

6-Атомная, ядерная физика, физика элементарных частиц

Аверьянов Александр Владимирович, аспирант
Дубна, Объединённый институт ядерных исследований
Триггерная система эксперимента HyperNIS
Лукстиньш Юрис Рудольфович, к.ф.-м.н.
e-mail: avaava@yandex.ru стр. 276

Беденко Сергей Владимирович, ассистент
Томск, Томский политехнический университет, физико-технический
Спектральный состав нейтронного и фотонного источников излучения облученных стандартного, регенерировано МОХ-топлива в сравнении
Шаманин Игорь Владимирович, д.ф.-м.н.
e-mail: bedenko_s@phtd.tpu.ru стр. 278

Безуглов Максим Владимирович, аспирант 2 года обучения
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Компьютерная модель образования космогенного Be-7 в земной атмосфере с помощью модуля PLANETOCOSMICS пакета Geant4
Малышевский Вячеслав Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: mbezug@rambler.ru стр. 280

Гревцов Кирилл Алексеевич, 3 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Измерение скорости дрейфа электронов ионизации
Васильев Алексей Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: grevtsov_kirill@mail.ru стр. 281

Долгополова Юлия Александровна, 5 курс
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Фотоядерный механизм образования космогенного Be7 в атмосфере Земли
Малышевский Вячеслав Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: Gineiya@yandex.ru стр. 282

Короткова Анна Михайловна, аспирант
Дубна, Объединённый институт ядерных исследований, лаб. физики частиц
Исследование лёгких гиперядер гелия и водорода
Лукстиньш Юрис Рудольфович, к.ф.-м.н.
e-mail: annega@jinr.ru стр. 284

Мохначевская Валентина Петровна, м.н.с.
Якутск, Институт космофизических исследований и аэронауки СО РАН, нет
Изучение черенковского света в атмосфере
Слепцов Иван Ефимович, д.ф.-м.н.
e-mail: y_p_prokhorova@ikfia.ysn.ru стр. 285

Триггер гиперядерного эксперимента в Дубне

Аверьянов Александр Владимирович

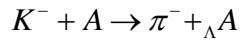
Лукстинья Юрис, Голохвастов Александр Иванович

Объединенный институт ядерных исследований

ava@sunhe.jinr.ru

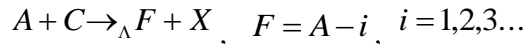
Гиперядерная программа в Дубне началась в 1988 году с исследований рождения и распада легких гиперядер. Было получено большое количество фотографий распадов различных гиперядер в стримерной камере на синхрофазотроне. В настоящее время ведется исследование легких нейтроноизбыточных гиперядер на новом ускорителе - Нуклотроне. В ближайшее время мы планируем измерить время жизни и сечение рождения гиперядер ${}^3_{\Lambda}H$ и ${}^4_{\Lambda}H$. Так же планируется поиск еще не наблюдавшегося гиперядра ${}^6_{\Lambda}H$.

Гиперядро — это ядро состоящее из протонов, нейтронов и, по крайней мере, одного гиперона, например такого, как Λ -гиперон. Впервые гиперядра были обнаружены в облученной космическими лучами эмульсии в 1952 году М.Даньшем и Д.Пниевским (Marian Danysz, Jerzy Pniewski) [1]. Долгое время космическое излучение было единственным источником данных о гиперядрах, пока в 1963 году М.И.Подгорецкий не показал способ рождения гиперядер в пучках каонов [2]. Его метод широко применяется и до сих пор во многих лабораториях: КЕК, J-PARC (Япония), BNL (США). Суть метода сводится к обмену странностью K^- мезона с ядром мишени и рождением π^- мезона.



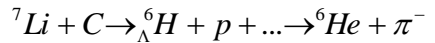
Основная идея метода заключена в том, что бы подобрать такой импульс каона при котором рождающийся гиперон останется в ядре.

В Лаборатории Физики Высоких Энергий (ЛФВЭ) ОИЯИ был предложен иной, уникальный метод получения движущихся гиперядер и наблюдение их распада в десятках сантиметров от места рождения. Гиперядра рождаются в реакции

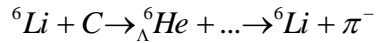


Главным преимуществом этого метода является то, что мы получаем пучок гиперядер, это позволяет измерять их время жизни с довольно хорошей точностью [4]. Этот метод планируется применять и в GSI (Дармштадт).

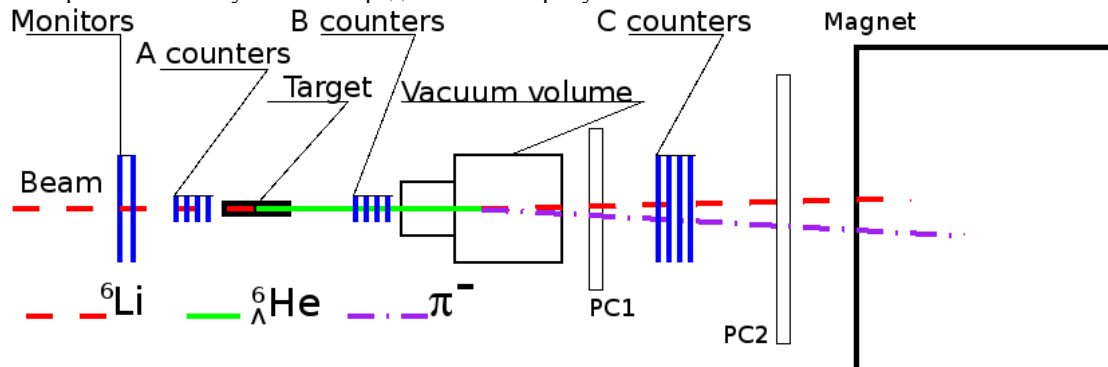
Главная цель гиперядерного эксперимента — поиск легкого гиперядра ${}^6_{\Lambda}H$ и измерение его времени жизни. В этом эксперименте будет использоваться литиевый (7Li) пучок и углеродная мишень



Но ближайшей целью эксперимента является измерение времени жизни малоизученного гиперядра ${}^6_{\Lambda}H$ (до сих пор наблюдалось всего 31 событие в различных эмульсионных экспериментах) в реакции

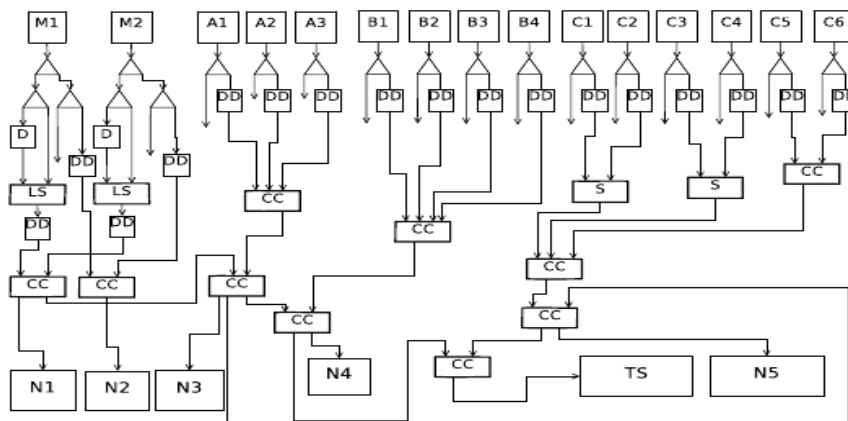


Экспериментальная установка представлена на рисунке:

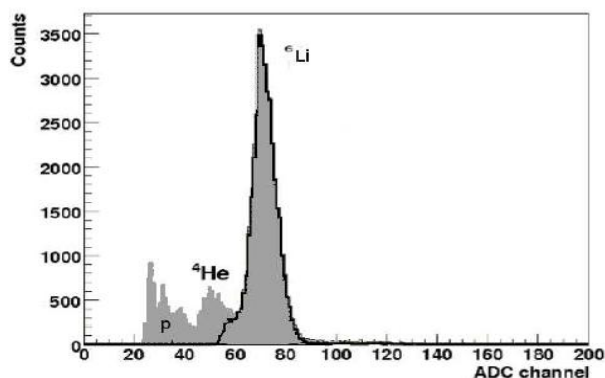


Литиевый (6Li) пучок проходит через первую группу счетчиков (А) и затем попадает в углеродную мишень. За ней установлена вторая группа счетчиков (В) и вакуумный распадный объем V, необходимый для

исключения взаимодействий в воздухе, которые могут симулировать вершины распада гиперядер. Длина этого объёма выбрана так, что 70% всех гиперядер будут распадаться в нём [3]. Продукты распада ${}^6\text{Li}$ и π детектируются двумя группами пропорциональных камер PC1 и PC2. Литий (${}^6\text{Li}$) детектируется так же и в счётчиках группы С; далее частицы попадают в магнит спектрометра.



Для поиска гиперядер предложенным методом необходимо иметь высокоэффективный триггер, который сможет отсеять фоновые события. Такой триггер был создан и его основное достоинство в том, что он может подавлять шум в 10^4 раз. Оставшиеся фоновые события должны быть исключены системой восстановления треков и вершин, а так же счётчиками для определения времени пролёта, потому, что отсутствуют всевозможные процессы симулирующие распад гиперядер в вакуумном объёме.



Вся триггерная система состоит из четырёх групп счётчиков: M1 и M2 — мониторные счётчики, A1-A3 — образуют группу А, B1-B4 — группу В и C1-C4 — группу С. Энергия, детектируемая сцинтиллятором, зависит от типа пролетевшей сквозь счётчик частицы. Амплитуда, снимаемая с фотоумножителя, пропорциональна квадрату заряда частицы. Каждый импульс проходит через дифференциальный дискриминатор, который настроен на выделение только определённых амплитуд. Счётчики группы А настроены на выделение первичного пучка (в нем могут быть частицы от фрагментации в воздухе и счётчиках мониторинга канала вывода) и исключают случайное попадание двух частиц одновременно. Группа В выделяет имеющие двойной заряд гелия ${}^4\text{He}$ и группа С выделяет ${}^6\text{Li}$. Затем сигнал проходит через формирователь и схему совпадений для выработки триггерного сигнала. Таким образом очень важно настроить дискриминаторы так, чтобы уверенно выбирать соответствующие амплитуды. Для этого была создана специальная программа с помощью которой снимались спектры фотоумножителей и выставлялись пороги дискриминаторов. Снятые с одного из счётчиков С спектры представлены на рисунке. Серым цветом показан общий спектр частиц, полученный одним из мониторных счётчиков, а чёрной линией изображён спектр счётчика группы С того же пучка без мишени с настроенными порогами дискриминатора.

Первые запуски спектрометра оказались успешными, и удалось настроить рабочий триггер. Опыт предыдущих экспериментов и проведённые симуляции показывают, что Нуклотрон предоставляет уникальную возможность для изучения гиперядер.

Список публикаций:

- [1] Danysz M., Pniewski J. – *Philos. Mag.*, 1953, v 44, p. 348
- [2] M.I.Podgoretsky, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 44 (1963) 695.
- [3] S.V.Afanasiev et al., *Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP06)*, 2006, Mainz, ed. J.Pochodzalla and Th.Wacher (SIF and Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007) p. 165.
- [4] A. V. Averyanov et al., “Studying Of Hypernuclei With Nuclotron Beams,” *Phys. Atom. Nucl.* 71, 2101 (2008)

Спектральный состав нейтронного и фотонного источников излучения облученных стандартного, регенерированного и МОХ-топлива в сравнении

Беденко Сергей Владимирович

*Нефёдов Сергей Александрович, Гнетков Федор Викторович
Белошицкий Константин Андреевич, Кадочников Сергей Дмитриевич*

Томский политехнический университет

Шаманин И.В.

bedenko@k21.phtd.tpu.ru

Состояние исследований. Длительная эксплуатация большого парка энергетических ядерных реакторов приводит к образованию большого количества облученного ядерного топлива (ОЯТ). Существует две возможности обращения с ОЯТ, сводящихся либо к его долговременному хранению, либо к повторному использованию. В настоящее время вопрос о выборе стратегии обращения с ОЯТ остается дискуссионным, но в любом случае необходимость обеспечения безопасности обращения с ОЯТ остается актуальной. Это определяет целесообразность и значимость исследований детальных характеристик поля излучения, образованного ОЯТ.

Возврат урана и плутония в топливный цикл АЭС изучается давно. В настоящее время в 33 реакторах Франции, Германии, Бельгии и Швейцарии используется такое топливо с загрузкой ~ 30 % [1].

Особенностью регенерированного урана является то, что кроме изотопов U^{234} , U^{235} и U^{238} в топливе содержатся U^{232} и U^{236} , которые уже после первого рецикла ухудшают радиационные характеристики ОЯТ на всех стадиях ЯТЦ. При повторном использовании регенерированного урана в ядерных реакторах содержание U^{236} и U^{232} будет возрастать, что может привести к усложнению радиационной обстановки вблизи такого ОЯТ.

Настоящая работа посвящена расчетным исследованиям радиационных характеристик усовершенствованного топлива, эксплуатировавшегося в реакторах типа ВВЭР, PWR и BWR на стадиях его хранения, транспортировки и переработки.

Процедура расчета нейтронной и γ -составляющей радиационных характеристик ОЯТ реакторов ВВЭР, BWR и PWR. Альфа-частицы появляются в результате α -распадов тяжелых атомов. β -частицы – при β -распадах как тяжелых атомов, так и продуктов деления, γ -кванты появляются при всех типах распадов. Кроме того, вклад в генерацию γ -квантов вносят и облученные конструкционные материалы. Нейтроны появляются в результате спонтанного деления актиноидов, (α, n)-реакции на легких элементах и реакции (γ, n).

Нейтронное и γ -излучение обладает наибольшей проникающей способностью, по этой причине представляют наибольший интерес и рассматривались в настоящей работе.

Нуклидный состав топлива рассчитывался с использованием программы ORIGEN-S (SCALE 5.0), с помощью 27-и групповой системы констант, с использованием библиотеки оцененных ядерных данных ENDF/B-IV.

При подготовке констант для расчета спектрального состава нейтронного и фотонного источников излучения в ОЯТ использовалось многогрупповое приближение в одномерной цилиндрической геометрии. Нейтронный спектр рассчитывался с использованием 27-и групповой библиотеки ядерных данных ENDF4, спектр фотонного излучения определен в 18-и групповом приближении 18GrpSCALE. В процессе выгорания константы могут неоднократно пересчитываться с учетом изменения спектра и выделяемой мощности.

ORIGEN-S широко используется в мировой практике для расчетов источников излучения в ОТВС, однако не учитывает механизм образования нейтронов по каналу (γ, n)-реакции.

Источником высокоэнергетических γ -квантов является спонтанное деление ядер актиноидов. Учитывая вероятность образования γ -квантов высоких энергий (~ 0,4% [2, 5]) и сравнительно большую концентрацию актиноидов [3] в ОЯТ, на которых идет реакция (γ, n), полностью исключить вторичное образование нейтронов по этому механизму нельзя [3,6].

Удельная интенсивность нейтронного излучения, обусловленная протеканием (γ, n)-реакции определяется соотношением вида:

$$Q_j^{y,n}(Z) = A_k^y(Z) \cdot \sigma_i^{y,n} N_i(Z) / \mu_j(Z), \text{нейтп}/(c \cdot \tau) \quad (1)$$

где $A_k^y(Z)$ – удельная интенсивность генерации γ -квантов, испускаемых k -м нуклидом, γ -квант/(с·г); $N_i(Z)$ – концентрация ядер i -го актиноида в соединении, см⁻³; $\sigma_i^{y,n}(E)$ – микроскопическое эффективное сечение (γ, n)-реакции на i -м актиноиде, см²; $\mu_j(Z)$ – полный коэффициент взаимодействия γ -квантов для j -го соединения, включающий фотоядерное взаимодействие, (1).

Значения сечений реакции оценено с использованием Боровского механизма при описании образования промежуточного ядра с последующим вылетом продуктов деления [4, 7].

$$\sigma_i^{y,n} = \sigma_{0i}^{y,n} (\Gamma_i/2)^2 (E_{0i}/E_i)^{1/2} / \left((E_i - E_{0i})^2 + (\Gamma_i/2)^2 \right), \quad (2)$$

где σ_{0i} – максимальное значение сечения резонанса i -го актиноида; Γ_i – полуширина резонанса i -го актиноида; E_{0i} – энергия максимума резонанса i -го актиноида.

Точность определения сечения (γ, n)-реакций вблизи резонанса находится в пределах от 3 до 30 %. Процедура и результаты расчета более подробно изложены в работах (авторы) [1, 5, 7].

Исходные данные для расчета. Расчет нуклидного состава проводился для штатного, регенерированного и МОХ-топлива облучаемого в реакторах ВВЭР-1000, PWR и BWR. Исходный нуклидный состав штатного топлива следующий, % по массе: U234 – 0.036, U235 – 4.000, U236 – 95.964. Исходный нуклидный состав регенерированного топлива, %: U232 – 2·10⁻⁷, U234 – 0.043, U235 – 4.139, U236 – 0.463, U238 – 95.355. Исходный нуклидный состав МОХ-топлива, %: U235 – 1.500, U238 – 94.500, Pu – 4.000. Изотопная композиция Pu: Pu239 – 70 %, Pu240 – 25 %, Pu241 – 5 %.

Результаты расчетов. Топливо облучается в реакторе ~ 1100 эфф. суток (топливный цикл длительностью 3х365 эфф. сут). Расчетное значение глубины выгорания составило 56,69 МВт·сут/т (т.м.). Рассчитан и проанализирован изотопный состав ОЯТ реакторов ВВЭР, PWR и BWR. Определен спектральный состав нейтронного и фотонного источников излучения в ОЯТ этих реакторов. Получены нейтронная и γ -составляющая радиационных характеристик ОЯТ реакторов ВВЭР, PWR и BWR для выгораний – 28, 40 и 57 МВт·сут/т и выдержках – 2, 3 и 7 лет. При расчете интенсивности нейтронного излучения учтён механизм образования нейтронов по каналу (γ, n)-реакции.

Рассчитанная в настоящей работе нейтронная составляющая радиационных характеристик ОЯТ занижена, а погрешность не превышает 20-30%, так концентрации ключевых актиноидов, являющихся основными источниками нейтронов определяются SCALE с погрешностью в 20-30%. Погрешность в определении гамма составляющей радиационных характеристик не превышает 8-10%, так как концентрации продуктов деления, которые являются основными γ -излучателями, определяется SCALE гораздо точнее [3].

Выводы.

Анализ результатов расчета показал, что нейтронная и γ -составляющая радиационных характеристик регенерированного топлива (после первого рецикла) практически не отличается от аналогичных характеристик штатного топлива при тех же режимах облучения.

При расчете дозовых характеристик необходимо учитывать энергетический спектр нейтронов, в особенности от (α, n)-реакций на кислороде, так как спектр таких нейтронов существенно «жестче» в сравнении со спектром нейтронов спонтанного деления.

Радиационные характеристики облученного МОХ-топлива в 2-7 раз (в зависимости от глубины выгорания и типа топлива) превышают таковые для облученного штатного и регенерированного топлива.

Список публикаций:

- [1] Шаманин И.В., Гаврилов П.М., Беденко С.В., Мартынов В.В. (α, n)-реакции и поле нейтронного излучения облучённого керамического ядерного топлива // Известия Томского политехнического университета, 2009. - т.315 - № 2. - с. 75-78.
- [2] Гарбачев Б.А., Ганев И.Х., Лопаткин А.В. и др. Обращение с облученным топливом РБМК-1000 и ВВЭР-1000 при развитии ядерной энергетики. – Атомная энергия, 2001, т. 90, вып. 2, с. 121 – 132.
- [3] K. Okumara, T. Mori. Validation of a continuous-energy Monte-Carlo burn-up code MVP-BURN and its application to analysis of post irradiation experiment. Journal of Nuclear Science and Technology. Vol. 37, N2, 2000.
- [4] Схемы распадов радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Публикация 38 МКРЗ: В 2 ч. Ч. 2. Кн. 1: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 432 с.
- [5] Беденко С.В., Мельников К.В., Шелепов Е.Н. Расчетно-экспериментальное определение сечений (γ, n)-реакций, протекающих в ОЯТ // Современные техника и технологии: Труды XIII Междунар. научно-практ. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых – Томск, 26-30 марта 2007. – Томск: ТПУ, 2007. – С. 16–18.
- [6] Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Сечения фотонейтронных реакций в экспериментах на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов. Препринт НИИЯФ МГУ 2003-2/715.
- [7] Шаманин И.В., Гаврилов П.М., Беденко С.В., Мартынов В.В. Нейтронно-физические аспекты проблемы обращения с облученным ядерным топливом с повышенной глубиной выгорания // Известия Томского политехнического университета, 2008. - т.313 - № 2. - с. 62-66.

Компьютерная модель образования космогенного ^7Be в земной атмосфере с помощью модуля PLANETOCOSMICS пакета Geant4

Безуглов Максим Владимирович
Южный федеральный университет
Мальшевский Вячеслав Сергеевич, д.ф.-м.н.
mbezug@rambler.ru

Целью настоящей работы является исследование образования космогенных радиоизотопов в земной атмосфере и изучение высотного хода скорости их образования. Для проведения расчетов использовались данные компьютерного моделирования плотности потока частиц в земной атмосфере, полученные из вычислений по модулю PLANETOCOSMICS пакета Geant4. Geant4 – это пакет библиотек для моделирования взаимодействия излучения с веществом. Свое развитие пакет начал в 70-х годах прошлого столетия в CERN. Необходимость появления такого пакета была продиктована увеличением сложности экспериментальных задач и структуры установок. Поэтому все серьезнее становилась проблема математического моделирования как самого процесса прохождения частиц в веществе, так и реакции детекторов установок на различные типы излучения. Моделирование было необходимо для планирования эксперимента и интерпретации его результатов. Пакет включает в себя полный диапазон функций для задания геометрии системы, частиц и необходимых процессов взаимодействия.

Набор реализованных процессов взаимодействия весьма обширен и включает в себя электромагнитные, адронные и оптические процессы, процессы распада, процессы эволюции короткоживущих частиц в диапазоне энергий от 250 эВ до нескольких ТэВ. Пакет позволяет задавать весьма сложную геометрию системы [1-4].

Модуль PLANETOCOSMICS пакета Geant4 позволяет вычислять адронные и электромагнитные взаимодействия космических лучей с Землей, Марсом и Меркурием. Для каждой из планет возможно принимать во внимание присутствие магнитного поля, атмосферы и почвы. При расчете в данном модуле доступны различные модели магнитных полей и атмосфер. Код модуля разработан таким образом, что позволяет довольно просто вносить различные изменения [1-4]. Главные возможности модуля следующие:

1. Вычисление результирующего потока частиц от взаимодействия космических лучей с атмосферой планеты на известной высоте.
2. Вычисление распространения заряженных частиц в магнитосфере планеты.
3. Визуализация линий магнитного поля, и траектории первичных и вторичных частиц в окружающей среде планеты.

В настоящей работе исследован вклад фотоядерного механизма $^{12}\text{C}(\gamma, n\alpha)^7\text{Be}$ в образование космогенного радиоизотопа ^7Be в земной атмосфере. Для проведения расчетов использовались и экспериментальные данные по сечению фотоядерной реакции $^{12}\text{C}(\gamma, n\alpha)^7\text{Be}$ (рис. 1).

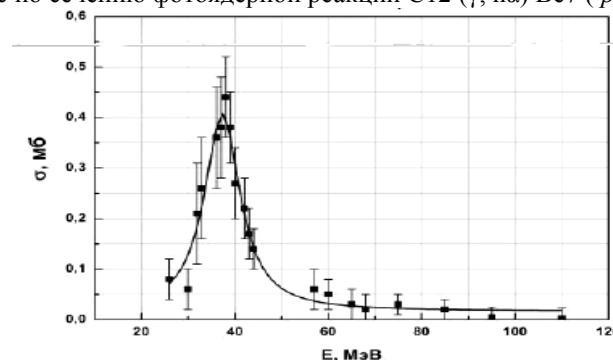


рис.1. Интегральное сечение реакции $^{12}\text{C} + \gamma = n + \alpha + ^7\text{Be}$

Расчет скорости образования ^7Be на заданной глубине атмосферы h проводился по следующей формуле [5]:

$$P(D) = N_C(D) \sum_{E_i=E_1}^{E_2} \sigma(E_i) \Phi(E_i, D) \Delta E$$
$$E_i = E_1 + i\Delta E$$

где $N_C(D)$ -число атомов ^{12}C в одном грамме воздуха на глубине D , $\sigma(E_i)$ -сечение фотоядерной реакции, $\Phi(E_i, D)$ -плотность потока фотонов в энергетическом диапазоне от E_1 до E_2 .

Проведены расчеты скорости образования космогенного ^7Be с разделением вкладов от восходящей и нисходящей составляющей потока гамма излучения на широте 47° при умеренной солнечной активности. Построены кривые зависимости производства космогенного ^7Be с разделением на восходящую и нисходящую компоненты от глубины атмосферы (см. рис.2).

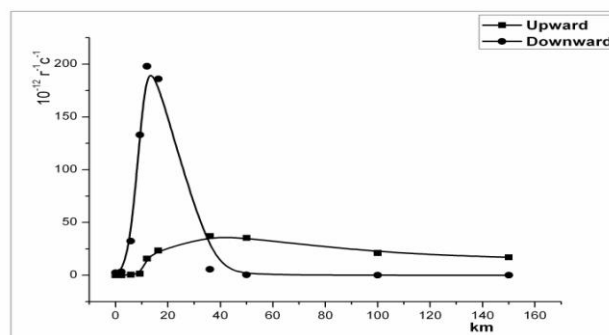


рис.2. Скорость образования космогенного Be-7 за счет фотоядерного механизма в зависимости от глубины атмосферы.

Показано, что скорость образования ^7Be за счет фотоядерного механизма в приземном слое атмосферы имеет немонотонный характер по глубине атмосферы и достигает своего максимального значения $\sim 10\text{-}10 \text{ г-1 с-1}$ на высоте примерно 12-17 км над уровнем моря. Основной вклад в скорость образования ^7Be дает нисходящая компонента потока гамма излучения. Вклад фотоядерного механизма не является определяющим в образовании космогенного ^7Be в приземном слое атмосферы и значительно ниже вклада протонного и нейтронного механизмов. Следует ожидать значительного усиления этого вклада в период повышенной солнечной активности. Увеличение плотности потока гамма квантов приведет к соответствующему увеличению скорости фотоядерного образования космогенного ^7Be и росту его равновесной концентрации в атмосфере.

Список публикаций:

- [1] The CERN Geant4 Collaboration provides a significant amount of information at the web site: <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>
- [2] Geant4 User Guide for Application Developers: http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4_public/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html
- [3] Geant4 User Guide for Toolkit Developers: http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4_public/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForToolkitDeveloper/html/index.html
- [4] The Geant4 Physics Reference manual: http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4_public/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html
- [5] Masarik J., Beer J. Simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the Earth's atmosphere // J. Geophys. Rev. V. 104. № D10. P. 12090–12111. 1999.

Регистрация сцинтилляций в установке для измерения скорости дрейфа

Грецов Кирилл Алексеевич

Новосибирский государственный университет

Васильев А.В., к.ф.-м.н.

Grevtsov_kirill@mail.ru

Широкий класс современных экспериментов по физике элементарных частиц проводится на крупных установках – коллайдерах, с использованием современных комплексов систем регистрации частиц и излучений, называемых детекторами. Длительный и непрерывный характер проводимых экспериментов предъявляет жесткие требования к долговременной надежности и эффективности работы систем детектора, стабильности его параметров.

Вот уже на протяжении десятков лет детекторы на основе газовых смесей являются ключевыми элементами многих детектирующих систем. Пропорциональные, дрейфовые, стримерные камеры используются для трековых измерений, в системах регистрации мюонов, для решения задач идентификации частиц. Рабочим веществом таких детекторов является газовая смесь, выбор которой определяется конкретными требованиями эксперимента. Поскольку даже незначительное изменение параметров газовой смеси может привести к заметному изменению регистрирующих свойств детектора, требуется обеспечивать высокую и долговременную стабильность параметров газа в ходе эксперимента.

Цель данной работы заключается в контроле скорости дрейфа электронов ионизации, в свою очередь дающий понятие о состоянии газовой смеси. Используя оптический метод (регистрация сцинтилляций с помощью ФЭУ), имеем узкую направленность установки - высокую точность времени, но отсутствие данных о амплитуде сигнала.

В данной работе используются регистрирующая дрейфовая ячейка с пропорциональной камерой, продуваемая газовой смесью, под которую устанавливают изотоп. Изотоп стронций - иттрий ($^{90}_{38}\text{Sr}-^{90}_{39}\text{Y}$) излучает в-частицу, она влетает в камеру, пролетая сталкиваясь с молекулами газа ионизирует их, получившиеся электроны ионизации дрейфуют к аноду. Эта же в-частица вылетая из камеры попадает в сцинтиллятор, вызывая вспышку света, считываемую с помощью фотоэлектронного умножителя. В данной работе используется пластиковый сцинтиллятор толщиной 1 см. С полной интенсивностью (без учета потерь при столкновениях с торцами) приходят фотоны попавшие в угол полного внутреннего отражения.

Сигналы с камеры и ФЭУ передаются на счетную аппаратуру, которая, считает разницу времен между приходами сигналов, и выдает результат на компьютер, где и происходит обработка данных, перевод их в таблицы – зависимости скорости дрейфа электронов ионизации, от напряженности электрического поля.

Проведена калибровка ВЦП и промерено собственное разрешение сцинтиллятора.

В рамках выполненных в 2008 и 2009 году курсовых работ были произведены эксперименты по измерению скорости дрейфа электронов ионизации в газовой смеси на основе аргона и CO_2 различными методами, оптическим (в представленной работе) и с использованием двух пропорциональных камер с дрейфовыми ячейками. Результаты измерений находятся в согласии с существующими экспериментальными и полученными данными.

Список публикаций:

[1] F. Sauli Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers Geneva, 26, (1977)

[2] Клаус Групен Детекторы элементарных частиц, Зиген, 3-15, 56-71 (1999)

Фотоядерный механизм образования космогенного ^7Be в земной атмосфере

Долгополова Юлия Александровна

Стасов Виталий Викторович

Южный федеральный университет

Мальшевский Вячеслав Сергеевич, д.ф. - м.н., Бураева Елена Анатольевна, к.х.н.

gineya@yandex.ru

Бериллий (Beryllium)– химический элемент 2 (IIa) группы Периодической системы Д.И.Менделеева. Изотопы ^7Be и ^{10}Be образуются при взаимодействии космических лучей с веществом земной атмосферы. Образовавшиеся в ходе ядерных реакций ядра бериллия, быстро окисляются и захватываются частицами аэрозолей. В процессах атмосферной циркуляции они достигают нижних слоев тропосферы, откуда при конденсации тропосферной влаги вводятся в литосферу, гидросферу и биосферу. ^7Be в приземной атмосфере поступает с воздухом в дыхательные пути животных, человека и растения.

Целью настоящей работы является исследование вклада фотоядерного механизма $^{12}\text{C}(\gamma, n\alpha)^7\text{Be}$ в образование космогенного радионуклида ^7Be в земной атмосфере и изучение высотного хода скорости его образования. Для проведения расчетов использовались экспериментальные данные плотности потока гамма излучения в земной атмосфере, сечение фотоядерной реакции $^{12}\text{C}(\gamma, n\alpha)^7\text{Be}$ и эмпирические формулы, описывающие зависимость плотности потока галактических протонов от солнечной активности.

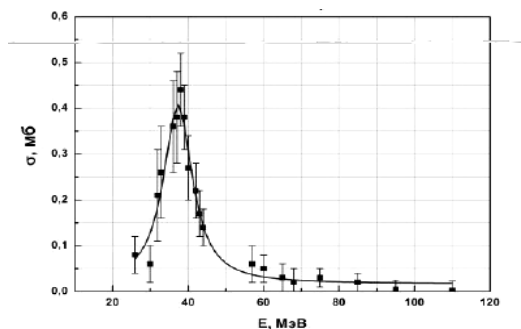


рис.1 Интегральное сечение реакции $^{12}\text{C} + \gamma = n + \alpha + ^7\text{Be}$

Расчет скорости образования ^7Be на заданной глубине атмосферы d проводился по следующей формуле:

$$P(d) = N_C(d) \int_{E_1}^{E_2} \Phi(E, d) \sigma(E) dE \quad (1)$$

где, $N_C(d)$ -число атомов ^{12}C в одном грамме воздуха на глубине d , $\sigma(E)$ -сечение фотоядерной реакции, $\Phi(E, d)$ -плотность потока фотонов в энергетическом диапазоне от E_1 до E_2 (т.е. в области гигантского дипольного резонанса, где сечение реакции существенно отличается от нуля). Если флюенс потока фотонов задается как $[\Phi(E, d)] = 1/(\text{см}^2 \text{сек МэВ})$, то формула (1) даст число изотопов ^7Be рождаемых в 1 сек в 1 грамме воздуха на заданной высоте, т.е. $[P(d)] = 1/(\text{г сек})$.

При проведении численных оценок скорости образования ^7Be для величины флюенса были использованы экспериментальные результаты [1]. В требуемом энергетическом диапазоне, т.е. от десяти до сотни МэВ плотность потока фотонов на широте 40° при средней солнечной активности на высоте 4.2 г/см^2 . Полный поток разбит на три компоненты: $0 - 60^\circ$ (нисходящая компонента $\Phi_1(E, d)$ -1), $60^\circ - 120^\circ$ (горизонтальная компонента $\Phi_2(E, d)$ -2) и $120^\circ - 180^\circ$ (восходящая компонента $\Phi_3(E, d)$ -3). В соответствии с [1] энергетическую зависимость этих потоков на глубине атмосферы $d_0=4.2 \text{ г/см}^2$ можно описать следующими аналитическими формулами:

$$\Phi_1(E, d_0) = 0.195 \cdot E^{-1.33} \quad 1/\text{см}^2 \text{ сек МэВ}, \quad (2)$$

$$\Phi_2(E, d_0) = 3.55 \cdot E^{-1.56} \quad 1/\text{см}^2 \text{ сек МэВ} \quad (3)$$

$$\Phi_3(E, d_0) = 0.855 \cdot E^{-1.56} \quad 1/\text{см}^2 \text{ сек МэВ} \quad (4)$$

Каждая из компонент имеет свою зависимость от глубины атмосферы, которая показана на рис.2, причем энергетическое распределение от глубины практически не зависит [1]. Известно, что содержание CO_2 в атмосфере составляет 0.03%. Предполагая, что эта доля не зависит от высоты, нетрудно получить оценку: в одном грамме воздуха находится $N_C(d) = N_C = 6 \cdot 10^{18} \text{ г}^{-1}$ молекул углерода. В результате расчетов мы получили, максимальную равновесную концентрацию ^7Be , обусловленную фотоядерным механизмом, на высоте 5000 м при средней солнечной активности равную $N_{\text{Be}}(d) = 0.5 \text{ г}^{-1}$. Таким образом, скорость образования ^7Be в приземном слое атмосферы за счет фотоядерного механизма имеет немонотонный характер по глубине атмосферы. Величина скорости образования оказывается значительно меньше, чем аналогичная скорость в реакциях взаимодействия космических протонов и нейтронов с ядрами азота и кислорода ($N_{\text{Be}}(d) = 2.7 \text{ г}^{-1}$), оценки которой были проведены в работах [2,3].

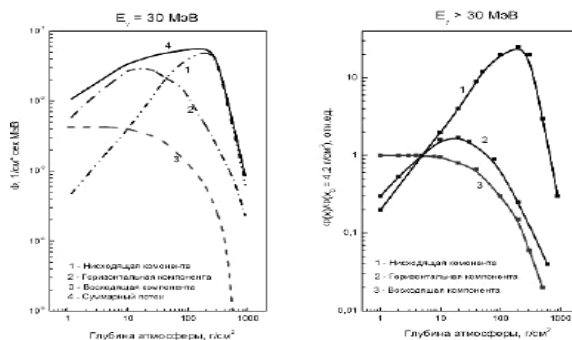


рис.2. Высотный ход различных компонент плотности потока фотонов на широте 40° при средней солнечной активности

Для сравнения укажем, что равновесная концентрация ^7Be в приземном слое воздуха, измеренная в [4], значительно больше и колеблется в пределах от 15 до 33 г^{-1} в зависимости от времени года. Процессы переноса и сезонная перестройка атмосферы могут привести к увеличению вклада фотоядерного механизма в равновесную концентрацию ^7Be в приземном слое атмосферы. Кроме того следует ожидать значительного усиления этого вклада в период повышенной солнечной активности

Список публикаций:

- [1] Кузьминов В.В., Поманский А.А., Расчет скорости образования космогенного изотопа ^{87}Kr в земной атмосфере, Препринт ИЯИ АН СССР, П- 0279, 1983
- [2] Hisao Nagai, Wataru Tada, Takayuki Kobayashi, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 172 (2000) 796.
- [3]. Yoshimori M., Advances in Space Research, 36 (2005) 922.
- [4]. Буряева Е.А., Давыдов М.Г., Мальшевский В.С., Зорина Л.В., Стасов В.В.. Содержание космогенного Be^7 в приземном слое воздуха умеренных широт, Атомная энергия, т.102, в.6, с. 370-374, 2007.

Исследование лёгких гиперядер водорода и гелия

Короткова Анна Михайловна

Объединённый институт ядерных исследований

Лукстиньи Юрис, к.ф.-м.н.

annega@jinr.ru

Физика гиперядер — интереснейшее направление на стыке ядерной физики и физики элементарных частиц, позволяющее исследовать структуру ядра, нуклон-нуклонные и гиперон-нуклонные взаимодействия. Гиперядра — это ядра, в состав которых входит странный барион — гиперон. Находясь в ядре, он может занять любое состояние, так как на него не распространяется принцип запрета Паули, и он становится уникальным инструментом, позволяющим ответить на многие вопросы о структуре ядра. Наряду с этим исследование гиперядер интересно и для астрофизики. Недавние расчеты показали, что наличие гиперонов в нейтронных звездах может существенно влиять на их свойства[1]. Другими словами, теоретические исследования указывают на то, что сама нейтронная звезда может оказаться большим гиперядром.

Первые гиперядра были открыты при исследовании фотоэмульсий в 1953 М. Данышем (M. Danysz) и Е. Пневским (J. Pniewski). Рождение гиперядер событие крайне редкое. Это связано не только с относительно малой вероятностью рождения гиперона, но и с очень малой вероятностью захвата его ядром.

Во всех современных гиперядерных экспериментах, устранение фона и четкая и надежная идентификация гиперядер является основным условием и главной трудностью. В первых экспериментах с новым спектрометром HyperNIS, созданным в Дубне в лаборатории физики высоких энергий, в пучках ядер ускорителя Нуклотрон мы собираемся исследовать свойства малоизученного гиперядра ${}^{\Lambda}{}^6\text{He}$ и искать наиболее нейтральный объект (протон и пять нейтральных барионов), до сих пор не наблюдавшееся гиперядро ${}^{\Lambda}{}^6\text{H}$ [2]. Схема эксперимента показана на *рис. 1*.

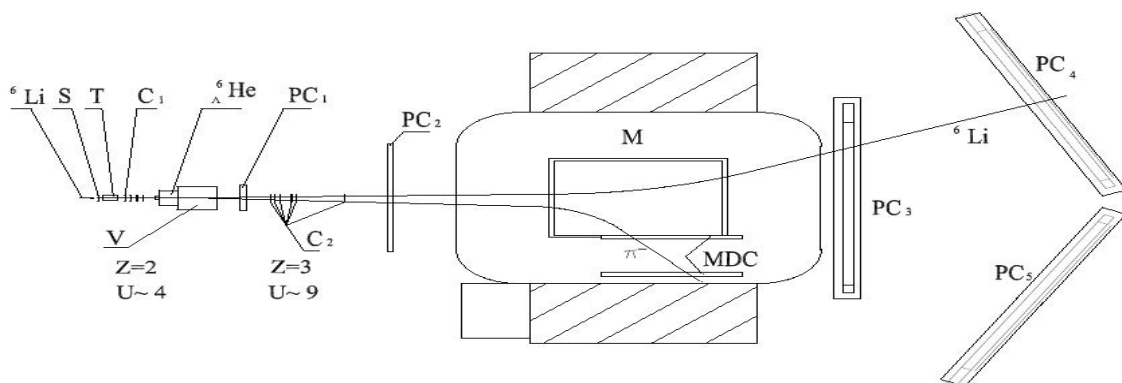
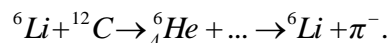


рис.1 Схема спектрометра HyperNIS.

При взаимодействиях релятивистских ионов лития ${}^6\text{Li}$ с импульсом 3.0 ГэВ/нуклон с углеродной мишенью (Т), образуются гиперядра:



До распада гиперядра могут пролететь до десятков сантиметров, их можно рассматривать как пучок гиперядер и исследовать взаимодействия этого пучка с различными поглотителями. Распады гиперядер на спектрометре наблюдаются в вакууме (V), так как это исключает имитацию распада вторичными взаимодействиями ядер пучка или их фрагментами. Для идентификации и выделения нужных событий спектрометром измеряются импульсы продуктов распада гиперядер - пиона и остаточного (дочернего) ядра (лития или гелия). Эти величины позволяют определить эффективную массу распавшейся частицы, в данном случае – выделить события с распадом гиперядра. Важнейший фактор подавления фона (в 104 раза) – разработанный в Дубне эффективный и избирательный триггер, настроенный на выделения распадов с испусканием отрицательного пиона. Группы счетчиков С1-3 измеряют заряд пучковой частицы, гиперядра и продуктов распада, а электроника отбирает нужную комбинацию сигналов. Спектрометр также включает систему времени пролета, которая измеряет импульсы относительно медленных пионов, образовавшихся в распадах гиперядер. После распада гиперядра образуется ядро гелия и пион, треки которых регистрируются двумя блоками пропорциональных камер PC1, PC2. С помощью камер PC3 и PC4 измеряются импульсы дочерних ядер.

Для отбора событий с образованием и распадом гиперядер, нужно используя сигналы от пропорциональных камер, восстановить треки (траектории прохождения частиц), вычислить координаты вершины распада вторичных частиц (точки распада гиперядра, если эта точка в вакууме). Установив распределение координат распадов в пространстве, можно вычислить время жизни.

Для восстановления треков необходимо провести ряд калибровок спектрометра, результаты которых являются основой настоящей работы. Для этого мной разработаны программы, позволяющие определить смещения и повороты камер. Используя данные калибровки, можно отфитировать треки и определить вершину распада. Для решения этой задачи были проведены два тестовых сеанса спектрометра в пучке низкой интенсивности (чтобы в каждом событии была преимущественно одна частица). Для более точного вычисления поворотов камер, часть статистики записывалась со специальным триггером, который отбирал частицы, проходящие через край камер.

Программные методы основаны на робастном оценивании. Подход состоит в использовании адаптивных весов, а именно во включении в них элементов, позволяющих автоматически корректировать дисперсии, увеличивая их там, где наиболее явно проявляются неадекватности между данными и моделью, отделяя фоновые точки от истинных:

$$S(P)^2 = \sum_{j=1}^m (\omega(x_j, P_0) y(x_j) - f(x_j, P))^2 \rightarrow \text{minimum } P$$

где, $\omega(x_j, P_0)$ - адаптивные веса, P_0 - вектор параметров.

В тестовом сеансе были собраны данные для калибровки спектрометра. Удалось провести выравнивание камер, относительно центра магнита и осуществить настройку триггерной системы. Надеемся, что в 2010 году нам удастся провести первый результативный сеанс по поиску гиперядер.

Список публикаций:

- [1] Jorgen Schaffner-Bielich "Hypernuclear Physics and Compact Stars" (2007).
- [2] А. В. Аверьянов и др. "Исследование гиперядер в пучках Нуклотрона". Ядерная физика, том 71, No 12 (2008).
- [3] А.В.Аверьянов и др. XIX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems "NIS-GIBS spectrometer starts hypernuclei research with Li beam", (2008).

Изучение черенковского света в атмосфере

Мохначевская Валентина Петровна

Кнуренко Станислав Петрович, Петров Зим Егорович

Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН

Слепцов Иван Ефимович, д.ф.-м.н.

v_p_prokhorova@ikfia.ysn.ru

На нашу планету со всех направлений из космического пространства устремляется поток заряженных частиц, движущихся со скоростями, близкими к скорости света. Эти частицы, известные под названием космических лучей, представляют собой ядра различных химических элементов. Основное свойство космических лучей, которое отличает их от всех других типов излучения и которое определяет их чрезвычайную важность для современной физики, - это очень большая энергия индивидуальных частиц космического излучения. Уже при первом столкновении первичной частицы сверхвысокой энергии с ядром атома воздуха рождается большое количество адронов, преимущественно заряженных π^+ , π^- и нейтральных π^0 - мезонов под общим названием пионы. В то же время около половины полной энергии передается одному лидирующему нуклону, который в дальнейшем сам испытывает новые столкновения. Рождающиеся пионы и другие адроны также могут участвовать в ядерных столкновениях, в которых увеличивается их общее число, но уменьшается энергия, приходящаяся на одну частицу. С другой стороны, эти частицы нестабильны и могут распадаться. Время жизни нейтральных пионов мало ($\pi^0 = 2 \cdot 10^{-16}$ с) и их распад на два γ -кванта происходит эффективно с самого начала ядерного каскада. Гамма-кванты порождают электромагнитные лавины, в которых образуется большое число электронов e^- и позитронов e^+ . Так формируется мягкая электронно-фотонная компонента широких атмосферных ливней (ШАЛ) - электромагнитный каскад.

Большой интерес представляет регистрация черенковского излучения ШАЛ. Так как оно образуется вдоль всего пути развития ШАЛ и слабо поглощается в чистой атмосфере, по его полному потоку можно определить энергию первичной частицы и восстановить продольное развитие (каскадную кривую) [1]. Лишь

сравнительно недавно появилась возможность получать прямое измерение продольного развития ШАЛ экспериментальным методом.

Для данного эксперимента использовался черенковский дифференциальный детектор на основе камеры обскура, который подробнее описан в работе [2]. Данный детектор работает в составе Якутской комплексной установки ШАЛ, помимо черенковских интегральных, сцинтиляционных и мюонных детекторов. Особенность работы черенковского дифференциального детектора состоит в том, что детектор дает возможность получить информацию с различных высот над уровнем моря. Довольно простая конструкция в виде камеры с узкой прямой и длинной щелью, под которой перпендикулярно ее направлению расположена мозаика из десяти фотоумножителей имеет узкий угол обзора по вертикали и максимально широкий угол охвата по горизонтали. Засвечиваемая площадь фотокатода фотоумножителя меняется в процессе измерения потока черенковского излучения. При движении ливня от верхней границы участка к нижней границе, эта площадь плавно меняется от нуля до некоторого максимального значения, когда ливень достигает примерно середины обозреваемого участка атмосферы. Линейную развертку импульса черенковского излучения можно получить при условии, что детектор находится на значительном расстоянии от его оси.

Используя методику, подробнее описанную в работах [3,4], для восстановления каскадных кривых были отобраны ливни с энергиями $\sim 1016 - 1018$ эВ и зенитными углами от 10 до 30 градусов от вертикали. В ливнях регистрировалась общая заряженная компонента – сцинтиляционными счетчиками и черенковский свет ШАЛ – интегральными и дифференциальными детекторами. Основные характеристики ШАЛ: углы прихода ливня θ , φ , ось ливня, энергия ливня, полное число заряженных частиц на уровне наблюдения определялись по показаниям основных станций наблюдения.

По программе обработки данных регистрации черенковским дифференциальным детектором были определены высоты H , обозреваемые каждым из 10 фотоэлектронных умножителей. Далее вычислялось полное число заряженных частиц на уровне наблюдения по данным сцинтиляционных детекторов большой установки. В последствии эта характеристика ШАЛ использовалась для построения хвоста каскадной кривой за максимумом развития ШАЛ и восстановления каскадной кривой в целом. При минимизации экспериментальных данных использовалась формула (1), как первое приближение, при определении числа частиц на средней глубине в атмосфере по показаниям (амплитудам) 10 фотоэлектронных умножителей.

$$N_i = N_{\max} + [0.434 \cdot (6.5 + 0.021 \cdot (X_{\max} - 600))] \cdot (1 - (X_i / X_{\max}) + \ln(X_i / X_{\max})) \quad (1)$$

где N_s - число частиц на уровне наблюдения, $X_s = 1020 \cdot (1 / \cos \theta)$ - глубина на уровне наблюдения в зависимости от зенитного угла θ , N_{\max} - число частиц в максимуме ливня, которое определяется из формулы:

$$N_{\max} = N_s - [0.434 \cdot (6.5 + 0.021 \cdot (X_{\max} - 600))] \cdot (1 - (X_s / X_{\max}) + \ln(X_s / X_{\max})) \quad (2)$$

Итерации процесса минимизации прекращались, когда достигалось условие минимума, то есть когда достигалось хорошее согласие экспериментальных данных и ожидаемой функции (1). Таким образом, определялись X_{\max} и другие параметры каскадной кривой.

В результате реализации нового метода на установке, стало возможным прямо измерять каскадную кривую развития ШАЛ. В настоящее время хорошо измерена средняя каскадная кривая при $\langle E_0 \rangle = 3.12 \cdot 10^{17}$ эВ. Максимум развития ШАЛ, найденный прямым измерением каскадной кривой для ливней с $\langle E_0 \rangle = 3.12 \cdot 10^{17}$ эВ находится на глубине $\langle X_{\max} \rangle = 690 \pm 47$ г/см². По мере накопления статистики ШАЛ мы ставим задачу по анализу флуктуаций X_{\max} оценить массовый состав космических лучей в области энергий 1015-1018 эВ.

Результаты, полученные по данным измерениям черенковского дифференциального детектора, носят пока предварительный характер, так как все еще мала статистика ливней в области энергий выше 1017 эВ. В настоящее время проводятся работы по модернизации установки с целью улучшения точности измерений, в том числе углов прихода ливня.

Проведение исследований поддержано грантом РФФИ №09-02-12028.

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю, доктору физ.-мат. наук Слепцову И.Е. за интересную тему работы и помощь в подготовке тезисов.

Список публикаций:

- [1] Прохорова В.П., Кнуренко С.П., Слепцов И.Е., Петров З.Е. Исследование продольного развития ШАЛ методом измерения излучения Вавилова-Черенкова на Якутской комплексной установке ШАЛ. // Конф. «Ломоносов-2008», секция «Физика», Москва, с.24-27 (2008).
- [2] G.K.Garipov, V.M.Grigoryev, N.N.Efremov et al. The Cherenkov Track Detector Consisting of the Yakutsk Complex EAS Array, Proc. 27th ICRC, Hamburg, German. V.3.- P.885-887 (2001).
- [3] S.P.Knurenko, V.A.Kolosoov, Z.E.Petrov et al. // Proc. 27th ICRC, Hamburg, V.1.P.177 (2001).
- [4] Григорьев В.М. Новый метод исследования продольного развития широких атмосферных ливней // Наука и техника в Якутии, Якутск, №2(13), с.28-33 (2007).