20$  КэВ и  $n_{см.АМ}^{акт} = 4,89$  при  $E_{см.} > 70$  КэВ).

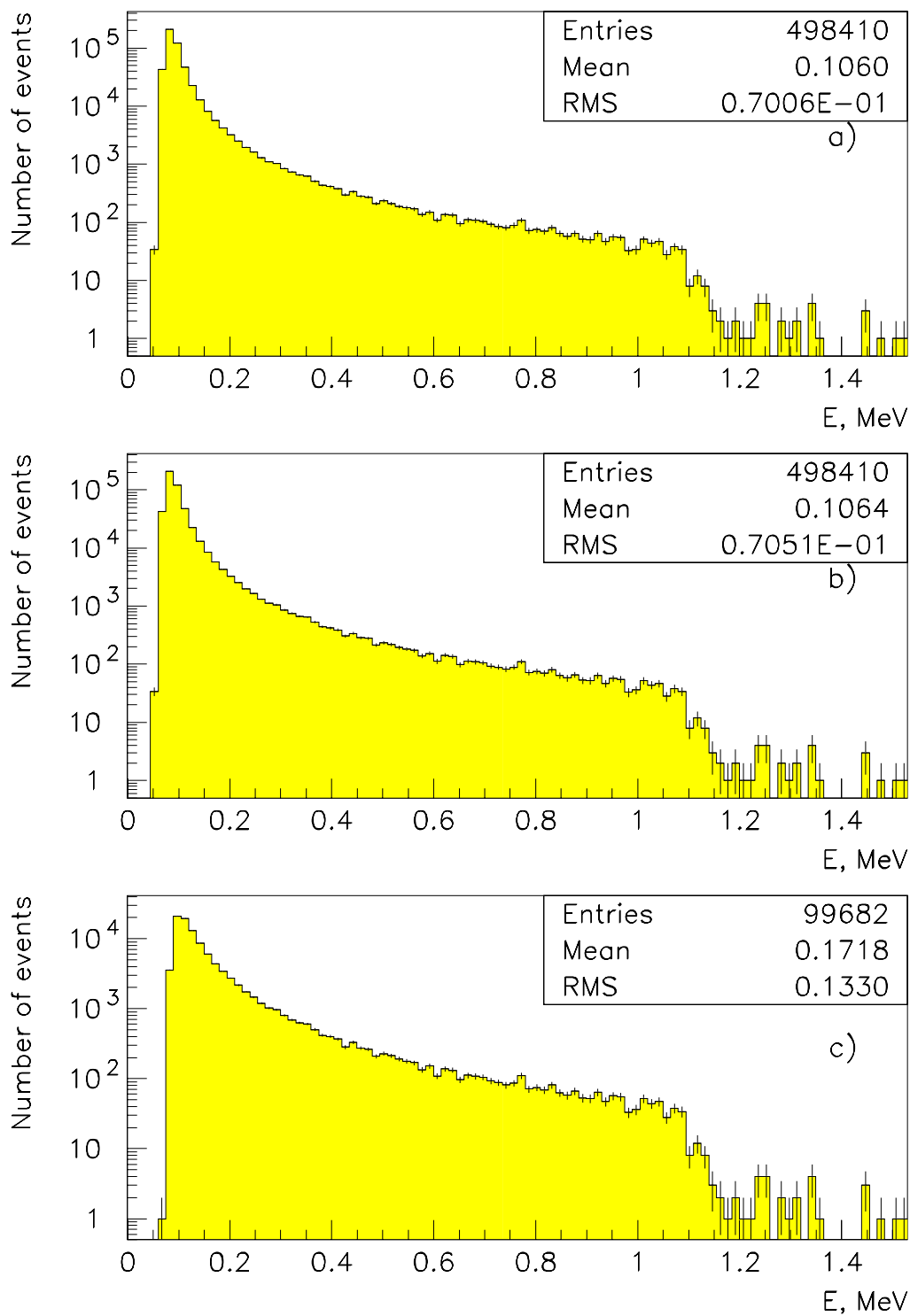


Рис. 1. Распределение по энергии, выделенной после прохождения пучковой частицы: а) в стрипе; б) в стрипе с максимальным сигналом среди стрипов одного счетчика; в) в стрипе, с максимальным сигналом среди всех стрипов АМ.

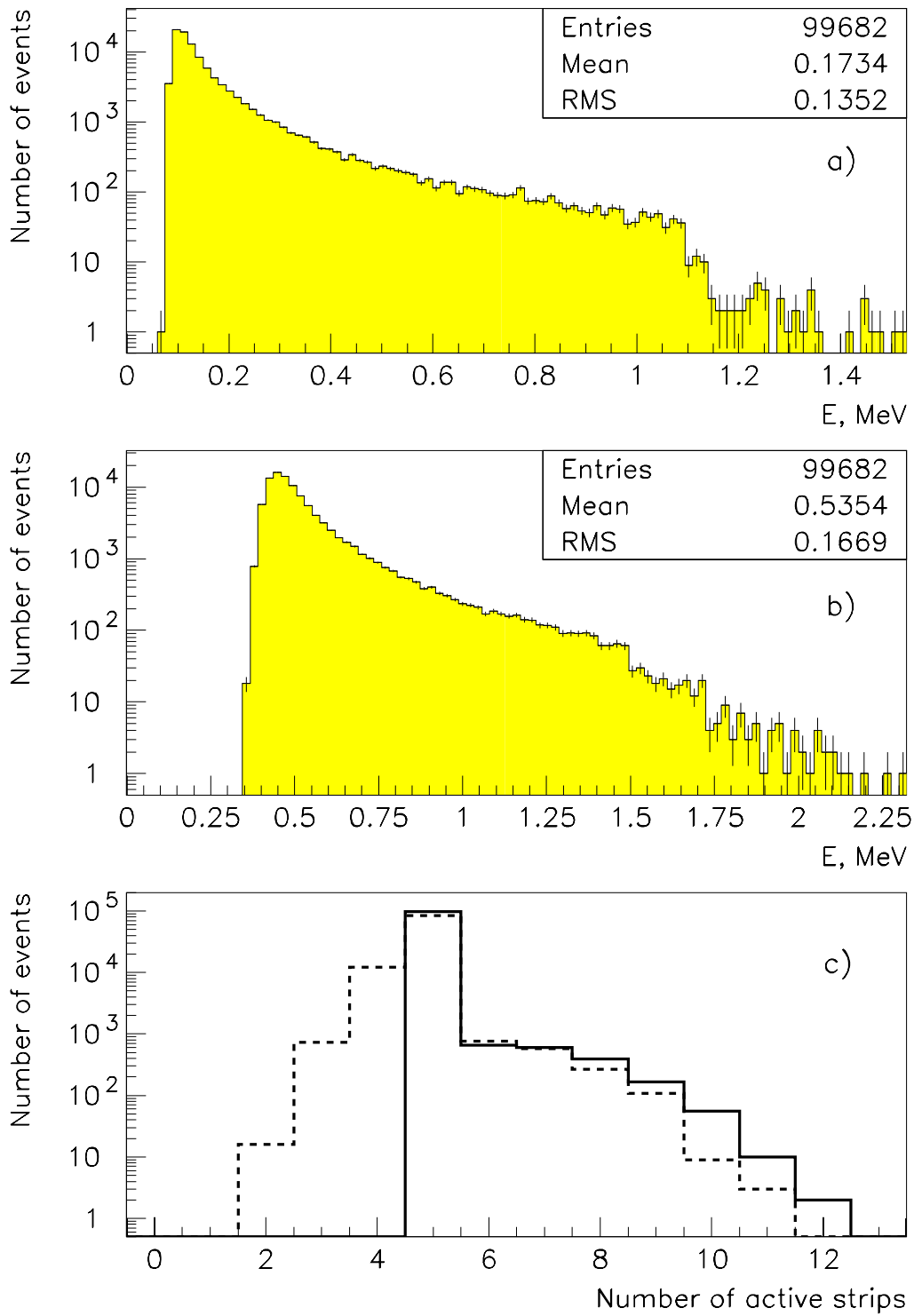


Рис. 2. Распределение после прохождения пучковой частицы: а) по энергии в счетчике с максимальным среди всех счетчиков сигналом; б) по энергии во всей АМ; в) по числу стрипов в АМ с энерговыделением  $E_{cm.} > 20$  КэВ (сплошная гистограмма);  $E_{cm.} > 70$  КэВ (штриховая гистограмма).



## 2.1.2. Распределение сигналов от взаимодействия

Величины ионизационной энергии, выделяемой в кремниевом счетчике в результате адрон-Si взаимодействий, существенно зависят от вида взаимодействия. Как известно, адрон-ядерные взаимодействия могут быть как когерентными процессами, так и некогерентными. В когерентных процессах (упругие взаимодействия, неупругая дифракция) ядро кремния получает малый переданный четырехимпульс как целое и в счетчике выделяется его кинетическая энергия  $E_{кин.} = |t|/2M_{Si}$ . Эта энергия в среднем равна ЗМР [1]. Нужно отметить, что критерии отбора, описанные в разд.1, исключают из дальнейшего анализа упругие и часть неупругих дифракционных взаимодействий. При некогерентных взаимодействиях из ядра Si выбивается протон или нейтрон, в результате чего оно может перейти в возбужденное состояние и, как следует из табл. 1, диссоциировать с испусканием более тяжелых фрагментов ( $d, t, \alpha$ ). Кроме того, образовавшиеся быстрые вторичные адроны могут претерпевать дальнейшие взаимодействия с нуклонами ядра, приводящие к множественному испусканию более медленных частиц. Однако остающееся тяжелое ядро в среднем приобретает лишь незначительную кинетическую энергию.

Из табл. 2 видно, что ядра трития и гелия испускаются только вперед и имеют достаточно большой импульс, так что наибольший ионизационный сигнал создается медленными протонами, которые при импульсе меньше 200 МэВ/с испускаются практически изотропно, и дейтронами. Заметное количество этих частиц, испускаемых в лаб. системе в заднюю полусферу, должно вызвать повышенное энерговыделение в счетчиках, расположенных по пучку до счетчика с взаимодействием.

Таблица 4.

События с испущенным под углом $30^\circ < \Theta < 90^\circ$	$\langle n \rangle$ протонов		$\langle n \rangle$ нейтронов	
	$p_{лаб.} < 0,5$ ГэВ/с	$p_{лаб.} > 0,5$ ГэВ/с	$p_{лаб.} < 0,5$ ГэВ/с	$p_{лаб.} > 0,5$ ГэВ/с
а) протоном с $p_{лаб.} < 1$ ГэВ/с	1,08±0,02	1,47±0,02	0,28±0,01	0,71±0,2
б) нейтроном с $p_{лаб.} < 1$ ГэВ/с	0,30±0,01	0,92±0,02	1,12±0,02	1,36±0,2

В табл. 4 приведены средние множественности протонов и нейтронов с импульсами больше и меньше 0,5 ГэВ/с в событиях, в которых имеется а) протон с  $p_{лаб.} < 1,0$  ГэВ/с, б) нейтрон с  $p_{лаб.} < 1,0$  ГэВ/с, испущенный под углом  $\Theta$  относительно направления пучка в интервале  $30^\circ < \Theta < 90^\circ$ . Видно, что события типа а), которые, в основном, образовались от взаимодействия падающего протона с  $p$  ядра Si, содержат примерно в 4 раза большее количество медленных протонов, чем события типа б), которые можно считать образовавшимися, в основном, в  $pn$ -взаимодействиях. Поэтому взаимодействия первичных протонов с  $p$  и  $n$  ядра Si будут приводить к существенно различным энерговыделениям как в счетчике, в котором произошло взаимодействие, так и в близлежащих счетчиках.

Для выявления характерных особенностей сигнала со счетчика, в котором произошло взаимодействие, были промоделированы распределения ионизационной энергии от продуктов взаимодействия в этом и соседних счетчиках. При этом моделировании также было принято, что пучковая частица проходит по центру одного из центральных стрипов.

На рис. 3а приведено распределение по энергии  $E_{вз.ст.}^{max}$  для одного стрипа с максимальным энерговыделением в счетчике АМ, в котором произошло взаимодействие. На рис. 3б приведено распределение по полной энергии  $E_{вз.сч.}^{полн.}$ , зарегистрированной в

счетчике с взаимодействием, полученное суммированием по стрипам с энерговыделением  $E_{ст.} > 20$  КэВ. Из этих распределений следует, что сигналы от взаимодействий сильно различаются по величине и их распределение, начинаясь с  $\sim 80$  КэВ, имеет максимум при малых ( $E_{вз.сч.}^{полн.} \leq 0,5$  МэВ) значениях ионизационной энергии, что, в основном, обусловлено взаимодействиями пучковой частицы с нейтроном (а отчасти и с протоном) ядра Si без последующих перерасеяний и когерентными взаимодействиями. Найдено, что  $pSi$ -взаимодействия с энерговыделением  $< 1,0$  МэВ в счетчике, в котором произошло взаимодействие, имеют полную среднюю множественность заряженных частиц  $\langle n \rangle_{зар.} \simeq 6,9$  (сопоставимую со средней множественностью заряженных частиц в  $pp$ -взаимодействиях при  $70$  ГэВ/с,  $\langle n \rangle_{зар.} \simeq 6,0$  [13]), отличаются пониженным средним числом протонов и дейтронов  $\langle n \rangle_p \simeq 1,3$ ,  $\langle n \rangle_d \simeq 0,02$  и практически не имеют этих частиц с  $p_{лаб.} < 0,2$  ГэВ/с. С другой стороны, события с энерговыделением  $> 10$  МэВ имеют повышенную полную среднюю множественность заряженных частиц  $\langle n \rangle_{зар.} \simeq 16$ , при этом  $\langle n \rangle_p = 5,72$ ,  $\langle n \rangle_d = 0,79$ , а при  $p_{лаб.} < 0,2$  ГэВ/с  $\langle n \rangle_p = 0,45$ ,  $\langle n \rangle_d = 0,33$ , что свидетельствует о произошедших вторичных взаимодействиях.

Следует отметить, что наличие большого количества событий от взаимодействий на нейтронах, имеющих малое энерговыделение, делает невозможным корректное выделение когерентных взаимодействий только по данным с АМ.

Из сравнения распределения по  $E_{пуч.ст.}^{макс}$  с распределением по  $E_{вз.ст.}^{макс}$ , приведенных на рис. 1 и 3, следует, что среднее значение этой величины в случае взаимодействия примерно в 18 раз выше, чем при прохождении минимально ионизирующей частицы. Однако из-за особенности распределений по энерговыделению от взаимодействия, описанной выше, и из-за наличия протяженного “хвоста” в распределении ионизационной энергии, оставленной пучковой частицей, имеется заметное перекрытие диапазонов сигналов, снимаемых как с одного стрипа с максимальным сигналом, так и со всего счетчика в этих двух случаях.

На рис. 4 приведено распределение по средней величине сигнала со счетчика с взаимодействием  $E_{вз.сч.}^{полн.}$  в зависимости от  $Z$ -координаты взаимодействия, т.е. поперек кремниевого счетчика толщиной  $0,3$  мм. Видно плавное уменьшение ионизационного сигнала при приближении к правому, т.е. дальнему относительно направления пучка, краю счетчика за счет уменьшения толщины слоя кремния, проходимого заряженными частицами, испущенными в переднюю полусферу.

На рис. 5а приведены распределения по максимальной энергии, выделившейся в области одного стрипа в счетчике АМ, расположенном перед счетчиком, в котором произошло взаимодействие, а на рис. 5б — распределение по полной энергии во всем таком счетчике. На рис. 6а,б приведены аналогичные распределения для счетчика АМ, расположенного за счетчиком, в котором произошло взаимодействие.

Распределения, приведенные на рис. 3, 5 и 6, свидетельствуют о том, что в счетчике с взаимодействием в среднем наблюдается наибольшее энерговыделение (в основном, за счет медленных дейтронов и протонов). Однако из рис. 5 следует, что взаимодействие в одном из счетчиков АМ также вызывает почти трехкратное по сравнению с сигналом от пучковой частицы увеличение сигнала в предшествующем счетчике за счет частиц из  $hA$ -взаимодействия, летящих назад, особенно когда взаимодействие произошло близко к задней поверхности счетчика. В счетчике, следующем за счетчиком с взаимодействием и регистрирующем вторичные заряженные частицы, средний максимальный сигнал, снимаемый с одного стрипа, и сигнал со всего счетчика составляют примерно 44 и 55% соответствующих сигналов со счетчика с взаимодействием.

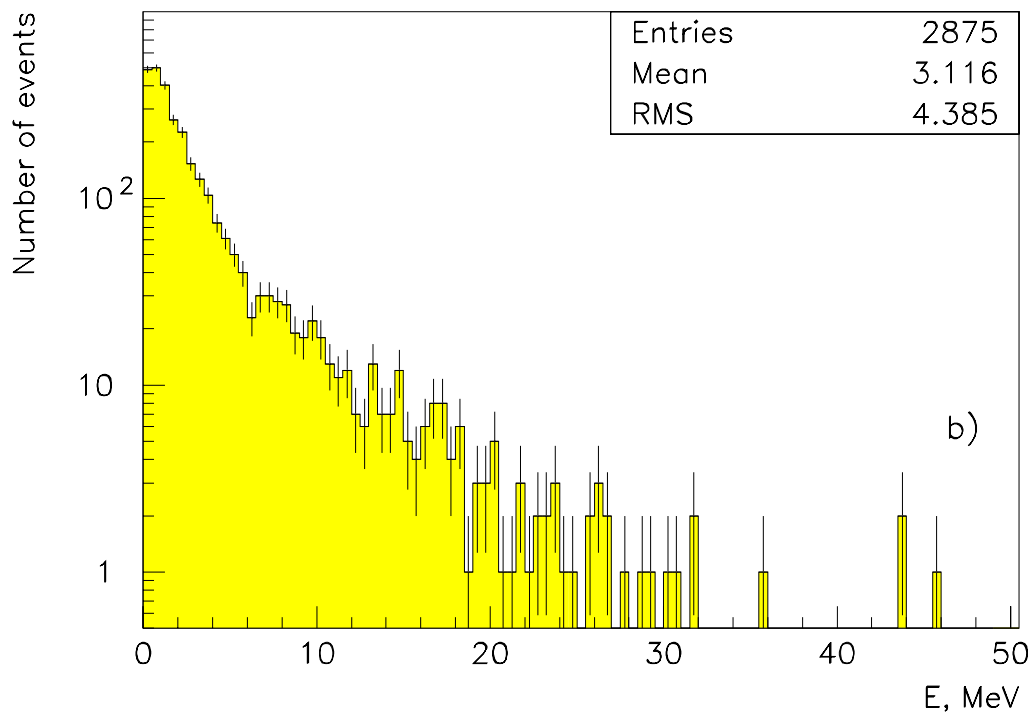
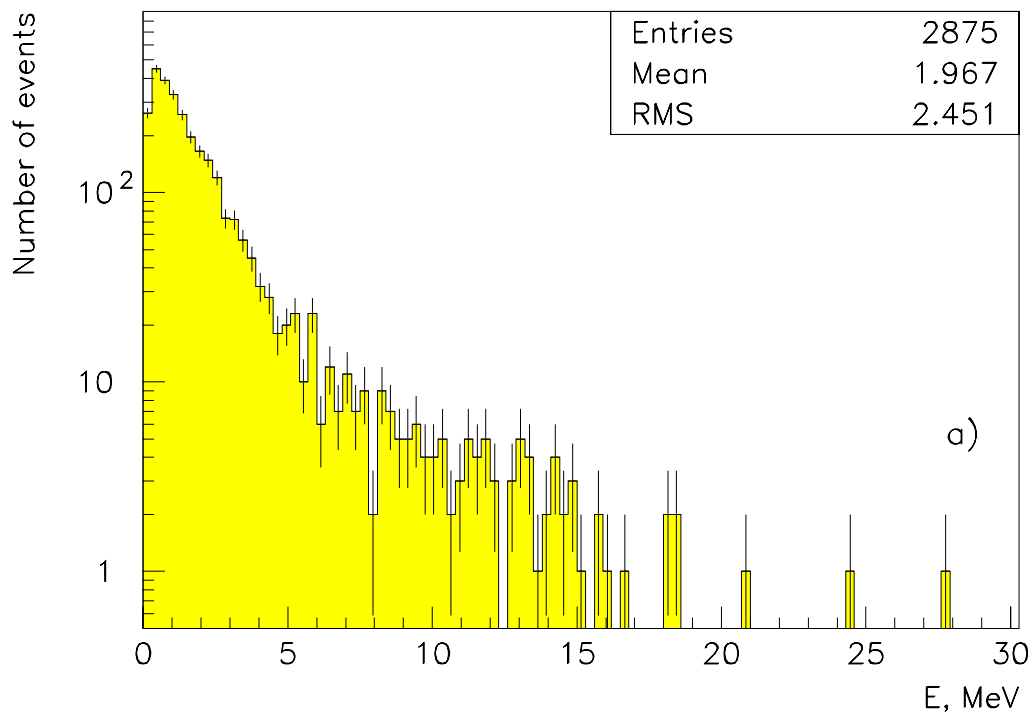


Рис. 3. Распределение по энергии в счетчике с взаимодействием: а) для стрипа с максимальным энергосвечением; б) для всего счетчика.

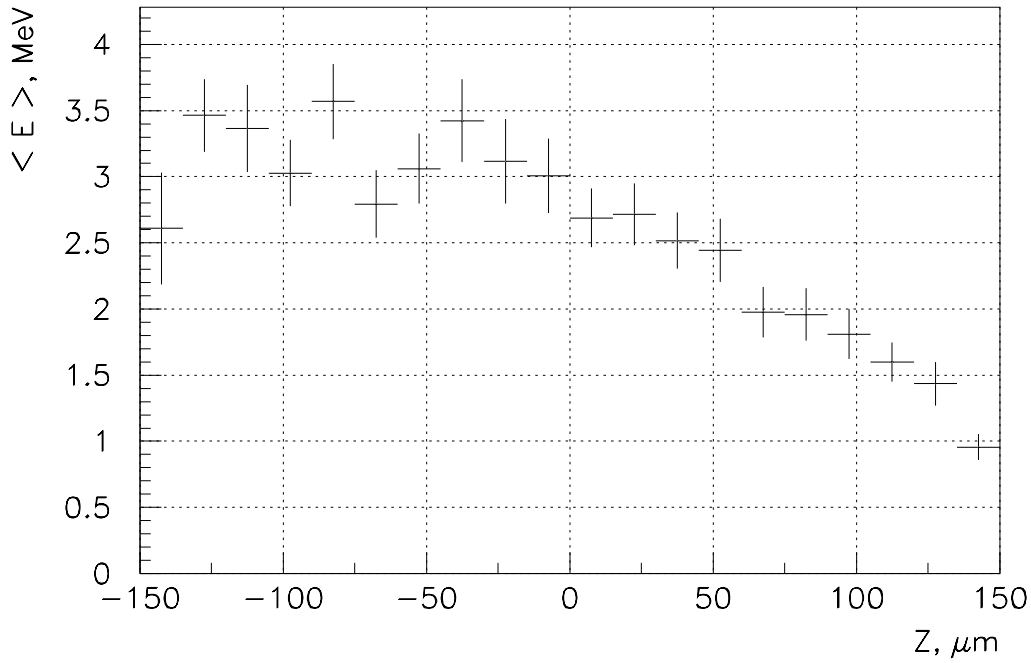


Рис. 4. Зависимость среднего сигнала, снимаемого с счетчика, в котором произошло взаимодействие, от координаты  $Z$  (вдоль пучка) точки взаимодействия.

Таблица 5.

$\Delta_{сч.}$	-4	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3	+4
$\langle E_{вз.сч.}^{полн.} \rangle,$ МэВ	0,128	0,149	0,197	0,367	3,116	1,721	1,214	1,025	0,875

В табл. 5 приведены средние величины сигналов в счетчике, в котором произошло взаимодействие ( $\Delta_{сч.}=0$ ), в предшествующих счетчиках ( $-4 \leq \Delta_{сч.} \leq -1$ ) и последующих счетчиках ( $1 \leq \Delta_{сч.} \leq 4$ ). Из этой таблицы следует, что когда взаимодействие произошло в одном из первых счетчиков АМ, повышенный сигнал наблюдается не только в следующем за ним счетчике, но и во втором, третьем и т.д., но сигналы со счетчиков по мере их удаления от счетчика с взаимодействием падают по амплитуде из-за малых пробегов медленных вторичных протонов и дейтронов или выхода их за поперечные размеры счетчиков. Когда взаимодействие произошло в одном из последних (относительно входа пучка) счетчиков величина сигнала во всех предыдущих счетчиках также превышает сигнал от пучковой частицы, хотя это превышение заметно уменьшается по мере удаления от счетчика с взаимодействием.

Дополнительно было найдено, что распределение по максимальному сигналу со счетчика АМ при наличии в ней взаимодействия  $E_{вз.сч.}^{макс}$  по форме близко к распределению по  $E_{вз.сч.}^{полн.}$ , но имеет среднее значение, большее на 12%. Это вызвано тем, что максимальный ионизационный сигнал не всегда выделяется в счетчике с взаимодействием. В первой строке табл.6 приведен процент случаев, когда счетчик с максимальным сигналом совпадает со счетчиком с взаимодействием  $\Delta_{сч.}=0$  и когда они разнятся на  $\Delta_{сч.}=-2, -1, +1, +2$ . Во второй строке таблицы приведены такие же данные для случая, когда счетчик с взаимодействием отбирается по стрипу с максимальным сигналом  $E_{вз.сч.}^{макс}$ .

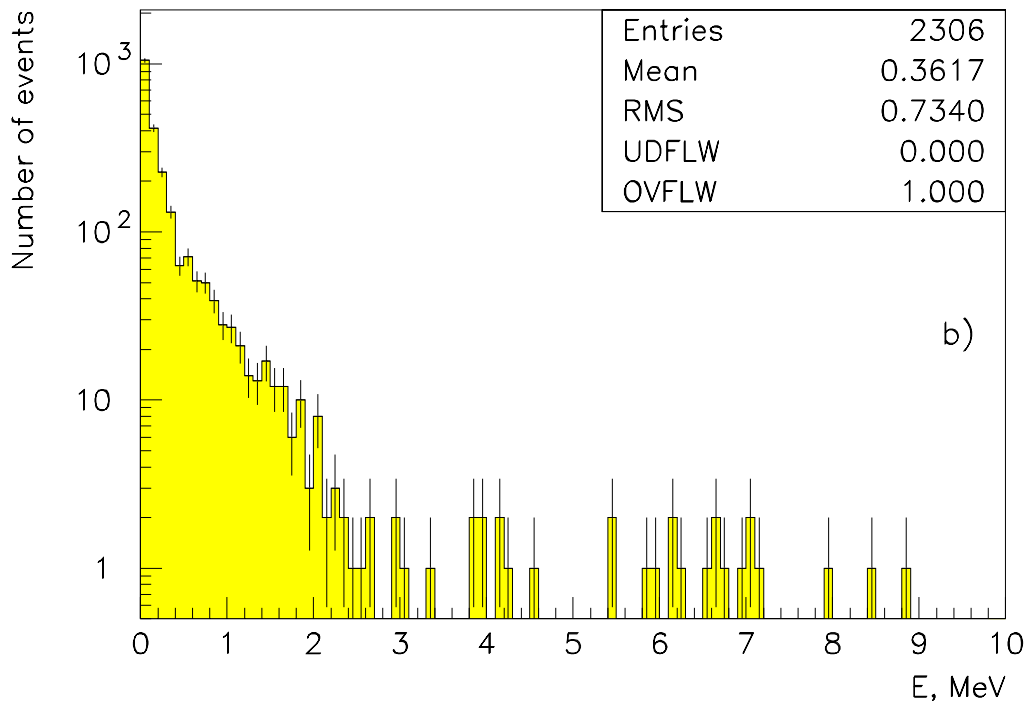
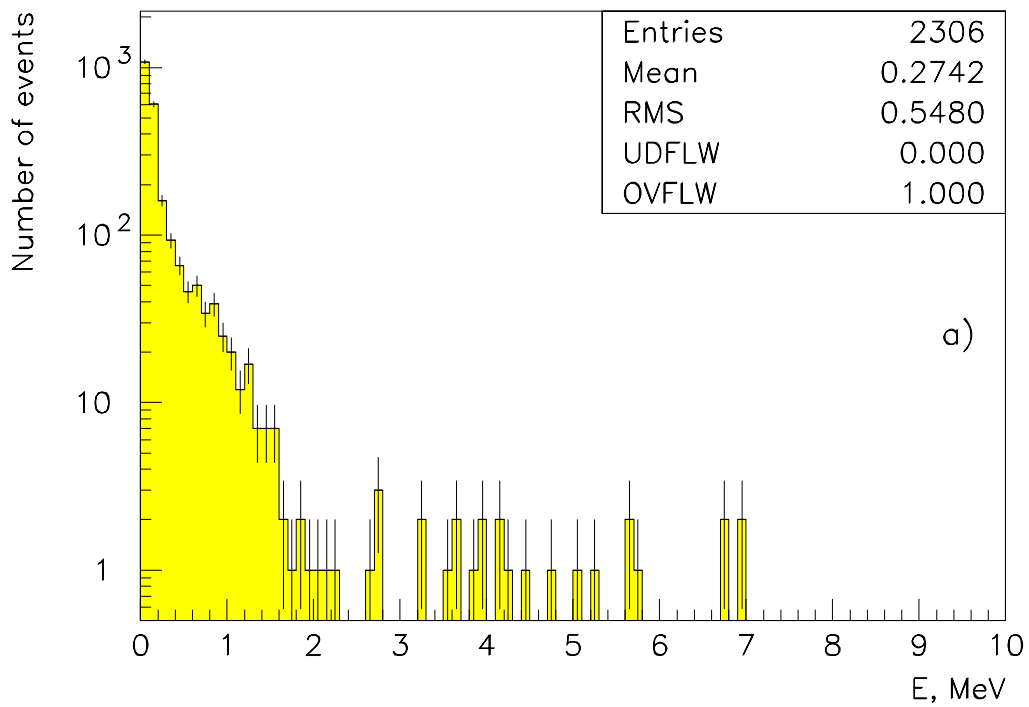


Рис. 5. Распределение по энергии в счетчике, расположенном по пучку до счетчика с взаимодействием: а) для стрипа с максимальным энергосделением; б) для всего счетчика.

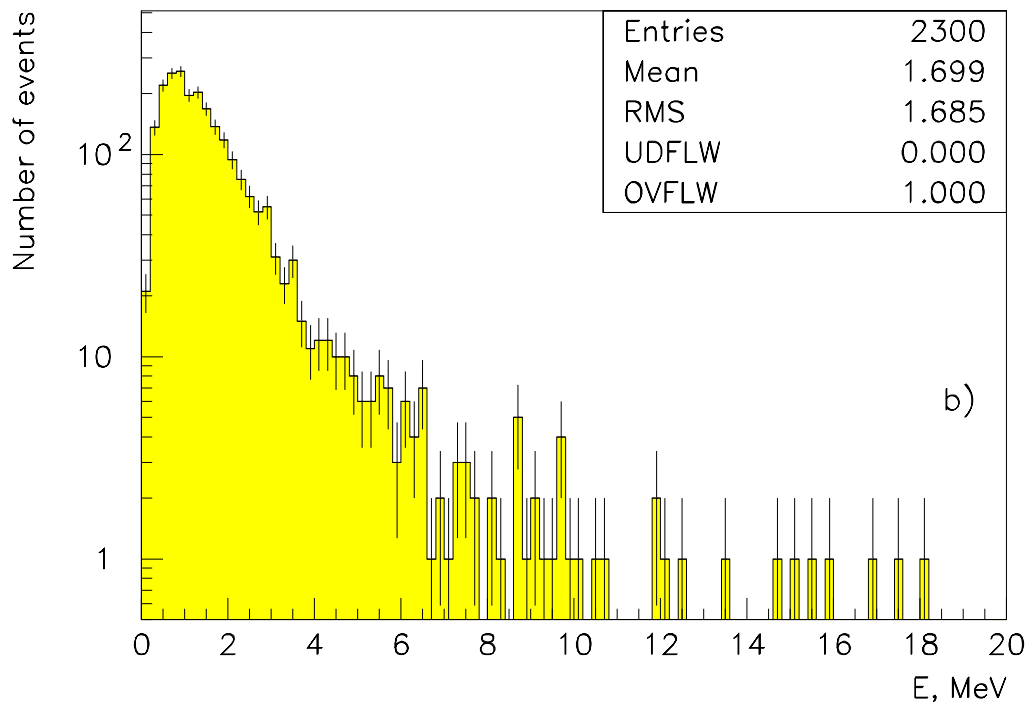
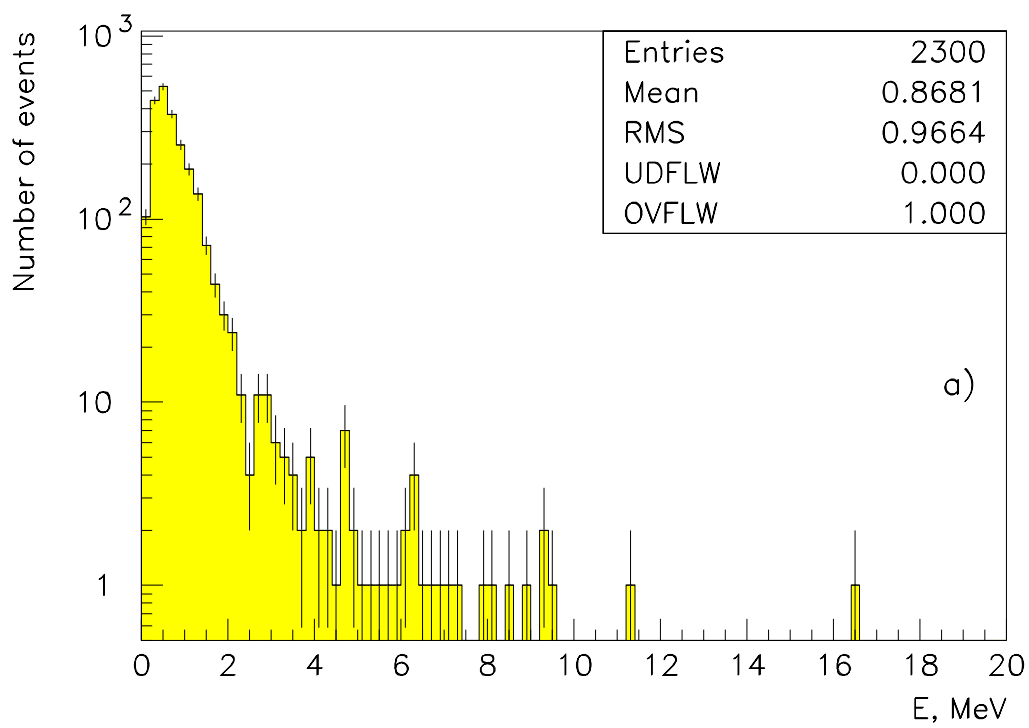


Рис. 6. Те же, что на рис. 5, распределения в счетчике, расположенном по пучку после счетчика с взаимодействием.

Таблица 6.

$\Delta_{сч.}$	-2	-1	0	+1	+2
Макс. сигнал					
со счетчика	0,32± 0,23	1,93± 0,56	54,59± 2,96	31,24± 2,24	11,92± 1,39
со стрипа	0,32± 0,23	0,97± 0,39	70,69± 3,37	22,06± 1,88	5,96± 0,98

Из табл. 6 следует, что максимальный сигнал наблюдается в счетчике с взаимодействием только примерно в половине случаев.

Появление примерно в 30% случаев максимального сигнала в счетчике, следующем за счетчиком с взаимодействием (т.е. с  $\Delta=+1$ ), должно вызываться тем, что взаимодействие имело место на дальнем (по направлению пучка) краю счетчика, а появление максимального сигнала в счетчике с  $\Delta_{сч.}=+2$  и т.д. можно объяснить остановкой в нем  $p$ ,  $d$  или  $t$ , приводящей к большому энерговыделению.

Из этой таблицы также видно, что сигнал от взаимодействия сильнее локализуется в области одного стрипа в счетчике с взаимодействием по сравнению с лежащими за ним счетчиками. Это подтверждается данными по распределению процента стрипов с максимальным сигналом в зависимости от  $\Delta_{сч.}$  и  $\Delta_{стр.}$ , приведенными в табл.7.

Таблица 7.

$\Delta_{сч.}$	-2	-1	0	+1	+2
$\Delta_{стр.}$					
0	0,00± 0,00	0,16± 0,16	65,06± 3,24	13,53± 1,48	3,06± 0,70
±1,0	0,16± 0,16	0,00± 0,00	2,90± 0,68	4,03± 0,81	0,97± 0,39
±2,0	0,00± 0,00	0,16± 0,16	0,81± 0,36	1,45± 0,48	0,48± 0,28
±3,0	0,00± 0,00	0,32± 0,23	0,48± 0,28	0,48± 0,28	0,32± 0,23
±4,0	0,00± 0,00	0,16± 0,16	0,64± 0,32	1,13± 0,43	0,16± 0,16

Так, например, относительная вероятность иметь стрип с максимальным сигналом, сдвинутым от положения стрипа с взаимодействием на  $\pm 1$ , в следующем счетчике в 4,7 раза выше, чем в счетчике с взаимодействием.

На рис. 7а-f сплошными линиями обозначены распределения чисел “активных” стрипов  $n_{см.сч.}^{акт}$  с энергией  $E_{см.} > 20$  КэВ для счетчиков с  $\Delta_{сч.}=0, \pm 1, \pm 2, +3$ , а штриховыми линиями — такие же распределения для обрезания  $E_{см.} > 70$  КэВ.

Из этих рисунков следует, что в счетчике с взаимодействием в  $\sim 67\%$  случаев  $n_{см.сч.}^{акт}$  не превышает 2, хотя в распределении по этой величине имеется “хвост” до  $n_{см.сч.}^{акт}=16$ . В счетчике, расположенном за счетчиком с взаимодействием,  $\langle n_{см.сч.}^{акт} \rangle$  возрастает в 1,7 раза, достигая  $\sim 4,6$  за счет расхождения вторичных заряженных частиц, и по мере удаления от счетчика с взаимодействием величина  $\langle n_{см.сч.}^{акт} \rangle$  продолжает слегка возрастать. Повышение порога обрезания до  $E_{см.} > 70$  КэВ качественно эту картину не изменяет.

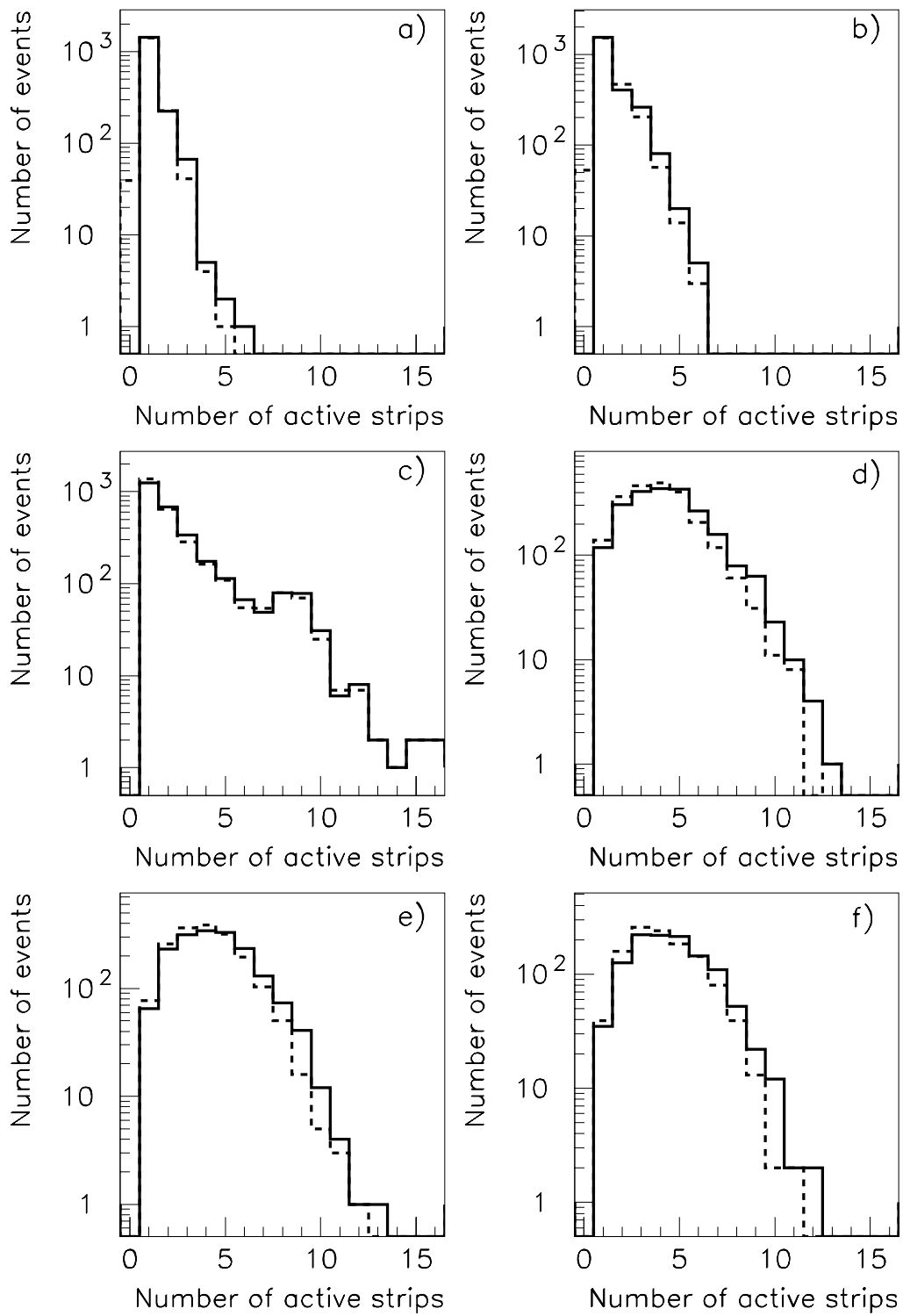


Рис. 7. Распределение по числу стрипов с  $E_{cm.} > 20$  КэВ (сплошная гистограмма) и  $E_{cm.} > 70$  КэВ (штриховая гистограмма) для счетчиков, отстоящих по пучку от счетчика с взаимодействием на величину  $\Delta_{ch.}$ , равную: а) -2; б) -1; в) 0; д) +1; е) +2; ф) +3.



На рис. 8а-f приведены распределения по полной суммарной энергии  $E_{вз.АМ}^{полн}$  выделившейся во всех 5 счетчиках  $C_i$  мишени для случаев, когда взаимодействия произошли в одном из счетчиков С1–С5, и для взаимодействий в любом счетчике.

Показанная зависимость энерговыделения в АМ от положения счетчика с взаимодействием объясняется наличием различных вкладов в энерговыделение в счетчиках АМ. Из величины среднего сигнала на самом правом краю счетчика с взаимодействием, показанном на рис. 4, можно оценить, что в среднем сигнале, снимаемом с такого счетчика, вклад от протонов и дейтронов, испущенных назад, и ядра отдачи равен  $\sim 0,6$  МэВ. Из средних множественностей заряженных частиц, приведенных в разд.1, следует, что быстрые вторичные заряженные частицы оставляют в счетчике с взаимодействием в среднем 0,40 МэВ и в каждом счетчике мишени, из следующих за счетчиком с взаимодействием, —  $\sim 0,80$  МэВ. Из табл. 5 также следует, что высокоионизирующие частицы с достаточно большим пробегом оставляют в счетчике с взаимодействием  $\sim 2,0$  МэВ, еще  $\sim 0,9$  МэВ они оставляют в счетчике, следующем за счетчиком с взаимодействием, 0,5 МэВ — в счетчике, находящемся за ним через один счетчик и т.д., а около 0,3 ГэВ — в счетчике, предшествующем счетчику с взаимодействием. Этими “утечками” объясняется малая разница между энергиями, выделяющимися в АМ, когда взаимодействие происходит в первом или втором счетчике, и большая разница, когда взаимодействие происходит в четвертом или пятом счетчиках.

На рис. 9а-f приведены распределения по числу “активных” стрипов  $n_{ст.АМ}^{акт}$  с сигналом  $E_{ст.} > 20$  КэВ во всех счетчиках АМ, когда взаимодействия произошли в С1–С5, соответственно, и в любом счетчике.

### 2.1.3. Возможности выделения событий, произошедших в активной мишени

Основным методом выделения случаев взаимодействия пучковой частицы в АМ на первом этапе анализа данных может быть отбор событий с повышенным энерговыделением в одном из стрипов, в одном из счетчиков АМ или во всей мишени в целом, а также событий с повышенным полным числом стрипов в АМ, имеющих сигнал выше порогового. Хотя на первом этапе вычисление максимальных величин сигналов представляется затруднительным, ниже для сравнения будут использоваться максимальные сигналы со стрипа и счетчика.

На рис. 10а приведена зависимость от величины обрезания  $E_{cut}$  относительного числа событий ( $\varepsilon$ ), произошедших в АМ, которые остаются после обрезания по энерговыделению в стрипе с максимальной энергией  $E_{вз.ст.}^{макс}$  (звездочки), в счетчике с максимальной энергией  $E_{вз.сч.}^{макс}$  (открытые квадратики) и во всей АМ  $E_{вз.АМ}^{полн}$  (черные кружки). На рис. 10б приведены соответствующие распределения для отношения  $R = N_{пучк.част.}/N_{взаим.}$ , где  $N_{пучк.част.}$  — число пучковых частиц, прошедших отбор. Видно, что до величины  $E_{cut} < 0,1$  МэВ путем таких обрезаний пучковые частицы практически не отсеиваются. С увеличением  $E_{cut}$  величина  $R$  начинает быстро падать, однако эффективность регистрации взаимодействий также уменьшается. Видно, что при обеспечении одинаковой эффективности обрезание по величине  $E_{вз.АМ}^{полн}$  позволяет существенно сильнее (примерно на порядок) подавлять фон от пучковых частиц, чем  $E_{вз.ст.}^{макс}$  и  $E_{вз.сч.}^{макс}$ . Однако, как это можно понять из особенностей распределений, приведенных на рис. 8, использование для отбора событий в АМ этой величины приводит к тому, что эффективность регистрации относительно уменьшается в направлении от первого (по пучку) счетчика к последнему, где она достигает минимальной величины (так, при  $E_{cut}^{АМ} = 1$  МэВ  $\varepsilon_1 = 99,8\%$ ,  $\varepsilon_3 = 98,2\%$ ,  $\varepsilon_5 = 81,7\%$ ).

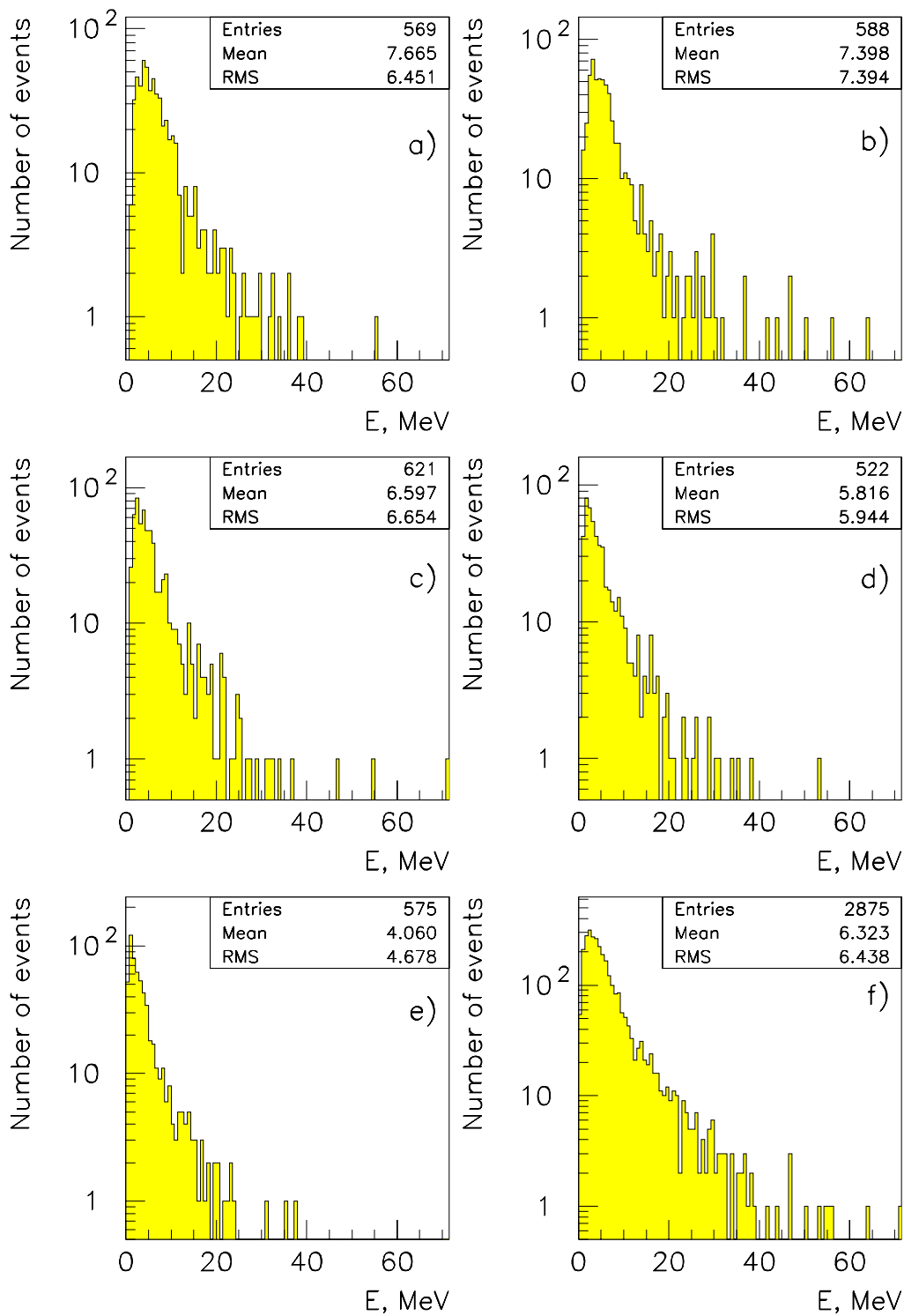


Рис. 8. Распределение по энергии в АМ, когда взаимодействие произошло: а) в 1-м (по пучку) счетчике; б) во 2-м счетчике; в) в 3-м счетчике; д) в 4-м счетчике; е) в 5-м счетчике; ф) в любом из счетчиков АМ.

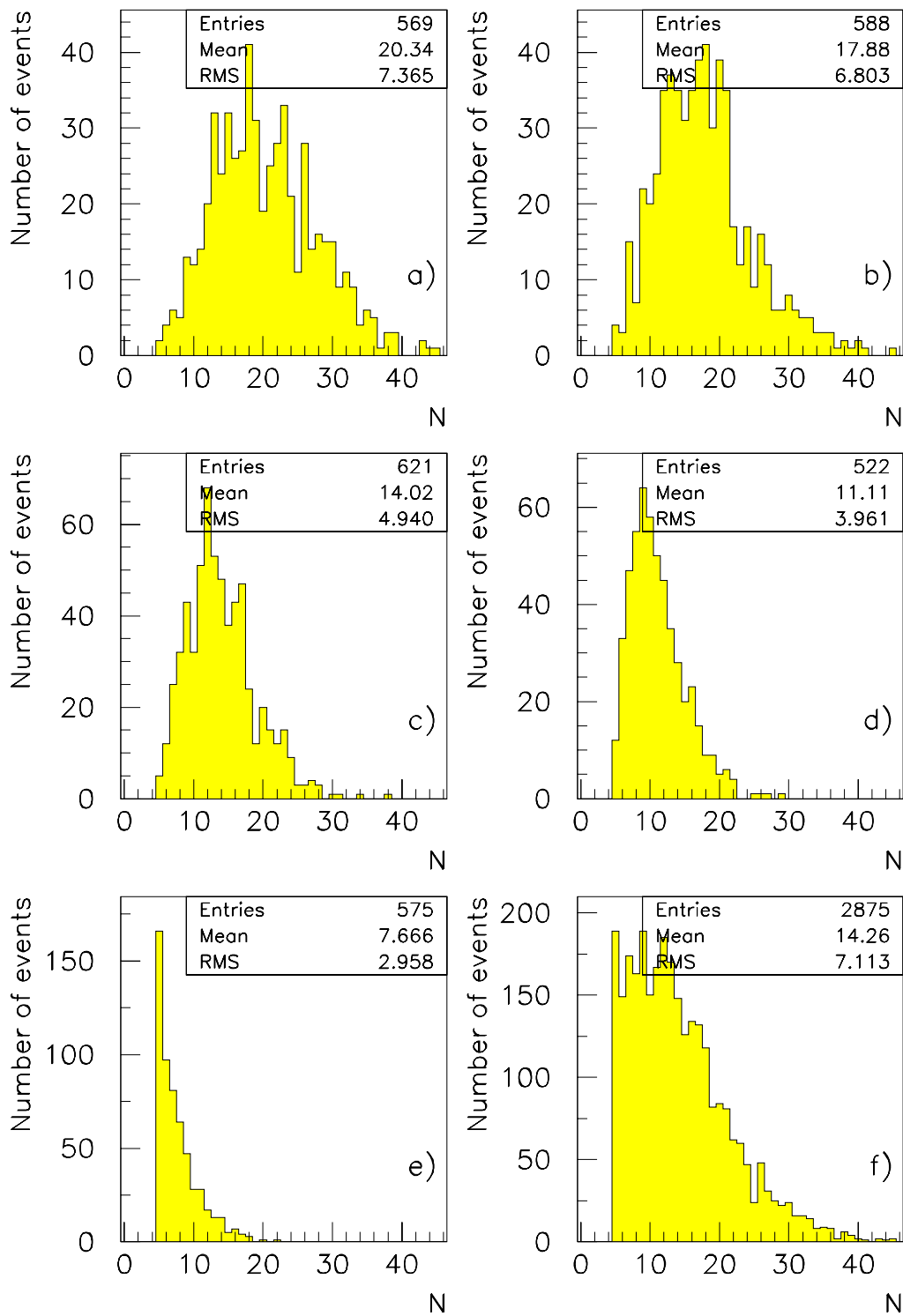


Рис. 9. Распределение по числу стрипов с  $E_{cm.} > 20$  КэВ в АМ, когда взаимодействие произошло: а) в 1-м (по пучку) счетчике; б) во 2-м счетчике; в) в 3-м счетчике; д) в 4-м счетчике; е) в 5-м счетчике; ф) в любом из счетчиков АМ.

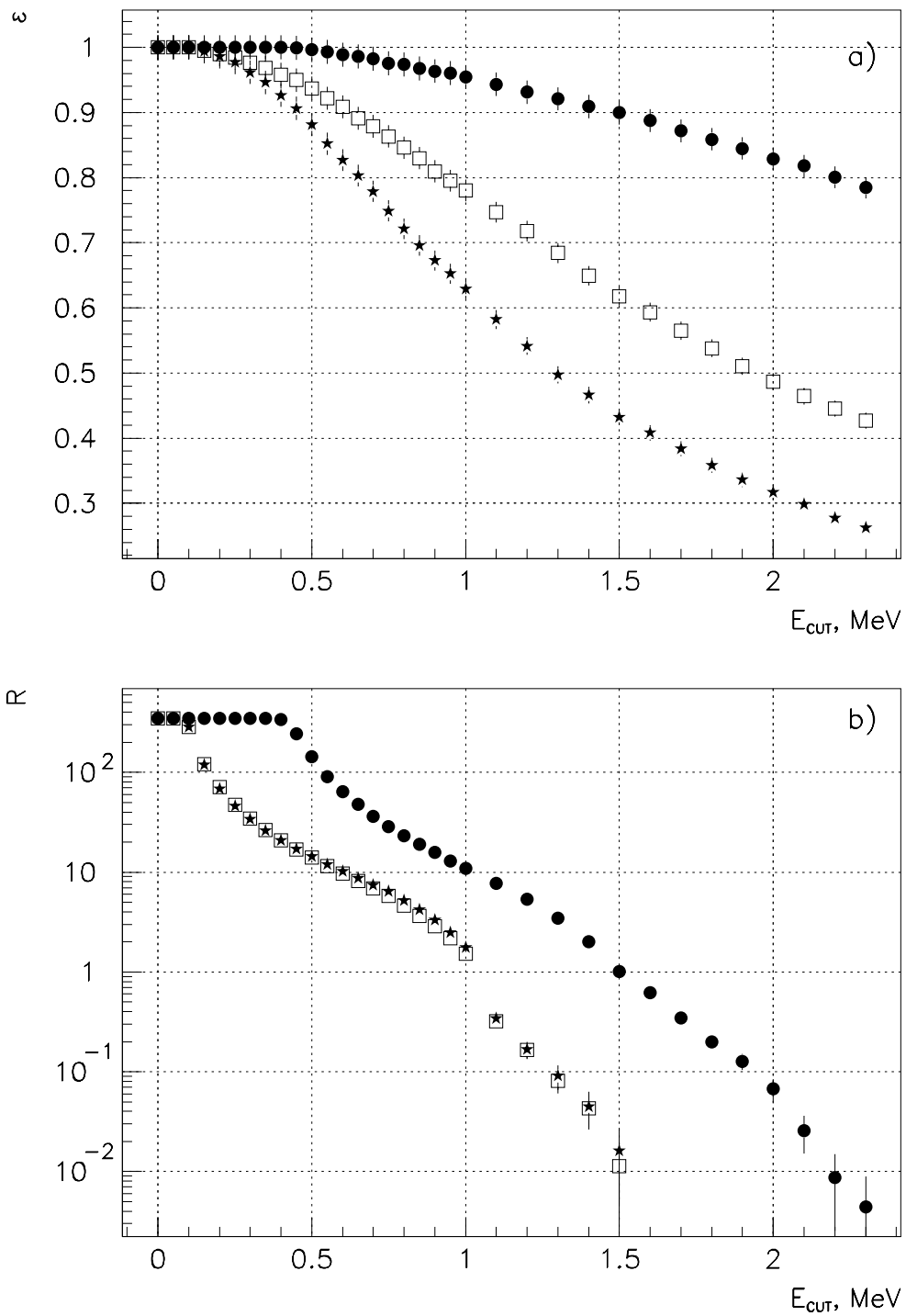


Рис. 10. Зависимость от величины обрезания по полной энергии мишени  $E_{вз.АМ}^{полн}$  (сплошные кружки); по энергии счетчика с максимальным энерговыделением  $E_{вз.сч.}^{макс}$  (открытые квадратики); по энергии стрипа с максимальным (для счетчика) энерговыделением  $E_{вз.ст.}^{макс}$  (звездочки): а) эффективности  $\varepsilon$  выделения  $pSi$ -события; б) отношения  $R$  числа прошедших отбор, к числу зарегистрированных  $pSi$ -событий.

На рис. 11а приведена зависимость от величины обрезания  $n_{cut}$  по полному числу “активных” стрипов в АМ  $n_{см.АМ}^{акт}$ , т.е. имеющих сигнал выше порогового  $E_{см.}=20$  КэВ, относительного количества зарегистрированных в АМ событий, а на рис. 11b — аналогичная зависимость для R. Сравнительно медленное падение R при  $n_{cut} \geq 6$  объясняется образованием пучковой частицей быстрых  $\beta$ -электронов, эффекты от которого исследованы в разд.2.1.1.

Найдено, что если наложить обрезание  $E_{вз.АМ}^{нолл} > 1,0$  МэВ (что подавит фон от пучковых частиц примерно в 33 раза) и дополнительно обрезание  $n_{см.АМ}^{акт} \geq 6$ , то общая эффективность отбора событий в АМ составит 92,5% при  $R=1,69$ .

Из приведенных данных следует, что в предположении наличия претриггера, описанного в разд.1, приводящего к отбору событий с двумя быстрыми заряженными частицами, испущенными вперед, для поддержания эффективности регистрации взаимодействий в АМ на уровне  $\varepsilon > 90\%$  фон от пучковых частиц необходимо предварительно подавлять с помощью этого претриггера примерно на два порядка. В этом случае возможно быстрое выделение взаимодействий в АМ с фоном от пучковых частиц в несколько процентов на основе обрезаний по таким переменным, как  $E_{вз.АМ}^{нолл}$ ,  $n_{см.АМ}^{акт}$ , которые можно произвести в триггере 1-го уровня с помощью аналоговой электроники.

Дополнительный и более жесткий отбор событий от адронных взаимодействий в АМ можно произвести при выделении счетчика АМ, в котором произошло взаимодействие. Ниже будут рассмотрены возможности такого выделения для событий, предварительно отобранных по критериям  $E_{вз.АМ}^{нолл} > 1,0$  МэВ,  $n_{см.АМ}^{акт} \geq 6$ .

#### 2.1.4. Возможности предварительного выделения счетчика, в котором произошло взаимодействие

При выделении кандидата на счетчик с взаимодействием было использовано естественное ограничение — этот счетчик должен быть первым со стороны пучка из счетчиков, в которых наблюдается повышенное энерговыделение или число “активных” стрипов. На рис. 12а приведена зависимость от величины обрезания по энергии счетчика  $E_{cut}^{сч}$  процента случаев, когда первый из счетчиков, имеющих  $E_{вз.см.} > E_{cut}^{сч}$ , оказался счетчиком с взаимодействием (сплошные кружки). Звездочками на этом рисунке обозначена зависимость от  $E_{cut}^{сч}$  процента случаев, когда отобранный таким образом счетчик оказался расположенным перед счетчиком с взаимодействием ( $\Delta_{сч.}=-1$ ), а открытыми квадратами — после счетчика с взаимодействием ( $\Delta_{сч.}+1$ ). Из этих рисунков следует, что при малых значениях  $E_{cut}^{сч}$  такой метод отбора приводит к значительной примеси счетчиков с повышенным энерговыделением от пучковой частицы (см. раздел 2.1.1), а с ростом  $E_{cut}^{сч}$  возрастает примесь счетчиков, расположенных за счетчиком с взаимодействием.

Таблица 8.

$n_{см.сч.}^{акт} > 1$	-4	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3	+4
	8,06 $\pm 1,43$	8,55 $\pm 0,97$	12,59 $\pm 0,91$	23,17 $\pm 1,05$	41,71 $\pm 1,25$	32,58 $\pm 1,20$	1,42 $\pm 0,28$	0,26 $\pm 0,15$	0,18 $\pm 0,18$
$5 \geq n_{см.сч.}^{акт} > 1$	8,06 $\pm 1,43$	8,55 $\pm 0,97$	12,59 $\pm 0,91$	23,08 $\pm 1,05$	33,62 $\pm 1,12$	31,34 $\pm 1,18$	5,46 $\pm 0,56$	2,35 $\pm 0,45$	1,41 $\pm 0,50$

В табл. 8 приведена зависимость от числа “активных” стрипов (с  $E_{см.} > 20$  КэВ) в одном счетчике  $n_{см.сч.}^{акт}$  процента случаев, когда первый (со стороны пучка) счетчик с

$1 < n_{см.сч.}^{акт} \leq 5$  или  $n_{см.сч.}^{акт} > 1$  является счетчиком с взаимодействием, а также когда он занимает позиции  $\Delta_{сч.} = (\pm 1) \div (\pm 4)$ . Из таблицы следует, что с помощью последнего критерия в более чем в 75 % случаев можно установить номер счетчика с взаимодействием с точностью  $\pm 1$ .

В реальном эксперименте этот метод выбора счетчика может оказаться еще менее эффективным, и для улучшения отбора счетчика с взаимодействием по числу активных стрипов следует уменьшать ширину стрипа.

Для более надежного выделения кандидата в счетчик с взаимодействием на 2-м этапе анализа должна быть использована полная информация о величинах сигналов со всех стрипов АМ с учетом отсчетов пучковых МКД.

## 2.2. Возможности идентификации счетчика с взаимодействием на втором этапе

Основной задачей, которую нужно решить на втором этапе анализа, является выявление и исправление возможных ошибок в выделении счетчика с взаимодействием, допущенных на первом этапе. При этом объективная трудность состоит в том, что когда взаимодействие происходит очень близко к задней (по отношению к пучку) поверхности какого-либо счетчика (за исключением последнего) и дает в нем малый сигнал, наблюдаемый только в одном стрипе, в качестве кандидата на счетчик с взаимодействием может быть ошибочно выбран таковой, следующий за “правильным” счетчиком. Решить эту проблему можно за счет анализа пространственного расположения “активных” стрипов в ряде счетчиков с повышенным энергосделением.

Таблица 9.

$\Delta_{сч.}$	-2	-1	0	+1	+2
$N_{сч.}$					
1	–	–	91,17 $\pm 4,01$	5,12 $\pm 0,95$	0,71 $\pm 0,35$
2	–	3,25 $\pm 0,75$	88,70 $\pm 3,90$	4,81 $\pm 0,91$	0,00 $\pm 0,00$
3	2,63 $\pm 0,66$	3,45 $\pm 0,75$	86,84 $\pm 3,78$	5,10 $\pm 0,92$	0,00 $\pm 0,00$
4	2,58 $\pm 0,72$	4,56 $\pm 0,95$	84,92 $\pm 4,11$	4,56 $\pm 0,95$	–
5	3,78 $\pm 0,98$	3,53 $\pm 0,94$	87,91 $\pm 4,71$	–	–
все	2,92 $\pm 0,44$	3,68 $\pm 0,42$	87,97 $\pm 1,82$	4,91 $\pm 0,47$	0,23 $\pm 0,11$

Для иллюстрации на рис. 12b приведено распределение зависимости процентного отношения правильного выбора счетчика с взаимодействием от величины обрезания  $E_{cut}^{см}$  на сигнал со стрипа с максимальным сигналом  $E_{вз.см.}^{макс}$  при отборе первого (по пучку) счетчика, удовлетворяющего этому критерию. Сплошными кружками на рис. 12b приведено распределение, когда первый из счетчиков АМ с  $E_{вз.см.}^{макс} > E_{cut}^{см}$  оказывается счетчиком с взаимодействием, две другие кривые соответствуют случаям  $\Delta_{сч.} = \pm 1$ . На рис. 12с приведены такие же распределения, когда обрезание по сигналу производится для стрипа, определенного из координат пучковой частицы, в котором может произойти

взаимодействие. Видно, что при  $E_{cut}^{cm}=0,3$  МэВ вероятность правильного выбора счетчика с взаимодействием превышает 85%. В табл. 9 приведены величины вероятности отбора счетчика с  $\Delta_{сч.}=0$ , а также с  $-2 \leq \Delta_{сч.} \leq +2$  отдельно для каждого из пяти счетчиков мишени для случая отбора по “пучковому” стрипу.

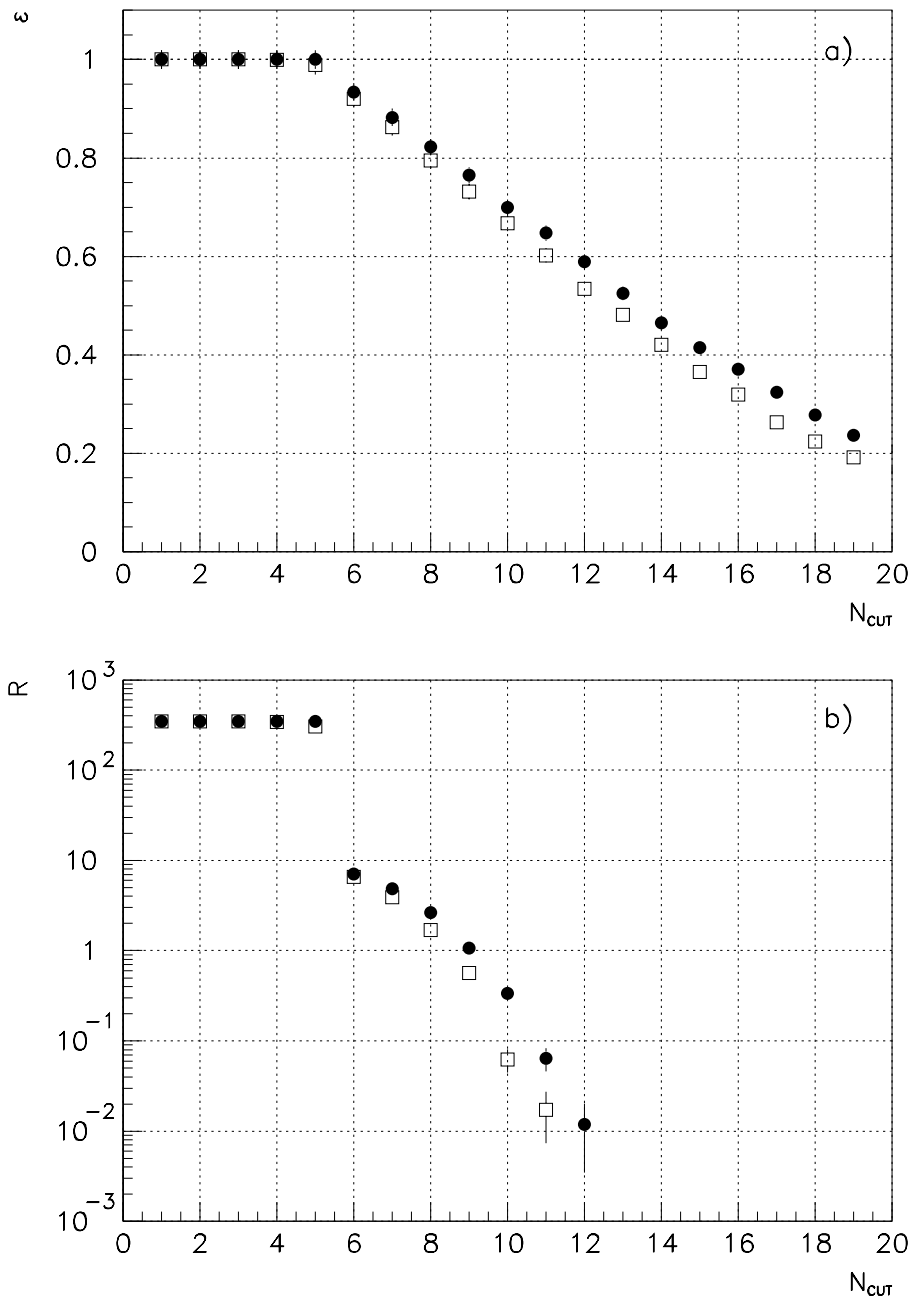


Рис. 11. Зависимость от величины обрезания по количеству активных стрипов ( $E_{cm.} > 20$  КэВ — сплошные кружки,  $E_{cm.} > 70$  КэВ — открытые квадратики): а) эффективности  $\varepsilon$  выделения  $pSi$ -событий; б) отношения  $R$  числа пучковых треков, прошедших отбор, к числу зарегистрированных  $pSi$ -событий.

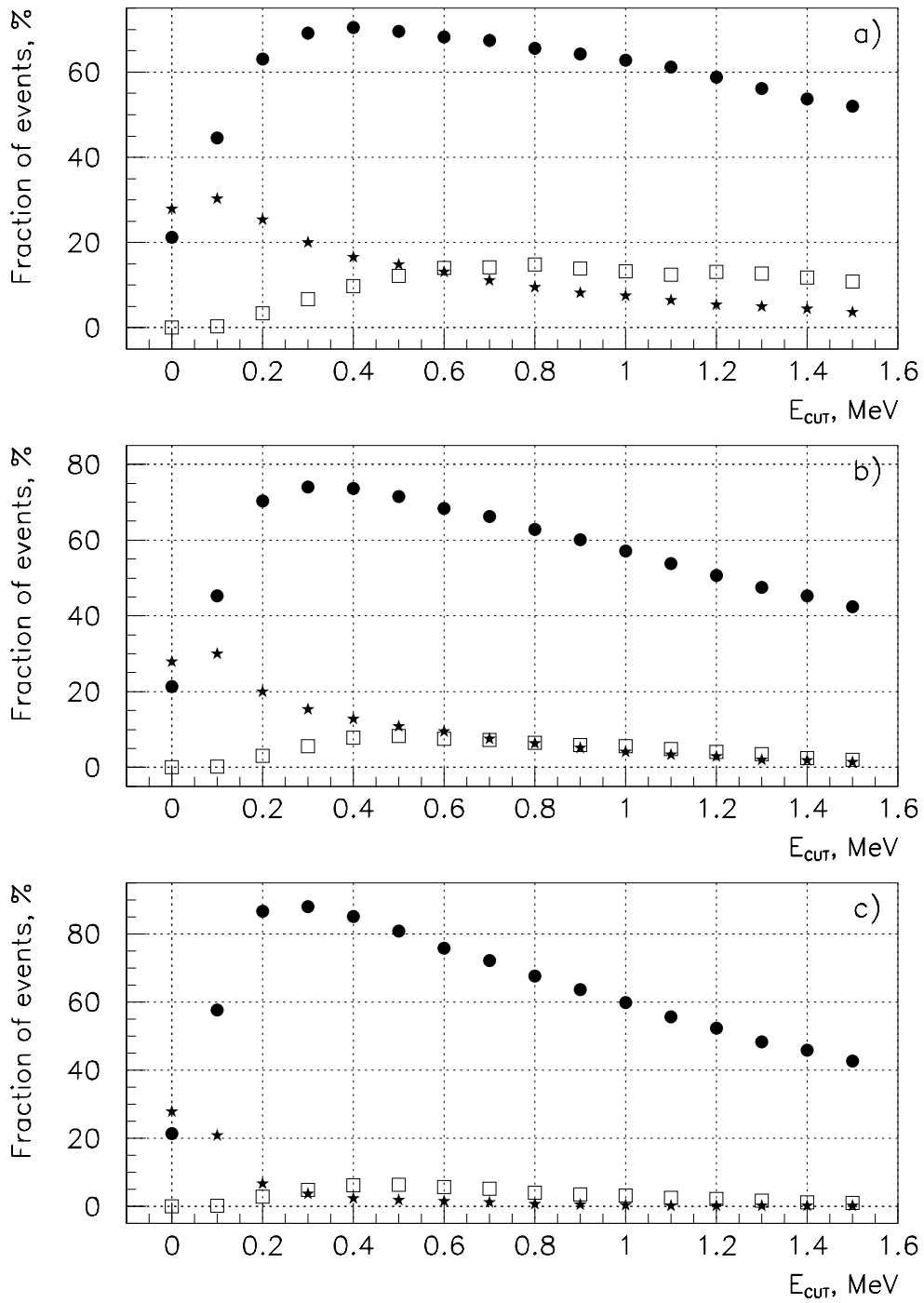


Рис. 12. Зависимость относительного числа правильно отобранных счетчиков с взаимодействием (сплошные кружки); ошибочно отобранных счетчиков, расположенных до счетчика с взаимодействием (звездочки) и после счетчика с взаимодействием (открытые квадратики) от обрезания: а) по полной энергии счетчика  $E_{\text{вз.сч.}}^{\text{полн}}$ ; б) по энергии стрипа с максимальным энерговыделением  $E_{\text{вз.сч.}}^{\text{макс}}$ ; в) по энергии стрипа с координатами пучковой частицы, — для первого по пучку счетчика, удовлетворившего критерий отбора.



Дополнительным критерием для подавления примеси неправильно идентифицированных счетчиков может быть требование непрерывности кластера. В табл. 10 показана зависимость от  $\Delta_{сч.}$  процента счетчиков, у которых имеется разрыв кластера, т.е. между двумя “активными” стрипами имеется, по крайней мере, один пустой стрип.

Таблица 10.

$\Delta_{сч.}$	-4	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3	+4
%	6,55	10,43	16,90	30,05	0,98	64,68	71,84	74,61	78,27
	$\pm 1,28$	$\pm 1,08$	$\pm 1,06$	$\pm 1,20$	$\pm 0,19$	$\pm 1,69$	$\pm 2,02$	$\pm 2,55$	$\pm 3,72$

Как следует из табл. 10, кластеры в счетчике с взаимодействием более чем в 99% случаев разрывов не имеют, а кластеры в счетчиках, следующих за ним, в большинстве случаев имеют разрыв. Использование этого критерия позволяет дополнительно подавить процент неправильно идентифицированных счетчиков в  $1,5 \div 2,0$  раза.

Моделирование более сложного триггера 2-го уровня целесообразно продолжать в предположениях, лучше соответствующих реальным условиям эксперимента.

## Выводы

Моделирование ионизационных потерь в АМ неперезаимодействовавшего протона с  $p_{лаб.}=70$  ГэВ/с и продуктов  $pSi$ -взаимодействий, проведенное при некоторых упрощающих предположениях, показало следующее:

- из-за образования пучковыми частицами быстрых  $\delta$ -электронов на 1-м уровне триггирования на основании информации с АМ фон от пучковых частиц можно подавить даже после предварительного отбора событий, описанного в разд.1, только примерно в  $2 \cdot 10^2$  раза при эффективности регистрации адронных взаимодействий  $\sim 90\%$ , поэтому требуется предварительно уменьшить фон неперезаимодействовавших пучковых частиц с помощью претриггера не менее чем в  $10^2$  раз;

- согласно картине адрон-ядерных взаимодействий, заложенной в программе FLUKA, основным источником повышенной ионизации в области взаимодействия является множественное испускание медленных протонов (и, отчасти, дейтронов), вследствие этого повышенный ионизационный сигнал регистрируется не только в счетчике с взаимодействием, но и в ряде предыдущих и последующих счетчиках, а максимальный ионизационный сигнал в счетчике с взаимодействием наблюдается только в  $\sim 55\%$  случаев;

- триггер 1-го уровня, основанный на энерговыделении в счетчиках АМ, позволяет определить счетчик, в котором произошло взаимодействие, с точностью  $\sim 70\%$ ;

- при использовании сигналов со стрипов, выполненных с шагом 0,5 мм, эффективность выделения счетчика с взаимодействием на 2-м уровне триггирования может быть доведена до 85-90%; однако фон от неправильно идентифицированных счетчиков этой методикой не может быть подавлен, по-видимому, ниже 5%;

- в случае необходимости более надежной идентификации счетчика с взаимодействием потребуется интерполяция треков вторичных заряженных частиц, оцифрованных с помощью точных координатных детекторов, в точку взаимодействия, как это, например, было сделано в [14];

- ввиду большого процента некогерентных  $pSi$ -взаимодействий, имеющих малое энерговыделение в кремниевом счетчике, в котором произошло взаимодействие, надежное выделение событий от когерентных взаимодействий с использованием АМ возможно только

с привлечением информации о величине переданного четырехимпульса, получаемой со спектрометрической части установки, как это, например, было сделано в [1], что ставит под сомнение результаты эксперимента [14].

### Список литературы

- [1] Bellini G. et al. NIM, v.107 (1973) p.85.
- [2] Моисеев А.М. ЭЧАЯ, 1984, т.15, в.3, с.656.
- [3] Amendolia S.R. et al. NIM, v.176 (1980) p.457.
- [4] Bellini G. et al. NIM, v.196 (1982) p.351.
- [5] Bellini G. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30(1983) p.415.
- [6] Amendolia S.R. et al. NIM, v.226 (1984) p.78.
- [7] Ардашев Е.Н. и др. — Препринт НИИЯФ МГУ 99-24/596 (1999).
- [8] Brun R. et al. GEANT-3, CERN DD/EE/84-1 (1986).
- [9] Aarnio P.A. et al. Fluka users guide, Technical Report TIS-RP-190, CERN, 1987.
- [10] Вавилов П.В. ЖЭТФ т.5 (1957) 749.
- [11] Fano U. Rev. Nucl. Sci., v.13 (1963) p.201.
- [12] Straver J. et al. — Preprint CERN-PPE/94-26 (1994).
- [13] Ammosov V.V. et al. Phys. Lett., v.42B (1972) p.519.
- [14] Kodama K. et al. Phys. Lett., B316 (1993) p.188.

*Рукопись поступила 4 октября 2001 года*

А.В. Кирюнин и др.  
Моделирование характеристик активной мишени из кремниевых счетчиков.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.  
Редактор Н.В. Орлова

---

Подписано к печати 19.10.2001. Формат 60 × 84/8.  
Офсетная печать. Печ.л. 3. Уч.-изд.л. 2.4. Тираж 130. Заказ 176.  
Индекс 3649. ЛР №020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

