

# МНОГОЦЕЛЕВАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОРБИТАЛЬНАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ "ИНКА" для прямых исследований первичного космического излучения высоких энергий

1 ноября 2005

В.В.Аммосов<sup>1</sup>, Г.И.Бритвич<sup>1</sup>, Н.Буртебаев<sup>2</sup>, В.Г.Васильченко<sup>1</sup>, В.Ф.Грищенко<sup>3</sup>,  
В.И.Дробжев<sup>4</sup>, А.П.Жуков<sup>5</sup>, Г.Т.Зацепин<sup>5</sup>, Г.И.Кольцов<sup>6</sup>, С.В.Крюков<sup>4</sup>,  
О.Н.Крякунова<sup>4</sup>, Г.И.Мерзон<sup>7</sup>, К.М. Мукашев<sup>8</sup>, В.Н.Мурашев<sup>6</sup>, Р.А.Мухамедшин<sup>5</sup>,  
В.В.Оскомов<sup>9</sup>, В.П.Павлюченко<sup>7</sup>, М.И.Панасюк<sup>10</sup>, С.А.Петроченков<sup>11</sup>,  
Д.М.Подорожный<sup>10</sup>, В.А.Рябов<sup>7</sup>, О.Г.Ряжская<sup>5</sup>, Т.Х. Садыков<sup>12</sup>, Т.Саито<sup>13</sup>,  
Н.М.Соболевский<sup>5</sup>, А.П.Солдатов<sup>1</sup>, Б.Т.Суйменбаев<sup>3</sup>, У.М. Султангазин<sup>3</sup>,  
Л.Г.Ткачев<sup>11</sup>, А.П.Чубенко<sup>7</sup>, П.А.Чубенко<sup>7</sup>, А.Л.Щепетов<sup>7</sup>, И.В.Яшин<sup>10</sup>

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup> Институт космических исследований, Казахстан

<sup>4</sup> Институт ионосферы, Казахстан

<sup>5</sup> Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

<sup>6</sup> Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия

<sup>7</sup> Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>8</sup> Алматинский государственный университет им.Абая, Алматы, Казахстан

<sup>9</sup> Казахский национальный университет им.Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>10</sup> НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцина МГУ, Москва, Россия

<sup>11</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>12</sup> Физико-технический институт, Алматы, Казахстан

<sup>13</sup> Институт исследований космических лучей, Токийский университет, Япония

## Аннотация

Рассматривается проект уникального многоцелевой астрофизической орбитальной обсерватории «ИНКА» для прямых измерений спектров и состава различных компонент космических лучей в области  $10^{12} - 10^{16}$  эВ, основанный на применении ионизационно - нейтронного калориметра (ИНКА), а также новых технологий детектирования частиц. Обсуждаются научные цели проекта МАОО «ИНКА»: измерение состава и энергетического спектра ПКИ в области «колена»  $10^{15} - 10^{16}$  эВ, спектра электронов и  $\gamma$ -квантов высоких энергий, нейтрального излучения из солнечных вспышек, исследование взаимодействий частиц космических лучей высоких энергий и поиск экзотических частиц.

# Содержание

<b>1</b>	<b>Астрофизические и физические цели проекта</b>	<b>4</b>
1.1	Введение . . . . .	4
1.2	Состав и энергетический спектр ПКИ в области $10^{15} - 10^{16}$ эВ . . . . .	4
1.3	Спектр электронов от ближних источников . . . . .	11
1.4	Гамма-кванты высоких энергий в космосе . . . . .	11
1.5	Нейтральное излучение из солнечных вспышек . . . . .	12
1.6	Поиск экзотических частиц и исследование взаимодействий . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Описание прибора ИНКА</b>	<b>17</b>
2.1	Принципиальная новизна прибора . . . . .	17
2.2	Основные характеристики прибора . . . . .	18
2.3	Детекторы . . . . .	25
2.3.1	Сцинтилляторы . . . . .	25
2.3.2	Нейтронные счетчики . . . . .	26
2.3.3	Фотодетекторы . . . . .	28
2.3.4	Зарядовые детекторы . . . . .	29
2.4	Система сбора данных калориметра ИНКА . . . . .	30
2.4.1	Триггерная схема . . . . .	30
2.4.2	Амплитудный анализ . . . . .	31
2.4.3	Счет нейтронных импульсов . . . . .	32
2.4.4	Поиск прямых нейтронов от солнечных вспышек . . . . .	33
2.4.5	Управляющий процессор и математическое обеспечение . . . . .	34
2.5	Версия ИНКА для изучения $\gamma$ -излучения . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Концептуальные основы применения проекта ИНКА</b>	<b>36</b>
3.1	Измерение энергии первичных частиц . . . . .	37
3.2	Выделение первичных электронов из протонного фона . . . . .	41
3.3	Оценка массового числа частицы. Поиск «Кентавров» . . . . .	43
3.4	Геометрический фактор прибора . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Заключение</b>	<b>47</b>

# 1 Астрофизические и физические цели проекта

## 1.1 Введение

Цель проекта – создание многоцелевой астрофизической орбитальной обсерватории (МАОО) «ИНКА», в достаточной степени перспективной для проведения в течение первой четверти 21-го века фундаментальных исследований в области астрофизики первичного космического излучения (ПКИ) и физики элементарных частиц в интервале высоких энергий ( $E_0 \sim 10^{12} - 10^{16}$  эВ). Планируется осуществить

- измерения спектра, зарядового и, возможно, оценку массового состава ядерных компонент ПКИ от энергий  $E_0 \sim 10^{12}$  эВ вплоть до  $E_0 \sim 10^{16}$  эВ;
- измерения спектра первичных электронов при  $E_e \gtrsim 10^{12}$  эВ;
- измерения спектра диффузных  $\gamma$ -квантов и поиск дискретных источников  $\gamma$ -квантов при энергиях  $n \cdot 10^{10} \lesssim E_\gamma \lesssim 10^{12}$  эВ;
- оценку верхнего предела интенсивности массивных экзотических частиц с аномально низким отношением заряда к массе;
- оценку верхнего предела сечения сильных взаимодействий с необычными характеристиками (аномально высокой долей адронов, аномально высоким выходом нейтронов и т.д.);
- оценку сечения взаимодействий протонов и легких ядер до энергий  $E_0 \sim 10^{15}$  эВ.

В проекте «ИНКА» впервые в практике космических исследований планируется применить для измерения энергии каскадов регистрацию как ионизационного, так и нейтронного сигналов, что позволяет, с одной стороны, улучшить точность измерения энергии каскадов (см. 3.1) и выделения электронов из протонного фона (см. 3.2), а с другой стороны, дает возможность выделять каскады с нестандартным развитием от экзотических частиц и взаимодействий (см. 3.3).

## 1.2 Состав и энергетический спектр ПКИ в области $10^{15} - 10^{16}$ эВ

Одна из важнейших задач астрофизики – изучение спектра ПКИ в широком диапазоне, простирающемся примерно на 11 порядков по энергии и 29 порядков по интенсивности (рис. 1) и несущем информацию о разнообразных процессах, происходящих, с одной стороны, в источниках ПКИ (сверхновых, пульсарах, и других объектах, возможно, в гипотетических сверхтяжелых частицах), а с другой стороны, в межгалактическом и межзвездном пространстве в нашей Галактике. Одним из наиболее интересных вопросов является природа резкого излома («колена») – укручения спектра в области энергий  $E_0 \sim 10^{15} - 10^{16}$  эВ [2], т.е. увеличения показателя суммарного дифференциального спектра протонов и ядер с  $\sim 1,7$  до  $\sim 2,0 - 2,2$  при  $E_0 > E_k \sim 3 \cdot 10^{15}$  эВ (рис. 2).

Природа излома может быть связана как с астрофизическими причинами, так и со спецификой взаимодействия элементарных частиц. «Колено» объясняется как растущей с энергией неспособностью галактического магнитного поля удерживать частицы [2, 3, 4, 5], так и в рамках других механизмов, включая фотоядерную фрагментацию тяжелых ядер в окрестности источников ПКИ [6, 7], ограниченное ускорение в остатках суперновых

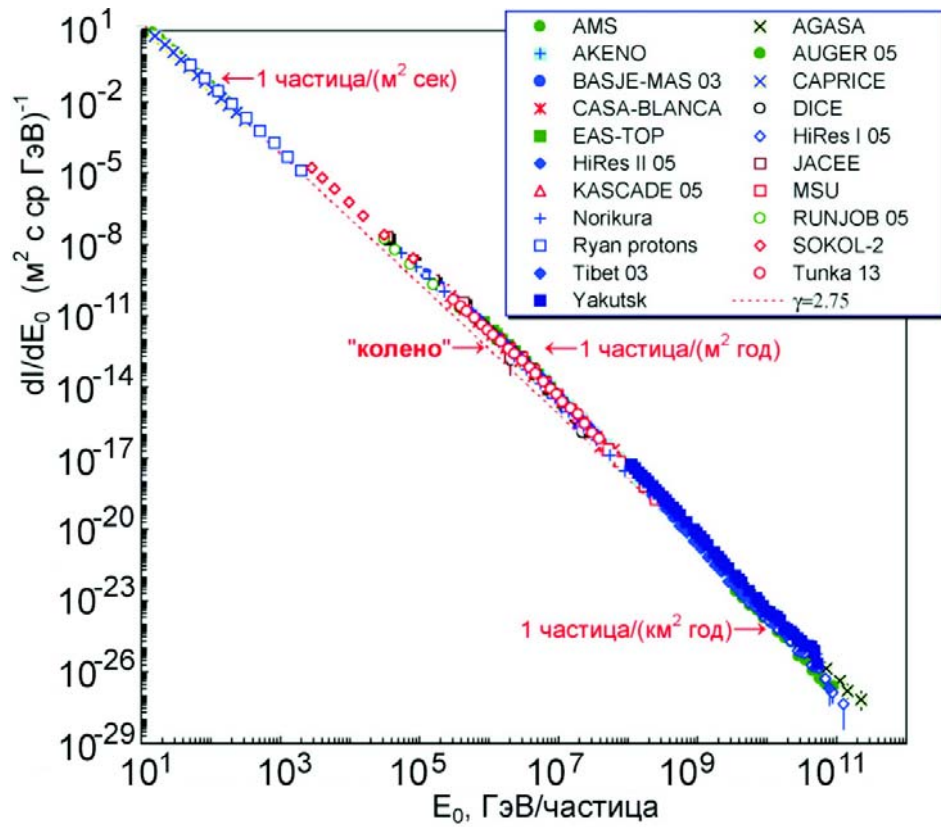


Рис. 1: Энергетический спектр всех частиц.

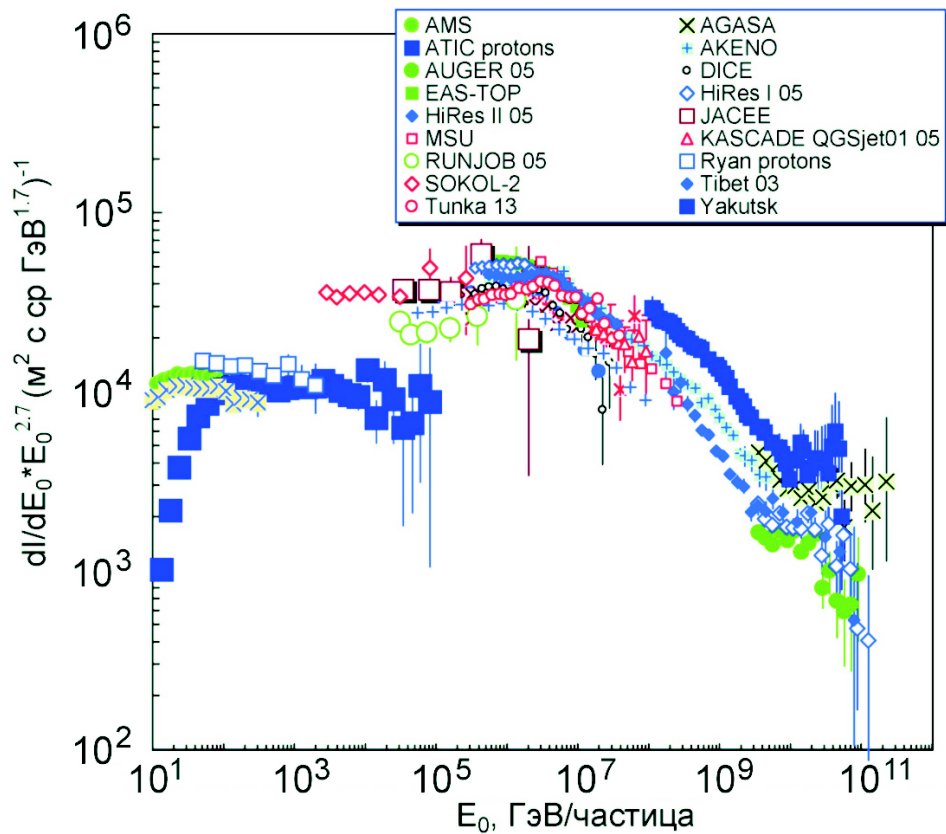


Рис. 2: Область «колена» спектра первичного космического излучения.

[8, 9], вклад экстрагалактических протонов, рожденных в активных ядрах галактик [10], и даже изменение характеристик адронных взаимодействий в этой области энергий [11, 12, 13]. Разнообразие теоретических моделей связано как с недостатком информации об этой области, так и с неоднозначностью имеющихся данных. В [14, 15, 16] было показано, что «колени» имеют более сложную структуру, чем простое укрупнение с быстрым ростом показателя наклона. Спектры ШАЛ, полученные в различных наземных экспериментах на разных высотах, имеют несколько общих свойств. Во-первых, резкость излома «колени» не может быть согласована с его происхождением от многих источников космических лучей или модуляцией в Галактике. Во-вторых, существует второй пик интенсивности в спектре при энергиях в  $\sim 4$  раза выше, чем энергия «колени». На основе модели ускорения космических лучей [9] «колени» и второй пик в спектре интерпретируются как вклад первичных ядер кислорода и железа, соответственно, от относительно близкого взрыва одной из сверхновой, например, Monogem, Loop-1, Vela, и Geminga [17, 18]. В этом случае Vela, наиболее молодая из них, дает и наиболее существенный вклад в области «колени», так же как и в спектр электронов при  $E_0 \gtrsim 10^{12}$  эВ, хотя этот вывод зависит от времени удержания космических лучей в остатке сверхновой [19].

Массовый и изотопный составы компонент спектра ПКИ также несет весьма богатую информацию о происхождении и распространении космических лучей. Однако до сих пор практически нет прямых экспериментальных данных о массовом и изотопном составех при достаточно высоких энергиях ( $E_0 \gtrsim n \cdot 10^{14}$  эВ). Из-за низкой интенсивности ПКИ все данные в области «колени» являются косвенными и получены путем наблюдения вторичных компонент ядерно-электромагнитных каскадов (ЯЭК) в атмосфере (компоненты ШАЛ, гамма-адронные семейства, группы мюонов высоких энергий, черенковский свет).

Как результат, данные различных экспериментов часто сильно противоречат друг другу. Более того, даже данные одного эксперимента могут находиться в существенном противоречии, как это имеет место с данными эксперимента KASCADE. В частности, разброс полученных значений средней массы первичных частиц простирается от среднего между протонами и ядрами гелия в экспериментах CASA-BLANKA и CASA-DICE до ядер магния в BASJE. Результаты по энергетической зависимости отношения спектра протонов к спектру всех частиц ПКИ при  $E_0 \sim 2 \cdot 10^{15}$  эВ по данным экспериментов KASCADE [21] и TIBET [22] различаются примерно в 2,5 раз. При этом основной вывод KASCADE заключается в том, что «колени» определяется очень крутым изломом спектра протонов ( $\Delta\gamma > 2$ ) при  $E_k \sim 2 \cdot 10^{15}$  эВ, а более тяжелые ядра вымирают также резко, но в соответствии со своим зарядом, интегрально определяя более плавное изменение полного потока всех частиц. Вывод эксперимента TIBET совершенно противоположен и заключается в том, что плавный излом спектра протонов имеет место при энергиях на порядок меньше, т.е. при  $E_0 \sim 2 \cdot 10^{14}$  эВ, а «колени» определяется изломом спектра ядер железа. Очевидно, эти две точки зрения полностью противоречат друг другу и подразумевают совершенно различную физику процессов, происходящих в космосе. Они получены из сравнения наземных данных с результатами расчетов по ШАЛ, которые очень сильно зависят от применяемых моделей. Из рис. 2 видно, что разброс выводов сравним с ста-

Таблица 1: Параметры, используемые для аппроксимации спектра ПКИ ( $E_0 = 1000$  ГэВ).

Частица	p	He	Li	C	O	Mg	Si	V	Fe
$10^5 \cdot dI_{0i}/dE_0$ ( $\text{м}^2 \text{ с ср ГэВ}$ ) <sup>-1</sup>	8.73	5.71	0.2554	1.267	1.950	1.164	1.223	0.6791	2.04
Спектр «KASCADE»									
$\gamma_i$	2.71	2.64	2.54	2.70	2.70	2.64	2.70	2.63	2.59
Спектр «TIBET»									
$\gamma_i$	2.74	2.75	2.54	2.70	2.70	2.64	2.70	2.63	2.59

тистическими ошибками баллонных экспериментов. Но проблема выбора «правильной» модели выглядит практически неразрешимой в ближайшей перспективе. Таким образом, новые измерения в области «колена» с улучшенным разрешением по энергии и массе остро необходимы не только для выяснения природы происхождения космических лучей путем сравнения новых экспериментальных данных со специфическими предсказаниями современных теорий, но и для того, чтобы получить информацию о характеристиках взаимодействия частиц, и на этой основе уточнить результаты наземных установок при еще более высоких энергиях ПКИ.

Поскольку нет единой точки зрения на состав и формы спектров частиц ПКИ в области «колена», для иллюстрации ожидаемых результатов мы используем выражение

$$dI_{0\text{tot}}/dE_0 = \sum_{i=1}^9 dI_{0i}/dE_0 = \sum_{i=1}^9 I_{0i} E_0^{-\gamma_i} (1 + (E_0/(Z \cdot E_b))^2)^{-0.5\Delta\gamma_i} \quad (1)$$

для двух версий аппроксимации спектра ПКИ, предлагаемых группами KASCADE [21] и TIBET [22], отличающихся, в первую очередь, поведением протонов и ядер гелия. В Табл. 1 приведены значения интенсивностей отдельных компонент  $dI_{0i}/dE_0$ , взятые из [23], и величины показателей дифференциальных спектров  $\gamma$ , используемые в обоих случаях, условно обозначенных «KASCADE» и «TIBET». При этом  $\Delta\gamma = 2,1$  и  $0,4$ ;  $E_b = 3 \cdot 10^6$  и  $10^5$  ГэВ для версий «KASCADE» и «TIBET» спектра ПКИ, соответственно.

На рис. 3 показаны ожидаемые результаты по спектрам протонов, ядер гелия и железа, в области «колена» для версий «KASCADE» и «TIBET» спектра ПКИ за время экспозиции  $T_{\text{exp}} = 3$  года и эффективном геометрическом факторе  $\Gamma_{\text{eff}} = 20 \text{ м}^2\text{ср}$ . На рис. 4 показаны ожидаемые для ИНКА результаты по энергетической зависимости отношения спектра протонов к спектру всех частиц ПКИ, а на рис.5 – по значению среднего массового числа  $\langle \ln A \rangle$  для обеих версий спектра ПКИ. Там же показаны результаты прямых измерений группами RUNJOB и JACEE, а также некоторые данные, полученные на основе характеристик ШАЛ. Можно надеяться, что ИНКА позволит, наконец, поставить точку в многолетнем споре о спектрах протонов и ядер в области «колена».

За время экспозиции  $T_{\text{exp}} = 3$  года и эффективном геометрическом факторе  $\Gamma_{\text{eff}} \simeq 20 \text{ м}^2\text{ср}$  (см. 3.4) число упавших на прибор протонов и ядер ПКИ будет равно  $N(E_0 >$

$10^{15}$  эВ)  $\simeq 2000$  и  $N(E_0 > 10^{16}$  эВ)  $\simeq 30$ .

Подобная статистика представляется достаточной для решения основных задач проекта. Полученные результаты позволят прояснить многие важные проблемы, связанные с локальными источниками ПКИ.



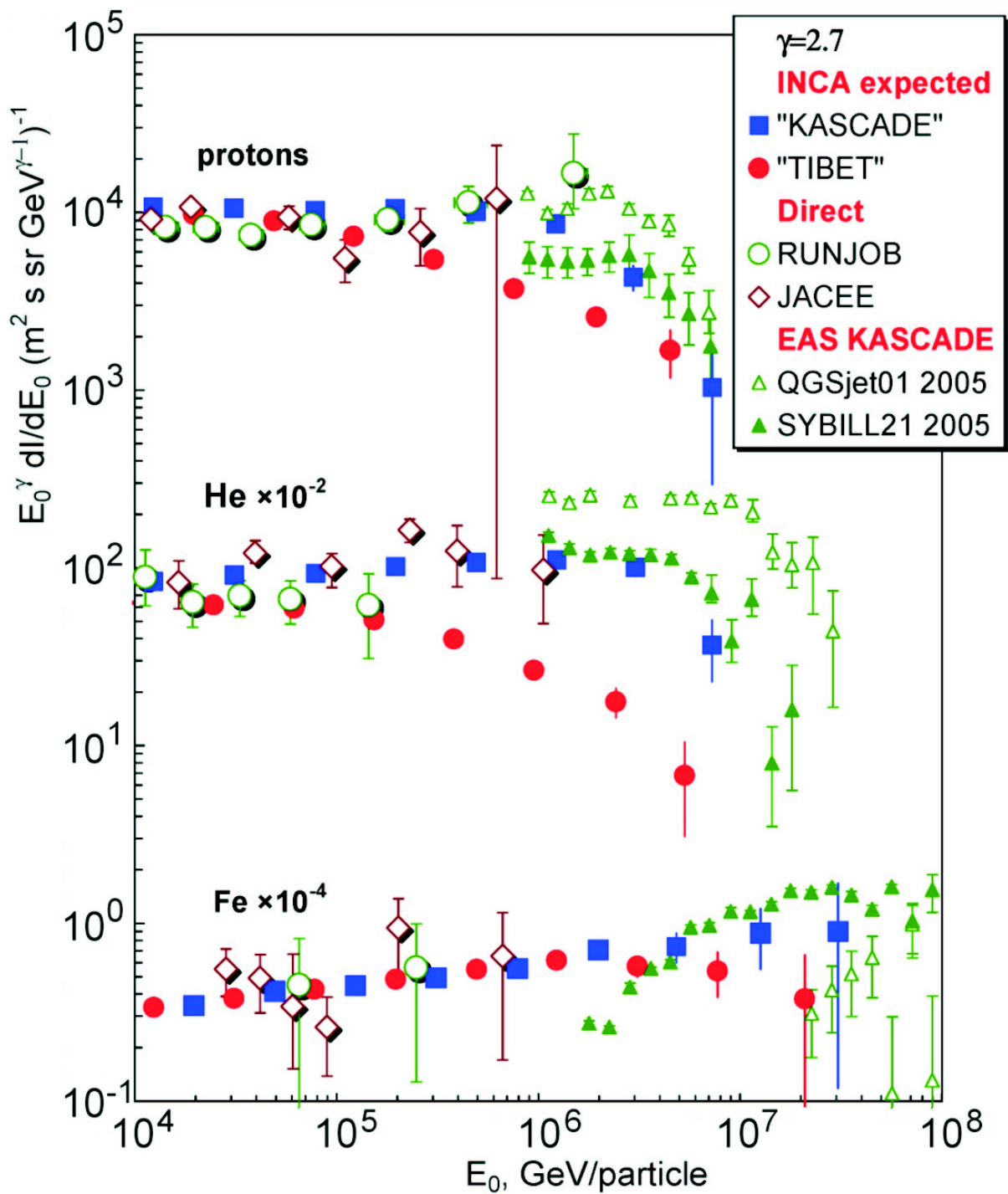


Рис. 3: Ожидаемые для ИНКА результаты по протонам, ядрам гелия и железа для версий спектра ПКИ «KASCADE» и «TIBET».

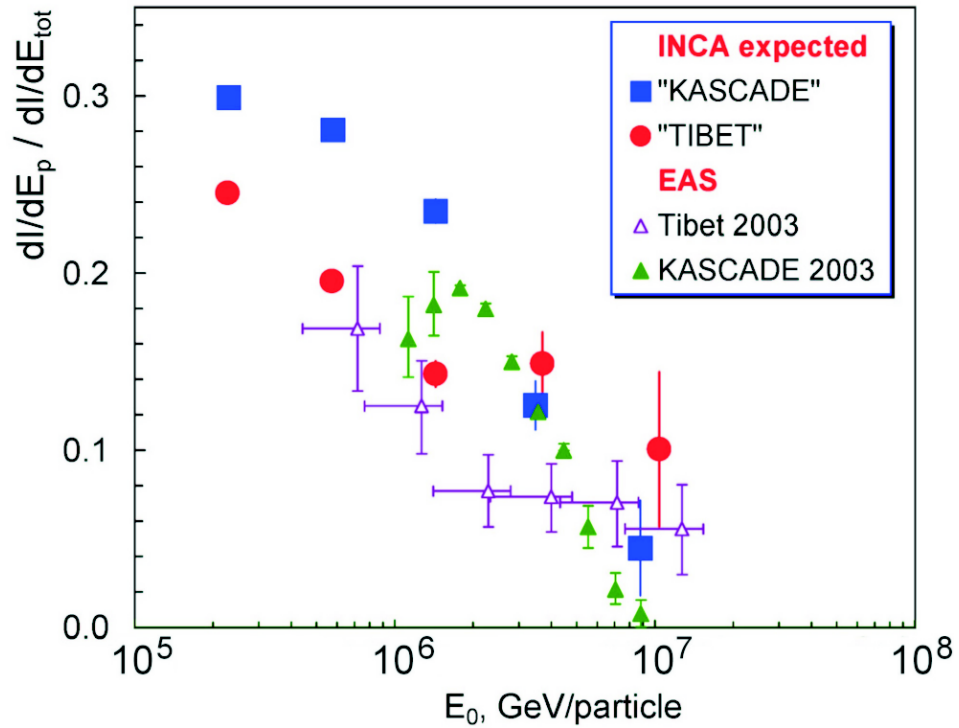


Рис. 4: Энергетическая зависимость отношения спектра протонов к спектру всех частиц ПКИ в области «колена» по данным экспериментов KASCADE и TIBET и ожидаемая для ИНКА для версий спектра ПКИ «KASCADE» и «TIBET».

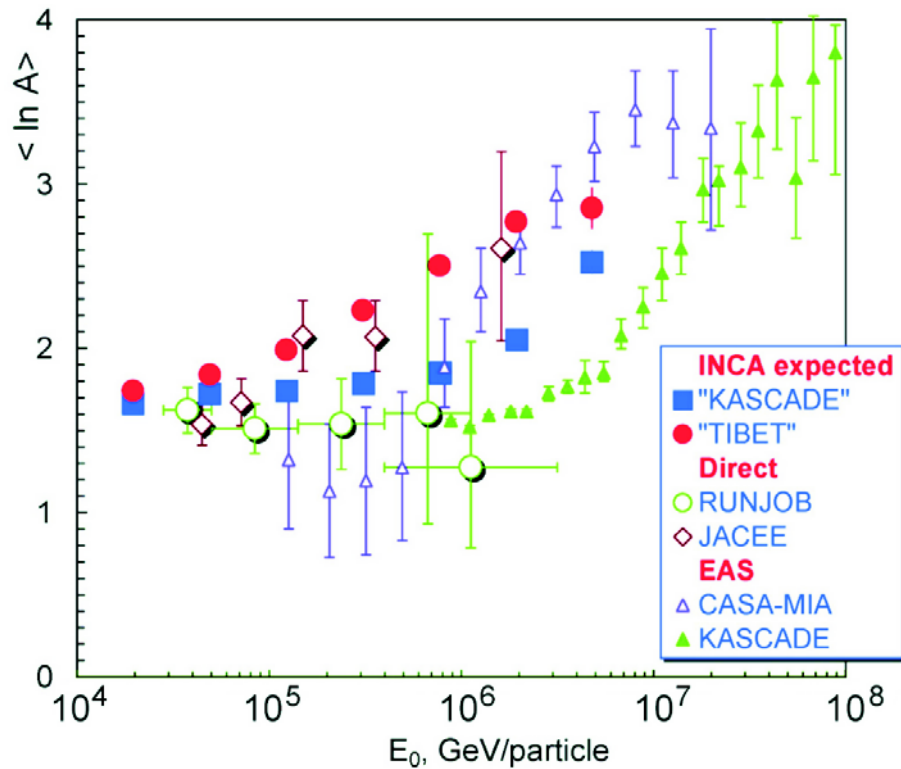


Рис. 5: Ожидаемые для ИНКА результаты по значению среднего массового числа  $\langle \ln A \rangle$  для версий спектра ПКИ «KASCADE» и «TIBET».

### 1.3 Спектр электронов от ближних источников

Очень важную информацию о ближайших сверхновых должен нести также спектр электронов в области энергий  $E_e \gtrsim 10^{12}$  эВ, о которой до настоящего времени практически отсутствует какая-либо экспериментальная информация.

Электроны составляют только небольшую часть (около 1%) полного потока ПКИ около Земли. Тем не менее, роль электронов в изучении Галактики очень важна. Причина, во-первых, в том, что электроны эффективно теряют свою энергию, являясь, таким образом, чувствительным датчиком для межзвездной материи и магнитных полей. Во-вторых, электроны очень высоких энергий ( $E_e \gtrsim 10^{12}$  эВ) могут приходить только от нескольких близких источников [17, 18, 25] и их возраст не может заметно превышать  $10^5$  лет. Это подразумевает существование ближних источников (сверхновых) на расстоянии  $R < \sqrt{2Dt} \simeq 500$  пс. Частота появления сверхновых в Галактике оценивается как один раз в 30 – 100 лет. Для электронов с этими энергиями, в области их распространения порядка 300 пс от солнечной системы, ожидаемое число появления сверхновой - примерно 2 – 5 за последние  $3 \cdot 10^5$  лет [25, 27]. Только эти немногие источники (и, скорее всего, наиболее молодая суперновая Vela) могут дать эффективный вклад в поток электронов выше  $E_e \gtrsim 10^{12}$  эВ. Измеряемая интенсивность электронов от каждого из источников, например, от Vela, зависит от расстояния до него (рис. 6 [26]), а также времени удержания космических лучей в оболочке сверхновой. Если оно достигает  $0.5 \cdot 10^5$  лет, наибольший вклад в интенсивность электронов высокой энергии ожидается от источников Monogem и Cygnus Loop [31].

Т.о., измерения спектра электронов при  $E_e \gtrsim 10^{12}$  эВ могут выяснить основные свойства наиболее важного механизма ускорения ПКИ и роли близких локальных источников.

В проекте ИНКА предполагается в првые в космических исследованиях использовать новый метод выделения каскадов от электронов из фона от протонов (см. 3.2).

На рис. 6 приведены ожидаемые для ИНКА результаты для этих спектров. Ожидается, что за время экспозиции  $T_{\text{exp}} = 3$  года и  $G_{\text{eff}} \simeq 20$  м<sup>2</sup>ср число упавших на прибор электронов будет равно  $N(E_0 > 10^{12} \text{ эВ}) \gtrsim 2 \cdot 10^4$  (или много больше при регистрации потока от Vela).

### 1.4 Гамма-кванты высоких энергий в космосе

Независимость от электрических и магнитных полей и низкое поглощение в межзвездной и межгалактической среде делает космическое  $\gamma$ -излучение уникальным инструментом для исследований астрофизических объектов. Основные экспериментальные данные сейчас доступны при  $E_\gamma < 30$  ГэВ (спутники и высотные аэростаты), а также  $E_\gamma \gtrsim 300$  ГэВ (регистрация ШАЛ).

В области энергий  $E_\gamma < 30$  ГэВ галактические дискретные источники  $\gamma$ -квантов (пульсары) и экстрагалактические источники (активные ядра галактик) были зарегистрированы на высоком доверительном уровне. Для наиболее интенсивных из них (Vela, Crab, и Geminga), были получены энергетические спектры и разработаны модели механиз-

мов генерации. В области  $E_\gamma \gtrsim 1$  ТэВ было надежно зарегистрировано излучение  $\gamma$ -квантов из Крабовидной туманности и экстрагалактических объектов Mrk421, Mrk501, и 1ES2344+514.

В то же время данные от дискретных источников  $\gamma$ -квантов в области энергий 30 ГэВ  $\lesssim E_\gamma \lesssim 1000$  ГэВ, которые могли бы быть существенными для решения ряда важных проблем, крайне скудны. Чтобы понять природу дискретных источников необходимо знать форму энергетического спектра в деталях. Известно, что часто имеются два заметно отличающихся показателя спектра в двух вышеупомянутых областях по энергии. Например, показатели интегрального спектра для сверхновых Vela и Geminga изменяются от 1,89 [34] до 3,5 [35] и от 1,8 [36] до 2,3 [37], соответственно. Современные теоретические модели [38, 39, 40] не могут описать спектр  $\gamma$ -квантов, генерируемых пульсарами, во всем интервале энергий от десятков МэВ до сотен ТэВ. Поскольку изменение показателя спектра ожидается в области 30 ГэВ  $\lesssim E_\gamma \lesssim 1000$  ГэВ, то ее исследование представит уникальную информацию для понимания процессов, которые протекают в астрофизических источниках  $\gamma$ -квантов. Прямые измерения спектра  $\gamma$ -квантов от дискретных источников в обсуждаемой области энергий обеспечат также возможность калибровки для непрямых наземных экспериментов, значительно повышая таким образом их надежность.

По современным представлениям диффузное  $\gamma$ -излучение в Галактике при  $E_\gamma > n \cdot 100$  МэВ возникает при распаде  $\pi^0$ - мезонов, рождающихся во взаимодействиях протонов и ядер с межзвездной материей. Получающийся энергетический спектр  $\gamma$ -квантов должен быть подобен протонному спектру. Однако, спектр  $\gamma$ -квантов, полученный из данных COS-B [41] и EGRET [34] от галактического диска в области внутренней галактики при энергиях до 30 ГэВ положе спектра ПКИ, измеренного локально. Этот результат может быть объяснен вкладом либо неидентифицированных источников  $\gamma$ -квантов с плоским спектром, либо  $\gamma$ -квантами, генерированными в процессах обратного комптон-эффекта, либо более жестким спектром ПКИ в области внутренней галактики. Исследование формы спектра в области высоких энергий (до 1 ТэВ) позволяет прояснить вклады протонов и электронов ПКИ в генерацию  $\gamma$ -квантов и получить спектр электронов из измеренного спектра  $\gamma$ -квантов, проверив тем самым результаты прямых измерений спектра электронов.

Таким образом, измерения ИНКА с большой светосилой ( $\sim 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>·ср) и хорошим разрешением ( $\sim 1'$ )  $\gamma$ -квантов в области энергий 30 ГэВ  $\lesssim E_\gamma \lesssim 1000$  ГэВ могут дать существенную информацию о космическом  $\gamma$ -излучении. Можно видеть из рис. 7 [42], что чувствительность ИНКА не уступает чувствительности даже большинства наземных установок для регистрации  $\gamma$ -квантов.

## 1.5 Нейтральное излучение из солнечных вспышек

Высокоэнергичные явления на поверхности Солнца отражают процессы солнечного динамического цикла. Диссипация энергии, за которой следуют нагревание и ускорение, ведет к эмиссии рентгеновского излучения и быстрых частиц. В свою очередь, эти частицы порождают рентгеновское излучение,  $\gamma$ -кванты, нейтроны и солнечные космические

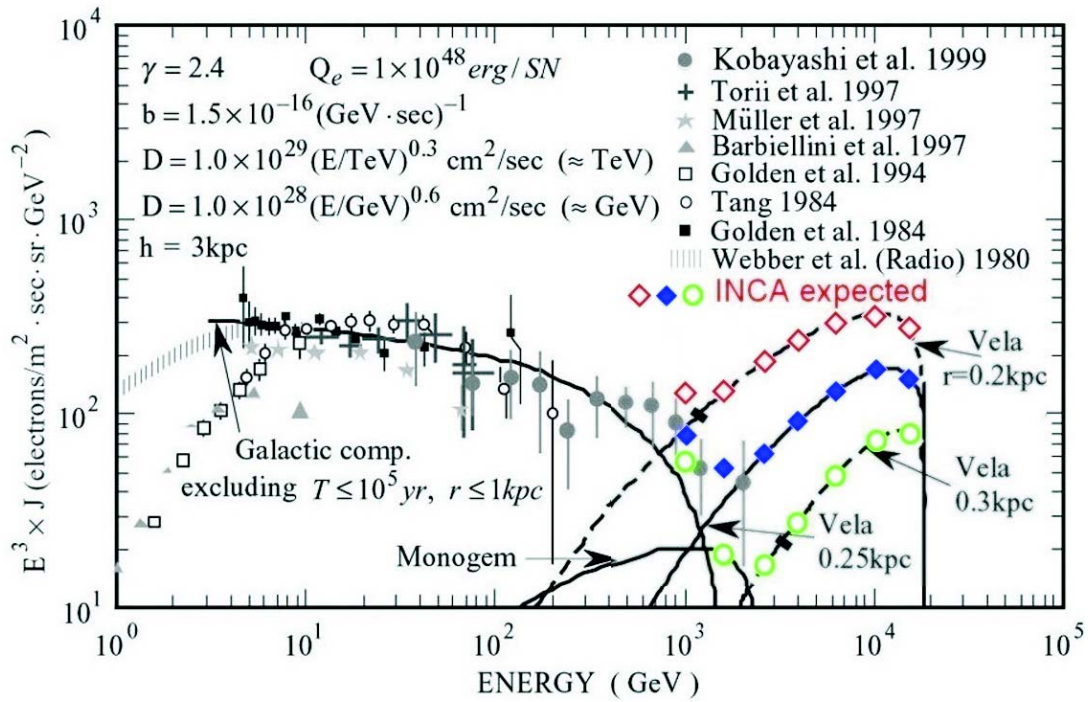


Рис. 6: Спектр электронов космических лучей [26]. Кривые показывают расчетные вклады от источников Monogem и Vela для различных расстояний. Точки на этих расчетных кривых показывают ожидаемые для ИНКА результаты для этих спектров.

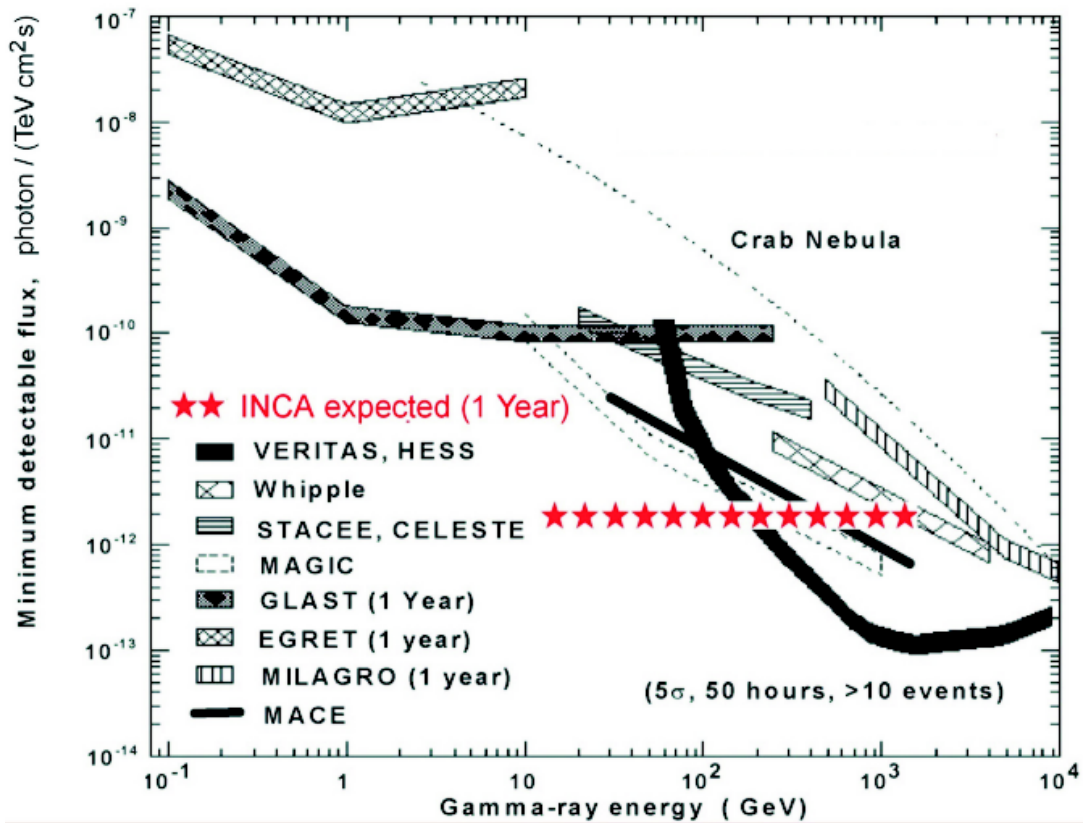


Рис. 7: Минимальный детектируемый поток  $\gamma$ -квантов в различных установках.

лучи. Большинство аспектов таких явлений, происходящих также в дисках аккреции вокруг таких объектов, как черные дыры, и в квазарах, исследовано еще не полностью. В частности, взаимосвязь между заряженными частицами и нейтральным излучением ( $\gamma$ -кванты и нейтроны) остается еще неясной из-за захвата заряженных частиц в солнечных магнитных полях и возможного вклада межпланетного ускорения. Из экспериментальных данных по солнечным нейтронам и  $\gamma$ -излучению, которые не отклоняются и не захватываются магнитными полями и поэтому дают прямую информацию об областях и временных характеристиках ускорения, может быть получена следующая информация [44]: (1) доля выделенной энергии, которая передается в частицы высокой энергии; (2) абсолютное число ускоренных частиц; (3) форма энергетического спектра и верхний предел энергии ускоренных частиц; (4) скорость и продолжительность ускорения частиц; (5) свойства механизмов ускорения частиц, которые включают все вышеупомянутые характеристики; (6) условия в окружающей солнечной плазме, в которой эти механизмы реализуются.

Солнечные нейтроны с энергиями несколько сотен МэВ в ряде событий были зарегистрированы нейтронными мониторами на уровне гор. Однако их чувствительность к солнечным нейтронам ограничена и до сих пор несколько спорна из-за непрямого характера наблюдений. По этой причине солнечные нейтроны были впервые зарегистрированы в эксперименте на спутнике [45]. Однако в этом и более позднем (CGRO) экспериментах использовались детекторы  $\gamma$ -квантов со сравнительно низким геометрическим фактором, не предназначенные специально для регистрации нейтронов. Это выразилось в плохой статистике и ограничении энергии нейтронов несколькими сотнями МэВ.

Фактически ИНКА мог бы быть первым нейтронным монитором, скомбинированным с ионизационным калориметром, функционирующим вне атмосферы Земли, и дать уникальную возможность наблюдать одновременно солнечные  $\gamma$ -кванты и нейтроны с энергиями, максимально возможными для механизмов ускорения частиц на Солнце. Это даст важнейшую информацию по фундаментальным проблемам ускорения и распространения заряженных частиц.

Возможности ИНКА по детектированию нейтронов иллюстрируются на рис. 8, где чувствительности спутника SSM GRS и стандартного нейтронного IGY монитора на уровне гор сравниваются с ожидаемой чувствительностью ИНКА, которая на 2–3 порядка величины выше. Ожидаемые статистические ошибки при регистрации ИНКА солнечных вспышек примерно на порядок величины ниже, чем для SMM GRS. Это позволяет, несмотря на высокий фон галактического ПКИ ( $\sim 1.5$  кГц), регистрировать солнечные вспышки с интенсивностью нейтронов  $\sim 10^{-2}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$  на уровне трех стандартных отклонений.

## 1.6 Поиск экзотических частиц и исследование взаимодействий

Большая часть массы Вселенной невидима и содержится в несветящихся объектах неизвестного типа, о которых до сих пор можно судить только по их гравитационному воздействию на светящуюся материю. Обычно предполагается, что частицы темной материи нейтральны (нейтралино, аксионы, массивные нейтрино и т.д.) и слабо взаимодействуют

ют с веществом. Однако было показано, что с ТМ совместимы также и различные типы массивных частиц, взаимодействующих как электромагнитно, так и (в некоторых моделях) даже сильно (SIMP). Эти частицы ( $X$ ) могут иметь очень высокое массовое число  $A = M_X/m_p \gg 1$ , и аномально низкое отношение  $Z/A \ll 1$  [46]-[48]. Представляется, что определенная малая часть таких частиц может быть ускорена до высоких энергий подобно нормальным ядрам. Свидетельства в пользу существования таких быстрых экзотических частиц были обнаружены в эксперименте [49] и, возможно, в проводимых в LEP экспериментах по изучению групп мюонов наибольших множественностей, относящихся к области энергий «колена» [43]. Подобные высокоэнергичные  $X$ -частицы могли бы регистрироваться ИНКА как сверхтяжелые ядра с аномально низким отношением  $Z/A$ . Заряд таких частиц будет измеряться зарядовым детектором, тогда как значения  $A$  – оцениваться с использованием способности ИНКА грубо оценивать барионное число первичной частицы (при условии, что  $X$ -частицы взаимодействуют подобно массивным ядрам) (см. 3.3). Это наиболее справедливо для странглетов. Рис. 9, где показаны примерные распределения по числу нейтронов в поглотителе толщиной  $1 \lambda_{int}$ , генерируемых различными ядрами, качественно иллюстрирует возможности ИНКА по измерению массового числа  $A$  «сверхтяжелого ядра». Если верна форма спектра высокоэнергичных  $X$ -частиц, предложенная в [49], то  $\sim 10^{-6}$  от всех частиц, регистрируемых ИНКА, будут экзотическими.

Возможно, с этой проблемой связан феномен т.н. «Кентавров» – взаимодействий, наблюдаемых на уровне гор, которые характеризуются аномально высокой долей высокоэнергичных адронов при очень малом числе (или отсутствии) электромагнитных частиц. Если ранее предполагалось, что это результат специфических взаимодействий протонов в области энергий «колена», то сейчас появляется возможность проверить также астрофизическое происхождение данного явления, в частности, его объяснения распадом странглета высокой энергии [50]. Характеристики разрабатываемого прибора позволят оценить, по крайней мере, верхние пределы сечения взаимодействия адронов с рождением события типа «Кентавр»).

Наконец, большая статистика взаимодействий ( $N(> 10^{14})$  эВ  $\simeq 10^5$ ) позволит исследовать распределение взаимодействий протонов и легких ядер по глубине прибора и получить энергетическую зависимость сечений до энергий  $E_0 \lesssim 10^{15}$  эВ.

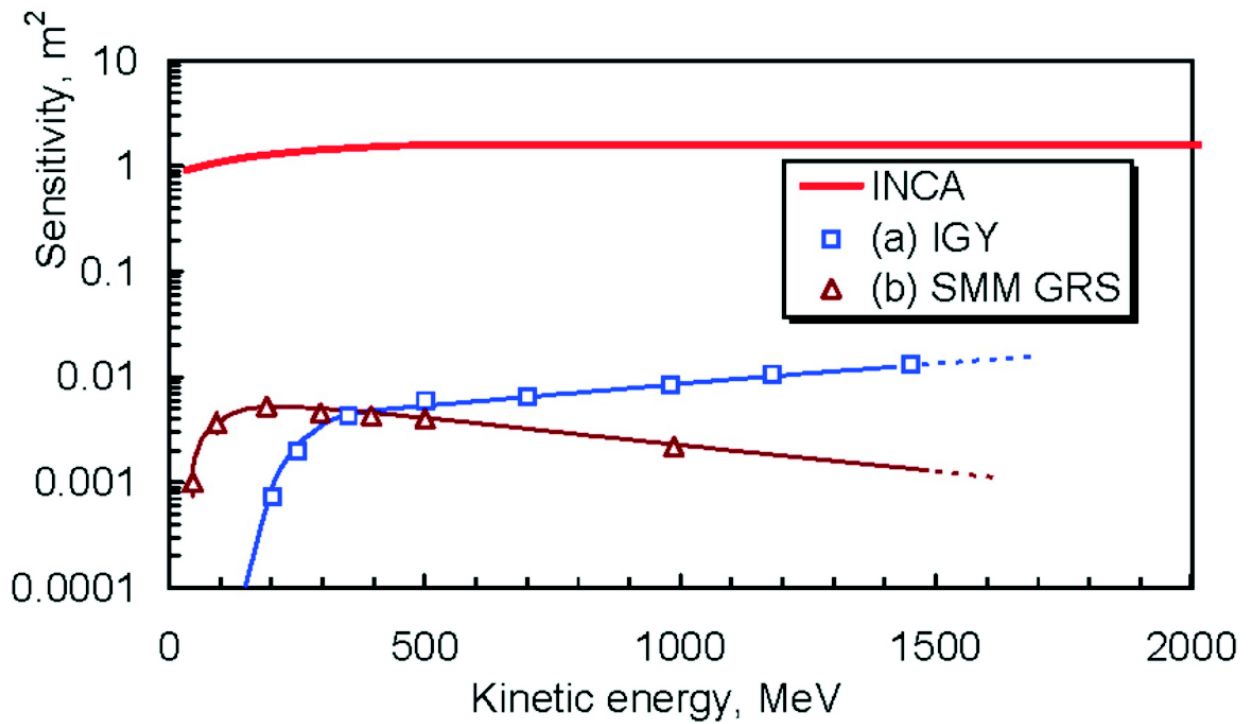


Рис. 8: Функции чувствительности ИНКА, SMM GRS, и стандартного нейтронного IGY монитора к первичным нейтронам, приходящим на границу атмосферы.

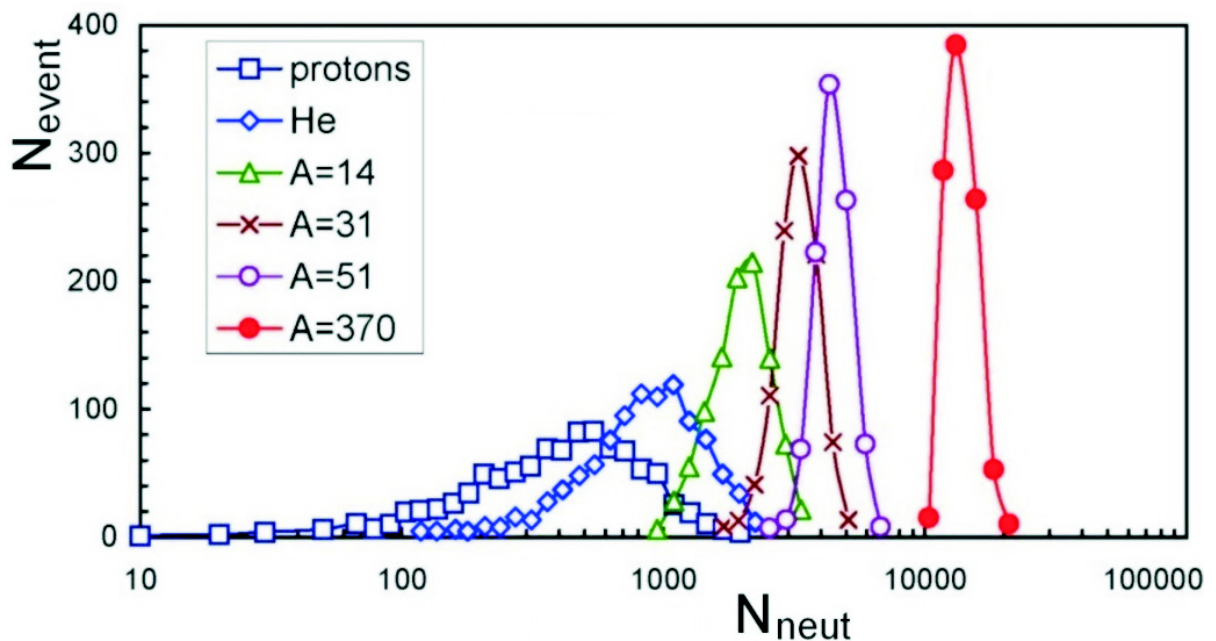


Рис. 9: Распределения по числу нейтронов в ИНКА, создаваемые первичными ядрами ( $A = 1, 4, 14, 31$  and  $51$ ) с  $E_0 = 1, 0 - 1, 78$  ТэВ. Предполагается, что X-частицы взаимодействуют как «сверхтяжелые» ядра с  $A = 370$ .



## 2 Описание прибора ИНКА

### 2.1 Принципиальная новизна прибора

МАОО «ИНКА» является уникальным многоцелевым детектором космических лучей, основанным на применении новых технологий регистрации элементарных частиц. Принципиально новым подходом в прямых исследованиях космических лучей высоких энергий, предлагаемом в настоящем проекте, является

- использование прибора нового типа, весьма перспективного для дальнейших экспериментов в различных направлениях астрофизических исследований космических лучей – ионизационно-нейтронного калориметра (ИНКА);
- использование легкого материала (полиэтилена) как основного материала поглотителя, что позволяет получить максимальный геометрический фактор прибора, недостижимый всеми другими методами;
- измерение энергию ядерно-электромагнитных каскадов (ЯЭК) с помощью двух методов: по потоку заряженных частиц, а также по выходу испарительных нейтронов в ионизационно-нейтронном калориметре (см. 3.1).
- выделение первичных электронов из фона, создаваемого протонами, с помощью того факта, что выход испарительных нейтронов намного меньше в электромагнитных каскадах, чем в каскадах от адронов [51] (см. 3.2).

В проекте ИНКА, впервые в прямых исследованиях космических лучей высоких энергий, рассматриваются возможности использования следующих новых технологий:

- сцинтилляторы из прессованного полиэтилена, в сочетании с добавками, содержащими бор, кадмий и гадолиний, используемые в качестве позиционно - чувствительного детекторов одновременно для нейтронного и ионизационного сигналов (см. 2.3.1);
- вакуумные фототриоды и пластиковые фоточувствительные пластины (см. 2.3.3)

Специально для настоящего проекта разрабатывается принципиально новая технология, не имеющая аналогов, а именно

- полупроводниковые пиксельные детекторы на кремниевой основе, использующие новую концепцию локально - инжекционного механизма для регистрации активными биполярными транзисторными структурами заряженных частиц, проходящими через пикселу (см. 2.3.4)

Возможна модификация технических элементов конструкции для целевого решения конкретных задач. В частности, в разделе 2.5 рассматривается вариант ИНКА, в котором улучшена регистрация электромагнитных частиц, в частности,  $\gamma$ -квантов.

## 2.2 Основные характеристики прибора

На рис. 10 и 11 схематично показаны основные конструктивные особенности современной концепции прибора ИНКА.

Внутренняя часть, или калориметр (рис. 10) имеет 50 слоев, каждый из которых, в свою очередь, состоит из слоев свинца, полиэтилена толщиной 1 и 29 мм, соответственно, и слоя, собранного из длинных (200 см) блоков пластиковых сцинтилляторов, толщиной 10 мм (рис. 11). Каждый из сцинтилляторных блоков может включать сместители спектра (оптическое волокно или полосы световодов - сместителей спектра), а также пластиковые фоточувствительные пластины, установленные на поверхности сцинтилляторных полос (рис. 11). Полиэтилен и свинец составляют  $\sim 78\%$  и  $22\%$  от общего веса. В единицах пробега протонов до взаимодействия это эквивалентно  $4,3$  и  $0,3 \lambda_{int}^p$ , а в радиационных единицах –  $4$  и  $9 t_0$ , соответственно.

Полосы пластикового сцинтиллятора используются как позиционно - чувствительные детекторы нейтронного и ионизационного сигналов (раздел 2.3.1). На их концах установлены фототриоды для регистрации ионизационной компоненты развитых каскадов в режиме измерения амплитуд. Фототриоды устойчивы к попаданию большого светового потока; их фоточувствительность слабо зависит от изменения напряжения.

Для регистрации нейтронов сцинтилляторами в счетном режиме возможны три следующих варианта: 1) через сцинтилляторы проходят световоды, передающие сигналы от одиночных импульсов на лавинные диоды; 2) на поверхности сцинтилляторных полос устанавливаются пластиковые фоточувствительные пластины; 3) на  $\sim 20\%$  сцинтилляторных полос устанавливаются чувствительные ФЭУ. В режиме регистрации нейтронной компоненты сцинтилляторы будут в основном регистрировать сигналы от запаздывающих  $\gamma$ -квантов, рождающихся при захвате нейтронов и уходящих затем на относительно большое расстояние от точки их генерации. Для регистрации нейтронов вблизи места их генерации предназначены 100 газовых счетчиков СМ-17 длиной 200 см, проходящие через полиэтилен через каждый 5-й слой и расположенные в слое на расстоянии 20 см друг от друга (рис. 10).

Внешняя часть состоит из двух слоев (условно, А и Б), разделенных зазором (рис. 10 и 12). Самый внешний слой А представляет собой слой полиэтилена толщиной 1 см, на котором расположен полупроводниковый детектор заряда (см. раздел 2.3.4) толщиной 1 мм, разбитый на секции  $5,5 \times 5,5 \text{ см}^2$ , и покрытый защитной пленкой полиэтилена толщиной 3 мм. Под этим слоем расположен слой Б внешней части, изготовленный из полиэтилена толщиной 5 см, через отверстия в котором проходят фотодетекторы (ФЭУ, фототриоды), собирающие свет с сцинтилляторов, и в котором находятся нейтронные счетчики «Гелий-2», предназначенные для измерения нейтронной компоненты.

На рис. 12 показано сечение ИНКА, проходящее через один из счетчиков СМ-17. На рис. 13 показан возможный вид сбоку на сцинтилляторный блок.

В Табл. 2 приведены некоторые основные параметры прибора ИНКА, которые частично могут быть в дальнейшем изменены с целью оптимизации конструкции прибора.

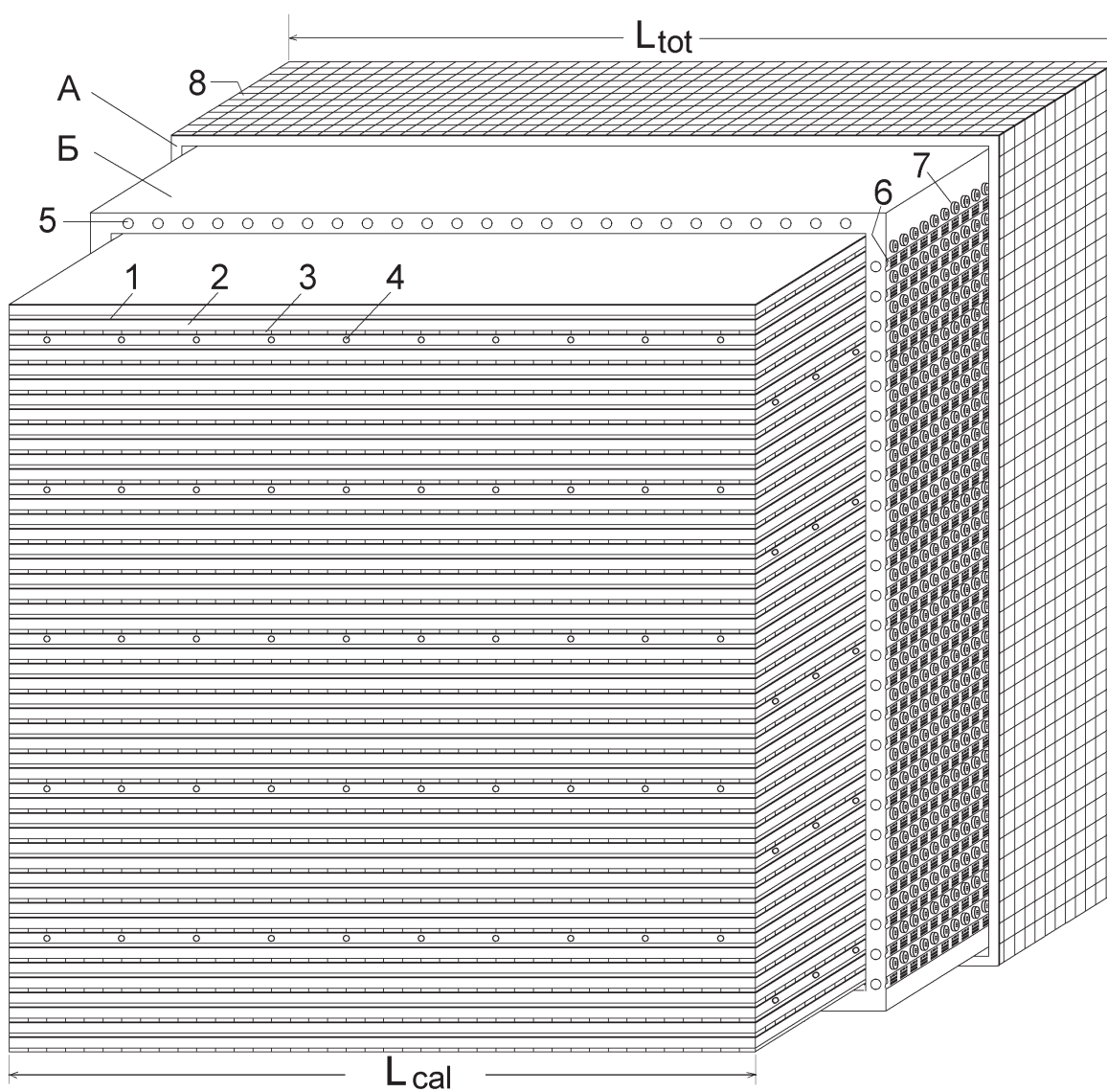


Рис. 10: Схема ИНКА. Обозначения: 1) свинец; 2) полиэтилен; 3) пластиковые сцинтилляторы; 4) счетчики СНМ-17; 5) счетчики «Гелий-2»; 6) платы электроники; 7) фотоприемники (ф.э.у., фототриоды); 8) зарядовые детекторы. А) и Б) - слои внешней части прибора.



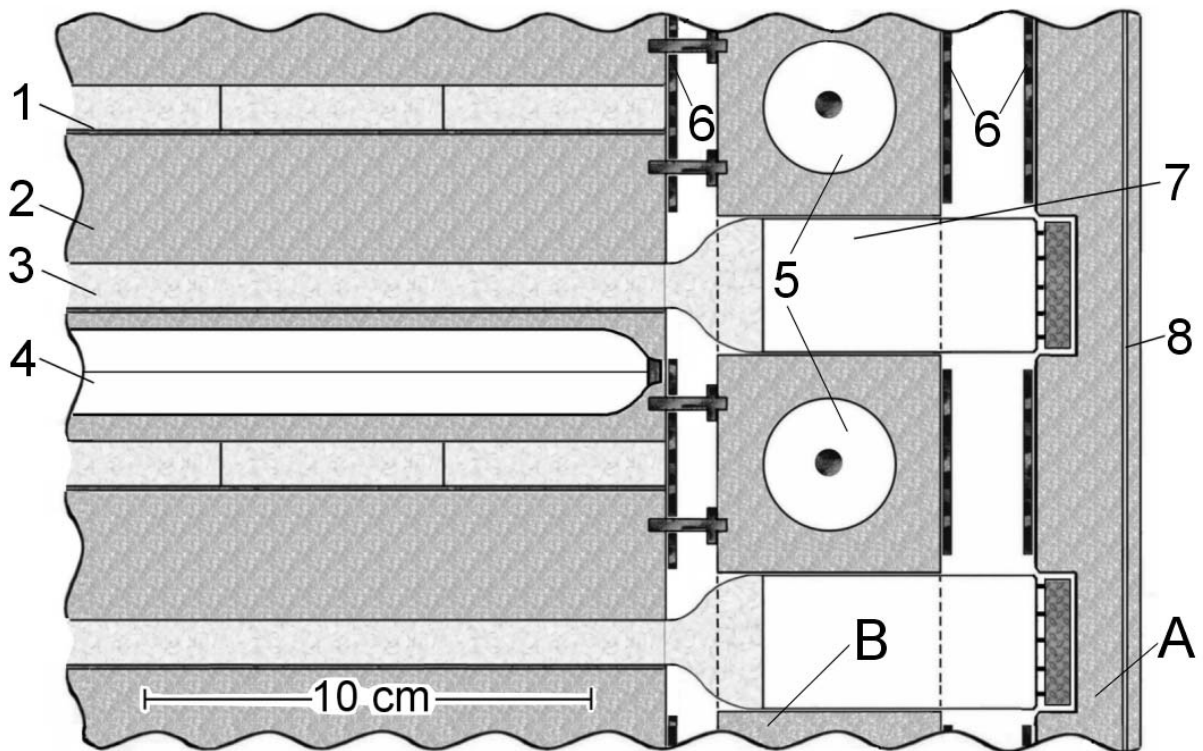


Рис. 12: Часть сечения сцинтилляторного блока и внешней части ИНКА. Обозначения те же, что на рис. 10 и 11.

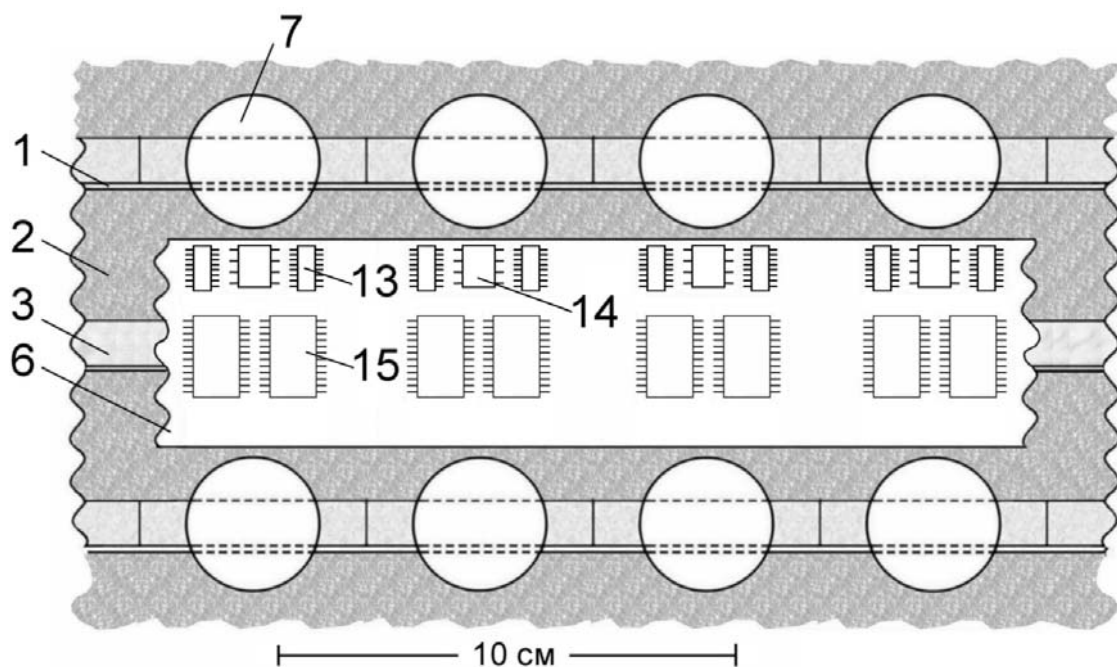


Рис. 13: Вид сбоку на сцинтилляторный блок. Обозначения: 1)– 12) – то же, что на рис. 10 и 11; 13) амплитудно-цифровой преобразователь AD7888AR; 14) операционный усилитель 544УД2; 15) сдвиговый регистр (преобразователь последовательного кода в параллельный код) 564ИР13 на основе CMOS технологии.

Таблица 2: Основные технические характеристики прибора ИНКА

Характеристика	Значение
Полный вес	11050 кг
Форма и геометрические размеры	правильный куб 220 × 220 × 220 см <sup>3</sup>
Число сцинтилляторов (5 × 1 × 200 см <sup>3</sup> )	2000
Число фотодетекторов (ФЭУ, фототриоды)	4000
Число лавинных фотодиодов	400
Число кремниевых пластин (5,5×5,5 см <sup>2</sup> ) ДЗ	8000
Число каналов регистрации с АЦП	16000
Число каналов регистрации интенсивности нейтронных и гамма импульсов	525
Потребляемая мощность	500 Вт
Объем первичной информации регистрируемого события	51 Кбайт
Ресурс работы научной аппаратуры	не менее 3 лет

Таблица 3: Распределение веса компонент прибора ИНКА

Название	Вес, кг
Свинец, полиэтилен и сцинтилляторы калориметра	10000
Газоразрядные нейтронные счетчики (120 шт. по 0,5 кг)	60
Фототриоды (4000 шт. по 0,07 кг)	280
Полиэтиленовый экран-рефлектор	150
Кремневый детектор заряда (ДЗ) на полиэтиленовой платформе (толщина 1 см)	500
Электронные каналы регистрации, система сбора, записи и хранения информации	60
Всего	11050

Таблица 4: Геометрические параметры компонент прибора ИНКА

Название	Размеры, см
Размеры калориметра	200 × 200 × 200
Толщина полиэтиленового экрана-рефлектора	5
Толщина платформы детектора заряда	1
Зазоры между калориметром, экраном-рефлектором и платформой ДЗ	4

Таблица 5: Распределение потребляемой мощности прибора ИНКА

Назначение	Напряжение, В	Мощность, Вт
Источник стабилизированного питания фототриодов и нейтронных счетчиков	2000	50
Источник стабилизированного питания зарядового детектора и лавинных фотодиодов	100	10
Источник питания каналов регистрации калориметра и зарядового детектора	5	240
Системы управления и сбора, записи, первичной обработки и хранения информации	–	100
Резерв мощности	–	100
Всего		500

Таблица 6: Объем первичной информации регистрируемого события.

Система	Число каналов	Объем информации на канал	Дополн. условия	Итого, Кбайт
Калориметр	8000	12 бит	2 АЦП на фототриод	12
Детектор заряда	8000	12 бит	1 АЦП на секцию (5,5×5,5 см <sup>2</sup> )	12
Система регистрации интенсивности запаздывающих частиц	525	1 байт	50 интервалов на канал	26
Системы мониторинга, управления	–	–	–	1
Всего				51

Таблица 7: Основные научно-физические характеристики ИНКА

Характеристика	Значение
Толщина в единицах пробега взаимодействия протона	4,6 $\lambda_{\text{int}}^p$
Толщина в радиационных единицах	13 $t_0$
Апертура прибора	$\sim 2,7 \pi$
Геометрический фактор	$\sim 20 \text{ м}^2\text{ср}$
Предельное угловое разрешение	$\sim 1'$



## 2.3 Детекторы

### 2.3.1 Сцинтилляторы

В проекте ИНКА принципиальным моментом является регистрация как заряженной ионизирующей компоненты, так и тепловых нейтронов, генерируемых при развитии ЯЭК в ИНКА. Создание эффективного сцинтилляторного детектора больших размеров, способного регистрировать сигналы от обоих компонент, представляет нетривиальную проблему. Это, во-первых, связано с относительно сильным поглощением светового сигнала на расстояниях до  $\sim 2$  м. Кроме того, при развитии ЯЭК от частиц ПКИ из области «колена» полные множественности термализованных нейтронов в объеме калориметра могут достигать значений  $\langle N_{neut} \rangle \gtrsim 10^6$ , хотя дифференциальные интенсивности по координатам (рис. 18 и 19) и времени будут заметно меньше. В водородосодержащих веществах средние времена термализации и диффузии термализованных нейтронов до захвата составляют  $\tau_{therm} \lesssim 2 \mu\text{с}$  и  $\tau_{capt} \gtrsim 100 \mu\text{с}$  (Табл. 8). Следовательно, необходимо регистрировать в счетном режиме нейтронные сигналы в течение длительного временного интервала  $\tau_{meas} \lesssim 300 \mu\text{с}$ . С другой стороны, поскольку нейтронные сигналы распределены во времени, амплитуда каждого отдельного сигнала достаточно мала. Кроме того, требуются высокая скорость обработки сигналов и временное разрешение  $\Delta\tau_{res} \lesssim 10$  нс.

Множественность заряженных частиц также достигает больших значений  $\langle N_{ch} \rangle \gtrsim 10^6$  (рис. 16), причем за время  $\tau_{ch} \sim 1 \mu\text{с}$ . Это требует от детекторов широкого динамического диапазона ( $\sim 10^7$ ).

Пространственное распределение заряженной компоненты имеет характерное значение  $R_{ch} \sim 10$  см. Распределение нейтронов – более широкое из-за процесса термализации ( $L_{therm} \lesssim 10$  см) и диффузии до захвата ( $L_{capt} \lesssim 10$  см) (Табл. 8).

Интенсивные сигналы, создаваемые ионизирующей компонентой и используемые для нахождения оси каскада, становятся слабее на концах сцинтиллятора. С другой стороны, при длине сцинтиллятора  $L_{log} = 200$  см и длине поглощения света в сцинтилляторе  $\lambda_{att}^{sc} \sim 50$  см, возможно измерять одну координату (вдоль оси полосы) с точностью  $\delta_x \sim 2$  см.

Методы регистрации замедленных нейтронов с помощью сцинтиллятора можно условно разделить на два типа: с локализацией точки его генерации и без локализации. Желательно использовать оба этих подхода, чтобы получить более полную информацию о развитии каскада.

В первом случае можно использовать пластические сцинтилляторы, содержащие  $^{10}\text{В}$ . При этом регистрируются продукты реакции  $^{10}\text{В}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . В 94% случаев эта реакция идет по каналу образования  $\alpha$ -частиц (1,47 МэВ) и возбужденного состояния  $^{7*}\text{Li}$ , которое быстро переходит в основное ( $^7\text{Li}$ ) с излучением  $\gamma$ -кванта с энергией 0,478 МэВ. В настоящее время исследуется полистирольный литьевой сцинтиллятор СЦ-331 [52], содержащий 2-3% природного бора со световыходом 56 – 60 % от антрацена, временем эмиссии света  $\sim 2$  нс и средней длине затухания  $\lambda_{att}^{sc} \sim 50$  см. Хотя  $\alpha$ -частица выделяет в ионизацию 2,5 МэВ, световыход сцинтиллятора СЦ-331 за счет эффекта тушения эквивалентен энергии  $\sim 130$  кэВ. Поэтому сигналы от нейтронов заметно слабее, чем от релятивистских заряженных

частиц и их регистрация при длине сцинтиллятора  $L_{\log} = 200$  см представляет серьезную проблему. Эту проблему можно решить использованием волоконных или полосковых световодов - сместителей спектра (с.с.с.) с  $\lambda_{\text{att}}^{\text{с.с.с.}} \sim 150$  см.

Все эти реакции характеризуются тем, что захватывающие тепловые нейтроны ядра распадаются на заряженные фрагменты, потери энергии которых уже и регистрируются.

Для регистрации выхода нейтронов в каскаде в целом, рассматриваются следующие дополнительные возможности, использующие регистрацию  $N_\gamma$   $\gamma$ -квантов, сопровождающих захват нейтронов и генерирующих мини-лавины вдали от места захвата нейтрона.

1. При захвате нейтронов ядром  $^{10}\text{B}$  излучается  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma = 0,478$  МэВ.

2. Водород, содержащийся в сцинтилляторах и полиэтилене, поглощает нейтроны с образованием ядер дейтерия и излучает  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma = 2,2$  МэВ.

3. Введение добавок кадмия или гадолиния с большим сечением поглощения тепловых нейтронов ( $\sigma_{\text{capt}}^{\text{Cd}} \sim 5300$  барн,  $\sigma_{\text{capt}}^{\text{Gd}} \sim 60000$  барн) в сцинтиллятор (или покрывающую его поверхность краску) ведет к испусканию  $\gamma$ -квантов ( $\langle N_\gamma \rangle = 4,1$  и  $4,6$ ) с суммарной энергией  $E_{\gamma \text{ tot}} \simeq 16,4$  и  $13,9$  МэВ, соответственно. Было показано, что при добавлении в органический сцинтиллятор пропионата или октоата кадмия при соотношении  $\text{Cd}/\text{H} = 0,0032$  изменения  $\lambda_{\text{att}}$  сцинтиллятора не наблюдалось [58, 59].

Оценки показывают, что использование вышеописанных методов регистрации вторичных  $\gamma$ -квантов позволяет существенно повысить эффективность регистрации тепловых нейтронов. С другой стороны, недостатком подобных методов является то, что сигналы прямо не связаны с местом захвата нейтронов. Поэтому желательно было бы применение обоих методов регистрации нейтронного сигнала, чтобы повысить надежность работы прибора, понизить нейтронный фон и исключить появление неожиданных эффектов, связанных с неучтенными или неизвестными процессами.

При детектировании выхода нейтронов сцинтилляторные детекторы работают в счетном режиме. Эти же сцинтилляторные детекторы должны будут регистрировать прохождение ионизационной компоненты в режиме измерения амплитуд. В области энергий «колена» сигнал будет очень большим. Это позволит использовать разность амплитуд, измеряемых на обоих концах сцинтилляторных полос, для определения координат осей каскадов в продольном направлении. В тестовых измерениях была достигнута точность  $\delta_x \sim 2$  см для полосы длиной 6 м. Кроме того, сигнал от ЯЭК в каждом из рядов должен регистрироваться в нескольких сцинтилляторных полосах шириной  $L_w = 2,5$  см. В этом случае энергетически взвешенный центр ЯЭК в поперечном направлении определяется с точностью  $\delta_y \sim 3$  мм. Так как для  $N_{\text{layer}}$  слоев суммарная точность измерений координат  $\delta \sim 1/\sqrt{N_{\text{layer}}}$ , для высокоэнергичных каскадов можно получить  $\delta \lesssim 1$  мм.

### 2.3.2 Нейтронные счетчики

Для регистрации нейтронов вблизи места их генерации предназначены 100 газовых счетчиков СНМ-17 ( $^3\text{He}$ , 7 атм) длиной 200 см, проходящие через полиэтилен в каждом 5-м слое, в котором они расположены на расстоянии 20 см друг от друга (рис. 10).

Вещество	Обычный полистирол $(\text{CH}_2)_n$		Борированный полистирол $(\text{CH}_2)_n + 0,6\% \text{ }^{10}\text{B}$		Детектор на основе $(\text{CH}_2)_n + 10 \mu \text{ Gd}$	
	1	2	1	2	1	2
Начальная энергия нейтрона $E_n$ , МэВ						
Длина термализации нейтрона $L_{\text{therm}}$ , см	6,38	8,07	3,95	4,97	6,34	8,05
Время термализации нейтрона $\tau_{\text{therm}}$ , $\mu\text{с}$	1.7	1.7	0.83	0.81	1.62	1.63
Длина миграции до захвата нейтрона, $L_{\text{capt}}$ , см	10.2	11.5	6.59	8.3	6.66	8.41
Время диффузии до захвата нейтрона, $\tau_{\text{capt}}$ , $\mu\text{с}$	100	99.8	2.45	2.43	4.24	4.23
Потери на захват нейтронов при термализации, %	0	0	$\sim 40$	$\sim 40$	0	0

Таблица 8: Параметры термализации и диффузии 1- и 2-МэВ нейтронов в чистом и борированном ( $0.6\%^{10}\text{B}$ ) полистироле, а также в наборе сцинтилляционных детекторов сечением  $2 \times 2 \text{ см}^2$  на основе полистирола, покрытых слоем гадолиния толщиной  $10 \mu\text{м}$ . Расчет проведен по коду LOENT на основе 28-групповых констант VNAV. Нейтрон считается термализованным, если после очередного акта рассеяния его энергия  $E_n \leq 0,215 \text{ эВ}$ . Т.к. потери нейтронов в процессе термализации в борированном полиэтилене достигают 40%, то цифры относятся к 60% нейтронов, избежавших захвата при термализации.

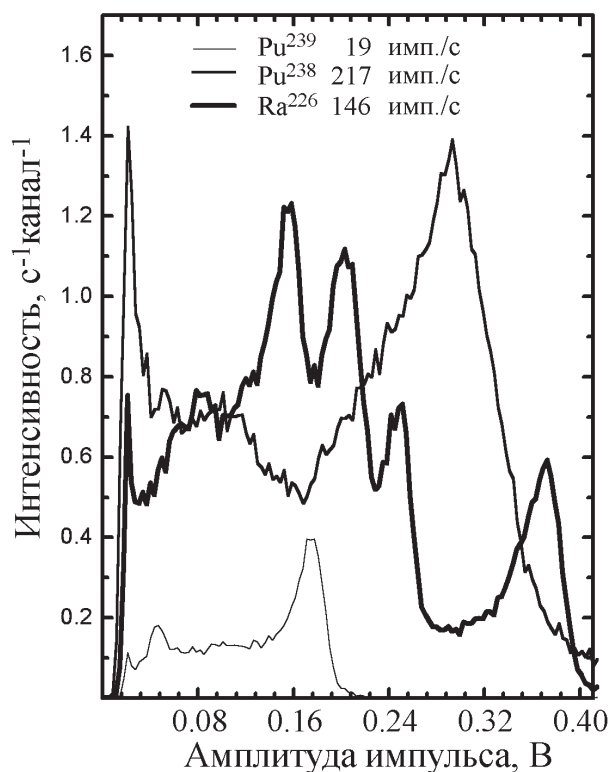


Рис. 14: Экспериментальный амплитудный спектр сигналов от одного из образцов кремниевое пиксельного детектора.

### 2.3.3 Фотодетекторы

Ионизационный сигнал от каскадов высокой энергии предполагается измерять вакуумными фототриодами, установленными на концах сцинтилляторов. Разность в аналоговых сигналах от двух противоположных фотодетекторов определяет позицию продольной оси ливня. Подобные фотодетекторы имеют широкий динамический диапазон ( $\approx 10^7$ ), простую конструкцию, низкий вес и цену, высокую надежность.

Нейтронный сигнал в сцинтилляторах необходимо измерять более чувствительными фотоприемниками. В настоящее время рассматривается возможность использования ФЭУ, а также лавинных фотодиодов, снимающих сигнал с оптического волокна, проходящего через сцинтиллятор. Кроме того, рассматривается возможность использования недавно разработанных пластиковых фоточувствительных пластин, установленных на поверхности сцинтилляторных полос (по несколько пластин на полосу) (рис. 11), что поможет снять проблемы поглощения не слишком сильных сигналов.

Использование регистрации задержанных  $\gamma$ -квантов, сопровождающих захват тепловых нейтронов ядрами Cd и Gd и характеризующихся большим энерговыделением по сравнению со случаем захвата нейтронов ядрами <sup>10</sup>B, позволяет существенно понизить требования к чувствительности фотодетекторов.

### 2.3.4 Зарядовые детекторы

В качестве основного варианта зарядовых детекторов в проекте ИНКА в настоящее время рассматриваются полупроводниковые зарядовые детекторы. Однако взамен обычно используемых полупроводниковых микростриповых детекторов, созданных на основе  $p-i-n$  диодов, предполагается применять разрабатываемые с нашим участием кремниевые пиксельные детекторы, использующие новую концепцию локально - инжекционного механизма для усиления активной биполярной  $n-p-n$  транзисторной структурой дрейфового компонента тока ионизации, создаваемого проходящей через нее заряженной частицей (см. подробнее в [1]). Разрабатывается матрично-структурный детектор с большим количеством ячеек, расположенных на кремниевой подложке и соединенных по принципу дублирования цепочек, подобно ДНК-молекуле, с высокими надежностью, чувствительностью, отношением сигнал-шум ( $\sim 10^2$ ), линейностью, временным ( $\sim 1$  нс) и пространственным ( $\sim 10 \mu\text{м}$ ) разрешением. Использование подобного детектора позволит существенно уменьшить потребность в усилителях, а также облегчить подавление обратного тока в зарядовом детекторе за счет использования временных и пространственных характеристик матрично-структурного детектора.

К настоящему времени были изготовлены и испытаны различные варианты образцов на кремниевой основе с удельным сопротивлением  $\rho$  от  $\sim 20$  до  $\sim 500$  Ом·см. На рис. 14 приведены амплитудные спектры сигналов, полученные при облучении источниками  $\alpha$ -частиц от  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  образца, содержащего пиксели с чувствительной областью  $l_{\text{pixel}} \simeq 75 \mu\text{м}$ , расположенные на расстоянии  $L = 100 \mu\text{м}$  и соединенные параллельно по схеме с открытой базой. Чувствительная область  $s_{\text{sens}} \sim (l_{\text{pixel}}/L)^2$  составляла  $\sim 50\%$  от общей площади. На рис. 14 хорошо видны четыре максимума, соответствующие попаданию в активные пиксели  $\alpha$ -частиц от четырех энергетических линий от  $^{226}\text{Ra}$ , характеризующиеся высокими амплитудами сигналов на выходе, получаемые без внешнего усиления. В целом, экспериментальные результаты соответствуют ожидаемым. Использование кремния с более высоким удельным сопротивлением ( $\rho \gtrsim 500$  Ом·см) позволит увеличить размер чувствительных пиксел. Переход к меньшим технологическим размерам базы ( $l_{\text{base}} \sim 1 \mu\text{м}$ ) позволит увеличить коэффициент усиления сигнала отдельных пиксел, пропорционального  $\sim (l_{\text{pixel}}/l_{\text{base}})^2$ . Использование всех вышеуказанных факторов в совокупности должно позволить добиться коэффициента заполнения площади детектора чувствительными пикселями  $s_{\text{sens}} \sim 100\%$ .

Для реального использования в качестве ЗД в настоящее время предполагается объединение ячеек в секции  $5,5 \times 5,5 \text{ см}^2$ . Наряду с вышеизложенным подходом возможно рассмотрение и более привычных подходов к конструированию ЗД.

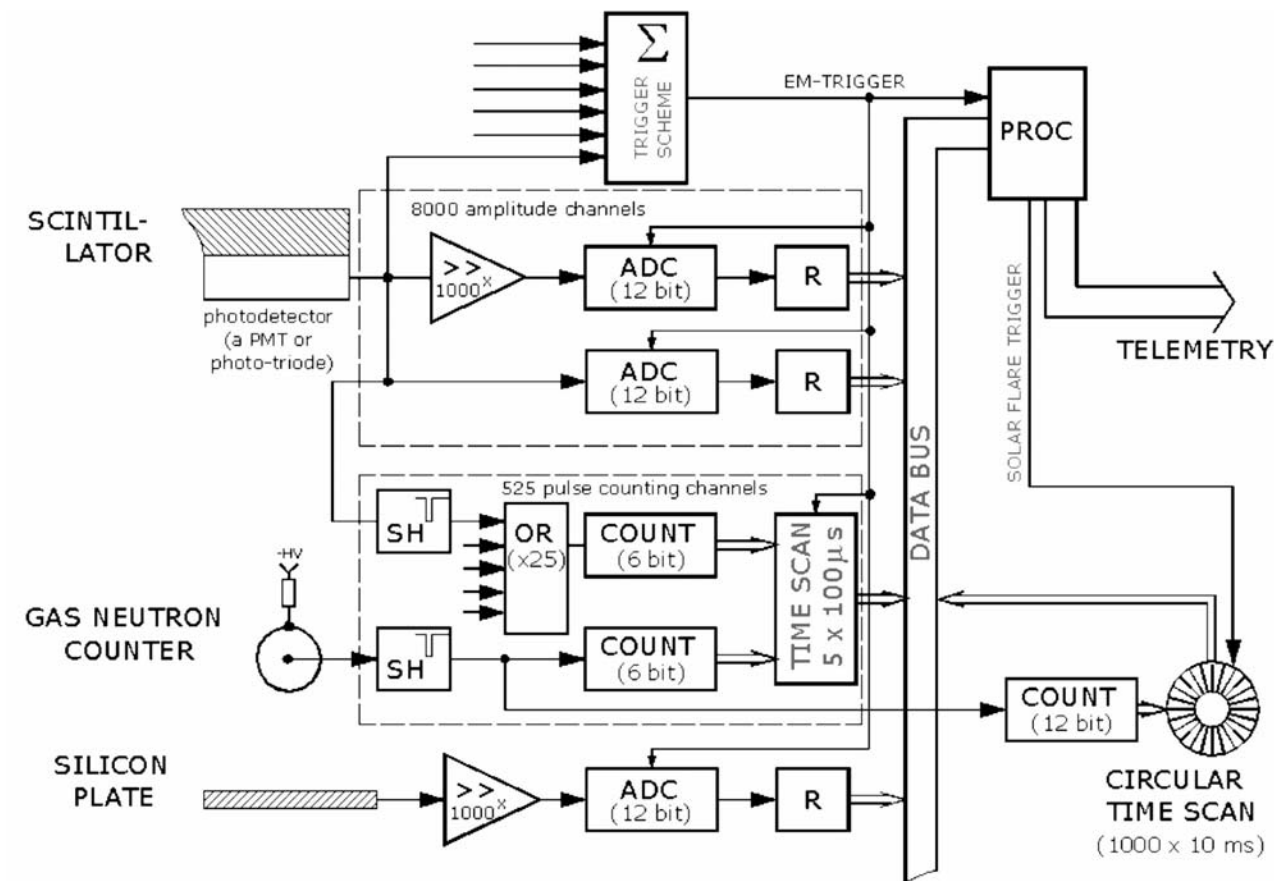


Рис. 15: Блок-схема системы сбора данных.

## 2.4 Система сбора данных калориметра ИНКА

Планируемой системой сбора данных калориметра ИНКА поддерживаются следующие функции.

1. Выработка триггерного сигнала при развитии ядерно-электромагнитного каскада внутри калориметра.
2. Прием, амплитудный анализ и сохранение данных по электронно-фотонной компоненте.
3. Подсчет и сохранение числа импульсов от нейтронных детекторов калориметра.
4. Поиск прямых нейтронов от солнечных вспышек

Блок-схема системы сбора данных представлена на рис. 15. Как и все составляющие рассматриваемого проекта, эта схема постоянно модифицируется, отражая в себе непрерывное развитие элементной базы микроэлектроники и появление новых типов электронных компонентов.

### 2.4.1 Триггерная схема

В качестве фотоприемников, преобразующих сцинтилляционные вспышки в электрические сигналы, в ИНКА используются фототриоды, лавинные диоды и малогабарит-

ные ФЭУ. Импульсы от фототриодов, установленных на торцах сцинтилляционных полос, поступают на схему выработки триггерного сигнала. Внутри этой схемы аналоговые сигналы от сцинтилляторов каждой из 50-ти детекторных плоскостей калориметра суммируются между собой таким образом, что напряжение на выходе схемы суммирования в каждый момент времени пропорционально общему количеству и сумме амплитуд сцинтилляционных сигналов от данной плоскости. Если в некоторый момент суммарное напряжение какой-либо плоскости превысит заданное пороговое значение, то схема вырабатывает управляющий сигнал – триггер, по которому управляющий системой процессор запускает программу регистрации события в калориметре. Для суммирования аналоговых сигналов от детекторов одной плоскости предполагается использовать классическую схему с резистивным или емкостным делителем напряжений, работающую совместно с интегральным операционным усилителем К144УД2 (СА3130), а для сравнения величины суммарных сигналов в различных плоскостях с заданным порогом – интегральный компаратор типа К597СА3 (АМ685). Для более надежного выделения каскадов и подавления фоновых срабатываний возможно применение более сложной логики выработки триггера – например, потребовать, чтобы триггер вырабатывался при одновременном превышении порогового уровня в нескольких соседних плоскостях калориметра, обеспечить возможность изменения триггерных условий непосредственно в процессе измерений по командам управляющего компьютера и т.п. Очевидно, что такие задачи легко решаются с помощью стандартных логических микросхем КМОП с малым энергопотреблением.

#### 2.4.2 Амплитудный анализ

Триггерный сигнал, вырабатываемый схемой суммирования, запускает аналого-цифровые преобразователи (АЦП), обеспечивающие перевод амплитуды импульсных сигналов с фотодетекторов в цифровой код. Преобразователи для ИНКА предполагается строить на базе интегральных микросхем АЦП типа AD7887, обладающих высоким быстродействием (8 мкс на цикл преобразования) и низким энергопотреблением (3.5 мВт в нормальном режиме работы с возможностью уменьшения до 5 мкВт при использовании режима энергосбережения). Поскольку каждая микросхема имеет динамический диапазон порядка 4000 ( $2^{12}$ ), а ожидаемый диапазон изменения амплитуды сцинтилляционного импульса составляет  $10^5 - 10^6$ , в каждом канале используются два элемента AD7887, причем на один из них входной сигнал поступает непосредственно от фотодетектора, а на второй – через линейный усилитель на интегральной микросхеме 5144УД2 с коэффициентом преобразования 1000. Таким образом, при любой амплитуде входного сигнала одна из микросхем АЦП оказывается в линейном режиме преобразования, а их общий динамический диапазон составляет около  $1.6 \cdot 10^6$  ( $2^{24}$ ).

Так как элементы AD7887 выдают цифровой код амплитуды входного сигнала в последовательном виде, перед загрузкой его в память управляющей машины требуется преобразование в параллельный вид. Эта операция выполняется регистрами на интегральных КМОП-микросхемах 564ИР13(ММ54С905). Поскольку эти регистры восьмиразрядные,

для каждого канала требуются три таких элемента (при 24-разрядной шине данных). Выходы регистров подключаются непосредственно к информационной магистрали системы; выборка нужного регистра производится согласно формируемому процессором адресному коду. Адресный код анализируется интегральными дешифраторами К1533ИДЗ(74LS154). Поскольку общее число амплитудных каналов в планируемом ИНКА составляет 8000, а каждый дешифратор обслуживает 16 регистров, общее число элементов К1533ИДЗ должно быть около 4100 ( $16^3$ ), а разрядность шины адреса должна составлять 16.

Аналогично изложенному строятся и амплитудные каналы, предназначенные для работы с лавинными фотодиодами ( $\sim 500$  каналов). Особенностью этих фотоприемников является их исключительно высокая квантовая эффективность, которая позволяет измерять сигналы от одиночных релятивистских частиц.

### 2.4.3 Счет нейтронных импульсов

Энерговыделение развивающегося внутри ИНКА ядерно-электромагнитного каскада в нейтронную компоненту измеряется по числу импульсов от нейтронных детекторов, поступивших в течение фиксированного интервала времени после прихода триггерного сигнала – временных ворот. Так как при этом регистрируются тепловые нейтроны, диффундирующие внутри калориметра, регистрация нейтронных сигналов может осуществляться теми же самыми сцинтилляционными детекторами, что и регистрация электронно-фотонной компоненты, при условии, что начало сбора нейтронных сигналов будет запаздывать на 5 – 10 мкс относительно триггера, а общая продолжительность временных ворот будет равняться  $\sim 2.5 - 3 \tau_{\text{сарт}}$ , т.е., в случае ИНКА, 300 – 500 мкс (для неборированного полиэтилена). Короткий промежуток перед началом подсчета нейтронов необходим для полного затухания электронно-фотонных сигналов; на протяжении этого времени происходит также термализация рожденных в ядерно-электромагнитном каскаде нейтронов.

В рассматриваемом проекте ИНКА предлагается использовать два способа регистрации тепловых нейтронов: покрытие внешней поверхности сцинтилляторов краской, содержащей гадолиний или кадмий и расположение внутри калориметра пропорциональных счетчиков, наполненных обогащенным изотопом  $^{10}\text{B}$  газом  $\text{BF}_3$ . В первом случае интенсивный захват тепловых нейтронов ядрами Ga или Ca приводит к излучению  $\gamma$ -квантов, регистрируемых сцинтиллятором, во втором – пропорциональный счетчик регистрирует заряженные продукты реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ .

Блок-схема, показанная на рис. 15, учитывает оба метода регистрации нейтронов. Так, сигналы установленных на сцинтилляторах фото-триодов, параллельно с подачей на АЦП, поступают на схемы формирования, которые вырабатывают из них стандартные по длительности и амплитуде импульсы. Для каждой группы из 25-ти соседних сцинтилляторов эти импульсы объединяются с помощью логических микросхем ИЛИ и подаются на пересчетную схему, в которой подсчитывается количество импульсов, поступивших в течение временных ворот. Такие же пары «формирователь – пересчетная схема» используются и в каналах регистрации, работающих с пропорциональными нейтронными счетчиками.



Формирователи сигналов, используемые в счетных каналах, представляют собой комбинацию усилителя с коэффициентом  $\sim 30 - 60$  и ждущего одновибратора на цифровой интегральной микросхеме. Усилители могут быть построены на интегральных элементах 514УД2 или на маломощных полевых транзисторах. В качестве одновибраторов применяются микросхемы 561АГ1 (CD4098BE). Для подсчета числа нейтронных импульсов предполагается использовать интегральные двоичные счетчики 176ИЕ1 или 176ИЕ2(ТА5971) емкостью на 64 ( $2^6$ ) или 32 ( $2^5$ ) импульса соответственно.

Двоичные коды числа нейтронных импульсов накапливаются в счетчиках в течение небольшого количества (5 – 10) последовательных временных интервалов длительностью по 100 мкс. По истечении каждого интервала эти коды, отдельно для каждого канала регистрации, переписываются в периферийную схему ОЗУ – блок временной развертки. В результате в этом ОЗУ, емкость которого должна быть порядка 40 – 80 кб, для каждого канала ИНКА собираются данные о временном ходе интенсивности нейтронов в течение длительности временных ворот. В данной работе такая зависимость называется временной разверткой интенсивности сигналов.

Началом отсчета времени в каждом зарегистрированном временном скане является момент прихода триггерного импульса.

Управление системой временной развертки нейтронных сигналов (отсчет интервалов длительностью 100 мкс, формирование кодов адреса и управляющих сигналов записи данных для ОЗУ) производится отдельным, автономным по отношению к центральному процессору, контроллером. По истечении 500 – 1000 мкс после момента триггера этот контроллер сигнализирует процессору о своей готовности к выдаче данных временной развертки.

#### **2.4.4 Поиск прямых нейтронов от солнечных вспышек**

Как предполагается, особенностью событий, связанных с нейтронами, которые поступают непосредственно от Солнца в моменты вспышек на его поверхности, должна быть их относительно большая продолжительность – ожидаемая длительность периода, в течение которого интенсивность нейтронных сигналов превышает фон, равняется десяткам и сотням миллисекунд. Для поиска таких событий в системе сбора данных ИНКА предусматривается специальный узел временной развертки большой емкости – на 1000 временных отсчетов для каждого из 100 газовых нейтронных счетчиков. На входы этой системы подаются сформированные нейтронные импульсы стандартной амплитуды и длительности.

В отличие от описанного выше ОЗУ временной развертки, используемого в счетных каналах ИНКА, данные в систему развертки большой емкости пишутся непрерывно по кольцевому принципу: достигнув последней ячейки памяти, счетчик адреса ОЗУ сбрасывается в ноль, и ее заполнение начинается сначала. Поскольку в этой системе принята большая длительность временного интервала (порядка 10 мс), то в памяти кольцевого ОЗУ в каждый момент времени доступна информация о ходе интенсивности нейтронов в течение последних десяти секунд.

Сканирование временного хода интенсивности в кольцевой системе развертки прекра-

щается после поступления сигнала о наличии солнечной вспышки. В качестве такового можно использовать сигнал от международной службы солнечных вспышек либо отдельный триггер от ориентированных на Солнце кристаллических NaI-сцинтилляторов, регистрирующих гамма- и рентгеновское излучение вспышки. После поступления такого сигнала кольцевая развертка продолжается на протяжении половины общего числа интервалов (т.е. 5 секунд), а затем приостанавливается и управляющий ею контроллер сигнализирует центральному процессору о своей готовности к выдаче данных.

#### **2.4.5 Управляющий процессор и математическое обеспечение**

Для управления системой сбора данных ИНКА предполагается использовать специализированные программы регистрации и одну из современных операционных систем реального времени, например, систему QNX.

Общий объем «сырой» информации, поступающей от детекторов ИНКА при регистрации каждого события, имеет величину  $\sim 1$  Мб. Как показывает опыт эксплуатации аналогичных систем сбора данных на Тянь-Шаньской высокогорной станции, выборка такого объема информации с применением современных быстродействующих шин типа PCI и процессоров класса «Пентиум» с тактовой частотой  $\sim 1$  ГГц занимает время порядка 0,3–0,5 сек. Тот же порядок будет иметь и мертвое время после отработки каждого триггера ИНКА. Архивация данных с применением стандартных алгоритмов сжатия приводит к уменьшению их объема на 80–90%. Следовательно, на современных жестких дисках объемом 50–100 Гб можно разместить порядка полумиллиона зарегистрированных событий.

Все рассмотренные узлы системы сбора данных (схема суммирования, 12-канальные амплитудные анализаторы, формирователи и счетчики нейтронных импульсов, различные разновидности схем временной развертки) реализованы на интегральных элементах TTL и активно используются в экспериментах по регистрации широких атмосферных ливней с применением нейтронных детекторов на Тянь-Шаньской высокогорной станции и в тестовых измерениях на ускорителе У-70 (г. Серпухов). В частности, система сбора данных создаваемого в настоящее время в рамках комплексной программы «АТНЛЕТ» большого ионизационно-нейтронного калориметра ИНКА-44 основана на описанных выше принципах и практически повторяет блок-схему рис. 15. Для применения этих же узлов в космическом эксперименте ИНКА потребуется только переработка их принципиальных схем с использованием современной элементной базы (микросхемы КМОП, микропроцессорные контроллеры и ПЛИС) без каких-либо изменений в логике.

Таблица 9: Некоторые характеристики двух версий ИНКА

Характеристика ИНКА	Версии калориметра	
	<i>A</i>	<i>B</i>
Полный вес, кГ	10000	9981
Геометрические размеры калориметра, см	200 × 200 × 200	188 × 188 × 188
Толщина в пробегах взаимодействия протона в радиационных единицах	4,6 $\lambda_{\text{int}}^p$ 13 $X_0$	4,5 $\lambda_{\text{int}}^p$ 21 $X_0$
Геометрический фактор	$\sim 20 \text{ м}^2\text{ср}$	$\sim 17,6 \text{ м}^2\text{ср}$

## 2.5 Версия ИНКА для изучения $\gamma$ -излучения

В настоящее время рассматривается вариант ИНКА (далее версия *B*), в котором улучшена регистрация электромагнитных частиц, в частности,  $\gamma$ -квантов. Оценки показывают, что при фиксированном весе прибора, увеличение толщины слоев свинца в каждом из рядов с 1 мм до 2 мм ведет к существенному росту толщины прибора в единицах радиационной длины, что позволяет заметно улучшить точность определения энергии электромагнитных каскадов и их выделения из фона, порождаемого протонами (благодаря большей интенсивности генерации испарительных нейтронов в каскадах от протонов). При этом может уменьшиться число слоев, а также несколько уменьшаются геометрические размеры, значения геометрического фактора и толщина в единицах пробега протона до взаимодействия.

В Табл. 9 приведены некоторые научно-физические параметры рассмотренного выше основного варианта прибора ИНКА (версия *A*) и одной из версий *B*. В последнем случае в каждом из 48 рядов значения толщины слоя полиэтилена и полос сцинтиллятора были равны 2,72 и 1 см, соответственно. Уменьшение величины геометрического фактора с  $\sim 20 \text{ м}^2\text{ср}$  до  $\sim 17,6 \text{ м}^2\text{ср}$  приведет к относительному увеличению статистических ошибок на  $\sim 10\%$ .

### 3 Концептуальные основы применения проекта ИНКА

Одним из важнейших концептуальных положений проекта ИНКА является использование в качестве поглотителя смеси веществ с минимальным и максимальным атомными весами. Это связано, с одной стороны, с тем, что в легких веществах существенно быстрее, чем в средних и тяжелых веществах, растет сечение взаимодействия адронов с энергией (на  $\sim 10\%$  при росте энергии на порядок). С другой стороны, тяжелые вещества используются для генерации нейтронов, выход которых растет нелинейно с атомным номером и для тяжелых ядер имеет вид  $\sim A^2$  (т.е. вырастает, например, в два раза при переходе от свинца к урану). При фиксированном весе прибора этим достигается максимальное значение толщины поглотителя (в пробегах взаимодействия) и максимальный выход нейтронов, используемый для измерения энергии и режекции электронов.

Анализ данных, получаемых в экспериментах, с одной стороны, со столь сложной аппаратурой, непредсказуемым откликом приборов, сильно флуктуирующим даже при фиксированных параметрах частиц, падающих на прибор, а с другой стороны, характеризующимися такими неконтролируемыми природными факторами, как энергия, тип, направление прилета частицы и место ее попадания на прибор, точка взаимодействия в аппаратуре, невозможен без тщательного моделирования процессов, происходящих в приборе, особенно, в случае применения новых идей и концепций. До настоящего времени были проведены оценочные расчеты, необходимые для (а) выработки концепции ионизационно-нейтронного калориметра; (б) оценки эффективности выделения каскадов от электронов из фона, создаваемого протонами и ядрами; (в) оценки точности измерения энергии каскадов от протонов и ядер в области энергий  $10^{15} - 10^{16}$  эВ при измерении ионизационного и нейтронного сигналов.

В основе моделирования использовался код MС0 [53], который принимает во внимание (а) мягкие взаимодействия адронов в рамках модели кварк-глюонных струн [54]; (б) широкий набор данных ускорительных экспериментов, включая генерацию струй, резонансов, чармированных частиц; (с) результаты экспериментов с рентген-эмульсионными камерами [55]. Применялась версия, немного модифицированная по сравнению с [53], которая учитывала (1) энергетические потери частиц на ионизацию и Комптон эффект; (2) генерацию испарительных нейтронов возбужденными ядрами после (i) адронных взаимодействий; (ii) неупругих взаимодействий  $\gamma$ -квантов; (iii) поглощение  $\gamma$ -квантов низких энергий ядрами через процесс гигантского резонанса.

На первом этапе моделировалось развитие ядерно-электромагнитных каскадов ЯЭК в многослойной периодической среде, в которой каждый слой содержал свинец ( $10 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ ) и полиэтилен ( $20 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ ). Свинец обеспечивал эффективную генерацию нейтронов, тогда как легкое вещество обеспечивает необходимое развитие ЯЭК и замедление нейтронов. Рассматривался только процесс генерации испарительных нейтронов, но не их дальнейшая история. Последующие термализация и диффузия нейтронов в веществе, краевые эффекты, эффективность нейтронных детекторов и счетчиков заряженных частиц, роль первичного спектра, реальная геометрия и отклик установки будут тщательно анализируются.

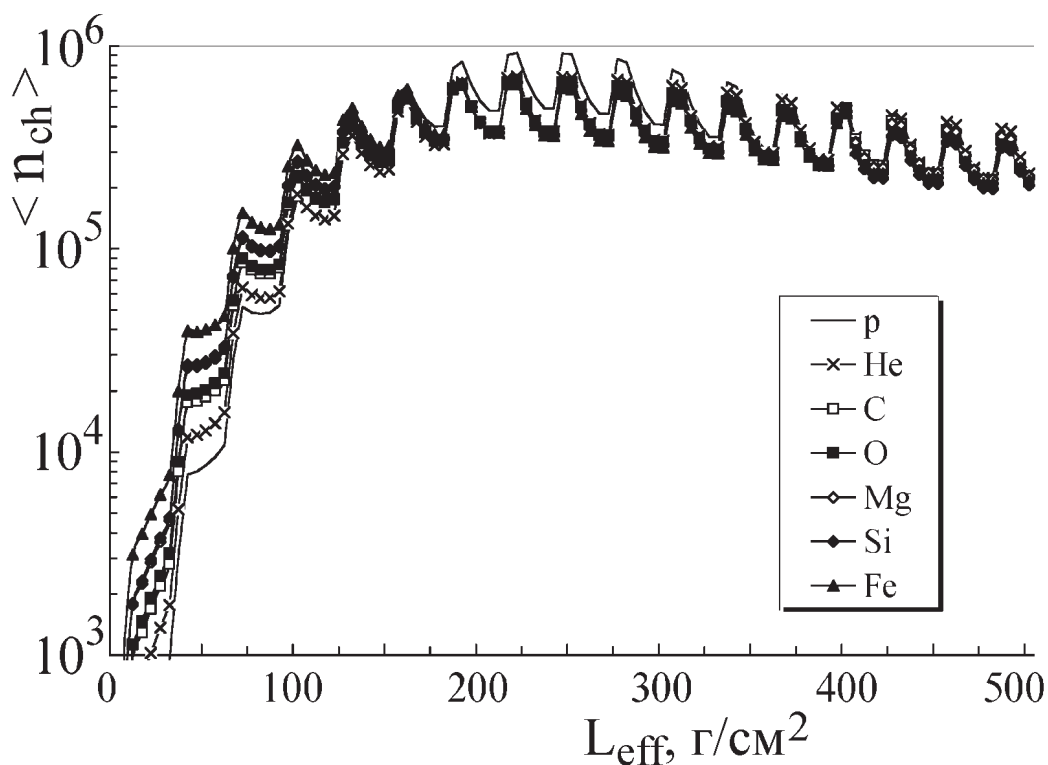


Рис. 16: Зависимость числа заряженных частиц в каскадах от протонов и ядер от  $L_{eff}$  ( $E_0 = 1$  ПэВ).

ваться на основе гораздо более детальных расчетов, проведенных с использованием современных кодов типа GEANT, разработанных специально для анализа экспериментальных данных в физике высоких энергий и используемых в крупнейших мировых ускорительных центрах, а также различных специализированных кодов, включая, например, код SHIELD [56, 57].

### 3.1 Измерение энергии первичных частиц

#### Измерение энергии по ионизационному сигналу

Возможности ИНКА по измерению энергии различных ядер ПКИ иллюстрируются на рис. 16, на котором показаны зависимости числа вторичных заряженных частиц в каскадах от 1-ПэВ протонов и ядер от  $L_{eff}$  – эффективной длины ЯЭК. Своеобразный вид кривых со многими пиками объясняется многослойной структурой ИНКА, включающей тяжелые и легкие вещества. Можно видеть, что максимальное число вторичных заряженных частиц соответствует глубинам поглотителя  $200-300 g \cdot cm^{-2}$ . Начиная с этой глубины каскадные кривые по существу независимы от массы первичного ядра. При меньших глубинах амплитуда ионизационного сигнала зависит от типа первичной частицы (см. 3.3). При меньших энергиях максимум каскада расположен ближе к началу ЯЭК.

Точность измерения энергии зависит, в первую очередь, от дисперсии числа каскадных частиц  $\sigma^2(n_{ch})$  при данной энергии. Рис. 17 демонстрирует зависимость от  $L_{eff}$  отношения

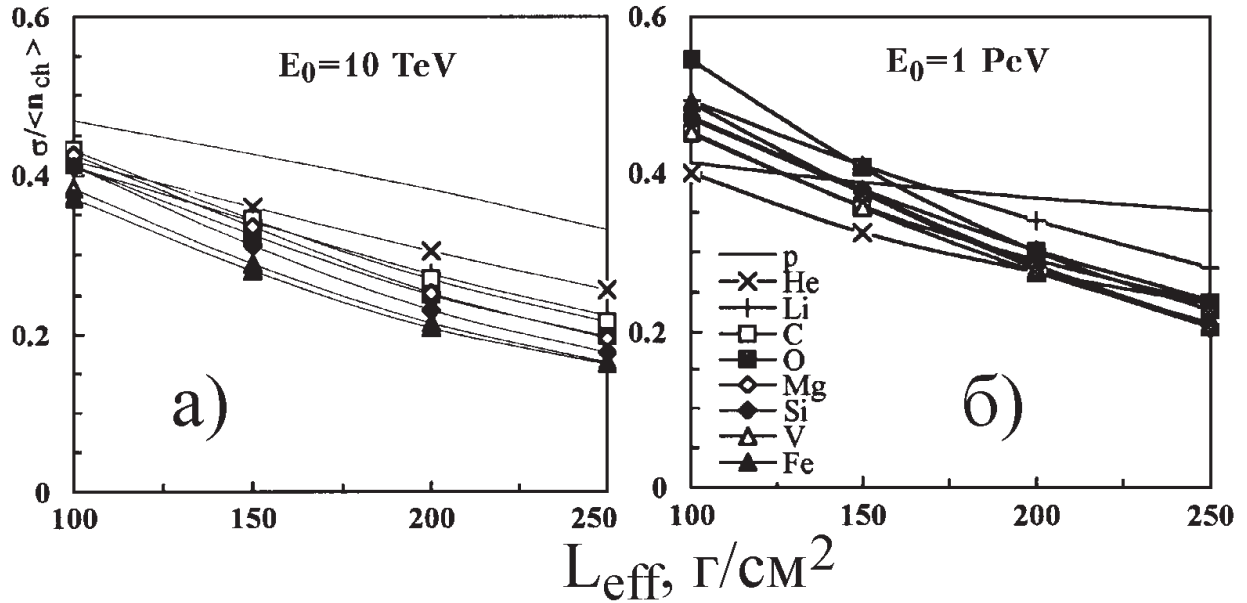


Рис. 17: Зависимость от  $L_{eff}$  отношения  $\sigma(n_{ch})/\langle n_{ch} \rangle$  для числа заряженных частиц в каскадах от первичных протонов и ядер с энергией (а) 10 ТэВ и (б) 1 ПэВ.

$\sigma(n_{ch})/\langle n_{ch} \rangle$  для числа заряженных частиц, проинтегрированного по  $L_{eff}$ , для каскадов, инициированных первичными протонами и ядрами с энергией (а) 10 ТэВ и (б) 1 ПэВ.

Как видно из рис. 17, относительная точность измерений мала на начальной стадии каскадов, но достигает приемлемого значения ( $\sim 30\%$  для протонов и еще меньше для ядер) на глубине максимума (250-300  $\text{g}/\text{cm}^2$ ). Использование начальной стадии только уменьшает точность измерения энергии, достигающей оптимума вблизи максимума ЯЭК.

### Измерение энергии по нейтронному сигналу

Очень важно, что интенсивность испарительных нейтронов может дать дополнительную информацию об энергии первичной частицы. В расчетах принималось, что средняя множественность испарительных нейтронов  $\langle n'_n \rangle$  на одно неупругое взаимодействие адрона (или фотона) с ядром свинца меняется с энергией взаимодействия от  $\sim 1$  при 10 МэВ до  $\sim 22$  при 2 ГэВ и остается почти постоянной при  $E \gtrsim 10 \text{ ГэВ}$  ( $\langle n'_n \rangle \approx 26$ ). Именно это позволяет использовать нейтронный сигнал для измерения энергии первичных частиц, если она достаточно высока ( $E \gg 10 \text{ ГэВ}$ ). Взаимодействия адронов дают главный вклад ( $\gtrsim 60\%$ ) в выход нейтронов даже на начальной стадии ( $x \lesssim 100 \text{ g}/\text{cm}^2$ ) развития ЯЭК от протонов при рассматриваемых энергиях. Этот вклад растет с энергией, тогда как соответствующая доля в каскадах от электронов равна только  $\sim 5\%$  (в этом случае  $\sim 95\%$  нейтронов рождаются через гигантский резонанс и неупругие взаимодействия  $\gamma$ -квантов).

Рис. 18 показывает энергетическую зависимость полного числа испарительных нейтронов от эффективной длины каскадов от первичных протонов в широком диапазоне энергий. Эта зависимость почти линейна в дважды логарифмической шкале. Зависимости для первичных ядер демонстрируют аналогичное поведение.

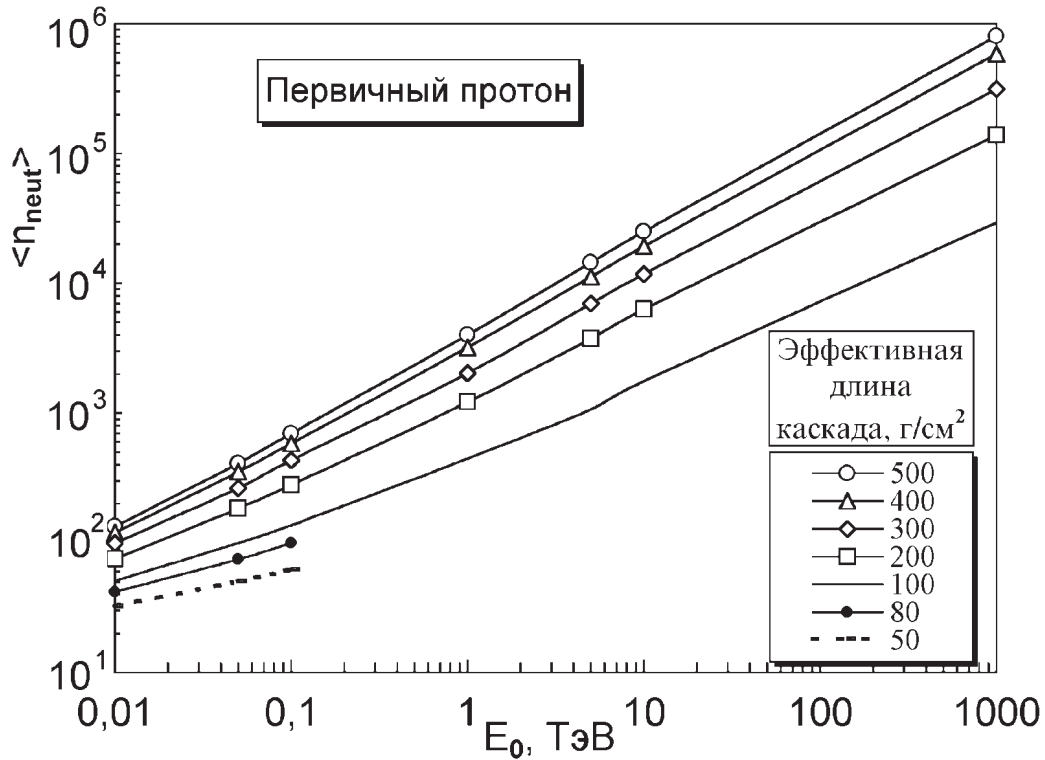


Рис. 18: Энергетическая зависимость полного числа испарительных нейтронов для первичных протонов при  $L_{\text{eff}} = 500, 400, 300, 200, 100, 80, 50$  г/см<sup>2</sup>.

Как видно из рис. 19, выходы испарительных нейтронов для каскадов от протонов и ядер железа отличаются примерно в два раза, начиная с глубин  $\sim 200$  г·см<sup>-1</sup>. При меньших глубинах амплитуда сигнала сильно коррелирует с типом первичной частицы. Этот факт может быть использован для оценки массового числа ядра (см. 3.3).

Точность измерения энергии по нейтронному сигналу иллюстрируется рис. 20, где показана зависимость от эффективной длины каскада отношения  $\sigma(n_{neut})/\langle n_{neut} \rangle$  для нейтронной компоненты, где  $n_{neut}$  - число нейтронов, проинтегрированное по эффективной длине развития ЯЭК, для каскадов от протонов и ядер с энергией 1 ПэВ.

Как видно из рис. 20, относительная точность измерений мала на начальной стадии каскадов. Однако стандартное отклонение достигает приемлемого значения ( $\sim 30\%$  для протонов и еще меньше для ядер), когда толщина прибора соответствует глубине максимума каскада (300 – 350 г·см<sup>-2</sup> в исследуемой области энергий). Моделирование показывает, что использование начальной стадии, как и в случае с ионизационной компонентой, уменьшает точность измерения энергии.

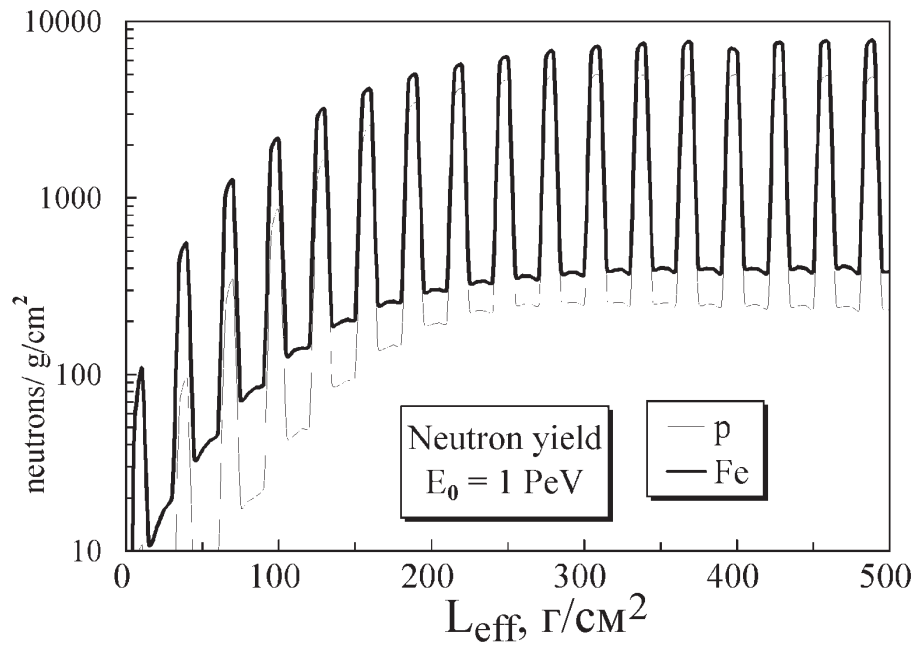


Рис. 19: Зависимость средней интенсивности генерации испарительных нейтронов (на 1  $\text{г}/\text{см}^2$ ) от  $L_{\text{eff}}$  для первичных протонов и ядер железа ( $E_0 = 1$  ПэВ).

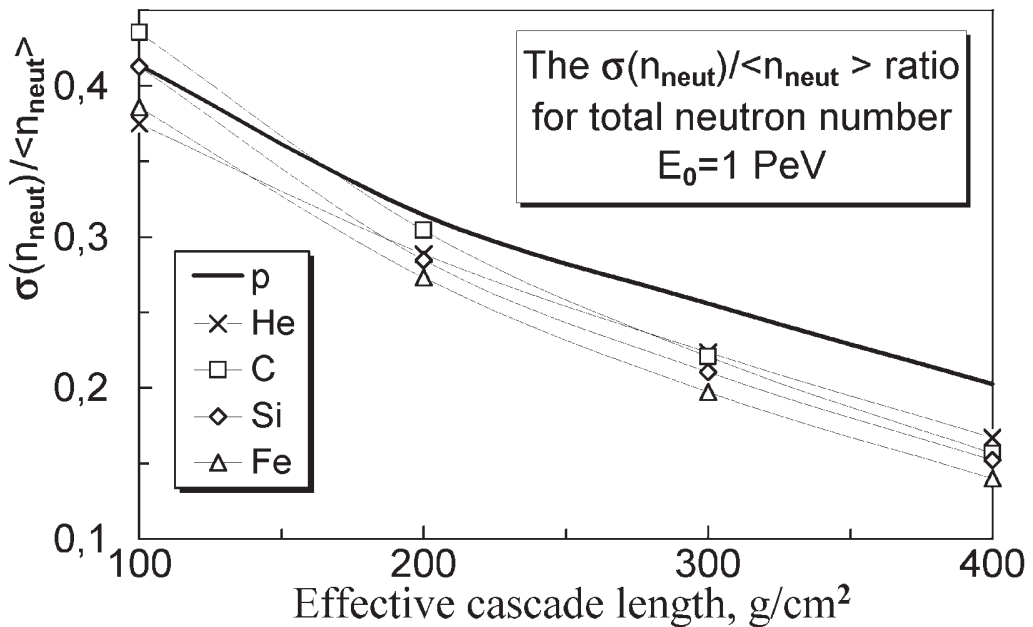


Рис. 20: Зависимость от  $L_{\text{eff}}$  отношения  $\sigma(N_{\text{neut}})/\langle N_{\text{neut}} \rangle$  для ЯЭК от протонов и ядер с  $E_0 = 1$  ПэВ.



### 3.2 Выделение первичных электронов из протонного фона

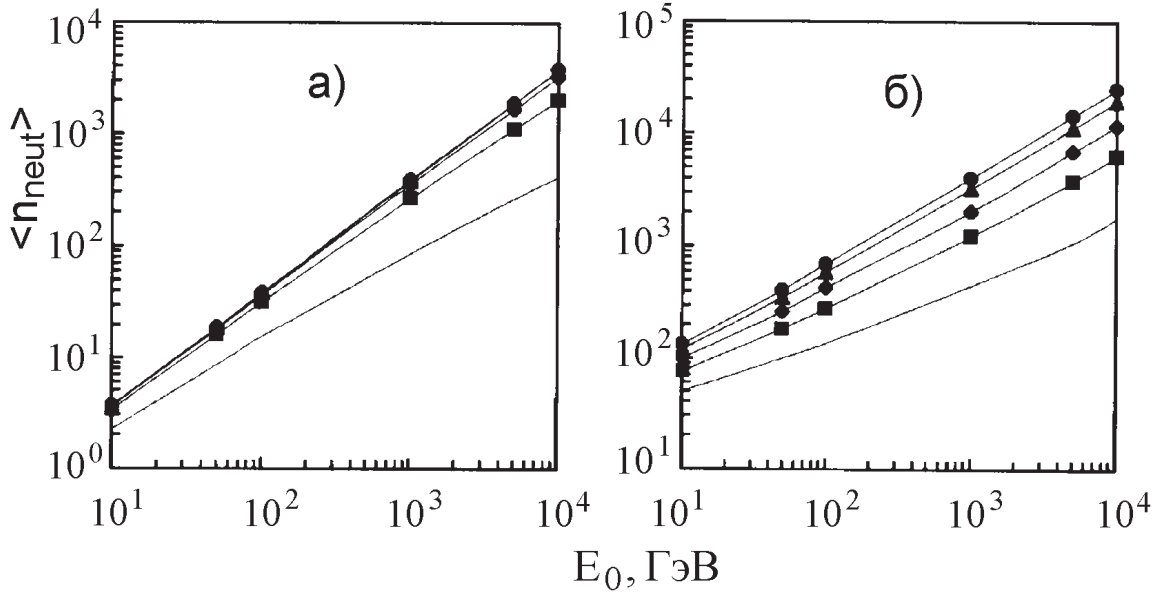


Рис. 21: Энергетическая зависимость полного числа испарительных нейтронов  $\langle n_{neut} \rangle$  в ЯЭК от (а) электронов и (б) протонов для различных  $L_{eff}$ : черные кружки, треугольники, ромбы, квадраты и линия соответствуют  $L_{eff} = 500, 400, 300, 200, 100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ .

Для выделения каскадов, инициированных электронами и  $\gamma$ -квантами, обычно используются два фактора подавления (режекции) протонного фона.

(1) Если зафиксировать начало каскада в пограничном слое из тяжелого материала (свинца) толщиной  $\Delta x \sim 10 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ , то доля провзаимодействовавших протонов равна  $K_1 = \Delta x / \lambda_{int}^{p-Pb} \simeq 1/20$ , т.е. дискриминируется  $\sim (1 - K_1) \simeq 95\%$  протонов.

(2) Если протон передает в 1-м взаимодействии в электромагнитную компоненту энергию  $E_\gamma$ , его энергия, в среднем, равна  $\langle E_p \rangle \approx E_\gamma / K_\gamma \approx 5E_\gamma$ . Поскольку интегральный спектр протонов  $I_p(> E_p) \propto E_p^{-1.7}$ , отношение эффективного потока протонов, выделяющих ту же энергию  $E_\gamma$ , что и электроны) к  $I_p(> E_p)$  определяется фактором  $K_2 \simeq 0.2^{1.7} \simeq 1/15$ . Т.е. дискриминируется  $\sim (1 - K_2) \simeq 93\%$  протонов. Использование факторов  $K_1$  и  $K_2$  оставляет только небольшую часть ( $K_1 \times K_2 \simeq 3 \times 10^{-3}$ ) каскадов, инициированных протонами в установке, которые могут имитировать каскады от первичных электронов с энергией  $E_e$ . Детектирование испарительных нейтронов позволяет ввести новый эффективный фактор режекции для дискриминации фона от протонов.

Энергетическая зависимость среднего числа испарительных нейтронов  $\langle n_{neut} \rangle$  в каскадах от электронов и протонов как функция  $L_{eff}$  показана на рис. 21. Можно видеть существенное различие между каскадами различной природы. Однако очевидно, что эффективное разделение возможно только в случае хорошего разделения соответствующих распределений вокруг средних значений. Расчеты показывают, что при достаточной величине  $L_{eff} \gtrsim 100 \text{ г}/\text{см}^2$ ) узкое распределение полного числа нейтронов в каскадах от электронов слабо перекрывается с широким распределением для каскадов от протонов.

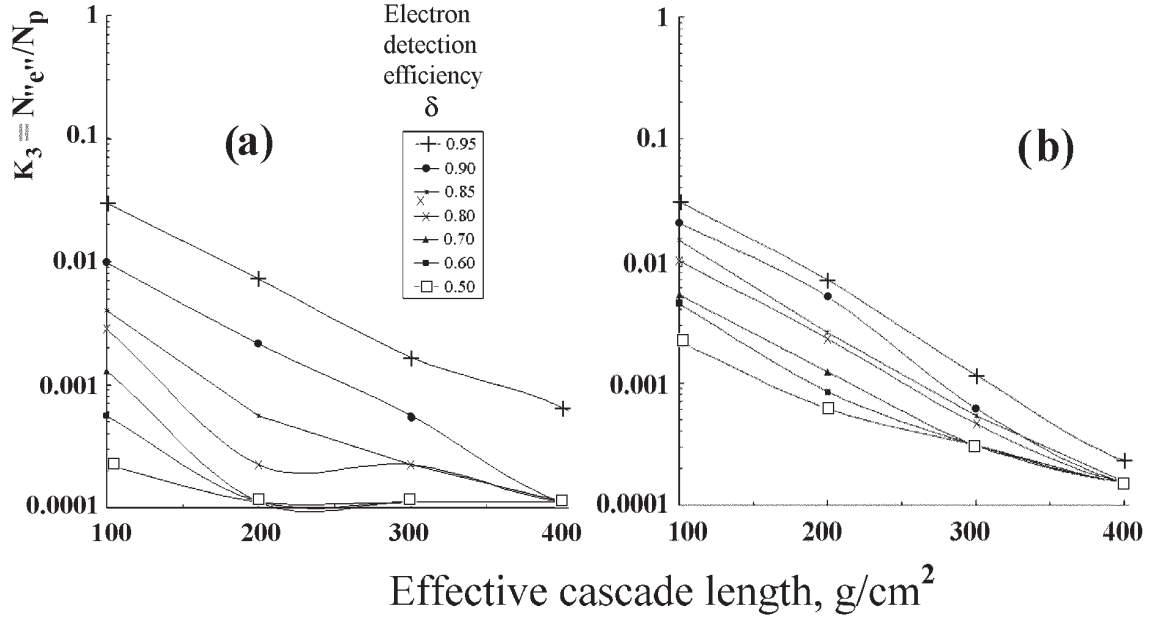


Рис. 22: Фактор режекции  $K_3$  для электроподобных каскадов от протонов как функция эффективной длины каскада  $L_{\text{eff}}$  для различной эффективности детектирования электронов  $\delta$  при (а)  $E_e = 100$  и (б)  $E_e = 1000$  ГэВ.

Концепция ИНКА использует это свойство как новый критерий для режекции электроподобных каскадов от протонов в дополнение к критериям  $K_1$  и  $K_2$ . Количественно, это может быть описано фактором режекции  $K_3$ , который зависит как от толщины поглотителя, так и от эффективности детектирования первичных электронов  $\delta$  (рис. 22). Здесь  $\delta$  – доля событий от электронов, оставшихся после отсечения каскадов из крыла распределения, перекрывающегося с крылом распределения каскадов от протонов. Даже для тонкого ( $\sim 100$  г/см<sup>2</sup>) прибора,  $K_3 \approx 10^{-2}$  при  $\delta = 0,9$ . Расчеты показывают, что фактор  $K_3$  слабо зависит от  $E_e$  до 10 ТэВ. Кроме того, мы можем реализовать критерий  $K_3$  даже в случае эффективности детектирования нейтронов около 10 – 20%.

При использовании регистрации тепловых нейтронов для выделения каскадов от электронов очень важен учет нейтронного фона, создаваемого частицами малых энергий. Оценим его интенсивность следующим образом. Число нейтронов, рождающихся в полном объеме прибора ИНКА за время  $t$  равно  $N_{\text{neutr}} \simeq J_{\text{CR}}(> E_{\text{min}}) \Gamma^* t \langle n_{\text{neutr}}(n(E_0, L_{\text{eff}})) \rangle$ , где  $J_{\text{CR}}(> E_{\text{min}})$  – интегральная интенсивность частиц ПКИ с энергией  $E > E_{\text{min}}$ ;  $\Gamma^* = C_E \cdot \Gamma'_{\text{max}} = 3,2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>ср – максимальный геометрический фактор прибора ИНКА;  $t_{\text{meas}} = 3 \cdot 10^{-4}$  с – время счета нейтронов для анализируемых событий;  $\langle n_{\text{neutr}}(n(E_0, L_{\text{eff}})) \rangle$  – среднее число нейтронов, создаваемых в приборе каскадом с эффективной длиной  $L_{\text{eff}}$  от частицы ПКИ с энергией  $E_0$ . В соответствии с [60] на высоких и низких широтах, соответственно,  $J_{\text{CR}}(> E_{\text{min}}) = 0,3$  и  $0,015$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>ср<sup>-1</sup>,  $E_{\text{min}} = 2$  и  $15$  ГэВ, и  $N_{\text{CR}} = 45$  и  $2,3$ . При изотропном падении на куб со стороной  $L$  (для ИНКА  $L = 200$  см) среднее геометрическое расстояние, проходимое частицами от входа до выхода из куба, равно  $\langle l \rangle = \frac{2}{3}L$ , чему соответствует количество вещества  $\langle \rho \rangle = \frac{2}{3}L\rho = 166$  г/см<sup>2</sup>.

Поскольку первичный протон проходит в среднем до первого взаимодействия путь  $\lambda_{\text{int}} \approx 85 \text{ г/см}^2$  (при  $E_p \simeq$  несколько ГэВ), эффективная длина среднего каскада  $L_{\text{eff}} = l_0 - \lambda_{\text{int}} \approx 80 \text{ г/см}^2$ . Подставляя расчетную зависимость  $n(E_0, L_{\text{eff}})$  (рис. 18) в выражение для  $\langle n_{\text{neutr}}(n(E_0, L_{\text{eff}})) \rangle$ , используя которое получаем, что среднее число нейтронов, рождающихся во всем приборе за время  $t_{\text{meas}} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ , равно  $N_{\text{neutr}} \sim 965 \pm 145$  и  $100 \pm 65$  на высоких и низких широтах, соответственно, что существенно ниже числа нейтронов в ЯЭК, генерируемых протонами в интересующей нас области энергий  $10^{12} - 10^{16} \text{ эВ}$ .

Если мы сможем выделять область, где генерируются, термализуются и поглощаются нейтроны, связанные с каскадом, то фон будет пропорционален ее объему. Поскольку пробеги термализации и поглощения нейтронов в борированном полиэтилене равны  $L_{\text{therm}} \lesssim 6 \text{ см}$  и  $L_{\text{capt}} \lesssim 10 \text{ см}$ , то поперечный линейный размер интересующей нас эффективной области можно оценить, примерно, как  $L_{\text{tr}} \simeq 20 \text{ см}$ . Следовательно, даже для каскада, начавшегося на границе установки и проходящего через всю установку ( $200 \times 200 \times 200 \text{ см}^3$ ), эффективный объем составляет  $\sim 1\%$  от полного объема (возможно, это значение будет несколько больше из-за недостаточно эффективного выделения области генерации). Интенсивность фона уменьшается во столько же раз. Кроме того, расчеты показывают (Табл. 8), что введение в сцинтиллятор добавок  $^{10}\text{B}$ ,  $\text{Cd}$  или  $\text{Gd}$ , во-первых, примерно в два раза уменьшает как  $L_{\text{therm}}$ , так и  $L_{\text{capt}}$ , т.е. уменьшает эффективную область; во-вторых, существенно уменьшает время захвата нейтронов  $\tau_{\text{capt}}$ , что позволяет уменьшить длительность времени счета нейтронов  $t_{\text{meas}}$ . В конечном счете, все эти факторы позволяют дополнительно (и весьма существенно) снизить интенсивность фона.

### 3.3 Оценка массового числа частицы. Поиск «Кентавров»

На начальной стадии каскада для оценки массового числа частицы могут использоваться как нейтронный, так и ионизационный сигналы. Как видно из рис. 23 и 24, на этой стадии различие по амплитуде между сигналами, как ионизационным, так и нейтронным, между каскадами от протонов и каскадами от ядер железа достигает одного порядка.

Рис. 25 and 26 показывают распределения числа заряженных частиц на глубине  $50 \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}$  и полное число нейтронов, проинтегрированное по эффективной толщине  $\Delta = 40 \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}$ , соответственно, для ЯЭК от протонов и ядер железа с энергией 1 ПэВ. Как можно видеть, распределения для различных типов частиц существенно различаются, хотя определенное перекрытие имеет место.

Расчеты показывают, что стандартные отклонения дифференциальных распределений по числу нейтронов в сравнительно тонких слоях вещества равны, примерно, 35% и 15% для каскадов от протонов и ядер железа, соответственно. Это позволяет разделять основные группы ядер ( $p$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{CNO}$ ,  $\dots$ ,  $\text{Fe}$ ). В то же время остается возможным детектирование гипотетических частиц с очень большой массой и относительно малым зарядом. Однако это требует детектирования нейтронов, генерированных именно на начальной стадии развития ЯЭК, а не их полного числа.

Наконец, в этой же области лежит задача поиска гипотетических «Кентавров», т.е.

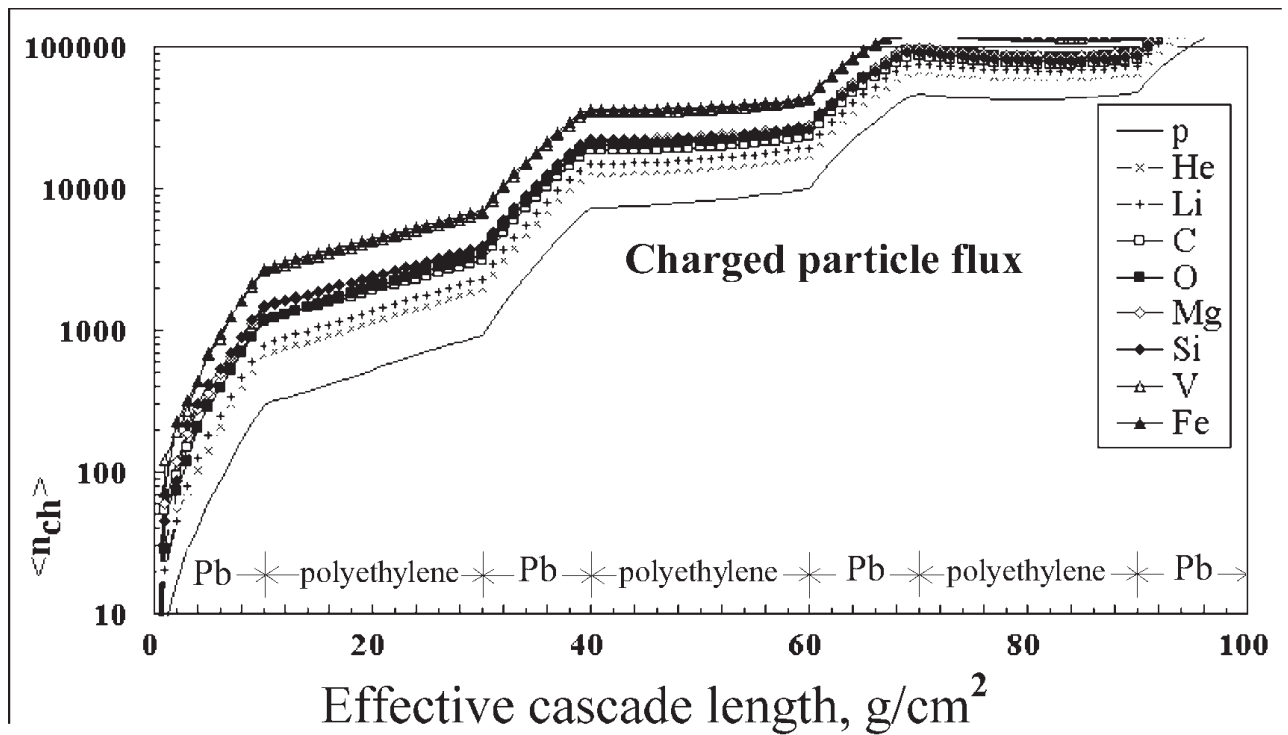


Рис. 23: Зависимость множественности заряженных частиц на начальной стадии каскада от  $L_{\text{eff}}$  для первичных протонов и ядер с энергией  $E_0 = 1$  ПэВ.

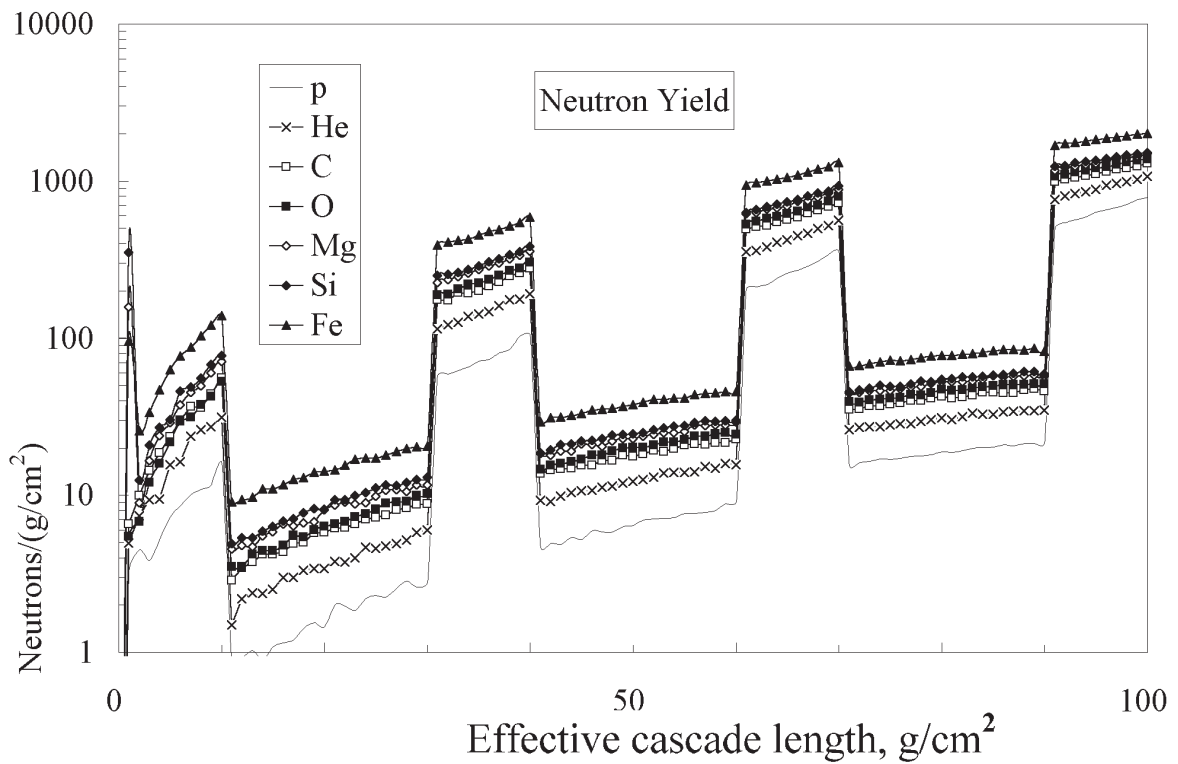


Рис. 24: Зависимость средней интенсивности генерации испарительных нейтронов (на 1 г/см<sup>2</sup>) на начальной стадии каскада от  $L_{\text{eff}}$  для протонов и ядер с энергией  $E_0 = 1$  ПэВ.

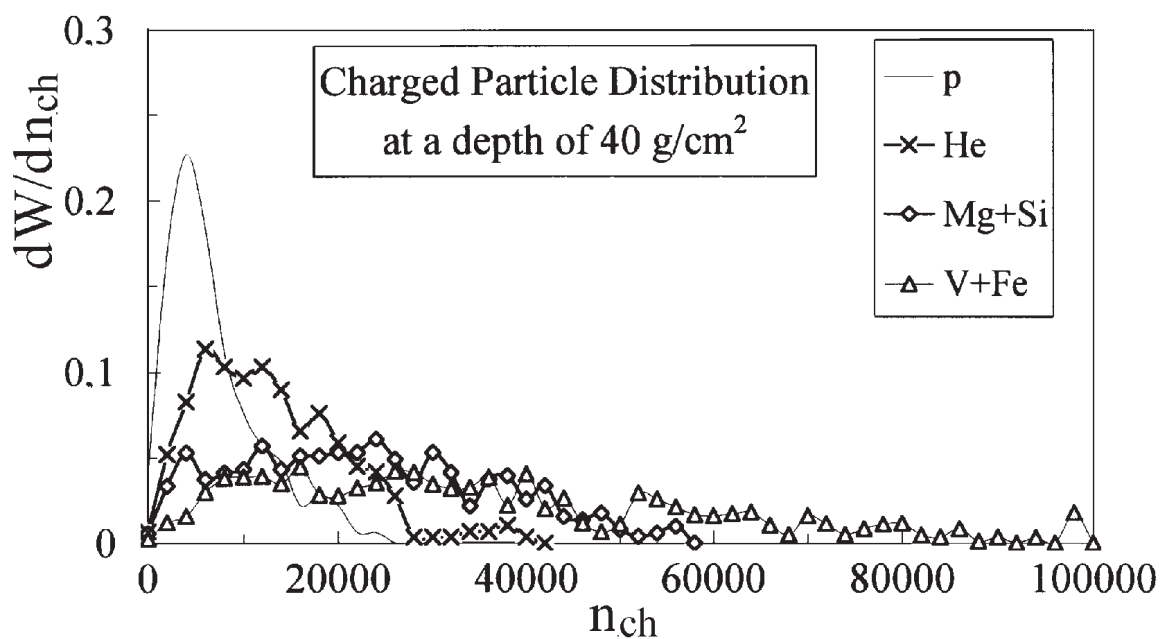


Рис. 25: Распределения числа заряженных частиц на глубине  $50 \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}$  для каскадов, инициированных протонами и различными ядрами с энергией 1 ПэВ.

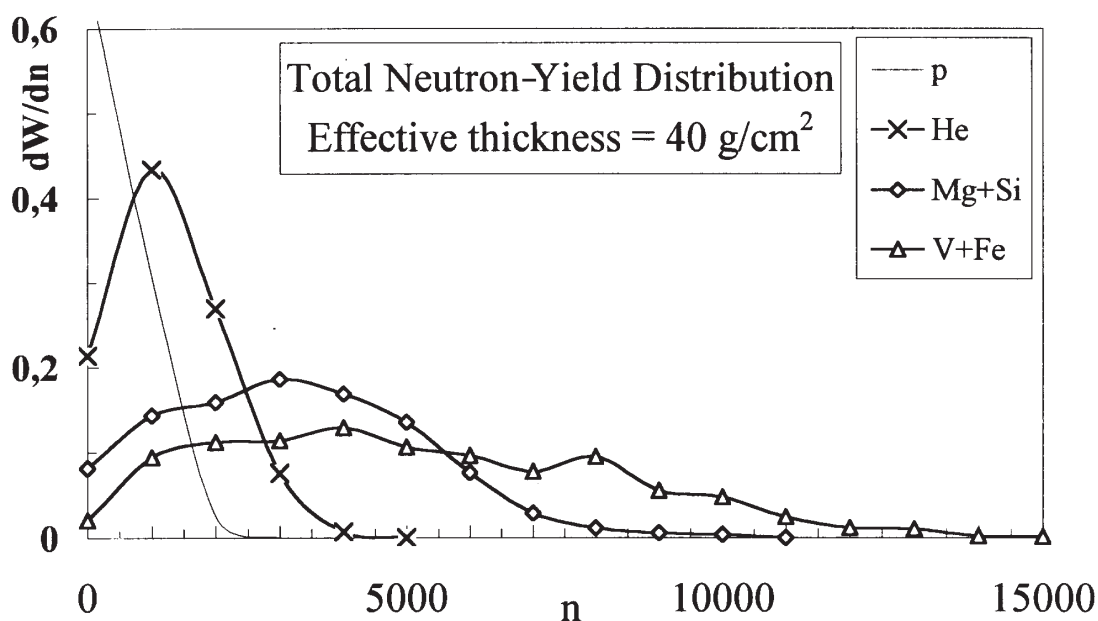


Рис. 26: Распределения полного числа нейтронов, проинтегрированного по эффективной толщине  $\Delta = 40 \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}$ , для каскадов, инициированных протонами и различными ядрами с энергией 1 ПэВ.

взаимодействий, в которых генерируются, главным образом, стабильные адроны (барионы,  $\pi^\pm, \dots$ ), но очень мало (или совсем нет) нейтральных пионов. В этом случае начальная стадия каскада должна напоминать ЯЭК от тяжелого ядра, т.е., при большом числе нейтронов должен наблюдаться относительно низкий ионизационный сигнал, но при этом первичные частицы должны иметь достаточно большой пробег до взаимодействия ( $\gtrsim \lambda_{int}^p$ ).

### 3.4 Геометрический фактор прибора

Одной из принципиально новых идей в прямых исследованиях космических лучей высоких энергий, предлагаемой в настоящем проекте, является использование легкого материала (полиэтилена) как основного материала поглотителя, что позволяет получить максимальный геометрический фактор прибора, недостижимый всеми другими методами. Для его точного вычисления необходимо принять во внимание влияние критериев отбора событий, краевых эффектов, функций отклика аппаратуры и т.д., что требует детальных расчетов и будет проведено в ходе дальнейшей разработки проекта. Поэтому на данном этапе ограничимся качественными оценками.

Геометрический фактор ИНКА ( $\Gamma = S\Omega$ ) определяется  $4\pi$ -геометрией, если иметь в виду, что прибор, находящийся вдали от Земли, может регистрировать частицы, пересекающие его практически в любом направлении. Максимальное значение  $\Gamma$  можно получить, используя для куба с линейным размером  $L = 2$  м формулу [60]  $\Gamma'_{\max} \simeq 4\pi L^2 \simeq 48 \text{ м}^2\text{ср}$ . Потребовав, чтобы траектория частицы всегда проходила через две противоположные стороны куба, получаем для них  $\Gamma_{1/6} = \pi L^2/4$  [61], а для куба —  $\Gamma'_{\min} = 6 \Gamma_{1/6} \simeq 20 \text{ м}^2\text{ср}$ , что является минимальной оценкой, поскольку это требование является довольно жестким.

Из  $4\pi$  необходимо вычесть пространственный угол  $\Omega_E$ , под которым видна Земля с радиусом  $R_E = 6371$  км. Для высоты  $H \simeq 400$  км над ее поверхностью  $\Omega_E = 2\pi(1 - \cos \alpha)$ , где  $\alpha = \arcsin\{R_E/(R_E + H)\}$ ,  $C_E = 1 - \Omega_E/4\pi = 0,5(1 + \cos \alpha) \approx 0,67$ , и  $\Gamma_{\text{real}} = C_E \Gamma' \simeq 13 - 32 \text{ м}^2\text{ср}$ . Для дальнейших оценок примем эффективное значение  $\Gamma_{\text{eff}} \simeq 20 \text{ м}^2\text{ср}$ .

Для детекторов с большим числом слоев, состоящих из отдельных длинных блоков и регистрирующих только ионизирующую компоненту, необходимо исключить случаи, когда траектория прихода частицы очень близка к направлению одного из блоков (т.н. «мертвые» углы). В этом случае, необходимо умножить  $\Gamma_{\text{eff}}$  на  $C_{\text{dead}}$  — фактор, учитывающий этот эффект. Оценим его следующим образом. Для случая, когда направление прихода частицы близко к направлению блока калориметра, потребуем, чтобы ось каскада проходила через середины, как минимум, четырех полос длиной  $L = 200$  см и шириной  $d = 2,5$  см, расположенных рядом, т.е. общее смещение  $l = 7,5$  см. Тогда для одной стороны куба "мертвый" телесный угол, определяемый направлением полосы, равен  $\omega_{\text{dead}} \approx \pi l^2/L$ . Прибор имеет 4 стороны, подверженные влиянию эффекта, но при отсутствии определенной ориентации аппарата периодически одна из этих сторон (нерабочая) будет обращена к Земле. Тогда среднее число этих сторон равно 3,3 и мы имеем  $\Omega_{\text{dead}} \approx 3,3 \omega_{\text{dead}} \approx 0,93 \pi$  и  $C_{\text{dead}} = 1 - \Omega_{\text{dead}}/4\pi \approx 0,77$ .

Однако в ИНКА фундаментальным моментом является регистрация нейтронов, рас-

пределенная и по объему, и по времени. В этом случае ситуация принципиально меняется, и результат вообще слабо зависит от направления прихода первичной частицы.

## 4 Заключение

- Предложен новый эффективный метод для прямых измерений спектра и массового состава космических лучей в области «колена»  $10^{15} - 10^{16}$  эВ и спектра первичных электронов при  $10^{11} - 10^{13}$  эВ, основанный на применении прибора принципиально нового типа – ионизационно - нейтронного калориметра, перспективного для будущих экспериментов, а также применении, освоении и разработке новых технологий детектирования частиц.
- Предложен новый эффективный метод для измерения энергии каскадов (дополнительно к традиционному методу измерения ионизации), основанный на детектировании термализованных испарительных нейтронов, позволяющий увеличить надежность измерений в области сверхскоростных энергий, где существуют большие теоретические неопределенности.
- Предложено использовать легкий материал (полиэтилена) как основной материал поглотителя, что позволяет при неизменном весе резко увеличить геометрический фактор прибора до значений, недостижимых всеми другими методами.
- Предложен новый эффективный метод для разделения первичных электронов и протонов, позволяющий добиться полного коэффициента режекции  $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$  при  $E_e > 1$  ТэВ.
- Разрабатывается новый полупроводниковый детектор для исследования частиц, не имеющий мировых аналогов.

## Список литературы

- [1] Aleksandrov K.V., Ammosov V.V., Chechin V.A. *et al.*, The Modern Conception of the INCA Project, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) (2003) 122, 427;  
Chubenko A.P., Mukhamedshin R.A. *et al.*, The Modern Concept of the INCA Project, Proc. 28th ICRC, Tsukuba (2003), 2221;  
Mukhamedshin R.A. *et al.*, The Russian-US INTREPID Project, Proc. 28th ICRC, Tsukuba (2003), 2225;  
Aleksandrov K.V., Ammosov V.V., Chubenko A.P. *et al.* The INCA Project: Present Status and Outlook. Nucl.Phys. B (Proc. Suppl.) (2002) v. 113, 344;  
Александров К.В. и др. Проект ИНКА для исследования спектра первичного космического излучения, Изв.РАН, сер.физ. (2002) т. 66, № 11, с.1624-1626 ;  
Aleksandrov K.V. *et al.* A New Method of Ionization-Neutron Calorimeter for Direct Investigation of High-Energy Electrons and Primary Nuclei of Cosmic-Rays up to the «Knee» Region, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A459. (2001) 135.  
Aleksandrov K.V., Ammosov V.V., Chubenko A.P. *et al.*, The INCA Collaboration: Present Status and Outlook, Proc. 27th ICRC, Hamburg (2001), V. 1, 217.  
Mukhamedshin R.A. *et al.* New approach to separation of electromagnetic and hadron cascades and to energy measurement in detection of primary particles. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. V. 97, p.189.  
Aleksandrov K.V. *et al.*, The INCA project for direct studies of primary cosmic rays up to the «knee» energy range  $10^{15} - 10^{16}$  eV. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 75A (1999) 269.  
Aleksandrov K.V., Ambrosio M., Ammosov V.V. *et al.*, The INCA Project, III & IV. Proc. 26th ICRC, Salt Lake City. 1999. V. 1, pp. 219, 203 & 215;  
Аммосов В.В., Мерзон Г.И., Саито Т. *и др.* Исследование характеристик ионизационно-нейтронного калориметра в адронных пучках (4-70 ГэВ) ускорителя ИФВЭ. Письма в ЖТФ, 1998, Том 24, № 20, стр 35-42.  
Мерзон Г.И.и др. О возможности увеличения режекции протонов при регистрации первичных электронов космического излучения с помощью ионизационно-нейтронного калориметра, Письма в ЖТФ (1998) Том 24, № 18, с. 66-73.  
Aleksandrov K.V. *et al.*, The INCA Project for Direct Studies of Primary Cosmic Rays up to the «Knee» Energy Range  $10^{15} - 10^{16}$  eV. Preprint FIAN, № 47 (1998).
- [2] Kulikov G.V. and Khristiansen G.B., JETP 35 (1958) 635.
- [3] Peters B. 1959, 6th ICRC, Moscow, (1957) vol. 3, 157
- [4] Zatsepin G.T. *et al.* 1962, Izv. AN SSSR, ser. fiz., 26, 685.
- [5] Ptuskin V.S. *et al.* 1993, Astron. Astrophys., 268, 726
- [6] Hillas A.M., 16th ICRC, Kyoto (1979) vol. 8, 7
- [7] Stamenov J.N. *et al.* 20th ICRC, Moscow (1987), 1, 410



- [8] Biermann P.L. 1993, 23rd ICRC, Calgary (1993) Inv.,Rapp.,High. Papers, 45
- [9] Berezhko E.G. *et al.* 1996, JETP, 82, 1
- [10] Protheroe R.J., Szabo A.P. 1994, Astropart. Phys., 2, 375
- [11] Nikolsky S.I. 1993, Bull.Russ. Acad. Sci., 57, 595
- [12] Yakovlev V.I. Proc. 24th ICRC, Rome (1995) 1, 446
- [13] Petrukhin A.A. Proc. 27th ICRC, Hamburg (2001), 5, 1768.
- [14] Erlykin A.D. and Wolfendale A.W. 1997, J. Phys.G: Nucl. Part. Phys., 23, 979
- [15] Erlykin A.D. and Wolfendale A.W., 1997, Astropart. Phys., 7, 1.
- [16] Erlykin A.D. and Wolfendale A.W., 2001, J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. 27, 1005.
- [17] Chechin V.A. and Tsarev V.A., Proc. Russian Cosmic Ray Conf. 1998, Moscow.
- [18] Chechin V.A. *et al*, *Kratkie Soobsheniya po Fizike*, to be published
- [19] Yoshida K. *et al.*, Proc. 28th ICRC, Tsukuba (2003), 3, 1993; astro- ph/0308470
- [20] Zatsepin V.I. *et al.*, Proc. 28th ICRC, Tsukuba (2003), 1829; Ahn H. S. *et al.*, *ibid*, 1833
- [21] M.Müller *et al.*, 28th ICRC, Tsukuba (2003), 1, 101; Roth M. *et al.*, *ibid*, 139.
- [22] Amenomori M. *et al.*, 28th ICRC, Tsukuba (2003), 1, 107; *ibid*, 143.
- [23] J.R. Hoerandel. Astropart. Phys. 19, 193 (2003).
- [24] Nikolsky S.I., Stamenov J.N., and Ushev S.Z., Nucl. Phys. **B13** (1987) 883.
- [25] Shen C.S., Astrophys. J. 162 (1970) L181.
- [26] Kobayashi T. *et al.*, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City (1999) V. 3, 62.
- [27] Nishimura J. *et al.*, Proc. 23th ICRC, 2 (1993) 128.
- [28] Atoyan A.M. *et al.*, Phys. Rev. D52(6), 1995, 3265.
- [29] Nishimura J. *et al.*, Proc. 24th ICRC, Rome, 3 (1996) 29.
- [30] Ashenbach B., Egger R., and Trümper J., Nature **373** (1995) 587.
- [31] Erlykin A.D. and Wolfendale A.W., 2002, J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. 28, 359.
- [32] Bogdan T.J. and Volk H.J., A&A 122 (1983) 129.
- [33] Heinbach U. and Simon M., ApJ, 441 (1995) 209.

- [34] Fichtel C.E. *et al.*, *Astron. Astrophys.*, 1993, vol. 97, p. 13.
- [35] Bhat P.N. *et al.*, *Astron. Astrophys.*, 1987, vol. 178, p. 242.
- [36] Mayer-Hasselwander H.A. *et al.*, *Proc. 23rd ICRC (Calgary)*, 1993, vol. 1, p. 180.
- [37] Zyskin Yu. and Mukanov D., *Proc. 19th ICRC (La Jolla)*, vol. 1, p. 177.
- [38] Lominadze J.G. *et al.*, *Astrophys. Space. Sci.*, 1983, vol. 90, p. 19.
- [39] Cheng K.S. *et al.*, *Astrophys. J.*, 1986, vol. 300, p. 500.
- [40] Michel F.C., *Rev. Mod. Phys.*, 1982, vol. 54, p. 1.
- [41] Sacher W. and Schonfelder V., *Space Sci. Rev.*, 1983, vol. 36, p. 249.
- [42] Acharya B.S. Ground Based  $\gamma$ -ray Astronomy in India. Past, Present and Future. *Proc. 29th ICRC, Pune (2005). Highlight Papers.*
- [43] Coultre P. Cosmic Ray Observation and Results from Experiments Using LEP Detectors at CERN. *Proc. 29th ICRC, Pune (2005). Highlight Papers.*
- [44] Stirling A. Colgate, *Solar Physics*, 1988, vol. 118, p. 1.
- [45] Chupp E.L. *et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, 1982, vol. 263, p. L95.
- [46] Dimopoulos S. *et al.*, *Phys.Rev.* D41(1990)2355.
- [47] Joffe B.L. *et al.*, *Acta Phys. Polonica* B12(1981) 229.
- [48] Rujula A.de, Glashow S.L., and Uri Sarid, preprint CERN-TH.
- [49] Saito T. *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* 65 (1990) 2094.
- [50] A.Ohsawa, E.H.Shibuya, M.Tamada. The Exotic Characteristics of Centauro-I - A model to describe Centauro-I. *Proc.29th ICRC, Pune (2005).*
- [51] Безруков Л.Б. и др. ЯФ. 1973. Т. 17, С. 98.
- [52] Britvich G.I. *et al.*, *Instr. & Experimental Techniques* 45/5 (2002), 644.
- [53] Fedorova G.F. and Mukhamedshin R.A. *Bull. Soc. Sci. Lettr. Lodz, Ser. Rech. Def.* 1994. V. XVI, p.137.
- [54] Shabelsky Yu., *Zh.Phys.C* **38** (1988), no. 4, 569.
- [55] Pamir Collaboration, *Proc. 22nd ICRC, Dublin, 1991, V.4, P.* 113.

- [56] Dementyev A.V. and Sobolevsky N.M. SHIELD - Universal Monte Carlo Hadron Transport Code: Scope and Applications. Proc of Third Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE3), KEK, Tsukuba, Japan, May 7-9, 1997. KEK Proceedings 97-5, Ed. H.Hirayama, p.21.
- [57] Dementyev A.V., Sobolevsky N.M., and Stavissky Yu.Ya. Nucl. Instr. and Meth., A374 (1996) 70.
- [58] Власов Н.А. Нейтроны. М.: Гостехиздат, 1955.
- [59] Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика, М.: Атомиздат, 1968.
- [60] Григоров Н.Л. Космические исследования. 1997. Т.35. С.339-342;  
Григоров Н.Л., Кахидзе Г.П. Космические исследования. 2001. Т.39. №5. С.556-557.
- [61] Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.:Атомиздат, 1979.