ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК (ИЯИ РАН)

Космогенные нейтроны в низкофоновых подземных экспериментах

ДИССЕРТАЦИЯ на соискание ученой степени доктора физико-математических наук 01.04.16 – физика элементарных частиц и атомного ядра

Алексей Семенович Мальгин

Москва, 27 декабря 2018

Актуальность диссертации

<u>Космогенные нейтроны</u> - нейтроны, образуемые мюонами космических лучей

Существующие подземные лаборатории H > 2.5 км в. э.

- ✓ БНО (Баксан, Россия, 4800 м в.э.),
- ✓ LNGS (Gran Sasso, Италия, 3800 м в.э.),
- ✓ LSM (Modane, Frejus, Франция, 4800 м в.э.),
- ✓ SNOLAB (Sudbury, Канада, 6200 м в.э.),
- ✓ Sanford Lab (Homestake mine, США, 4850 м в.э.)
- ✓ Soudan (Minnesota, США, 6000 м в.э.),
- ✓ Kamiokande (Kamioka, Япония, 2700 м в.э.),
- ✓ Canfranc (Испания, 2500 м в.э.),
- ✓ Boulby (Англия, 2850 м в.э.),
- ✓ CJUL (Jinping, Китай, 6700 м в.э.)

 $\Phi_n^{pad} / \Phi_n^{cg} > 5.10^2$

 $H \approx 9$ км в.э. $\Phi_n^{\ \mu} \approx \Phi_n^{\ \nu}$ H = 6.7 км в.э. (Jinping, Китай) $\Phi_n^{\ \mu} / \Phi_n^{\ \nu} \approx 20$



Характеристики космогенных нейтронов

- ✓ Выход нейтронов Y_n (E_µ, A) n/µ/(г/см²)
 ✓ Скорость образования R_n = I_µ(H) Y_n (E_µ, A)(n г⁻¹с⁻¹).
 ✓ Поток нейтронов Φ_n = R_nl_nρ = I_µ(H) Y(E_µ, A) l_nρ (n ⋅ см⁻²с⁻¹).
 ✓ Энергетический спектр F(T_n)

Пространственное (поперечное) распределение

Временная зависимость потока сд-нейтронов

Цели и задачи диссертации

Целью диссертации является установление характеристик потока cgнейтронов в зависимости от средней энергии \overline{E}_{μ} потока мюонов под землей и массового числа вещества А.

С этой целью решались следующие задачи:

а) определение связи выхода сд-нейтронов с энергопотерями мюонов и массовым числом А;

б) установление процессов образования сд-нейтронов;

в) определение формы энергетического спектра генерации и спектра изолированных сд-нейтронов;

г) установление пространственного (поперечного) распределения сgнейтронов в веществе;

д) определение временной зависимости потока сд-нейтронов.

- Глава 1. Выход космогенных нейтронов.
- Глава 2. Феноменология выхода космогенных нейтронов.
- Глава 3. Расчеты выхода сд- нейтронов в зависимости от E_{μ} и A.
- Глава 4. Энергетический спектр космогенных нейтронов.
- Глава 5. Пространственное распределение космогенных нейтронов.
- Глава 6. Сезонные вариации потока космогенных нейтронов и средней энергии мюонов космических лучей под землей



O. G. Ryajskaya and G. T. Zatsepin, in Proc. of 9th ICRC 1, 987 (1965)

Эксперимент	Энергия, ГэВ	Н,	Y × 10-4, <i>n</i> /µ /(г/см2)				
		м.в.э.	ужс	УFe	YCd	YРb	1
Ann, 1954	10.0 ± 6.3*	20		0.98 ± 0.01		$\textbf{2.43} \pm \textbf{0.13}$	1
Bergamasco, 1970	10.0 ± 6.3*	60				4.8 ± 0.6	
Горшков, 1971	11.0 ± 6.6*	40		1.32 ± 0.30		4.03 ± 0.36	1
Hertenberger 1995	13.0 ± 7.2	20	0.20 ± 0.07				1
Boeh 2000	16.5 ± 8.1	32	0.36 ± 0.03				1
АНС, Безруков73	16.7 ± 8.2	25	0.47 ± 0.05 0.36 ±0.05 ♣				
Горшков, 1971	$17.8\pm8.4^{\ast}$	80		1.69 ± 0.30	3.3 ± 0.4	5.66 ± 0.36	1
Bergamasco, 1970	20 ± 9*	110				6.8 ± 0.9]
Горшков, 1968	40 ± 12.6*	150	_	$\textbf{3.31} \pm \textbf{0.96}$	10.3 ± 4.3	11.56 ± 1.1	1
DayaBay, Ann 2017	63.9 ± 3.8	250	1.026± 0.086				1
АНС, Безруков73	86 ± 18	316	1.21 ± 0.12 0.93± 0.12♣				
Blyth 2015	89.8 ± 2.9	610	1.19 ± 0.21				1
Горшков, 1970	110 ± 21*	800				17.5 ± 3.0]
АНС, Ряжская86	125 ± 22	570	2.04 ± 0.24 1.57+ 0.24		_]
DayaBay, Ann 2017	143.0 ± 8.6	860	1.703 ± 0.122				1
Abe, 2010	260 ± 8	2700	2.8 ± 0.3				1
ZEPLIN-II, Reichhart 2013	260 ± 32	2850	_			34 ± 1	1
ZEPLIN-III, Reichhart 2013	260 ± 32	2850	—			58 ± 2	1
LSM, Kluck 2015	267+8-11	4850	—]
Bergamasco 1973	280 ± 33	4300				116 ± 44]
LVD, Агафонова 2015	280 ± 18	3100♥	4.1 ± 0.5]
LVD, Агафонова 2013	280 ± 18	3100♥	3.3± 0.5♣	16.4 ± 2.3			
LVD, Агафонова 2015	280 ± 18	3100♥		16 ± 4			
LVD, Агафонова 2015	280 ± 18	3100♥	3.6±0.3	14.3 ± 1.6			
LVD, Persiani 2011	280 ± 18	3100♥	3.2 ± 0.2	$\underline{19.0\pm1.0}$			
Borexino, Bellini2013	283± 19	3800	$\overline{3.10\pm0.11}$				
LSD, Aglietta 1989	385 ± 39	5200					
LSD, Мальгин 2013	385 ± 39	5200	4.1±0.6♣	20.3 ± 2.6			

змерения выхода ейтронов с 1954 по 2017

Представление выхода Y_n в зависимости от E_u и A $Y_n(E_\mu) = c_A E_\mu^{\alpha}, \quad Y_n(A) = c_E A^{\beta}, \quad \alpha, \beta - \text{const}$ $\alpha \sim 0.6 - 0.8$, $\beta \sim 0.7 - 1.0$ Подгоночные коэффициенты **FLUKA 2000 FLUKA 2003** Geant4 8.2.p01 Geant4 6.2 Exp. data [n/µ/(g/cm²)] [n/µ/(g/cm²)] 10 LUKA2000-fit A : 4.0E-6±8.E-8 0.75±0.004 Carts Of the LUKA2003-fit :3.1E-6±5.E-8 0.79±0.002 Geant4 8.2.p01 Geant4 8.2.p01-fit 0.823 Geant4 6.2 4.2E-6±1.E-7 LUKA 2003 - 9 0.70±0.005 FLUKA 2003 5.33E-5 Geant4 6.2-fit LUKA 2000 LUKA 2000 -A : 7.5E-6±6.E-7 1.85E-5 0.62±0.02 10 10 10 100 1000 10 100 atomic weight muon energy [GeV] Зависимость выхода У_п от атомного номера Зависимость выхода Y_n от энергии мюонов вещества

Факторизация выхода:

$$C_n(E_{\mu}, A) = c E_{\mu}^{\ \alpha} A^{\beta}, c_A = c A^{\beta}, c_E = c E_{\mu}^{\ \alpha}$$

6



Энергетический спектр космогенных нейтронов

F^s(T_n) — спектр нейтронов «в источнике» (спектр генерации); F^{is}(T_n) — спектр изолированных нейтронов

Измерения

Спектр генерации сg-нейтронов $F^{s}(T_{n})$: КАRMEN, 2002, $E_{\mu} \sim 15$ ГэВ, $T_{n} = (10 - 80)$ МэВ; LVD, 2009, $E_{\mu} \sim 280$ ГэВ, $T_{n} = (30 - 400)$ МэВ; LNGS, 2011, $E_{\mu} \sim 4$ ГэВ, $T_{n} = (5 - 400)$ МэВ; Soudan, 2014, $E_{\mu} \sim 4$ ГэВ, $T_{n} = (10 - 60)$ МэВ.

Спектр изолированных сд-нейтронов F^{is}(T_n):

Ваrton, 1985, $\overline{E}_{\mu} \sim 20$ ГэВ, $T_n = (10 - 50)$ МэВ; АСД, 1987, $\overline{E}_{\mu} \sim 125$ ГэВ, $T_n = (20 - 90)$ МэВ.

Энергетические спектры генерации нейтронов МК-расчет



Вопросы:

1) соответствует ли зависимость $T^{-\alpha}$ процессам генерации сg-нейтронов и показателем α какой величины можно характеризовать спектр $F^{s}(T_{n})$ в области $T_{n} > 30$ МэВ до и после «перегиба»;

2) при какой энергии T_n^{ch} изменяется форма спектра и какие процессы вызывают его перегиб;

3) возможно ли «обрезание» спектра и если «да», то в результате какого процесса и при какой энергии;

4) какую долю в полном выходе составляют ev-нейтроны;

5) как величины, перечисленные в пунктах 1 – 4, зависят от энергии мюонов и массового числа *A*.

Образование нейтронов в πА – столкновениях (рассмотрение в рамках аддитивной кварковой модели)





.



Измерения спектра генерации сg-нейтронов P^s(T_n)





Спектр изолированных сд-нейтронов $F^{is}(T_n)$ $F^{ev}(T_n) \to F^{M}(T_n) \propto T_n \exp(T_n/T_0), \quad \overline{T}_n^{ev} \sim (4-7)$ МэВ

$$(\overline{T}_n^{\text{ev}})^{\text{is}} \sim (1-3) \text{ M}\Im B$$

Нейтроны от h-ливней



$$F^{s}(T_{n}) \rightarrow F^{is}(T_{n})$$

$$P_{\rm D}^{\rm is}(T_{\delta}) \propto V(T_{\delta}) \propto hR^2$$

 $V(T_{\delta}) \propto \lambda_{\delta}(T_{\delta}) \cdot R_{\delta}^{2}(\theta_{\delta})$

$$R_{\delta} \propto \mathrm{tg} \, \theta_{\delta} = p_{\mathrm{F}}^{\perp} / p_{r}$$



 $F^{\mathrm{is}}(T_{\delta}) \propto \mathrm{V}(T_{\delta}) F^{\mathrm{s}}(T_{\delta}) \propto \lambda_{\delta}(T_{\delta}) F^{\mathrm{s}}(T_{\delta}) \mathrm{tg}^{2} \theta_{\delta}.$

До перегиба:

$$F^{
m is}(T_{\delta}) \propto {
m tg}^2 \Theta_{\delta} \propto T_{\delta}^{-0.6}$$

После перегиба:

 $F^{\rm is}(T_{\delta}) \propto \lambda_{\delta} ({\rm tg}^2 \theta_{\delta}) F^{\rm s}(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-0.6} T_{\delta}^{-2} = T_{\delta}^{-2.6}.$

Спектры із-нейтронов

Соотношение зависимости $tg\theta_{\delta} = p_F^{\perp} / p_r$ и функции $T_{\delta}^{-0.3}$, нормированной на величину $tg\theta_{\delta}$ при $T_{\delta} = 30$ МэВ.



Поперечное распределение космогенных нейтронов

Поперечная компонента (⊥-компонента) характеризует способность сg-нейтронов уходить от мюонного трека (µ-трека) и становиться изолированными.

Поперечным распределением (\perp -распределением) является распределение $N(R_{\perp})$ сg-нейтронов по величине R_{\perp} — кратчайшему расстоянию между μ -треком и местом захвата (исчезновением) нейтрона.

⊥-распределение связано с длиной пробега и угловым распределением δ-нейтронов относительно µ-трека.

Формирование \bot -распределения в области энергий $T_n \ge 20$ МэВ

$$N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2} f(T_{\delta}) f(\theta_{n\mu}).$$

 $f(T_{\delta}), f(\theta_{nu})$ - зависимости распределения N(R) от энергии δ-нейтронов и угла θ_{*n*µ} – направления движения нейтрона относительно µ-трека, R_{\perp}^{-2} – геометрический фактор; $f(T_{\delta}) \propto F(T_{\delta})\lambda(T_{\delta});$ $F(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-1}$ $\lambda \propto T_{\delta}$ $f(T_{\delta})$ – const $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2} f(\theta_{n\mu})$ $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2} f(\theta_{\delta})$ $R_{\perp} \propto \lambda \propto T_{\delta}$ $f(\theta_{\delta}) = tg\theta_{\delta} \propto T_{\delta}^{-0.3}$ $f(\theta_{n\mu}) \approx f(\theta_{\delta}) \propto R_{\perp}^{-0.3}$ $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2} f(\theta_{n\mu}) \propto R_{\perp}^{-2.3}$



Large Volume Detector @ LNGS



Измерения на LVD



число нейтронов/мюон/счетчик



Сезонные вариации потока космогенных нейтронов и средней энергии мюонов

Прямой поиск частиц Темной Материи



<u>Сигнал:</u> периодические изменения частоты сигналов в детекторе, вызванные вращением Земли вокруг Солнца.

фаза t_o = 152.5 дня (2 июня).



Сезонные вариации интенсивности мюонов



Дни с начала 2001

Вариации интенсивности мюонов, измеренные на LVD в период с 2001 по 2009



Метод наложения эпох



Вариации удельного числа нейтронов на LVD в течение 15 лет; указаны статистические погрешности измерений с шагом 1 месяц, кривая лучшая аппроксимация данных гармонической функцией;

Данные в виде гистограммы. Величины в бинах отнормированы на число нейтронов в летний (6 месяцев) и зимний (6 месяцев) сезоны четвертого года измерений (2004 г)₂₆

Разностный метод: «лето» – «зима»

 $\delta N_n = (N_n^w - N_n^s)/(N_n^w + N_n^s)$

Метод наложения эпох



 $\sigma = 10\%$

9.218

400

400

450

450

5.751

500

time, microsec

550

47

203.8

203.3

185.0

47

246.3

216.5

185.0

550

Амплитуда вариаций средней энергии мюонов на глубине LVD

$$\frac{Y_n(E_{\mu}) \propto E_{\mu}^{0.78}}{N_n = \frac{Y_n + \delta Y_n}{Y_n} = \left(\frac{E_{\mu} + \delta E}{E_{\mu}}\right)^{0.78} \longrightarrow \frac{\delta E}{E_{\mu}} = \left(1 + \frac{\delta N}{N_n}\right)^{1/0.78} - 1$$
$$\underbrace{E_{\mu}^{\text{LVD}} = 280 \pm 28 \Gamma 3B} \longrightarrow \frac{\delta E}{E_{\mu}} = (1 + 0.08)^{1/0.78} - 1 = 0.10$$

σ =11%

Вариации 10% энергии мюонов приводят к вариациям числа нейтронов 7.7 % (в расчете на мюон).



Амплитуда вариации потока космогенных нейтронов

$$1 + \delta \Phi_n / \Phi_n^{0} = (1 + \delta I_\mu / I_\mu) \times (1 + \delta Y_n / Y_n) = 1.015 \times 1.077$$

$$\delta \Phi_n / \Phi_n^{0} = 9 \%. \qquad \sigma = 12\%$$

Источники вариаций средней энергии мюонов

увеличение вероятности распада для пионов высоких энергий аналогично увеличению генерации мюонов высоких энергий при увеличении угла θ



- Ужесточение спектра мюонов на уровне моря, вызываемое увеличением вероятности распада пионов высоких энергий;
- Расширение эффективного энергетического диапазона π[±] распадов;
- Трансформация энергетического спектра мюонов на уровне моря (Р(Е_µ)∞Е_µ-^{3.75} в спектр мюонов (квазиступенчатый) под землей.



Сезонная трансформация формы спектра мюонов на глубине 3.1. км в.э. – качественное представление. Красная кривая – среднегодовой спектр ⁰*P_H*(*E*_µ), синяя – летний спектр ^{*s*}*P_H*(*E*_µ).

Основные выводы

Характеристики космогенных нейтронов представляют свойства равновесной нейтронной компоненты адронного сопровождения мюонов в веществе. Эти свойства обусловливают важную роль сg-нейтронов в низкофоновых экспериментах по исследованию редких процессов за рамками Стандартной модели.

Основной количественной характеристикой сg-нейтронов является выход – величина, отражающая свойство вещества генерировать нейтроны под действием мюонов.

Выражение для выхода в виде UF представляет основную зависимость выхода cg-нейтронов от средней энергии потока мюонов и массового числа вещества. UF позволяет с точностью не хуже 20% оценивать величину выхода и потока cg-нейтронов для любых веществ на глубинах всех современных подземных лабораторий.

Привлечение аддитивной кварковой модели глубоконеупругих πА-процессов с учетом ядерных свойств вещества позволило объяснить форму энергетического спектра сg-нейтронов. Использованная модель дала возможность установить связь спектра изолированных сg-нейтронов и поперечного распределения со спектром генерации сg-нейтронов и в рамках единого подхода объяснить особенности экспериментальных данных по измерению спектров и поперечного распределения.

Амплитуда вариаций потока cg-нейтронов на глубине LVD в шесть раз превышает амплитуду сезонных вариаций (1.5%) интенсивности мюонов, что противоречит априорному допущению о их равенстве. Амплитуда вариаций потока cg-нейтронов определяется в основном вариациями средней энергии мюонов. Этот эффект является новым в физике мюонов космических лучей.

Положения, выносимые на защиту

- 1. Выход космогенных нейтронов Y_n связан с ядерными и электромагнитными энергопотерями мюонов и ядерными свойствами вещества. В области значений средней энергии \overline{E}_{μ} мюонов выше 20 ГэВ связь выражается формулой $Y_n = 4.4 \cdot 10^{-7} \overline{E}_{\mu}^{0.78} A^{0.95} n/\mu/(\Gamma/cm^2), \overline{E}_{\mu}$ в ГэВ. Формула представляет основную зависимость выхода от \overline{E}_{μ} и массового числа вещества A.
- 2. Выход Y_{π}^{\pm} заряженных пионов, образуемых мюонами, определяется ядерными потерями мюона $b_n = 4 \cdot 10^{-7} \ (\Gamma/cm^2)^{-1}$. В области энергий \overline{E}_{μ} выше 20 ГэВ выражение для выхода Y_{π}^{\pm} имеет вид:

$$Y_{\pi}^{\pm} = b_n \, \overline{E}_{\mu}^{0.75} A^{0.13} \, \pi/\mu/(\Gamma/cM^2), \, \overline{E}_{\mu} - B \, \Gamma$$
эВ.

3. Подавляющее число космогенных нейтронов имеет энергию от нуля до ~ 1 ГэВ. Спектр генерации космогенных нейтронов $F^{s}(T_{n})$ описывается тремя компонентами. В первой компоненте доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром и максимальной энергией около 30 МэВ. Вторую и третью компоненты спектра составляют нейтроны с энергией 30 – 1000 МэВ. Форма этих компонент T_{n}^{-1} и T_{n}^{-2} с перегибом при энергии $T_{n}^{cr} \approx 60(A^{0.25} - 0.67)$ МэВ следует из аддитивной кварковой модели глубоконеупругого πA -рассеяния с привлечением эффектов прохождения нейтронов через ядро.

4. Спектр $F^{is}(T_n)$ изолированных космогенных нейтронов состоит из трех компонент и ограничен энергией ~ 1 ГэВ. Первая компонента имеет вид максвелловского распределения с предельной энергией 30 МэВ. Форму второй и третьей компонент спектра $F^{is}(T_n)$ определяет область, из которой космогенные нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента спектра генерации $F^s(T_n) \propto T_n^{-1}$ приобретает вид $F^{is}(T_n) \propto T_n^{-0.6}$, а третья компонента $F^s(T_n) \propto T_n^{-2}$ трансформируется в $F^{is}(T_n) \propto T_n^{-2.6}$.

5. Поперечное распределение космогенных нейтронов в веществе на расстоянии больше 2 м от мюонного трека описывается зависимостью $R_{\perp}^{-2.3}$. В области расстояний R_{\perp} менее 2 м поперечное распределение имеет максимум вблизи трека мюона и формируется испарительными нейтронами адронных и электромагнитных ливней.

6. Поток космогенных нейтронов под землей испытывает сезонные вариации, превышающие сезонные вариации потока мюонов. Поток нейтронов на глубине 3.1 км в.э. варьируется с относительной амплитудой около 9%.

7. Средняя энергия мюонов на больших глубинах изменяется в зависимости от сезона. В предположении связи выхода космогенных нейтронов со средней энергией мюонов в виде $Y_n \propto \overline{E}_{\mu}^{0.78}$ относительная амплитуда сезонных вариаций средней энергии мюонов на глубине 3.1 км в.э. должна составлять 10%.

БЛАГОДАРЮ ЗА ВНИМАНИЕ
Практическая значимость

Задачи, решавшиеся в диссертации, были продиктованы потребностями низкофоновых подземных экспериментов. Результаты исследования сднейтронов, полученные в диссертации, согласуясь с имеющимися экспериментальными данными и объясняя их в совокупности, представляют характеристики сд-нейтронов в виде зависимостей от средней энергии мюонов \overline{E}_{μ} , массового числа A и энергии нейтронов T_n . Это позволяет легко производить количественные оценки характеристик потока сд-нейтронов как для существующих, так и для планируемых экспериментальных установок, содержащих различные материалы и расположенные на разных глубинах.

Установленные в диссертации физические процессы и зависимости, описывающие характеристики сg-нейтронов, указывают направление совершенствования МК-программных пакетов, необходимых при планировании и анализе подземных экспериментов, которые пока не обеспечивают моделирования процессов генерации сg-нейтронов, адекватного реальным.

Научная новизна

Совокупность полученных в диссертации результатов и разработанных положений описывает свойства нейтронного сопровождения жесткой компоненты вторичного космического излучения – мюонов. Знание свойств нейтронного сопровождения дает возможность подавления фона в низкофоновых подземных экспериментах.

В диссертации получены новые результаты, относящиеся к разделу «проникающая компонента» физики космических лучей:

- на основе экспериментальных данных впервые получено выражение для выхода космогенных нейтронов (UF), связывающее энергетические потери мюонов со средней энергией потока мюонов *E*_µ и массовым числом *A* и описывающее все имеющиеся результаты измерений;
- 2) с использованием UF получено выражение для потока космогенных нейтронов в стандартном грунте;
- 3) получено выражение для выхода заряженных пионов, образуемых мюонами, в зависимости от \overline{E}_{μ} и *A*;
- установлена форма энергетического спектра генерации и спектра изолированных космогенных нейтронов с энергиями выше 30 МэВ на базе аддитивной кварковой модели глубоконеупругих процессов;
- 5) получено выражение, описывающее пространственное распределение космогенных нейтронов, и объяснены несоответствия в результатах имеющихся измерений;
- 6) определены характеристики сезонных вариаций потока космогенных нейтронов и обнаружен новый эффект сезонные вариации средней энергии мюонов под земдей.

Список публикаций по теме диссертации

Публикации в рецензируемых журналах, содержащие основные результаты диссертации (17 работ):

- 1. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. Эксперимент LVD: 25 лет работы // Яд. Физ. 2018 т. 81 №1, 85-94.
- 2. Malgin Alexey. Phenomenology of muon-induced neutron yield // arXiv:1704.04993, Phys. Rev. C. 2017. Vol. 96. P. 014605.
- Мальгин А.С. Об энергетическом спектре космогенных нейтронов // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. Вып. 5, с. 863.
- 4. Мальгин А.С. Сезонные модуляции энергии мюонов космических лучей под землей // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. Вып. 2 (8). С.247 – 251.
- 5. Мальгин А.С. Характеристики нейтронов, образуемых мюонами в стандартном грунте // Яд. Физ. 2015. Т. 78. № 10. С. 889-893.
- 6. Агафонова Н.Ю., Мальгин А.С. Сравнительный анализ светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м3 при диффузном и зеркальном отражении // Оптика и Спектроскопия. 2015. Т. 119. № 4. С. 684-690.
- 7. Агафонова Н.Ю., Мальгин А.С. Анализ экспериментальных данных по выходу нейтронов от мюонов // Яд. Физ. 2013. Т. 76. N. 5. С. 650-658.



- 8. Agafonova N. Yu., Malgin A. S. Universal formula for the muon-induced neutron yield // Phys. Rev. D. 2013. Vol. 87. P. 113013, arXiv:1304.0919.
- 9. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением // ПТЭ. 2010. № 1. С. 52–57.
- Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Временные характеристики процесса светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением // ПТЭ. 2010. N. 6. C. 29–33.
- 11. Мальгин А.С., Ряжская О.Г. Нейтроны от мюонов под землей // Яд. Физ. 2008. Т. 71 № 10. С. 1800-1811.
- Aglietta M. et al. (LVD Collaboration). Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS // Nuovo Cim. 2006. 29C 345.
- Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD. Сезонные вариации потока нейтронов, генерируемых мюонами, и фона естественной радиоактивности в подземной Лаборатории Гран Сассо // Изв. PAH. Cep. Физ. 2017. Т. 81 №4. С. 551-554.
- Агафонова Н.Ю. и др. (Коллаборация LVD). Измерение числа нейтронов, генерированных мюонами космических лучей, с помощью детектора LVD // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. N3. С. 436–438.



- 15. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD. Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD // Изв. РАН Сер. Физ. 2011. Т. 75. №3. С. 437-439.
- 16. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD. Анализ сезонных вариаций потока мюонов космических лучей и нейтронов, генерированных мюонами, в детекторе LVD // Изв. РАН Сер. Физ. 2011 Т. 75. №3. С. 456-459.
- 17. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Кузнецов В.В., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Рясный В.Г. и Якушев В.Ф. (Коллаборация LVD) и Соболевский Н.М.. Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD // Изв. РАН Сер. Физ. 2009. Т. 73. №5. С. 666-667.

Публикации в трудах конференций

- 1. Agafonova N. Yu. (on behalf of the LVD Collaboration). Measurement of the muon-induced neutron seasonal modulation with LVD // arXiv:1701.04620 (*in XXV ECRS 2016 Proceedings* eConf C16-09-04.3).
- 2. Agafonova N. on behalf the LVD Collaboration Measurement of the muon-induced neutron yield in Fe and Pb using Large Volume Detector at LNGS // *in Proceedings of the Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics "Particle Physics at the Year of Light"*, Moscow, Russia 20-26 August 2015 (Editor Alexander I. Studenikin World Scientific, Singapore, 2017), p. 374.



- 3. Agafonova N.Yu. et al. (LVD Collaboration). Neutrons produced by muons in LVD: Monte Carlo Simulation // J. Phys.: 2013 Conf. Ser. 409012139.
- Selvi M. on behalf the LVD Collaboration LVD Collaboration. Analysis of the seasonal modulation of the cosmic muon f9 in the LVD detector during 2001-2008 // in Proc. of 31st ICRC, Lodz 2009. http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0766.pdf
- 5. LVD Collaboration, Study of the muon-induced neutron background with the LVD detector // in Proc. of the XXI International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Paris, France, 14-19 June 2004. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 2005. 143. P. 518.
- Agafonova N. et al. The Measurement of the Total Specific Muon-Generated Neutron Yield Using LVD // in Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune 2005. Vol. 9. C. 239 – 242.
- 7. Agafonova N. et al. LVD Collaboration. Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS // in Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune. 2005. Vol. 9. C. 37 40.

Препринты

- 1. Мальгин А.С. Выход космогенных нейтронов под землей: измерения и расчеты // Препринт ИЯИ РАН, 2016, N 1420/2016, стр. 52.
- 2. Мальгин А.С. Критический анализ результатов измерения выхода нейтронов от мюонов в сцинтилляторе // Препринт ИЯИ РАН, 2012, N. 1333/2012, стр. 12.

Личный вклад

Автором диссертации были предложены идеи и получены результаты, легшие в основу всех положений, выносимых на защиту. Персональный вклад автора в получение результатов диссертационной работы отражается в публикациях:

по выходу сд-нейтронов

Alexey Malgin, "Phenomenology of muon-induced neutron yield", Phys. Rev. C, 2017;

А.С. Мальгин, "Характеристики нейтронов, образуемых мюонами в стандартном грунте", Яд. Физ. 2015;

А.С. Мальгин, "Выход космогенных нейтронов под землей: измерения и расчеты", Препринт ИЯИ РАН, 2016;

А.С. Мальгин, "Критический анализ результатов измерения выхода нейтронов от мюонов в сцинтилляторе", Препринт ИЯИ РАН, 2012;

по спектру сд-нейтронов

А.С. Мальгин, "Об энергетическом спектре космогенных нейтронов", ЖЭТФ, 2017;

по вариациям сд-нейтронов

А.С. Мальгин, "Сезонные модуляции энергии мюонов космических лучей под землей", ЖЭТФ, 2015; ⁴³

Вклад автора диссертации является определяющим в следующих совместных работах:

по выходу сд-нейтронов

Н.Ю. Агафонова, А.С. Мальгин. "Анализ экспериментальных данных по выходу нейтронов от мюонов", Яд. Физ., 2013;

N. Yu. Agafonova, A. S. Malgin, "Universal formula for the muon-induced neutron yield", Phys. Rev. D, 2013;

N. Agafonova on behalf the LVD Collaboration, "Measurement of the muon-induced neutron yield in Fe and Pb using Large Volume Detector at LNGS" Proceedings of the Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, 2017;

Н.Ю. Агафонова и др. "Измерение числа нейтронов, генерированных мюонами космических лучей, с помощью детектора LVD", Изв. РАН, Сер. физ. 2015;

Н.Ю. Агафонова и др. "Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD", Изв. РАН Сер. Физ., 2011;

по спектру сд-нейтронов

Н.Ю. Агафонова и др. Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD. Изв. РАН Сер. Физ. 2009;

по вариациям сд-нейтронов

N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collaboration), "Measurement of the muon-induced neutron seasonal modulation with LVD", XXV ECRS 2016 Proceedings, arXiv:1701.04620; Н.Ю. Агафонова и др., "Сезонные вариации потока нейтронов, генерируемых мюонами, и фона естественной радиоактивности в подземной Лаборатории Гран Сассо", Известия РАН. Сер. Физ., 2017.

Апробация

Полученные в диссертационной работе основные результаты опубликованы в реферируемых журналах и были представлены на международных конференциях и симпозиумах:

ECRS Torino 2016, ECRS Moscow 2012, ICRC Lodz 2009, ICRC Pune 2005, Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics "Particle Physics at the Year of Light", Moscow, Russia 20-26 August 2015; на международном семинаре по физике высоких энергий QUARKS-2018;

российских конференциях по космическим лучам ВККЛ 2004, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016 г.г.;

на рабочих совещаниях коллаборации LVD (Гран Сассо 2012 – 2017 г.г.).

Замечания Ведущей Организации

1. В работе на основе всестороннего анализа имеющихся экспериментальных данных получена универсальная формула для выхода космогенных нейтронов в зависимости от средней энергии потока мюонов и массового числа среды, при этом утверждается, что точность универсальной формулы не хуже 20%. Точность определяется погрешностями измерений выхода, которые, в свою очередь, зависят от точности установления средней энергии мюонов. Поскольку на разных глубинах и в разных экспериментах эта точность различна, для дальнейших практических применений было бы полезно привести точность универсальной формулы, как функцию средней энергии мюонов (глубины подземной лаборатории).

Относительная точность UF в зависимости от \overline{E}_{II} :

$$\delta Y(\bar{E}_{\mu}) = \frac{\Delta Y(\bar{E}_{\mu})}{Y} = \frac{1.56 \text{ c} E^{0.28}}{c E^{0.78}} \approx \frac{1.5}{\sqrt{E_{\mu}}}$$

для \bar{E}_{μ} = 100 ГэВ (Н≅ 0.5 км в.э.) $\delta Y(\bar{E}_{\mu})$ = 15% для \bar{E}_{μ} = 385 ГэВ (Н≅ 5.2 км в.э.) $\delta Y(\bar{E}_{\mu})$ = 7.6% 2. В работе обсуждаются измерения энергетического спектра космогенных нейтронов по протонам отдачи при помощи секционированного, жидко-сцинтилляционного детектора LVD. Измерения энергии в жидких сцинтилляторах требуют учета квенчинг-эффекта для протонов. В работе, однако, не сказано, как определялся квенчинг протонов в сцинтилляторе LVD?

В тексте квэнчинг упоминается дважды – в предложении на стр. 113 и в подписи к Рис. 4.7 на стр. 114.

Указанная здесь публикация автора G. имеет название «Light output Bruno response of the LVD liquid scintillator to neutron-induced nuclear recoils». Из этой был график статьи использован зависимости квэнчинг-фактора OT протона энергии отдачи В жидком сцинтилляторе LVD.

Рис. 4.7. Кривая $F(\varepsilon_{vis}^{\delta})$ представляет зависимость $N(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-1}$, в которой энергия T_{δ} пересчитана в видимое энерговыделение $\varepsilon_{vis}^{\delta}$ с использованием функции квэнчинга $q(T_{\delta}) = \varepsilon_{vis}^{\delta}/T_{\delta}$, полученной для ЖС с составом ~ $C_{10}H_{20}$ в работе [116]. Здесь допускалось, что нейтрон всю энергию T_{δ} передает протонам отдачи. В действительности нейтрон в ЖС теряет свою энергию порциями в актах *пр*-рассеяния и упругих и неупругих *n*С-столкновениях.



Рис. 4.7. Спектры регистрируемых энергий сg-нейтронов ε_{vis} в диапазоне 30 – 80 МэВ. Штриховая линия – аппроксимация данных авторами эксперимента КARMEN; пунктирная линия – аппроксимация данных законом $\exp(-\varepsilon_{vis} / 60 \text{ МэВ})$; сплошная кривая – зависимость $1/T_n$ с учетом квэнчинга. Зависимости нормированы при $\varepsilon_{vis} = 30 \text{ МэВ}$.

G. Bruno. // JINST Vol. 8. 2013. P. T05004.



3. В числе крупномасштабных подземных установок, наблюдавших сезонные вариации потока космических мюонов (стр. 151), также можно упомянуть детектор GERDA в лаборатории Гран-Сассо (Италия). Соответствующие результаты были опубликованы: М. Agostini *et al.* (GERDA collab.), Flux modulations seen by the muon veto of the Gerda Experiment, Astropart. Phys. **84** (2016) 29.



Эксперимент GERDA по наблюдению вариаций Ід охватывает период 2.5 года.



В его результате ничего нового нет, он согласуется с предыдущими и демонстрирует хорошую эффективность работы мюонной вето-системы. Учитывая, что на глубине подземной лаборатории GS уже достаточно измерений, я пренебрег данными GERDA. 4. При рассмотрении эффекта сезонных вариаций потока космогенных нейтронов разностным методом для относительной амплитуды вариаций получено ($\delta N_n/N_n^0$) = 0.077 ± 0.002 (стат.) ± 0.016 (сис.). В оценке точности измерений доминирует систематическая погрешность, однако ее источники в работе не указаны.

Систематическая погрешность определения относительной амплитуды вариаций числа космогенных нейтронов разностным методом довольно большая – около 20%. Источником этой погрешности является процедура определения числа нейтронов, регистрируемых счетчиками LVD в интервале 50 – 550 мкс после прохождения мюона. Число нейтронов устанавливается с использованием зависимости N(t) = N₀exp(-t/ τ) + B (Рис. 6.6, стр. 158), в которой величина τ имеет погрешность 6%, что и приводит к систематической погрешности 20%.



Рис. 6.6. Временное распределение нейтроноподобных импульсов в счетчиках LVD в зимние (верхний график) и летние (нижний график) месяцы.

Более подробно в: N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collaboration) "Measurement of the muoninduced neutron seasonal modulation with LVD", arXiv:1701.04620 (XXV ECRS 2016 Proceedings eConf C16-09-04.3) 5. Текст диссертации содержит ряд опечаток («мнтервал» на стр. 63, «глубконеупругого» на стр. 67, «июонов» на стр. 161 и др.). Помимо этого, имеется несоответствие указанных в тексте интервалов наблюдений вариаций нейтронов в эксперименте LVD: на стр. 154 и рис. 6.4 а, б указан интервал 16 лет, в то время как в выводах к главе 6 на стр. 171 фигурирует интервал 15 лет.



12 месяцев *15 лет = 180 месяцев – на Рис. 6.4 добавлено 0.8 года

Замечания оппонента Петрухина А.А.

1. В качестве доказательства хорошего согласия результатов, полученных по универсальной формуле, с экспериментальными данными приведен рис. 1.7 (стр. 62). Но представленные на нем величины являются функциями глубины расположения лаборатории, массового состава грунта над ней и рассчитанной на этой основе средней энергии мюонов. Поэтому по оси абсцисс должна откладываться глубина стандартного грунта, в которой учитывается массовый состав Земли над установкой, а по оси ординат результаты измерений и расчетов с учетом соответствующих погрешностей и неопределенностей, как это сделано, например, на рис. 1.6 (стр. 61). При этом расчет должен быть независимым, без использования данных эксперимента.



Рис. 1.6. Результаты измерений выхода по данным табл. 1.1 (использованы данные, имевшиеся на 2013 год); ▲ – χ_{KC} , • – Y_{Fe} , ○ – Y_{Pb} . Кривые – функция $Y(A, \overline{E}_{\mu}) = 4.4 \times 10^7 A^{0.95} \overline{E}_{\mu}^{0.78}$, $A_{\text{JKC}} = 10.4$, $A_{\text{Fe}} = 56$, $A_{\text{Pb}} = 207$.

Соответствие измеренных величин выхода *Y_n* (38 величин) и расчета выхода по UF



2. Сопоставление универсальной формулы с результатами расчетов по Geant4 приведено на рис. 3.3 (стр. 83), из которого видно, что полученная зависимость от А подтверждается моделированием, хотя и имеется систематический сдвиг. В то же время утверждение автора, что полученная универсальная формула позволяет вычислять выход нейтронов для любого вещества на любой глубине с точностью не хуже 20%, противоречит результатам моделирования, которые свидетельствуют о том, что выход нейтронов для близких по атомной массе веществ может отличаться в несколько раз.



Рис. 3.3. Расчеты выхода *Y_n* с использованием пакета Geant4 для фиксированной энергии *E_µ* = 280 ГэВ (Табл. 3.2). <u>Прямая</u> – расчет по UF.

Аналитические расчеты



Аналитические расчеты и данные измерений выхода для ЖС, Al, Fe, Cd, Pb при *E*_u= 280 ГэВ

		N		V			
элемент	Массовое число, А	Аналити- ческий расчет	Аналитический расчет			Среднее по измерениям	
(C _n H _{2n})	10.4		—			$\textbf{3.3}\pm\textbf{0.3}$	
²⁷ 13Al	27	7.2	3.8 2.8 4.9				
⁵⁶ 26Fe	56	16.2				15.6 ± 1.2	
¹¹² 48Cd	112	30.0				37.6 ± 11.4	
²⁰⁷ 82Pb	207	60	—			52.7 ± 5.5	

$Y_n [\times 10^{-4}] n/\mu/(r/cm^2)$

Вещество	А		FLUK	4		Geant4		<u>_</u> 100 -	FLUI	KA	DL
ЖС (C _n H _{2n})	10.4	2.56	2.6	2.5	2.54	2.4	2.1	/(T CM	 UF Mai. 2006 [92] 		FU
$^{12}{}_{6}C$	12	3.25	3.6		3.12	2.8		-4 [<i>m</i> /µ	Kudryavtsev, 2003 [71]	/	
¹⁶ ₈ O	16				3.26	2.7		<i>V</i> , x10			
H ₂ O	14.3				2.68		2.3			Fe Cd G	Au
Rock GS	22.9				3.6					<hr/>	
Granite	24				4.17			10 -	Na NaCl	Cu	
Gypsum	24.2				2.2			-			
Цемент	24.2				5.5			-	С		
²³ 11Na	23	7.35	7.5	3.7		4.5		-	•		
²⁷ 13Al	27				6.06				•	F = 280	F a R
NaCl	30.6	8.02	8.5		6.22	4.9			C_nH_{2n}	- 200	190
²⁴ 12Mg	24				4.29		3.4	1 -			
²⁸ 14Si	28				4.01				10	100	A
³⁹ 19K	39				5.46			[[100]]	UF		
40_{18} Ar	40				13.9			/µ/(r c	 Мануковский, 2016 [94] Агацјо, 2005 [93] 	ntΔ	/
⁴⁰ 20Ca	40				3.91			10 ⁻⁴ [<i>n</i>	• Horn, 2008 [95]		•
⁴⁸ 22Ti	48				12.4			Y" X		•	_
⁵² 24Cr	52				11.9			-			• -
⁵⁶ 26Fe	56	16.0	14.8		12.3	7.6	9.9		••	•• •	
⁶⁴ 29Cu	64			13.1		8.4	10.7	10 -			
⁷³ ₃₂ Ge	73						13.4	-	• •		
$^{112}_{48}$ Cd	112	18.5				16.3		-			
¹³¹ 54Xe	131				27.2	16.1		-			
¹⁵⁷ ₆₄ Gd	157		18.8			19.3		-	۰. ۲		
¹⁹⁷ 79Au	197	28.3	35.4			23.4					54
²⁰⁷ 82Pb	207	47.0	43.5	42.1	38.7	26.6	31.2	1-	10	100	; /

A



3. При обсуждении вопроса о величинах средней энергии мюонов в подземных лабораториях автор подробно разбирает результаты соответствующих расчетов, но почему-то проигнорировал результаты измерения этой величины в эксперименте NUSEX на глубине 5000 м.в.э. (С. Castagnoli et al. Astroparticle Physics 6 (1997) 187), которая, кстати, хорошо соответствует модели 2 на рис. 1.4 (стр. 49).

Источники погрешности экспериментального определения выхода – разброс величин Y_n

- Иеопределенность величин \overline{E}_{μ} ;
- Ошибка определения числа N_n
 (эффективность регистрации, переходный эффект, флюктуации множественности в h-ливнях);
- 🗸 Структура ядра



4. При рассмотрении энергетического спектра космогенных нейтронов остается непонятным, почему спектр ограничивается сверху величиной 1 ГэВ (см. выводы к главе 4 на стр. 127). Что, нейтроны больших энергий не генерируются вообще или их вклад в нейтронный фон пренебрежимо мал? Вопрос интересный, тем более, что на стр. 129 указано, что спектры космогенных нейтронов, полученные методом Монте-Карло, не демонстрируют резкого изменения формы в районе энергий выше 1 ГэВ.

Наличие минимальной энергопередачи \mathcal{E}_r^{\min} при заданной средней энергии $\overline{\mathcal{E}}_r$ спектра известной формы $F(\mathcal{E}_r) = \text{const} \cdot \mathcal{E}_r^{-2}$ указывает на существование предельной энергии *r*-нейтронов \mathcal{E}_r^{\max} . Её величину можно найти, используя определение среднего:

$$\overline{\mathcal{E}}_r = \int_{\mathcal{S}_r^{\min}}^{\mathcal{S}_r^{\max}} \mathcal{E}_r F(\mathcal{E}_r) d\mathcal{E}_r / \int_{\mathcal{S}_r^{\min}}^{\mathcal{S}_r^{\max}} F(\mathcal{E}_r) d\mathcal{E}_r = \frac{\mathcal{E}_r^{\min} \mathcal{E}_r^{\max} \ln(\mathcal{E}_r^{\max} / \mathcal{E}_r^{\min})}{\mathcal{E}_r^{\max} - \mathcal{E}_r^{\min}} \,.$$

 $lnF(T_{\delta})$ При $\varepsilon_r^{\max} >> \varepsilon_r^{\min}$ это выражение принимает вид $\overline{\varepsilon}_r \approx \varepsilon_r^{\min} \ln(\varepsilon_r^{\max}/\varepsilon_r^{\min});$ подставляя сюда $\overline{\varepsilon}_r = 63$ МэВ и $\varepsilon_r^{\min} = 15$ МэВ, получаем $\varepsilon_r^{\max} \approx 1$ ГэВ.



Текст 105-106: Диссертации cmp. Существование максимальной энергии $T\delta^{\max}$. базирующееся на модели глубоконеупругого πN -рассеяния, не означает полного «обрезания» спектра сднейтронов. (4.1)Имеются процессы, приводящие к появлению б-нейтронов с энергией выше 1 ГэВ. В первую очередь – это упругое πN -рассеяние в области энергий пионов *E* π > 10 ГэВ, в которой могут образовываться нейтроны с энергией $T\delta > 1$ ГэВ. Сечение упругого πN -рассеяния $e^{l}\sigma_{\pi N} \sim 4$ мб составляет не более 20% от неупругого: ${}^{in}\sigma_{\pi N}$ ~ 20 мб. Другие процессы, такие как срыв нейтрона реальными и виртуальными фотонами высокой энергии И глубоконеупругое жесткое π*N*-рассеяние, дают вклад меньший 2% вклада упругого Таким образом, рассеяния. ПОД «обрезанием» спектра сд-нейтронов при энергии ~ 1 ГэВ понимается его резкое укручение.

217

прохождение космич. Излучения через атмосферу

ежду интенсивностью по вертикали и глобальной

ся и тоже будут участвовать в ядерном процессе. Толщина атмосферы достаточна для того, чтобы в ней произошло до десятка последовательных столкновений «первичной» частицы. Заряженные пионы небольших энергий будут распадаться, давая начало мюонной компоненте, а нейтральные пионы, распадаясь на фотоны, порождают электронно-фотонные каскады.

Таким образом, первичная частица достаточно высокой энергии, если ей «не повезло» и она прошла сквозь магнитные экраны Земли, попадая в атмосферу, порождает в ней целую лавину процессов, схематически изображенных на рис. 81.

Характерной особенностью ядерно-каскадного процесса в атмосфере является слабая связь между различными компонентами вторичного космического излучения. Действительно, лишь нуклоны дают вклад во все типы излучения. Пионы почти не образуют нуклонов высокой энергии, а электронно-фотонная компонента не создает никаких новых типов излучения (кроме черенковского и радиоизлучения), получая питание от нуклонов, пионов и от мюонов (в глубине атмосферы и под землей).

В большинстве случаев, наблюдая космические лучи в глубине атмосферы невозможно установить, какие из частиц порождены

В.С. Мурзин «Физика космических лучей», 1970, издво Московского Университета кения следует одно весьма интересное свойство: максимум сивности находится там, где глобальная интенсивность имеет от результат хорошо объясняет экспериментальные данные не предположениях. Измерения глобальной интенсивности с о счетчика обнаружили максимум на высоте 20 км, а на гиба. Это согласие оправдывает исходные положения переазывает изотропию первичного излучения. Теперь это докаерениями.

ной зависимости вертикальной и глобальной интенсивности и измерении глобальной интенсивности большинство частиц одит большой путь в атмосфере и для них максимум настуа вертикальных частиц.

РНО-КАСКАДНЫЙ ПРОЦЕСС В АТМОСФЕРЕ

е ядерно-каскадного процесса. Общая картина проческого излучения через атмосферу, данная в преафе, может быть описана математически. Расчеты о процесса в атмосфере производились многими

В общем виде решение уравнения ядерно-каскадного процесса невозможно. Поэтому мы рассмотрим упрощенную модель, которая, однако, показывает основные черты процесса и иллюстрирует возникающие проблемы.

Мы будем считать, что первичными частицами являются нуклоны, взаимодействующие в атмосфере и порождающие пионы. Генерацией каонов пренебрегаем, поскольку их рождается значительно меньше, чем пионов и характеристики их взаимодействий, по-видимому, мало отличаются от характеристик взаимодействия пионов. Допустим, что пионы не создают нуклонов высокой энергии (только нуклоны с энергией <1 Гэв при расщеплении ядер). Ряд упрощающих предположений будет сделан в ходе решения задачи.

В первом приближении кинетика ядерно-каскадного процесса сводится к порождению нуклонов нуклонами и пионов нуклонами и пионами. Поэтому в качестве основных достаточно использовать два уравнения:

 $\partial N(F r) = 1$

[ГЛ. 9.

Энергетические спектры генерации нейтронов

МК-расчет



59

5. Полученная в диссертации функция пространственного распределения в виде R^{-2.3} сравнивается с результатами различных экспериментов (рис. 5.11, стр. 147) и занижение нейтронного фона в данных экспериментов Borexino и Daya Bay объясняется действием краевого эффекта. К сожалению, в диссертации не приводится сравнение этой аппроксимации с хорошо статистически обеспеченными данными KamLAND (рис. 5.9а на стр. 145).





10

Поперечное распределение сgнейтронов в экспериментах KamLand, **Borexino, Daya Bay**

KamLand – компонента Y_n^{v} ;

Borexino, Daya Bay – все сд-нейтроны.

6. Утверждение автора диссертации об обнаружении нового эффекта в физике атмосферных мюонов (выводы к 6 главе, стр. 170) — сезонных вариациях средней энергии мюонов на поверхности Земли в ТэВ-ной области (а также наклона спектра) следовало бы подкрепить детальными расчетами на современной базе.

7. На многих рисунках, на которых приводятся результаты расчетов и даже измерений, не указаны погрешности (см., например, рис. 1.7, рис. 3.2 и 3.3, рис. 3.8, рис. 4.13 и 4.14, рис. 5.11)



Рис. 3.8. Полный поток нейтронов от мюонов в грунте. Кривые: штриховая – расчет, $\overline{A} = 23$, [92]; сплошная – расчет по UF (стандартный грунт A = 22, настоящая работа). Точки – поток сд - нейтронов в грунте подземных лабораторий Canfranc (грунт CUL, расчет для 2450 м в.э. – 1.73×10^{-9} см⁻²с⁻¹ [106]); Gran Sasso (грунт LNGS, расчет для 3300 м в.э. – 4.58×10^{-10} см⁻²с⁻¹ [60]).





Рис. 1.7. Соответствие измерений (38 величин) и расчета выхода Y_n по UF. Погрешности данных указаны в <u>Т</u>абл.1.1.



Рис. 3.2. Расчет выхода Y_n с использованием пакета FLUKA для фиксированной энергии E_u = 280 ГэВ (Табл. 3.2). <u>Прямая</u> – расчет по UF.



Рис. 3.3. Расчеты выхода У_п с использованием пакета Geant4 для фиксированной энергин E_µ = 280 ГэВ (Табл. 3.2). Прямая – расчет по UF. (Стр. 83) В большинстве МК-расчетов не анализируется погрешность получаемых результатов. Погрешности рассчитанных величин выхода от ~ 0.1% до ~ 6%, указанные только в некоторых из работ [52, 53, 61, 93, 95], не согласуются с разбросом данных, представленных на графиках Рис. 3.2 и Рис. 3.3.



Рис. 5.11. $N(R_{\perp})$ – распределения в экспериментах Borexino, LVD (T1), Daya Вау в двойном логарифмическим масштабе, прямая – функция $R^{-2.3}$ с нормировкой при $R_{\perp} = 2$ м.

 R^{8}_{\perp}, M

0,1

Ошибки LVD (T1) — на Рис. 5.3; Ошибки Borexino — на рис. 5.96; Ошибки DayaBay — на рис. 5.9в 8. На стр. 90 утверждается, что формула (3.1) для оценки средней энергии мюонов на некоторой глубине грунта с учетом спектра взята из работы [76] D.E. Groom et al. Atom. Data and Nucl. Data Tables 78 (2001) 183, однако в указанной работе такой формулы нет.

$$\overline{E}_{\mu} = \epsilon_{\mu} (\gamma_{\mu} - 2)^{-1} [1 - \exp(-bH)].$$

Действительно, ссылки перепутаны, в указанной работе [76] D.E. Groom et al. нет формулы для средней энергии мюонов на некоторой глубине. Эта формула взята из работы [92]: 92. D.-M. Mei, A. Hime. Muon-induced background study for underground laboratories // Phys. Rev. D Vol. 73. 2006. P. 053004. Из публикации [76] взята величина энергетического параметра $\epsilon_{\rm u} = 693$ ГэВ (Табл. 8), необходимая для вычисления $\overline{E}_{\rm u}$ на заданной глубине Н.

9. На стр. 149 увеличение вероятности распада мюонов вследствие летнего расширения атмосферы объясняется барометрическим эффектом (!?), хотя автор диссертации ссылается на работу [130] P.M.S. Blackett. On the instability of the barytron and the temperature effect of cosmic rays. Phys. Rev. 54 (1938) 973, в которой обсуждается температурный эффект.



Термин «барометрический эффект» использован неправильно. Работа P.M.S. Blackett посвящена температурному эффекту, что и следует из названия статьи. 10. Иногда в тексте диссертации появляются и такие "шедевры": "ввиду ортогональности и подобия формы ЖС и контейнера (прямоугольный параллелепипед) ..." (стр. 43), "... взаимодействиями в ядре вещества" (стр. 127), "... связь характеристик LVD-мюонов ... " (стр. 160).

замечания оппонента Просина В.В.

1. К сожалению, автор ничего не пишет о своей роли в создании экспериментальных установок и их многолетней эксплуатации.

<u>Детектор АСД</u>, 1975 – 1978 г.г., монодетектор на жидком сцинтилляторе, масса ЖС - 105 т, цилиндр, h \approx D \approx 5.5 м, глубина H \approx 0.6 км в.э., $\overline{E}\mu \approx 125$ ГэВ, I $\mu \approx 600$ м⁻²ч⁻¹

<u>Детектор LSD</u>, 1979 – 1984 г.г., секционированный детектор (72 ЖС счетчика), масса ЖС - 90 т, железа ~ 200 т, глубина H \approx 5.2 км в.э., $\overline{E}\mu \approx 385$ ГэВ, I $\mu \approx 0.04$ м⁻²ч⁻¹

<u>Детектор LVD</u>, 1988 – 2000 г.г., секционированный детектор (840 ЖС счетчиков), масса ЖС ~1000 т, железа ~1000 т, глубина H \approx 3.6 км в.э., $\overline{E}\mu \approx 280$ ГэВ, I $\mu \approx 1$ м⁻²ч⁻¹

2. Нет отдельной главы с описанием методик регистрации нейтронов и их характеристик, хотя отдельные интересные методические детали разбросаны по тексту во многих местах (стр. 40, 116, 119, 133, 153, 154).



Регистрация нейтронов: по γ-квантам реакций пр-захвата (Εγ=2.2 МэВ) и пFe-захвата (Εγ ~ 7 МэВ);

Определение энергии нейтронов: по энерговыделению

протонов отдачи в упругом np-рассеянии $E^{vis} \xrightarrow{Q} E_p \rightarrow E_n$

3. В гл. 6 не упоминается, насколько условия эксперимента LVD в подземном зале (давление, влажность, температура) могут влиять на измерения вариаций нейтронов.

Давление	P ~ const
Влажность	ℋ ≠ const

Температура $T \neq const$

«Использованные методы исключают вариации фона, которые также имеют сезонный характер с относительной амплитудой ~ 4 % и фазой в начале августа φ = 8.1 ± 0.4 мес. [144].» стр. 157 текста диссертации.

Замечания оппонента Старкова Н.И.

При оценке количества генерированных космогенных нейтронов используются довольно значительные энергии, превышающие 10 ГэВ. В то же время в спектре мюонов на любой глубине будут присутствовать частицы с меньшей энергией, в том числе порядка сотен МэВ и менее. Здесь не применимо приближение тонкой мишени как при больших энергиях. В то же время они могут приводить к появлению нейтронов с энергией десятки кэВ, что создаёт фон для экспериментов по прямому поиску галактических WIMP'ов таких, как DAMA, NEWSdm и других. Защита от таких мюонов не существует, поэтому их учёт важен. Возможно, этот недостаток приводит также к расхождениям между результатами моделирования и экспериментом, отмеченные в диссертации. Спектр мюонов на больших глубинах имеет квазиступенчатую форму и содержит мюоны низких энергий;



 \Box форма спектра космогенных нейтронов не зависит от \overline{E}_{μ} , то есть не меняется при изменении глубины;

доля испарительных нейтронов с *E_n* < 30 МэВ и образующих в ливнях в числе сg-нейтронов составляет 75 – 80% и не изменяется с глубиной; «предзахватные», медленные мюоны дают также испарительные нейтроны, которые можно исключить пассивной защитой;

влияние медленных мюонов в низкофоновых экспериментах исключается активной защитой – вето-системой трековых камер;

выход Y_n измеряется для всего спектра мюонов, в то время как по МК рассчитывается для моноэнергии - средней энергии мюонов на данной глубине, что завышает величину выхода на ~ 10%, то есть этим нельзя объяснить расхождение между измерениями и расчетами.


FIG. 15. Experimental values of the peak (γ, n) cross sections as a function of mass number A. The slope of the line shows that it varies as $A^{5/3}$.

74