

6-Атомная, ядерная физика, физика элементарных частиц

Балашков Виталий Сергеевич, аспирант
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, физико-технический
Мембранные процессы для обращения потоков фаз при изотопном обмене
Вергун Анатолий Павлович, д.ф.-м.н.
e-mail: balashkov_vit@mail.ru стр. 282

Власенко Дмитрий Евгеньевич, 4 курс
Батайск, Южный федеральный университет, физический
Рождение и продукты распада топ кварков в процессе электрон позитронной аннигиляции на ИС в Стандартной Модели и в минимальном Калибровочном расширении
Верешков Григорий Моисеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: vlaskenko91@list.ru стр. 283

Губайдулин Ильдар Мухарамович, 3 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, физико-технический
Расчёт подкритичности системы `Сухого` хранения отработавшего топлива реактора РБМК-1000
Беденко Сергей Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: commander_tom@mail.ru стр. 285

Каньшин Кирилл Александрович, магистрант 2 года обучения
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Киральная мультикалибровочная модель (квази-)упругих нейтрино-нуклонных взаимодействий
Верешков Григорий Моисеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: k.kanshin@gmail.com стр. 287

Коновалова Елена Александровна, аспирант 2 года обучения
Гатчина, Петербургский институт ядерной физики, отделение физики высоких энергий
Исследование характеристик барионных резонансов в упругом пион-протонном рассеянии
Гриднев Анатолий Борисович, д.ф.-м.н.
e-mail: lenaakonovalova@gmail.com стр. 288

Шадрин Никита Сергеевич, 4 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, физико-технический
Мониторинг пучка СИ при помощи фотоэффекта
Николенко Антон Дмитриевич, к.ф.-м.н.
e-mail: n.s.shadrin@gmail.com стр. 289

Мембранные процессы для обращения потоков фаз при изотопном обмене

Балашков Виталий Сергеевич

Дрогалев Алексей Ссергеевич, Вергун Анатолий Павлович

Томский политехнический университет

Вергун Анатолий Павлович, д.ф.-м.н.

Balashkov_vit@mail.ru

В настоящее время в современной технике все большее применение находят особо чистые вещества или вещества обогащенные по определенному изотопу. Существуют различные методы по обогащению изотопов.

Мембранные процессы могут быть использованы для эффективного обращения потока фаз при изотопном обмене. В этом случае фаза ионообменника является средой для электромиграционных процессов.

Нами была собрана опытная установка, схема установки приведена на рисунке 1, проведен опыт в котором ионообменник поступает в среднюю камеру электродиализного аппарата. Выделяемый изотоп под действием электрического поля проходит через катионитовую мембрану и накапливается в катодной камере в виде щелочного раствора. Часть раствора из катодной камеры направляется противотоком в обменную колонну, а оставшаяся часть поступает на питание следующей ступени изотопного разделения. В анодную камеру электродиализационного аппарата подается раствор, обедненный по выделяемому изотопу. [1]

Для повышения эффективности разделительного процесса нами используется магнитная обработка системы ионит-раствор. В период прохождения ионита по средней камере электродиализатора фронт отделяющий обогащенную и обедненную фракции перемещается с определенной скоростью, которая зависит от плотности тока в аппарате, емкости ионита и отношения подвижности исследуемых изотопических ионов.

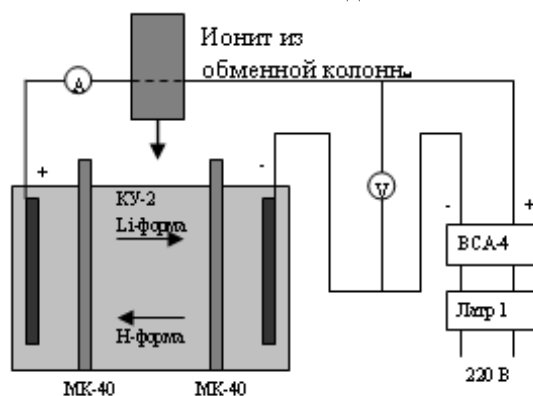


рис. №1 Установка для обращения потока фаз при изотопном обмене

Изучено уравнение движения фронта

$$l = l_0 + x_0^2 t \quad (1)$$

где l_0 —абсцисса этой точки в момент $t=0$, l —абсцисса в некоторой точке в момент t . Из формулы следует, что точка мигрирует с постоянной скоростью x_0^2

$$x_0^2 = \frac{i}{FC_E} \cdot \frac{\frac{U_A}{U_B}}{\left[1 + \frac{C_A}{C_E} \left(\frac{U_A}{U_B} - 1\right)\right]^2} \quad (2)$$

где C_A (или C_B) – функции концентрации первоначального иона А и порождаемого электролизом иона В (в экв/л); U_A и U_B —подвижности этих ионов, предполагаемые неизменяющимися с концентрациями [2];

Предположим, что ион А мигрирует впереди иона В, который занимает его место в смоле. Из выражения для скорости x_0^2 вытекают следующие выводы:

Если $U_A > U_B$ (случай ионов Na^+ , обменивающихся на ионы Zn^{2+} , 1-ин из примеров:

$$\frac{U_{\text{Na}^+}}{U_{\text{Zn}^{2+}}} = 2$$

Любая точка позади фронта ($C_A \rightarrow 0$) продвигается вперед быстрее

любой точки, находящейся впереди ($C_A \rightarrow C_E$). Следовательно, фронт проявляет тенденцию к сжатию и принимает устойчивую форму, в принципе до превращения в плоскость [3].

Разработана компьютерная программа для определения скорости движения фронта.

Предложенный метод обращения потоков фаз может быть использован не только для случая монополярных ионитов, но и для смешанного слоя.

Применение математического планирования позволяет существенно повысить эффективность экспериментальных исследований, так как дает возможность получить максимум информации при значительно меньшем по сравнению с классическими приемами числе необходимых экспериментов. При изучении процессов изотопного разделения в рассмотренных условиях получено уравнение регрессии 2-го порядка, описывающее процесс разделения в стационарной области. Геометрическая модель позволяет определить оптимальные условия проведения процесса при разделении изотопов легких щелочных элементов. Максимальное значение коэффициента разделения найдено равным 1,024.

Проведены исследования по организации непрерывного процесса разделения изотопов данным способом. Эксперименты проводились в противоточных обменных колоннах.

Результаты исследований в рассматриваемом направлении являются научной базой для решения задач повышения эффективности разделительных процессов, поиска новых способов разделения и тонкой очистки веществ, определения оптимальных условий их проведения с учетом требований экологии и безопасности.

Список публикаций:

- [1] Вергун А.П., Пуговкин М.М., Шаров Р.В. «Разделение изотопов и тонкая очистка веществ электроионитными и обменными методами» Учебное пособие, Томск 2000.
- [2] Власов В.А., Вергун А.П., Орлов А.А., Тихонов Г.С. «Разделительные процессы с применением ионообменных материалов» Учебное пособие Томск 2002
- [3] В.И. Заболоцкий, Н.П. Березина, В.В. Никоненко, В.А. Шапошник, А.А. Цхай «Развитие электродиализа в России» Кубанский государственный университет

Рождение и продукты распада топ кварков в процессе электрон позитронной аннигиляции на ИС в Стандартной Модели и в минимальном Калибровочном расширении

Власенко Дмитрий Евгеньевич

Кукса Владимир Ильич

Южный федеральный университет

Верешков Григорий Моисеевич, к.ф.-м.н.

Vlaseko91@list.ru

Физика топ – кварка является важной частью исследований на коллайдерах, таких как действующий ЛНС и планирующийся ЛС. Наиболее прецизионные эксперименты по изучению физических параметров t – кварка будут проводиться на будущем линейном коллайдере (ЛС), т.к процесс электрон-позитронной аннигиляции имеет минимальный вклад трудно контролируемых сильных взаимодействий [1].

В данной работе процесс парного рождения t -кварков на линейном коллайдере с учетом цепочки последовательных распадов $e^+e^- \rightarrow t^+t^- \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}f\bar{f}$ (рис.1). Анализ этого процесса проведен в рамках в рамках Стандартной Модели (СМ) её Минимального Калибровочного расширения с дополнительным нейтральным бозоном.

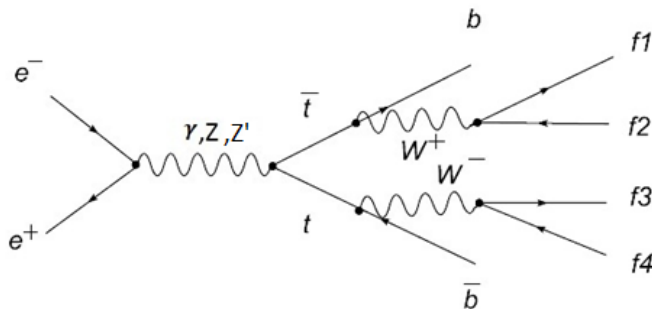


рис.1 Диаграмма Фейнмана.

Выбор такого расширения СМ оправдан тем, что Z' содержится в очень широком классе расширений и дает четкую сигнатуру событий, обусловленных Z' .

При анализе процесса были проведены расчеты интегральных и дифференциальных сечений в рамках модели нестабильных частиц (НЧ) с размытой массой [2,3]. Это позволило значительно упростить вычисления по сравнению с традиционным подходом, требующим численного моделирования [4] и получить аналитические выражения для сечений. Используемая модель НЧ мотивирована соотношением неопределенности энергии-времени и основана на феноменологическом учете эффектов конечной ширины частицы в рамках квантовополевого подхода [2]. В работе [5] показано, что отклонение результатов модельных расчетов от стандартных для процесса в рамках СМ не превышает 0.1%, что позволяет проводить прецизионный анализ.

Модельное сечение инклюзивного процесса парного рождения t -кварков описывается простым и компактным выражением:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{t}) = \iint \sigma(e^+e^- \rightarrow t(m_1)\bar{t}(m_2))\rho(m_1)\rho(m_2) dm_1^2 dm_2^2 \quad (1)$$

Где $\sigma(e^+e^- \rightarrow t(m_1)\bar{t}(m_2))$ стандартное сечение пар кварков со случайными массами m_1, m_2 а $\rho(m)$ описывает их плотность распределения.

В работе [6] проведен анализ влияния дополнительного калибровочного Z' бозона на различные виды дифференциальных и интегральных сечений. Показано что, такое влияние может быть зарегистрировано при энергии $\sqrt{s} \geq 0.5$ (ТeV), при условии, что масса Z' не сильно превышает экспериментально допустимых нижних значений. На рис.2 приведено сечение парного рождения t -кварков в рамках СМ и её минимального расширения при $M_{Z'} = 3.5$ (ТeV)

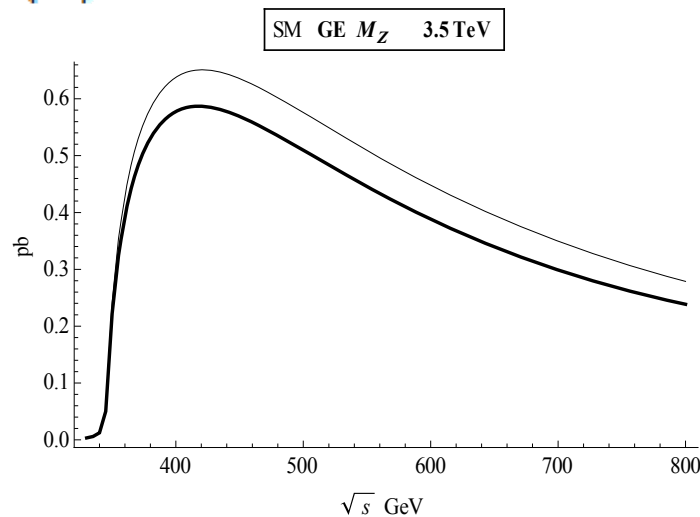


рис. 2 Интегральное сечение процесса.

Аналогичный анализ проведен и для дифференциальных сечений.

На основании ренормгруппового анализа в однопетлевом приближении выяснена связь значений допустимой массы Z' и его калибровочной константы связи с учетом существующих экспериментальных ограничений. Так, например, при $M_{Z'} = 3.5$ (ТeV), $g_{max} = 0.5$.

Список публикаций:

- [1] T. Abe et al., American Linear Collider Working Group Collaboration, SLAC-R-570, Resource book for Snowmass 2001; arXiv:hep-ex/0106056.
- [2] V. I. Kuksa, Int. J. Mod. Phys. A 24, 1185 (2009).
- [3] V. I. Kuksa and N. I. Volchanskiy, Int. J. Mod. Phys. A 25, 2049 (2010).
- [4] K. Kolodziej et al., Eur. Phys. J. C 46, 357 (2006).
- [5] V. Kuksa, R. S. Pasechnik, D. Vlasenko, The top quark pair production at the LC, in proc. The XXth International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory, PoS(QFTHEP2011)033 (2011)
- [6] D. Vlasenko, V. Kuksa, The top quark pair production at the ILC in the minimal gauge extension of the SM, in proc. The XXth International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory, PoS(QFTHEP2011)034 (2011)

Расчёт подкритичности системы `Сухого` хранения отработавшего топлива реактора РБМК-1000

*Губайдулин Ильдар Мухарамович
Вильхивская Ольга Владимировна*

*Томский политехнический университет
Беденко Сергей Владимирович, к.ф.-м.н.
commander_tom@sibmail.com*

Темпы развития ядерной энергетики в значительной степени определяются внешними составляющими ядерно-топливного цикла, в частности, долговременным хранением ОЯТ и его переработкой [1].

Прогнозы, сделанные в различных странах, показывают, что в ближайшие 20–30 лет ожидается увеличение объемов накопления ОЯТ в мире примерно в 2–3 раза, при этом особенно острой проблемой будет являться хранение ОЯТ реакторов типа РБМК. В связи с этим возникает необходимость в хранилищах большой емкости, удовлетворяющих требованиям ядерной и радиационной безопасности [1, 2]. После заметного распада короткоживущих радионуклидов при предварительной выдержке ОЯТ в воде с целью снижения тепловыделения становится целесообразным переход на «сухой» метод хранения ОЯТ [2].

Именно контроль нейтронно-физических параметров в системах «сухого» хранения ОЯТ будет рассмотрен в этой работе. Также на примере сухого хранилища ОЯТ (СХОЯТ) на ФГУП «Горно-химический комбинат» будут рассмотрены различные схемы загрузок, позволяющие существенно снизить уровни нейтронного излучения в некоторых точках хранилища до предельно допустимых значений.

Хранение ОТВС в России предусматривается в специальных гнездах, в которых размещаются герметичные пеналы с ОТВС. Каждая камера хранения имеет 242 гнезда для герметичных пеналов с ОТВС РБМК-1000, расположенных в гнезде в два яруса. В каждом гнезде размещается 3,503 т (по урану) ОЯТ реактора РБМК-1000 (или 2,4 тонны ОЯТ реактора ВВЭР-1000).

Для расчетов $k_{эфф}$ СХОЯТ использован программный комплекс SCALE 5.0. Расчет проводился для облученного топлива реактора РБМК.

Результаты расчетов $k_{эфф}$ камеры пролетом 12 м СХОЯТ РБМК-1000. Случай «свежего» топлива

Рассмотрены варианты проектных (заполнения хранилища водой, при отсутствии воды в самом гнезде с пеналом) и запроектных аварий (заполнение всего хранилища водой и всех ампул, находящихся в герметичных пеналах в гнезде хранилища).

При расчете $k_{эфф}$ СХОЯТ использовалось урановое топливо с обогащением 1,6; 2,0; 2,4; 2,6 и 2,8 %.

Результаты расчета $k_{эфф}$ топлива с начальным обогащением 1,6 % для пяти загрузок:

1. В СХОЯТ находится одно гнездо с пеналом, размещенное в центре.
2. СХОЯТ полностью загружено топливом.
3. В СХОЯТ находится одно гнездо с пеналом, размещенное в центре. СХОЯТ полностью заполнено водой, вода везде кроме самого гнезда с пеналом.
4. СХОЯТ полностью загружено топливом. СХОЯТ полностью заполнено водой, вода везде кроме гнезд с пеналом.
5. СХОЯТ полностью загружено топливом. Рассмотрена запроектная авария, при которой происходит заполнение всего хранилища водой и всех ампул, находящихся в герметичных пеналах в гнезде хранилища.

Результаты расчета $k_{эфф}$ для топлива с другим обогащением для удобства сведены в табл. 1. Цифры 1, 2, 3, 4 и 5 соответствуют приведенным выше схемам загрузок.

Таблица 1. Расчетные значения $k_{эфф}$ СХОЯТ для топлива различного обогащения

Обогащение топлива, %	1	2	3	4	5
1,6	0,1252	0,2829	0,3572	0,3867	0,8146
2,0	0,1299	0,3034	0,3779	0,4108	0,8942
2,4	0,1338	0,3277	0,4003	0,4319	0,9502
2,6	0,1355	0,3399	0,4058	0,4422	0,9756
2,8	0,1362	0,3499	0,4115	0,4496	0,9967

Таким образом, возникновение самоподдерживающейся реакции деления возможно для топлива с обогащением 2,6 % и 2,8 % и только в случае запроектной аварии, когда происходит заполнения хранилища и отдельных его зон водой. Однако данное событие маловероятно.

Результаты расчетов $k_{эфф}$ камеры пролетом 12 м СХОЯТ РБМК-1000. Случай «выгоревшего» топлива

СХОЯТ полностью загружено ОЯТ РБМК-1000 (обогащение – 2 %, выгорание – 19740 МВт·сут/т, выдержка – 180 суток и 10 лет). Эффективный коэффициент размножения СХОЯТ, загруженного ОЯТ РБМК-1000, равен $k_{эфф} = 0,2229 \pm 0,0005$.

Расчетные исследования показали, что учёт глубины выгорания позволит уменьшить значение $k_{эфф}$ на 32 %, а значит с точки зрения ядерной безопасности камера пролетом 12 м СХОЯТ является глубоко подкритичной системой даже в случае запроектных аварий (с учётом глубины выгорания ОЯТ), однако уровни нейтронного излучения уже при выгорании 19740 МВт·сут/т U превышают предельно допустимые значения. Таким образом, необходима оптимизация схем размещения в СХОЯТ ОТВС с различной глубиной выгорания с целью уменьшения дозовой нагрузки на персонал.

Один из вариантов загрузки СХОЯТ, позволивший снизить уровни нейтронного излучения в некоторых точках хранилища до предельно допустимых значений.

Расчетное значение эффективного коэффициента размножения в СХОЯТ равно $k_{эфф} = 0,2148 \pm 0,0003$. Дозовые характеристики полей нейтронов в «сухом хранилище» для ОЯТ с начальным обогащением 2 % по ^{235}U и глубиной выгорания 19740 МВт·сут/т U приведены на рисунках 1.1 и 1.2.

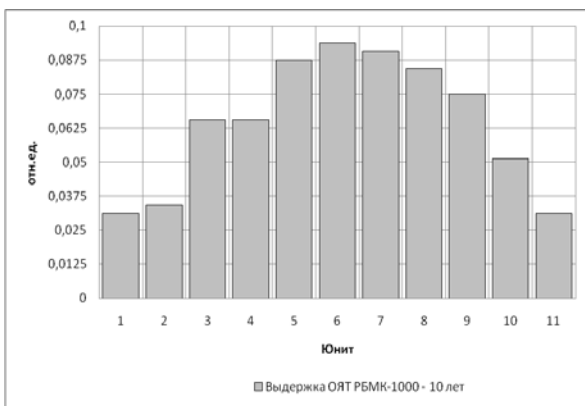


рис. 1.1. Значение потоков быстрых нейтронов в зависимости от расположения UNIT в массиве.

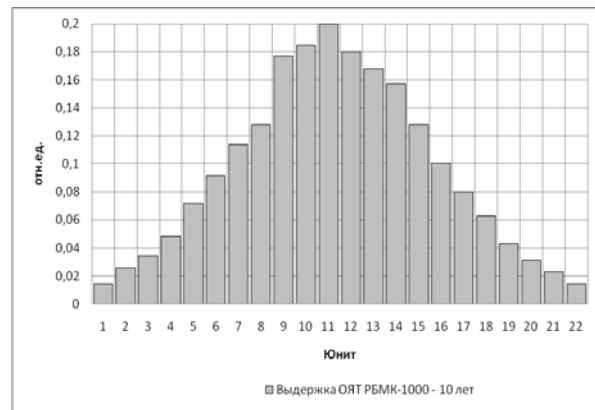


рис. 1.2. Значение потоков быстрых нейтронов в зависимости от расположения UNIT в массиве

Выводы

- Установлено, что при условии нормальной эксплуатации и проектных аварий СХОЯТ является глубоко подкритичной системой (схемы загрузки – 1...4, см. Табл. 1), при этом $k_{эфф} \leq 0,45$.
- Установлено, что учёт глубины выгорания позволит уменьшить значение $k_{эфф}$ на ~32 %, при этом СХОЯТ будет глубоко подкритичной системой даже в случае запроектных аварий, однако уровни нейтронного излучения уже при выгорании 19740 МВт·сут/т превысят предельно допустимые значения.
- Таким образом, необходима оптимизация схем размещения в СХОЯТ ОТВС с различной глубиной выгорания с целью уменьшения дозовой нагрузки на персонал.
- Предложенный в работе вариант «загрузки» СХОЯТ позволит снизить уровни излучения в некоторых точках хранилища до предельно допустимых значений.

Список публикаций:

Внуков В.С. Глубина выгорания как параметр ядерной безопасности хранилищ и транспортных упаковочных комплектов с отработавшим ядерным топливом. – Атомная техника за рубежом, 1990, № 12, с. 9 – 11.

Шаманин И.В., Беденко С.В., Павлюк А.О., Лыско В.А. Использование программы ORIGEN-ARP при расчете изотопного состава отработанного топлива реактора ВВЭР-1000 // Известия Томского политехнического университета. – 2010. – Т. 317. – № 4. – С. 25–28.

Беденко С.В., Гнетков Ф.В., Кадочников С.Д. Дозовые характеристики полей нейтронов облученного керамического ядерного топлива различных типов // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2010. – № 1. – С. 6 – 12

Киральная мультикалибровочная модель (квази-)упругих нейтрино-нуклонных взаимодействий

Каншин Кирилл Александрович
 Верешков Григорий Моисеевич
 Южный федеральный университет
 Верешков Григорий Моисеевич, к.ф.-м.н.
k.kanshin@gmail.com

Процесс нейтрино – нуклонного рассеяния предоставляет уникальную возможность экспериментального исследования аксиальных форм-факторов нуклона. Для лучшего понимания физических процессов происходящих внутри нуклона необходима четкая теоретическая интерпретация экспериментальных данных по аксиальным форм-факторам.

В данной работе представлена феноменологическая барион–мезонная модель (подробнее см. [1]), позволяющая описать процессы бета распада нейтрона, квазиупругого и упругого нейтрино-нуклонных рассеяний, а также содержащая в себе теорию электрон-нуклонных взаимодействий представленную в [2]. В основе данной модели лежат следующие предположения:

1. Мультикалибровочный подход, позволяющий включить в рассмотрение семейства мезонов.
2. Гипотеза векторной и псевдовекторной мезонной доминантности, позволяющая описать процесс взаимодействия как обмен семействами виртуальных мезонов.
3. Киральная симметрия взаимодействий лептонов с калибровочными полями, а также киральная симметрия вакуума, проявляющаяся в равенстве вакуумных сдвигов левых и правых хиггсовских полей.

В рамках модели получено следующее выражение для дираковского аксиального форм-фактора нуклона:

$$G_A(Q^2) = q(Q^2) \sum_{i=1}^N w_i \frac{m_{\rho_i}^2}{m_{a_{1i}}^2 + Q^2}, \quad (1)$$

где Q^2 – переданный 4-импульс, N – количество мезонных семейств, взятых в рассмотрение, w_i – параметры дираковского мезон – лептонного взаимодействия, $m_{\rho_i}, m_{a_{1i}}$ – массы соответствующих мезонов и, наконец, $q(Q^2)$ – КХД асимптотика дираковского форм-фактора, обсуждаемая в работах [4,5,6,7] и имеющая следующий вид:

$$q(Q^2) = (1 + h \cdot \ln(1 + Q^2 / \Lambda^2) + g \cdot \ln(1 + Q^2 / \Lambda^2))^{-p/2}, \quad (2)$$

где $\Lambda \cong 150$ МэВ – масштабная шкала КХД, а h, g, p – некоторые параметры.

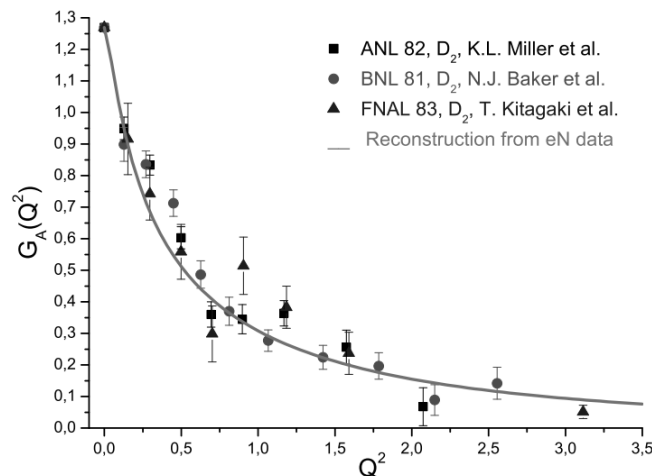


рис. 1. Реконструкция аксиального форм-фактора нуклона.

При учете всего трех мезонных поколений все три параметра w_i фиксируются асимптотиками дираковских векторного и аксиального форм-факторов в нуле и на бесконечности. В частности, из данных по

бета-распаду[3]: $G_A(0) = 1.2689$. Численные значения параметров следующие: $w_1 = -1.248$, $w_2 = 7.265$, $w_3 = -5.017$. Поскольку параметры h, g, p одинаковы как для электромагнитных, так и для слабых форм-факторов нуклона, имеется возможность определить их по данным электрон – нуклонного рассеяния, которые имеют значительно меньшие неопределенности, чем нейтрино – нуклонные данные. Таким образом, при $N = 3$ возможно предсказать, или иначе, реконструировать поведение аксиального форм-фактора $G_A(Q^2)$, используя h, g, p , найденные из процедуры фита электронных данных а также из теоретических соображений на основе КХД в работе [2]. Результат такой реконструкции аксиального форм-фактора приведен на рис.1, экстрагированные значения аксиального форм-факторы взяты из [8].

Преимуществами данного подхода по сравнению со стандартной дипольной аппроксимацией аксиального форм-фактора [8] являются:

1. Прозрачный физический смысл параметров w_i – констант мезон – лептонного взаимодействия.
2. Единый набор параметров для слабых и электромагнитных форм-факторов нуклона.

В ближайшем будущем планируется завершить рассмотрение упругого нейтрино – нуклонного рассеяния.

Список публикаций:

- [1] K. Kanshin and G. Vereshkov [arXiv:1112.5576 [hep-ph]].
 [2] G. Vereshkov and O. Lalakulich, Eur. Phys. J. A 34, 223 (2007) [arXiv:0705.1476 [hep-ph]].
 [3] K. Nakamura et al. [Particle Data Group Collaboration], Review of particle physics, J. Phys. G 37, 075021 (2010).
 [4] S. J. Brodsky and G. R. Farrar, Phys. Rev. D 11 (1975) 1309.
 [5] G. P. Lepage and S. J. Brodsky, Phys. Rev. D 22 (1980) 2157.
 [6] A. V. Belitsky, X.-d. Ji and F. Yuan, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 092003 [hep-ph/0212351].
 [7] S. J. Brodsky, J. R. Hiller, D. S. Hwang and V. A. Karmanov, Phys. Rev. D 69 (2004) 076001 [hep-ph/0311218].
 [8] H. Budd, A. Bodek and J. Arrington [hep-ex/0410055].

Исследование характеристик барионных резонансов в упругом пион-протонном рассеянии

Коновалова Елена Александровна

Гриднев Анатолий Борисович, Козленко Николай Георгиевич, Сумачёв Викторин Владиславович

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова

Гриднев Анатолий Борисович, д.ф.-м.н.

lanaakonvalova@gmail.ru

В настоящее время вызывает большой интерес существование некоторых барионов, приведённых в таблицах издания The Review of Particle Physics. Количество экспериментально обнаруженных барионов не совпадает с количеством барионов, которые, согласно существующей теории, должны существовать (их меньше примерно на 300). Более того, нет надёжного подтверждения существования экзотических резонансов, которые квантовой хромодинамикой не запрещаются. Такие резонансы характеризуются малой шириной порядка 10 МэВ, и именно поэтому их обнаружение является затруднительным.

В эксперименте ЭПЕКУР, проводимом коллаборацией Петербургского института ядерной физики (ПИЯФ, г. Гатчина) и Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ, г. Москва), выполняется целенаправленный поиск узких состояний в упругом пион-протонном рассеянии. Данный эксперимент производится путём систематического измерения дифференциального поперечного сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ [1,2].

Установка для исследования представляет собой двухплечевой безмагнитный спектрометр, в каждом из плечей которого располагается система из 4 дрейфовых камер, измеряющих треки рассеянных пионов и протонов. Мишенью является цилиндр диаметром 40 мм, заполненный жидким водородом. Для точного измерения импульса (до 0.06%) и проведения треков частиц пучка используется система из 8 пропорциональных камер, расположенных в первом фокусе магнитооптического канала и перед мишенью. Поэтому разрешение по импульсу налетающих пи-мезонов составляет порядка 1 МэВ.

Обработка полученных данных производится методом Монте Карло, с использованием системы моделирования GEANT 3.21. Событие упругого π - p -рассеяния разыгрывается равномерно по фазовому объёму и по всей длине мишени. Частица, при прохождении через объёмы установки, испытывает все реальные

взаимодействия: сильное взаимодействие, многократное рассеяние, распады и ионизационные потери (рис.1). После проведения треков проверяется, будет ли полученное событие зарегистрировано с учетом начитанных при реальной обработке эффективности камер и критериями отбора, используемыми для реальных событий.

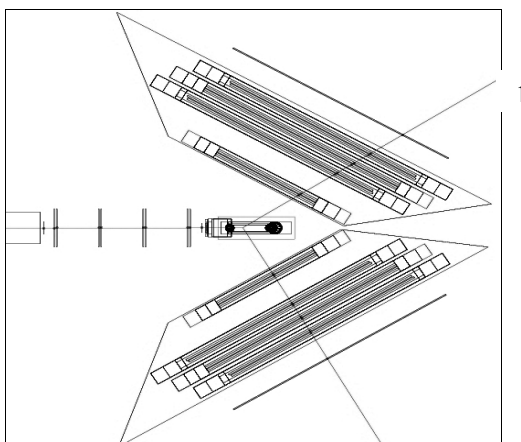


рис.1. Вид установки и проведение трека в системе GEANT 3.21.

Линии 1 и 2 — траектории рассеянных пиона и протона после взаимодействия в объёме мишени.

Набор статистики и обработка уже полученных на эксперименте данных продолжается. К настоящему моменту набрано порядка 2,95 млрд. событий, из которых 44 млн. - интересующие нас события упругого пион-протонного рассеяния. Ожидаемые результаты по измерению дифференциальных сечений упругого π -рассеяния помогут подтвердить или опровергнуть наличие узких резонансов в исследуемой нами области импульсов.

Список публикаций:

[1] I.G. Alekseev et. al., *Conference-session of Russian Academy of Sciences (2011)*.

[2] И.Г. Алексеев и др., «ЭПЕКУР»: поиск криптоэкзотического члена $N10$ антидекуплетов барионов $1/2^+$ в реакциях π - $p \rightarrow \pi$ - p и π - $p \rightarrow K\Lambda$. *Препринт (2005)*.

Мониторинг пучка СИ при помощи фотоэффекта

Шадрин Никита Сергеевич

Новосибирский государственный технический университет

Николенко Антон Дмитриевич, к.ф.-м.н.

N.S.Shadrin@gmail.com

Метрологическая станция «Космос» Сибирского центра синхротронного излучения, расположена в Институте Ядерной Физики на 10 канале СИ накопителя ВЭПП-4. Одним из основных видов работ, проводимых на станции, является калибровка спектральной чувствительности полупроводниковых датчиков излучения в области мягкого рентгена (20эВ – 1000 эВ).

В 2011 году на станции, для измерения интенсивности СИ в канале, был разработан макет эмиссионного датчика. Работа данного макета основана за счет внешнего фотоэффекта. Показания данного прибора зависят от разности потенциалов между анодом и катодом и площади попадания излучения на катод, поэтому измеренные значения этого прибора относительны, и их необходимо нормировать.

На кольце накопителя ВЭПП-4 существуют два прибора, по показанию которых составляют представление о состоянии пучка электронов при работе накопителя. Один из этих приборов – ферромагнитный зонд, измеряющий индукцию, наводимую в катушке прибора, пролетающими электронами. Вторым прибором является ПЗС-матрица, которая измеряет интенсивность падающего излучения СИ пролетающего пучка электронов.

До момента разработки эмиссионного датчика, при процессе калибровки детектора, использовались показания этих двух приборов, но поскольку они существуют для мониторинга состояния пучка электронов в накопителе, они не давали точного представления о поведении пучка СИ в канале станции «Космос». Показания эмиссионного датчика, нормированного на показания этих двух приборов, дают более точное представление о состоянии СИ в канале станции. Помимо этого, разработанный нами прибор, имеет меньший разброс в измеренных показаниях, что является важным фактором при калибровке датчиков в области мягкого рентгена.

