

5-Атомная и ядерная физика, физика элементарных частиц

Волчанский Николай Игоревич, 3 курс
Ростовский государственный университет, физический
Генерация массы фамилона в процессах взаимодействия хиггсового и непертурбативного кваркового конденсатов.

Научный руководитель: Верешков Г.М., КФМН, зав. лаб. физики фунд. взаимодействий НИИФ РГУ,
НИИ физики РГУ

Адрес: 344058 Ростовская область Ростов-на-Дону пр. Коммунистический 16, кв.7

Телефон: (8632) 22-05-74

E-Mail: nvolch@mail.ru стр. 391

Дмитриев Александр Владимирович, аспирант
Новгородский Государственный Университет имени Ярослава Мудрого, Институт Электронных и
Информационных систем

Многопомеронная квазиэйконоальная модель для процессов одиночной диффракции

Научный руководитель: Абрамовский Виктор Анатольевич, д. ф.-м. н, профессор кафедры ТМФ,
Новгородский Государственный Университет имени Ярослава Мудрого

Адрес: г. В. Новгород, ул. Кочетова, д. 15, кор. 1, кв. 225

Телефон: (8162) 64-91-46

E-Mail: gridlab@novsu.ac.ru стр. 393

Конюхова Ирина Александровна, 3 курс

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический

Установка для исследования влияния экстремальных факторов на химические системы, моделирующие живые организмы

Научный руководитель: Спасский Андрей Васильевич, к. ф.-м. н, зав. лаб., НИИЯФ МГУ

Адрес: 119992 Москва Ленинские горы НИИЯФ МГУ

E-Mail: wg2@anna19.npi.msu.su стр. 411

Пасечник Роман Сергеевич, 4 курс

Ростовский Государственный Университет, физический

Нейтральные и заряженные хиггсино как носители остаточных эффектов суперсимметрии.

Научный руководитель: Верешков Григорий Моисеевич, к. ф.-м. н, Заведующий лабораторией
фундамент.-х взаимодей.-ий, НИИ Физики при РГУ

Адрес: 344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге 28/2, общежитие 5 `А`, к. 805

Телефон: (8632241) 3-28-13

E-Mail: rpasech@mail.ru стр. 395

Родионова Лариса Витальевна, аспирант

Воронежский Государственный Университет, физический

Механизмы двойного и тройного деления ядер

Научный руководитель: Кадменский Станислав Георгиевич, д. ф.-м. н, заведующий кафедрой ядерной
физики, Воронежский Государственный Университет

Адрес: 394063 г. Воронеж, ул. Зои Космодемьянской, д.15, кв. 54

Телефон: (0732)20-88-21

E-Mail: lorarodion@yandex.ru стр. 397

Симоненко Александр Валерьевич, м. н. с.

Объед. Институт Яд. Исследований, Нучн. Экспер. Отдел Яд. Спектроскопии и Радиохимии

Оценка объема ядерной системы в момент распада при мультифрагментации в соударениях p(8.1ГэВ)+Au

Научный руководитель: Авдеев Сергей Петрович, к. ф.-м. н, начальник сектора, ОИЯИ

Адрес: 141980 г. Дубна Моск. обл., ул. Моховая 6-9

E-Mail: Simonenko-AV@yandex.ru стр. 399

Соболев Артём Владимирович, 4 курс
Обнинский институт атомной энергетики (Технический университет), физико-энергетический
Выбор геометрических параметров кольцевых реакторов
Научный руководитель: Волков Ю.В., д.т.н., профессор, Обнинский институт атомной энергетики (Технический университет)
Адрес: 249040 Обнинск, Калужская обл., Студгородок 1, ИАТЭ
Телефон: (08439) 7-84-75
E-Mail: IATESobolevA@rambler.ru стр. 410

Суслов Сергей Владимирович, 5 курс
НГУ, физический
Время старения ФЭУ с МКП в условиях внешней засветки
Научный руководитель: Кравченко Евгений Анатольевич, к. ф.-м. н, с.н.с., Институт Ядерной физики СО РАН
Адрес: 630090, Новосибирск, а/я 599
E-Mail: suslov@gorodok.net стр. 400

Филатов Петр Валерьевич, 4 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Расчет электрических полей трековой системы детектора СНД
Научный руководитель: Васильев Алексей Владимирович, , н.с., ИЯФ СОРАН
Адрес: 630090 г.Новосибирск, ул.Пирогова 14, к.301
Телефон: (3832)39-47-30
E-Mail: filatov@sndxt1.inp.nsk.su стр. 402

Шнайдер Анна Александровна, аспирант
Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Институт электронных и информационных систем
Величина полного протон-протонного сечения при энергии ЛНС
Научный руководитель: Абрамовский Виктор Анатольевич, д. ф.-м. н, профессор, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого
Адрес: 173003, Великий Новгород, Большая Санкт-Петербургская, 41
Телефон: (8162)11-68-91
E-Mail: gridlab@novsu.ac.ru стр. 403

Штоль Дмитрий Александрович, 5 курс
Новосибирский Государственный Университет, Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН, физический
Моделирование калориметра детектора СНД
Научный руководитель: Голубев Владимир Борисович, к. ф.-м. н, Доцент, Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН
Адрес: Новосибирск, 630090, Академическая 8-20
Телефон: (3832) 34-18-12
E-Mail: shtol@sndxt1.inp.nsk.su стр. 405

Юндин Валерий Юрьевич, 3 курс
Ростовский Государственный Университет, физический
Фамилонная симметрия в Стандартной Модели с двумя хиггсовскими дублетами
Научный руководитель: Верешков Г. М., к. ф.-м. н, зав. лаб. Фундаментальных Взаимодействий, НИИ Физики при РГУ
Адрес: 344058, Ростов-на-Дону, Коммунистический 13/3, 3
Телефон: (8632) 92-54-91
E-Mail: valik_ru@mail.ru стр. 408

Генерация массы фамилона в процессах взаимодействия хиггсового и непертурбативного кваркового конденсатов

Волчанский Николай Игоревич

*Потапова Екатерина Сергеевна, Юндин Валерий Юрьевич
Ростовский Государственный Университет*

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

nvolch@mail.ru

Динамическая реализация фамилонной симметрии $O_f(2) \times P_f$ в Стандартной Модели (СМ) с двумя хиггсовскими дублетами (подробнее эта симметрия рассматривается в докладе В.Ю. Юндина «Фамилонная симметрия в СМ с двумя хиггсовскими дублетами») предсказывает, что среди скалярных частиц появляется безмассовый бозон – фамилон. Он участвует в слабых юкавовских взаимодействиях, которые, при равной нулю массе фамилона, являются дальнедействующими. Тем не менее, указанные взаимодействия не могут быть кандидатами на «пятую силу», т.к. последовательный учёт других наблюдаемых структур вакуума – кварковых конденсатов – делает фамилон псевдоголдстоуновским бозоном.

Современные представления о природе физического вакуума выделяют две его подсистемы: хиггсов конденсат (ХК) и кварк-глюонный конденсат (КГК). Последняя из них обнаружена экспериментально и представляет собой сильноскоррелированные вакуумные флуктуации кварковых и глюонных полей в расслоённом пространстве-времени, величины которых найдены в численных и коллайдерных экспериментах:

$$\langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} | 0 \rangle = (360 \pm 20 \text{ МэВ})^4, \quad \langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{d}d | 0 \rangle = -(225 \pm 25 \text{ МэВ})^3,$$

$$\langle 0 | \bar{Q}Q | 0 \rangle = -\frac{1}{12m_Q} \langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} | 0 \rangle, \quad Q = c, s, t, b,$$

здесь m_Q – массы кварков, $G_{\mu\nu}^a$ – напряжённости глюонных полей, α_s – хромодинамическая константа связи. Хиггсовы поля взаимодействуют с кварковыми, а значит ХК взаимодействует с КГК. В результате таких взаимодействий формируется спектр масс частиц, причём ХК доминирует в этом процессе, а взаимодействие с КГК добавляет лишь малые поправки к массам частиц. Тем не менее, масса фамилона образуется только КХД-поправками. Нарушение теоремы Голдстоуна, происходящее при этом, объясняется тем, что кварковый конденсат носит статус внешнего поля.

Хиггсов сектор и кварковая часть юкавовских связей лагранжиана модели имеют вид соответственно:

$$L_H = (D_\mu H_A)^\dagger (D^\mu H_A) + \mu_H^2 (H_A^\dagger H_A) - \lambda_1 (H_A^\dagger H_A)^2 - \lambda_2 (H_A^\dagger H_B) (H_B^\dagger H_A) - \\ - \lambda_3 (H_A^\dagger H_B) (H_A^\dagger H_B) + \frac{1}{2} \mu_\Phi^2 \Phi_A \Phi_A - \frac{1}{4} \lambda_4 (\Phi_A \Phi_A)^2 - \lambda_5 (H_A^\dagger H_A) \Phi_B \Phi_B - \lambda_6 (H_A^\dagger H_B) \Phi_A \Phi_B,$$

$$L_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left[h_1 (\bar{q}_{L_A} H_A) u_{R_3} + h_2 (\bar{q}_{L_A} \varepsilon_{AB} H_B) u_{R_3} + h_3 (\bar{q}_{L_3} H_A) u_{R_A} + h_4 (\bar{q}_{L_3} H_A \varepsilon_{AB}) u_{R_B} + \right. \\ \left. + h_5 (\bar{q}_{L_A} \tilde{H}_A) d_{R_3} + h_6 (\bar{q}_{L_A} \varepsilon_{AB} \tilde{H}_B) d_{R_3} + h_7 (\bar{q}_{L_3} \tilde{H}_A) d_{R_A} + h_8 (\bar{q}_{L_3} \tilde{H}_A \varepsilon_{AB}) d_{R_B} \right] + \text{э.с.},$$

где $H_A, A=1,2$ есть хиггсовы дублеты, Φ_A – синглетное скалярное поле, являющееся векторным представлением фамилонной группы, \tilde{H}_A – сопряжённые дублеты, λ_k и h_k – вещественные постоянные.

Рассмотрена двухконденсатная модель:

$$\langle 0|H_1|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 e^{i\varphi_1} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle 0|H_2|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_2 e^{i\varphi_2} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle 0|\Phi_A|0\rangle = (u_1 \quad u_2).$$

Из условия минимальности энергии вакуума следует, что в такой модели может реализоваться 1+1-вакуум двух типов: с ориентированными ($v_2 = u_2 = 0$) и с разориентированными сдвигами ($v_2 = u_1 = 0$). Уравнения состояния вакуума при учёте взаимодействия ХК и КГК изменились на величину $\chi \approx -(6 \text{ МэВ})^2$, очень малую в сравнении с квадратом электро-слабого масштаба $v = 246 \text{ ГэВ}$:

$$v^2 = \frac{\mu_H^2 \lambda_4 - \mu_\Phi^2 \lambda}{\Delta} - \frac{\chi \lambda_4}{\Delta}, \quad u^2 = \frac{\mu_\Phi^2 (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) - \mu_H^2 \lambda}{\Delta} + \frac{\chi \lambda}{\Delta},$$

где $\Delta = (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) \lambda_4 - \lambda^2$, λ – некоторая линейная комбинация констант самодействия скалярных полей.

Построение спектра масс и асимптотических состояний полей заключается в диагонализации квадратичной по полям части лагранжиана. КХД-поправки сформировали массу фамилона вида

$$m_f^2 = \frac{1}{3|\lambda_6|u^2} \langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} | 0 \rangle.$$

Известные из эксперимента ограничения на редкие фамилонные распады фиксируют верхнюю границу на величину этой массы $m_f < 1 \text{ ЭВ}$.

Если рассматриваемое расширение СМ описывает реальную физику, то фамилон оказывается одним из компонент самодействующей чёрной материи. Другим интересным свойством этой модели является то, что доминирующим каналом распада лёгкого хиггсова бозона является распад на два фамилона; так, например

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow \bar{b}b)}{\Gamma(H^0 \rightarrow ff)} \approx \left(\frac{m_{H^0}}{26.8\lambda \text{ ТэВ}} \right)^2,$$

где Γ – парциальные ширины распадов. Этим, если фамилон существует, объясняется неудача поисков лёгкого хиггсового бозона в экспериментах на LEP. Более того, и на масштабе LHC его не удастся обнаружить.

Многопомеронная квази-эйконоальная модель для процессов одиночной дифракции.

Дмитриев Александр Владимирович

Новгородский Государственный Университет имени Ярослава Мудрого

Абрамовский Виктор Анатольевич, д.ф-т.н

gridlab@novsu.ac.ru

Трёх-реджеонная феноменология хорошо описывает полные, упругие и низко-энергетические дифракционные сечения, но в области энергий Тэватрона она противоречит данным по одиночной дифракционной диссоциации. Основная проблема заключается в том, что полное сечение одиночной дифракции растёт медленнее, чем это предсказывается Y -подобными реджевскими диаграммами, включающими только три померона. Этот факт ясно виден из левой части Рис.1, взятой из Раб.[1], где "Standard flux" соответствует Y -подобной реджевской диаграмме.

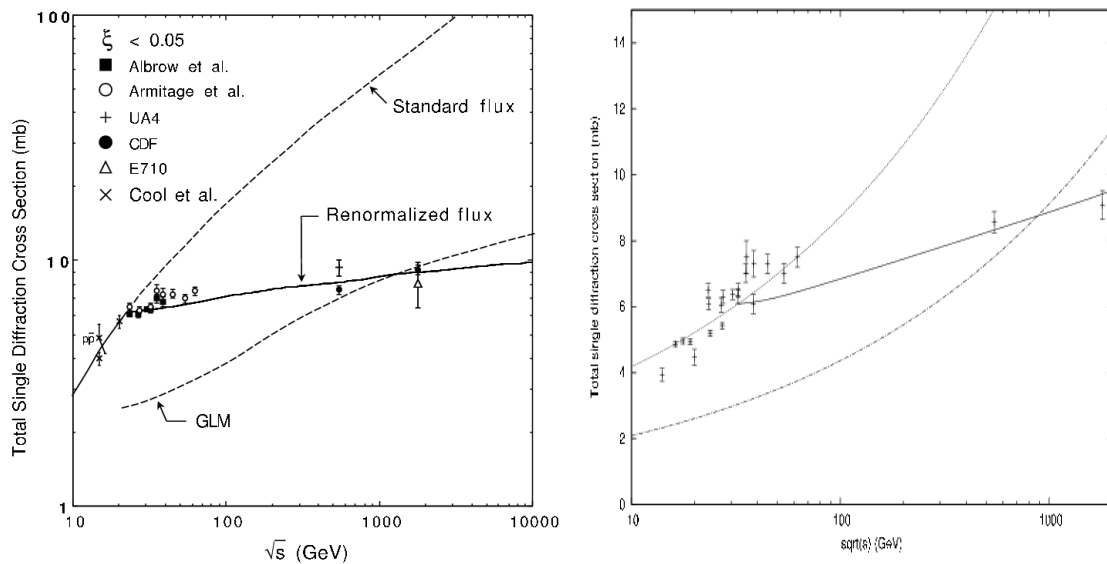


Рис.1

Полное сечение одиночной дифракции для $p+p \rightarrow p+X$ от энергии с предсказаниями модели с перенормированным померонным потоком Гоулианоса (слева, сплошная линия) и модели Готсмана, Левина и Маора (слева, штриховая линия, помеченная GLM). Предсказания нашей модели изображены справа сплошной линией.

В этой работе мы учитываем все неусиленные абсорбционные поправки к вкладу Y диаграммы, показанные на Рис. 2. Т.к. низкоэнергетические поправки быстро уменьшаются с энергией, мы учитываем только померонные вклады, но во всех существенных диаграммах, как это было сделано в Раб.[2] и Раб.[3]. Это даёт нам возможность отнормировать сечения одиночной дифракции на данных CDF и сделать теоретически обоснованные предсказания для сечения одиночной дифракции при энергиях LHC.

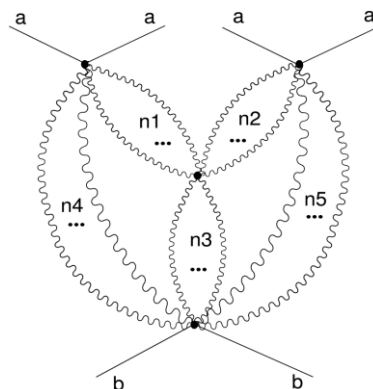


Рис.2 Реджевские диаграммы, описывающие одиночную дифракционную диссоциацию частицы *b*.

Мы используем квази-эйкональное приближение, в котором вершина взаимодействия *n* померонов с адроном описывается как

$$N_n(k_1, \dots, k_n) = g_h (g_h c_h)^{n-1} \exp(-R_h^2 \sum_{i=1}^n \bar{k}_i^2) \quad (1)$$

и вершина, соответствующая переходу *l* померонов в *m* померонов в предположении доминантности π -мезонного обмена

$$\Lambda(k_1, \dots, k_{l+m}) = r (g_\pi c_\pi)^{l+m-3} \exp(-R_r^2 \sum_{i=1}^{l+m} \bar{k}_i^2) \quad (3)$$

В этом приближении вклад каждой диаграммы на Рис.2 может быть вычислен аналитически. При анализе использовались параметры, хорошо описывающие полные и упругие сечения. Параметр *r* свободно варьировался, т.к. полные и упругие сечения не зависят от него. Полученная зависимость σ_{SD} от *s* показана на рис.1 справа сплошной линией вместе с выборкой экспериментальных данных, взятых из работы [1].

Данные CDF при больших энергиях хорошо описываются нашей моделью и данные при низких энергиях не противоречат нашим оценкам, если учесть, что мы пренебрегли низколежащими реджеонами. Из сравнения Рис.1а и Рис.1б видно, что наши предсказания близки к предсказаниям модели Гоулианоса. Можно рассматривать нашу модель как основанное на реджистике объяснение множителя перенормировки померонного потока, введённого как аксиома Гоулианосом.

Наши предсказания для больших энергий отличаются от других моделей.

В ЛНС энергия протонов в системе центра масс будет 14 ТэВ. Мы оцениваем сечение одиночной дифракции при этой энергии $\sigma_{SD}=12.6$ мбарн. Модель Гоулианоса предсказывает при этой энергии $\sigma_{SD}=10\pm 0.5$ мбарн. Модель Готсмана, Левина и Маора предсказывает $\sigma_{SD}=13.3\pm 0.3$ мбарн.

Список публикаций:

- [1] K. Goulianos and J. Montanha, *Phys. Rev. D* 59, 114017 (1999) [arXiv:hep-ph/9805496]
- [2] А.В.Абрамовский Письма в ЖЭТФ 23 (1976) 228.
- [3] V.A.Abramovsky, R.G.Betman *Proc.XXIVth Recontre de Moriond*, 1989, p.91.
- [4] Abramovsky V.A., Dmitriev A.V., *препринт arXiv:hep-ph/0312370*

Нейтральные и заряженные хиггсино как носители остаточных эффектов суперсимметрии.

Пасечник Роман Сергеевич

Бейлин Виталий Александрович, Кукса Владимир Ильич

Ростовский Государственный Университет

Верешков Григорий Моисеевич, к.ф.-м.н

rpasech@mail.ru

Экспериментальное тестирование гипотезы о суперсимметрии фундаментальных частиц и взаимодействий является одной из основных задач Большого Адронного Коллайдера (ЛHC). Основной объект исследования – Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (МССМ), представляющая собой непосредственное суперсимметричное обобщение экспериментально проверенной Стандартной Модели (СМ) электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий кварков и лептонов. В настоящей работе обсуждается ситуация, когда существующая в Природе суперсимметрия экспериментально не обнаруживается в диапазоне энергий, доступных на ЛHC. Какие представления о новой физике и о способах ее экспериментальной верификации в этом случае можно предложить?

В рамках МССМ теоретически допустима и существующими экспериментальными ограничениями не отвергается модель с такой иерархией массовых параметров, при которой в спектре масс наиболее легких суперсимметричных частиц возникает квазивырождение: массы двух майорановских нейтралино χ_1^0, χ_2^0 и одного дираковского чарджино χ_1^- близки друг к другу. Мы обсуждаем эту модель в предположении, что масштаб нарушения суперсимметрии очень велик по сравнению с коллайдерными энергиями. Такое предположение тесно связано со свойствами хиггсовского сектора МССМ. При больших значениях массы хиггсовского бозона масштаб нарушения суперсимметрии уходит далеко в сверхколлайдерную область, т. е. $M_{SUSY} \gg 2 TeV$. Наиболее правдоподобным является значение $M_{SUSY} \approx 10^7 GeV$. Возникает вопрос, можно ли в этой ситуации получить какие-либо свидетельства о существовании суперсимметрии?

Следует отметить, что этот вопрос имеет смысл, несмотря на известные теоретические аргументы в пользу оценки $M_{SUSY} \approx 1 - 2 TeV$, положенной в основу экспериментальной программы ЛHC по поиску суперсимметрии. Напомним, что при таком значении масштаба нарушения суперсимметрии в МССМ обеспечивается устойчивость спектра масс хиггсовских бозонов относительно перенормировок (компенсация квадратичных расходимостей в окрестности шкалы M_H , то есть задолго до масштаба Великого Объединения) и точная сходимость инвариантных зарядов МССМ в одной точке, отождествляемой с масштабом Великого Объединения. При всей теоретической привлекательности подобных свойств модели необходимо иметь в виду, что число $M_{SUSY} \approx 1 - 2 TeV$, отражает математическую структуру МССМ в рамках гипотезы о суперкалибровочной "пустыне" между M_{SUSY} и масштабом Великого Объединения. Разумеется, гипотеза о "пустыне" не есть решающий аргумент. Более того, наиболее разработанные версии теории суперструн предсказывают, как правило, два дополнительных калибровочных масштаба в промежуточной области

энергий. Соображения о том, что масштаб мягкого нарушения суперсимметрии должен быть сопоставим с калибровочным масштабом, теоретически мотивированы, но при существовании новых калибровочных масштабов масштаб мягкого нарушения может быть сопоставим с одним из них – при этом мы снова будем иметь физически и математически непротиворечивую модель. Если ориентироваться на этот сценарий, то вопрос о величине M_{SUSY} следует отнести целиком к компетенции эксперимента.

Физическим основанием для гипотезы о сдвиге масштаба нарушения суперсимметрии далеко в сверхколлайдерную область энергий является возможное существование новых суперкалибровочных симметрий на промежуточных масштабах, находящихся между масштабами СМ и теории Великого Объединения. Отсутствие скварков, слептонов и калибрино на энергетическом масштабе ЛНС, а также достаточно большая масса хиггсовского бозона $M_{H_1^0} > 130 \text{ GeV}$, в принципе, могут рассматриваться как косвенные сигналы о сильных неравенствах $M_Z \ll M_{SUSY} \ll M_{GUT}$. Эта гипотеза – один из немногих вариантов сохранения идеи суперсимметрии в случае отрицательных результатов экспериментов на ЛНС. При таком развитии событий оценка масштаба M_{SUSY} и экспериментальная аргументация идеи суперсимметрии возможны только в том случае, если в Природе реализуется сценарий с отщепленным сектором нейтральных и заряженных хиггсино. В рамках этого сценария дополнительное предположение о массах отщепленных хиггсино $M_\chi \ll M_{SUSY}$ аргументируется интерпретацией темной материи.

В нашей работе проведено детальное исследование упомянутого сценария МССМ. Произведена оценка масс частиц отщепленного сектора в предположении, что нейтральное хиггсино (нейтралино) является носителем массы темной материи. Показано, что имеются два возможных значения массы нейтралино $M_{\chi(HS)} \approx O(1 \text{ TeV})$ и $M_{\chi(LS)} \approx 85 \text{ GeV}$, соответствующие предположению об аннигиляции нейтралино в высокосимметричной и низкосимметричной фазах космологической плазмы. Второе из этих значений возникает в результате тонкой подстройки массы нейтралино к массе W-бозона. Вследствие квазивырождения масс величина $M_{\chi(LS)}$ практически исключена экспериментальными ограничениями на массу чарджино и представляется маловероятной. В работе обсуждаются проблемы поиска событий с характерной сигнатурой, инициированных существованием тяжелых отщепленных нейтралино в естественных космических условиях. Нами предсказано физическое явление, которое с некоторой периодичностью обязано происходить в Галактике, если нейтралино являются носителем значительной части ее массы: коллапс и полная аннигиляция нейтралиновых сгустков (клампов), уходящих на окраину Галактики в результате своих статистических блужданий по гало. Вычислена временная и энергетическая развертка аннигиляционного спектра. Указана возможность регистрации сигналов аннигилирующих клампов в рамках проекта GLAST. В работе также обсуждаются возможности поиска метастабильных заряженных хиггсино, возникающих в потоке реликтовых нейтралино в результате их перезарядки на нуклонах.

Механизмы двойного и тройного деления ядер

Родионова Лариса Витальевна

Кадменский Станислав Георгиевич

Воронежский государственный университет

Кадменский Станислав Георгиевич, д.ф.-м.н.

nuc@main.vsu.ru

В рамках развитой квантовой теории деления [1] были предсказаны связанные с квантово-механическим принципом неопределенности отклонения угловых распределений фрагментов деления от распределений, описываемых формулой О. Бора [2]. В работе [3] при анализе угловых распределений фрагментов низкоэнергетического двойного фотоделения ядер было обосновано появление больших значений относительных орбитальных моментов L и, следовательно, спинов J_i фрагментов. Возникает вопрос, какие механизмы в процессе деления приводят к появлению больших значений относительных орбитальных моментов и спинов фрагментов двойного деления. В работе [4] был предложен механизм «ориентационной накачки» спинов фрагментов деления, связанный с сильной несферичностью потенциала взаимодействия указанных фрагментов. Однако этот механизм не учитывает природу появления относительных орбитальных моментов фрагментов и не реализуется из-за структурных свойств потенциала взаимодействия фрагментов. В работе [5] был использован механизм генерации больших значений спинов фрагментов деления, связанный с изгибными колебаниями фрагментов деления по отношению к радиус-вектору \mathbf{R} , описывающему относительное движение фрагментов, направление которого в указанной работе принималось совпадающим с направлением оси симметрии делящегося ядра. В настоящей работе исследованы механизмы формирования больших значений относительных орбитальных моментов и спинов продуктов двойного и тройного деления ядер, связанных с последовательным квантомеханическим описанием движения указанных продуктов для сильно несферичного потенциала их взаимодействия.

В рамках квантово-механической теории двойного деления ядер [6] при использовании метода «лишних» переменных и приближения сильной связи для аксиально-симметричных родительских ядер и фрагментов деления показано, что углы Эйлера ω_1 и ω_2 , определяющие ориентацию осей симметрии фрагментов деления по отношению к осям л.с.к., с высокой точностью совпадает с углами Эйлера ω делящегося ядра. Несферические компоненты потенциала взаимодействия фрагментов деления пропорциональны скалярной величине: $\sum_m D_{m0}^2(\omega) Y_{2m}(\Omega_{\mathbf{R}}) = Y_{20}(\Omega'_{\mathbf{R}})$, в которой $D_{m0}^2(\omega)$ – обобщенная сферическая функция, а $\Omega'_{\mathbf{R}} = \theta', \varphi'$ – телесный угол, определяющий направление радиуса-вектора \mathbf{R} во внутренней системе координат делящегося ядра. Это означает, что потенциал взаимодействия фрагментов может приводить к одновременным изменениям суммарного спина \mathbf{J} и относительного момента \mathbf{L} фрагментов на величины $\Delta \mathbf{J} = -\Delta \mathbf{L}$. Рассчитывая зависимость несферического кулоновского барьера $V(\theta')$ от угла θ' для малых значений θ' и решая уравнение Шредингера для относительного углового движения фрагментов при использовании метода работ [4,5], можно показать, что в пространстве углов θ', φ'

фрагменты деления ядра с $A \approx 240$ в окрестности кулоновского барьера формируют связанное состояние с энергией связи $\varepsilon_0 \approx 0.5$ МэВ и волновой функцией

$$\Psi_0(\theta') = \sqrt{\gamma/\pi} \exp\left[-\gamma(\theta')^2/2\right] = \sum_L b_L Y_{L0}(\theta'),$$

где $b_L = \sqrt{\frac{(2L+1)}{\gamma} \frac{(2L+0.5)^2}{\gamma}} \exp\left\{-\frac{(2L+0.5)^2}{2\gamma}\right\}$ и $\gamma \approx 200$. Столь большое

значение γ приводит к большому среднему значению момента $\bar{L} \approx 20$, что позволяет понять успешное применение формулы О.Бора для описания угловых распределений фрагментов деления, которая соответствует случаю бесконечно больших значений L . Полученное значение \bar{L} согласуется с экспериментальными значениями средних спинов фрагментов деления при условии, что указанные спины фрагментов параллельны.

На основе квантово-механической теории тройного деления [6] исследованы механизмы накачки спинов \mathbf{J}_1 , \mathbf{J}_2 и относительных орбитальных моментов \mathbf{L} фрагментов, а также орбитальных моментов третьих частиц \mathbf{I} для спонтанного и низкоэнергетического тройного деления ядер. Анализ структуры ядерного и кулоновского членов потенциала взаимодействия третьей частицы с фрагментами тройного деления V_{TPF} позволяет сделать заключение, что сферические компоненты указанных членов приводят к перенормировке сферических компонент потенциала V_F взаимодействия фрагментов, не затрагивая несферических компонент потенциала V_F . В то же время несферические компоненты потенциала V_{TPF} не зависят от углов Эйлера ω , характеризующих ориентацию осей симметрии делящегося ядра и фрагментов деления относительно осей л.с.к., так что потенциал V_{TPF} не действует на вращательные состояния фрагментов деления и не меняет значений спинов \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 указанных фрагментов. Поэтому механизм накачки больших значений \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 и орбитальных моментов \mathbf{L} фрагментов, обусловленный несферическими компонентами потенциала V_F и характерный для двойного деления ядер, остается в силе и для тройного деления ядер. Этот вывод позволяет объяснить экспериментальный факт, наблюдаемый при исследовании угловых распределений γ -квантов, испускаемых фрагментами деления, что эмиссия третьей частицы не влияет на выстроенность спинов фрагментов деления [7]. На основе потенциалов V_{TPF} объяснено формирование угловых распределений третьих частиц относительно направления вылета легкого фрагмента для тройного деления неполяризованных ядер.

Список публикаций:

- [1] Кадменский С.Г. ЯФ, **65**, 1390-1400 (2002); ЯФ, **65**, 1424-1437 (2002).
- [2] Borh A. and Mottelson B. Nuclear structure. New-York: W.A. Benjamin. 1969. V.1; 1971. V.2.
- [3] Кадменский С.Г., Родионова Л.В. ЯФ, **66**, 1-10 (2003).
- [4] Mikhailov I.N. and Quentin P., Phys. Lett. **B462**, 7-13 (1999).
- [5] Scheidman T.M. et al, Phys. Rev. **C65**, 064302 (2002).
- [6] С.Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1833-1842 (2002).
- [7] M. Mutterer, Proceedings of Int. Conf. On Nuclei Far from Stability, Pudeal, Romania, p.99, (2000).

Оценка объема ядерной системы в момент распада при мультифрагментации в соударениях $p(8.1\text{ГэВ})+Au$

Симоненко Александр Валерьевич

Объединенный Институт Ядерных Исследований

Авдеев Сергей Петрович, к.ф-м.н

Simonenko-AV@yandex.ru

Существует несколько работ с оценкой распадного объема V_f источника при мультифрагментации. К примеру: J. Natowitz et al. [PRC 66, 031601(R) (2002)] получил $V_f \sim 2.5V_0$ для средних и тяжелых масс с помощью анализа калорических кривых; T.Lefort et al. [PRC 62 (2000) 0316004] использовал $V_f \sim 3V_0$ при описании спектра кинетических энергий углерода с помощью Статистической Модели Мультифрагментации (СММ) для соударений $\pi^- + Au$ с энергиями 8 ГэВ.

Мы анализировали форму инклюзивного энергетического спектра углерода для соударений $p(8.1\text{ ГэВ})+Au$, полученного с помощью 4 π -установки ФАЗА. В целом, кинетические энергии фрагментов определяются четырьмя составляющими: тепловое движение, Кулоновское отталкивание, вращение и коллективные энергии расширения, $E = E_{th} + E_C + E_{rot} + E_{flow}$. Кулоновская часть значительно больше, чем тепловая как было показано в [1,2]. Вклад E_{rot} и E_{flow} пренебрежимо мал для соударений $p+Au$ [3,4]. Таким образом, форма спектра в определенной степени чувствительна к размеру источника. На рис.1 показана эта зависимость: измеренный спектр сравнивается с теоретическим (вычисленным в рамках комбинированной модели Каскад+Расширение+СММ) с требованием, что V_f/V_0 является свободным параметром (в интервале от 2 до 8).

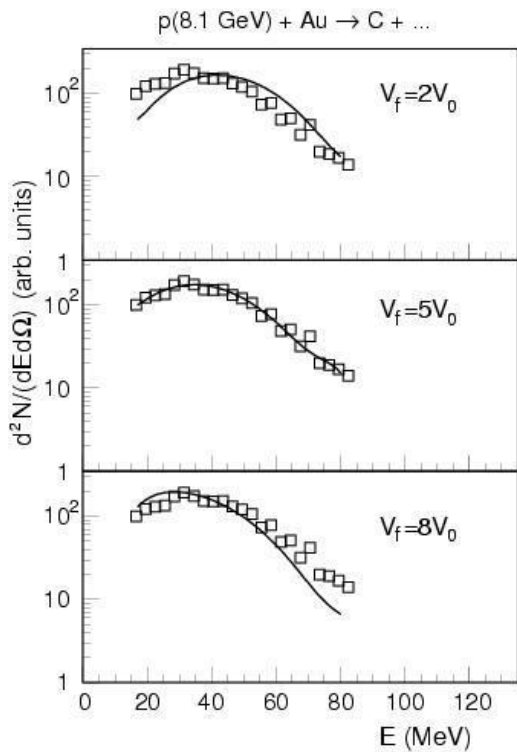


рис.1

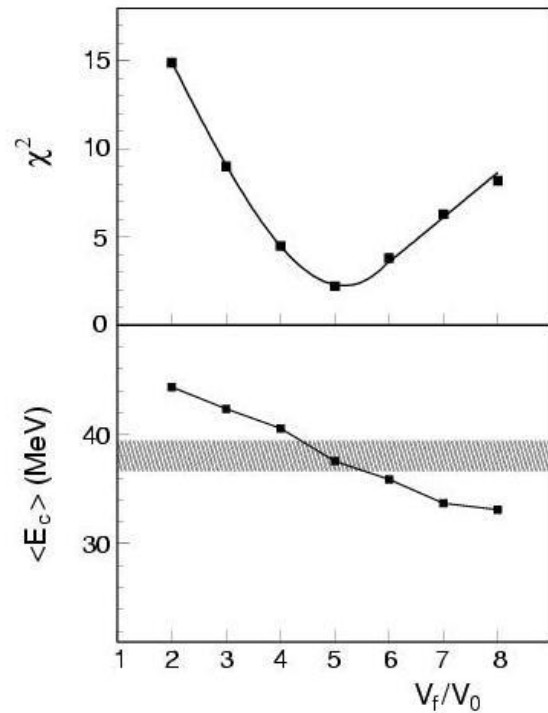


рис.2

Энергетический спектр ограничен до 80 МэВ, чтобы исключить вклад предравновесной эмиссии, которая возможна при больших энергиях. Был использован метод наименьших квадратов для нахождения V_f – значения соответствующего лучшему описанию экспериментальных данных. На рис.2 (верхняя панель) представлены χ^2 как функция V_f / V_o .

В итоге было получено значение $V_f = (5 \pm 1) V_o$. Систематическая ошибка подчинялась требованию неопределенности в оценке распадного объема. Это вызвано 5% точностью калибровки энергетической шкалы. Нижняя панель рис.2 показывает сравнение измеренного значения энергии углерода с моделью предсказывающей значения для различных V_f / V_o . Это дает схожий результат.

Список публикаций:

- [1] V. Lips et al., *Phys. Lett.*, B338, 141 (1994).
- [2] V.K. Rodionov et al., *Nucl. Phys.*, A700, 457 (2002).
- [3] S.P. Avdeyev et al., *Yad. Fiz.*, 64, 1628 (2001).
- [4] S.P. Avdeyev et al., *Phys. Lett.*, B503, 256 (2001).

Время старения ФЭУ с МКП в условиях внешней засветки

Суслов Сергей Владимирович

Новосибирский Государственный Университет

Кравченко Евгений Анатольевич, к.ф.-м.н.

suslov@gorodok.net

В работе исследуются параметры ФЭУ на МКП в зависимости от напряжения на участке анод-выход МКП. Созданы и запущены две экспериментальные установки. Написано программное обеспечение для управления оборудованием и обработки данных. Получена зависимость коэффициента сбора на анод от напряжения на этом участке. Установлено, что напряжение -100 В на этом участке в качестве рабочего выбрано оптимально для ФЭУ данного типа и исполнения. Определена точность измерения коэффициента усиления (не менее 1,5%). Исследованы следующие зависимости коэффициента сбора от различных параметров установки: длительность импульса засветки, смещения запускающего импульса интегрирования сигнала ЗЦП, длительность интегрирования, амплитуды импульса засветки, частоты импульсов засветки, напряжения на МКП, напряжения анод-выход МКП. Установлено, что старение фотокатода ФЭУ при больших нагрузках не уменьшается при понижении напряжения на участке анод-выход МКП ниже порога ионизации.

В пороговых черенковских счётчиках детектора КЕДР, который работает на ускорительном комплексе ВЭПП-3,4 в ИЯФ СОРАН используются фотоэлектронные умножители (ФЭУ) на основе микроканальных пластин (МКП) (из-за наличия сильных магнитных полей, до 2,0 Тл), произведённые ООО «Катод» (Новосибирск). В обычных ФЭУ этого типа, выпускаемых на этом заводе, присутствует плёнка между фотокатодом (ФК) и МКП для задержания ионов остаточного газа, попадающих на ФК и портящих его. В ФЭУ, произведённых по специальному заказу ИЯФ СОРАН для аэрогелевых счётчиков, эта защитная плёнка отсутствует, что приводит к увеличению сбора фотоэлектронов в каналы МКП. И, соответственно, к большей эффективности

детектора. В ФЭУ для детектора КЕДР, на участке анод-выход МКП выбрано напряжение -100 В.

Существует ещё одна проблема, связанная с ФЭУ на МКП. При больших нагрузках ФЭУ, существует проблема быстрого старения ФК, согласно нашей гипотезе, из-за бомбардировки ионами остаточного газа, возникающими в местах основного движения электронной лавины, т.е. на выходе МКП и в промежутке анод-выход МКП. В связи с этим, возникает необходимость проверить, что при уменьшении напряжения на участке анод-выход МКП ниже потенциала ионизации молекул остаточного газа, существенно уменьшится количество ионов, а значит, и старение ФК.

Исследование данной проблемы актуально сегодня в связи с новыми задачами. Современные задачи, где необходимо учитывать старение ФК – это новые В-фабрики (в SLAC, КЕК) требующие повышенной нагрузки на ФЭУ. Проектируемые светимости на 3-4 порядка больше, чем на ВЭПП-4М.

Цель работы состоит в:

Проверке гипотезы об увеличении времени жизни ФК при понижении напряжения на участке анод-выход МКП ниже порога ионизации.

Основные конечные результаты представлены в таблице. Здесь представлены: номер ФЭУ, напряжение анод-выход МКП, набранный заряд, отношение конечной квантовой эффективности к начальной, время измерений в сутках (Т), коэффициент фитирования экспоненциальной зависимостью квантовой эффективности от заряда и времени ($\exp(-QE/\tau)$) (τ_Q и τ_T соответственно), удельное падение квантовой эффективности относительно начальной 1 на 1 МКл, темновые токи ФЭУ в начале и в конце эксперимента.

Number	1	2	3	4
Number of PMT	1721	2082	3598	3131
U A-MCP, V	5	5	100	100
Q, mCi	60,22	73,97	50,61	52,58
QE _f / QE _i	0,78	0,41	0,92	0,28
T, days	12,83	12,83	12,83	12,83
tau Q, mCi	250	89	679	41
tau T, days	46	12	142	7
d(QE)/Q	0,0037	0,0080	0,0016	0,0137
I dark i, nA	6,5	12,0	11,5	33,5
I dark f, nA	0,8	0,2	1,3	0,2

Из таблицы видно, что величина τ_Q , как и τ_T не коррелирует с напряжением анод-выход МКП. Это означает независимость скорости старения от напряжения анод-выход МКП.

Выводы:

Получена зависимость коэффициента сбора электронов на анод ФЭУ от напряжения анод-выход МКП для 4 приборов.

Установлено, что коэффициент сбора ФЭУ уменьшается более, чем на 40% при понижении напряжения анод-выход МКП до нуля при отсутствии внешнего магнитного поля.

Определена точность измерения коэффициента усиления ФЭУ. Погрешность составляет не более 5%.

Установлено, что при пониженном напряжении анод-выход МКП (менее 100В) не происходит уменьшения скорости старения ФК.

Список публикации:

[1] *Всероссийская научная конференция студентов физиков и молодых учёных – 9 (ВНКСФ-9), 28 марта – 3 апреля 2003 г., г. Красноярск. Работа получила диплом второй степени.*

[2] *Международная научная студенческая конференция (МНКСК-2003), 14-16 апреля 2003 г., г. Новосибирск.*

Расчёт электрических полей для трековой системы детектора СНД

Филатов Пётр Валерьевич

Новосибирский Государственный Университет

Васильев Алексей Владимирович, н.с.

filatov@sndxt1.inp.nsk.su

Для работы на строящемся в ИЯФ коллайдере ВЭПП2000, рассчитанном на работу в диапазоне энергий 1– 2 ГэВ в системе центра масс сталкивающихся частиц, проводится модернизация детектора СНД. В связи с изменением конструкции места встречи на новом коллайдере будет модернизирована трековая система СНД.

Новая трековая система выполнена в виде единого газонаполненного объёма цилиндрической формы, в котором расположены девятислойная дрейфовая камера с ячейкой струйного типа (JET) и пропорциональная камера. Дрейфовая камера используется для измерения точки, направления вылета и ионизационных потерь заряженной частицы. Камера состоит из 24-х дрейфовых ячеек, азимутальный угловой размер ячейки– 15°. В каждой ячейке вдоль радиального направления расположены 9 чувствительных проволочек. Для разрешения “лево-правой” неоднозначности при восстановлении траектории заряженной частицы чувствительные проволочки в нечётных и чётных слоях смещены в азимутальном направлении на ± 300 мкм относительно оси ячейки. В качестве анодных проволочек используется проволока из позолоченного вольфрама диаметром 15 или 20 мкм. Полевые и экранирующие титановые проволочки имеют диаметр 100 мкм.

Для выбора оптимальных потенциалов в дрейфовой и пропорциональной камере был проведён расчёт электрических полей в ячейке камеры с помощью пакета программ Garfield. При расчёте требовалось обеспечить однородность коэффициента газового усиления в разных слоях в ячейке и эффективный сбор ионизации со всего объёма ячейки. Была описана геометрия трёх ячеек, анодные проволочки находились под нулевым потенциалом, потенциал на полевых проволочках оптимизировался для выполнения указанных требований путём итераций. Итерации проводились в два этапа: при помощи Garfield находилось распределение полей в ячейке, затем рассчитывался коэффициент газового усиления методом численного интегрирования.

Получена оптимальная структура поля в дрейфовой ячейке. В 9-м слое область однородного дрейфового поля составляет около 60% объёма, в остальных слоях однородность близка к 100%. Неоднородность в 9-м слое возникает из-за сильного влияния потенциалов пропорциональной камеры. Было показано, что для обеспечения однородности коэффициента газового усиления в ячейке необходимо увеличить диаметр анодных проволочек в первом слое дрейфовой камеры и в пропорциональной камере с 15 мкм до 20 мкм. При этом достигнута степень однородности по коэффициенту усиления на уровне 10%.

Рассчитанные потенциалы были использованы при разработке высоковольтных делителей дрейфовой камеры. Делители изготовлены и используются при тестах с прототипом дрейфовой камеры детектора СНД.

Величина полного протон-протонного сечения при энергии ЛНС

Шнайдер Анна Александровна

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Абрамовский Виктор Анатольевич, д.ф-м.н

gridlab@novsu.ac.ru

Исследования взаимодействия адронов и ядер при сверхвысоких энергиях представляют основную проблему в ближайшее десятилетие. Эти исследования проводятся на существующих ускорителях Tevatron и RHIC, а также планируются на вводимом в 2007 году ускорителе ЛНС. Для описания результатов полученных на действующих ускорителях и предсказания наблюдаемых величин на ускорителе ЛНС используются различные модели [1], [2], [3].

Цель настоящей работы дать описание адронных процессов при высоких энергиях в модели, в которой в адроне кроме валентных кварков есть два дополнительных рассеивателя - реальные глюоны.

Очевидно, что в рамках КХД естественными партнами являются кварки и глюоны, и поэтому, желательно иметь фоковское разложение ВФ быстрого адрона по цветным партнам. Такие разложения обычно используются при описании глубоконеупругих процессов, например, когда вычисляют структурные функции адронов с "разрешением" $Q^2 \gg m^2$. Но в мягких процессах измеряются структурные функции с "разрешением" $Q^2 \approx m^2$. Такие функции, вообще говоря, плохо определены, так как в этом случае поперечные импульсы кварков и глюонов порядка $1/r_c$. Мы используем волновые функции, полученные в [4]. С использованием этих волновых функций решена задача вычисления амплитуд рассеяния, которая заключается в учете взаимодействий всех партнов каждого из адронов.

Квадрат модуля амплитуды с одним дополнительным тормозным глюоном, проинтегрированный по всем конечным состояниям приводит к выражению для роста полных сечений в $\pi\pi$ -рассеянии:

$$\frac{\Delta \sigma_{\pi\pi}^1}{\sigma_{\pi\pi}^0} = \frac{3\alpha_s(k_g^2)\mu^2}{16\pi k_g^2} \left[\ln\left(1 + \frac{4k_g^2}{\mu^2}\right) \right] \ln \quad (1)$$

Наклон траектории Померанчука можно получить в приближении одного дополнительного тормозного глюона из произведения амплитуды на ее комплексносопряженную с неравным нулю переданным импульсом:

$$\alpha'_P = \frac{3\alpha_s(k_g^2)}{16\pi} \frac{1}{k_g^2} \left[\ln\left(1 + \frac{4k_g^2}{\mu^2}\right) \right] \quad (2)$$

В выражения (1) и (2) входит параметр k_g . Он определяет ту величину комптоновской длины волны глюона, при которой глюон не перекрывается с валентными кварками. Фиксируя k_g из экспериментальных значений α_s , получим для вклада первого глюона в рост полных сечений следующую оценку:

$$k_g^2 \approx 1.5 \text{ GeV}^2, \quad \alpha_s(k_g^2) \approx 0.34$$

$$\frac{\Delta \sigma_{\pi\pi}^1}{\sigma_{\pi\pi}^0} \approx 0.05, \quad \alpha'_P \approx 0.1 \text{ GeV}^{-2}. \quad (3)$$

Для сравнения с экспериментальными данными протон-протонного рассеяния вычисленный вклад был умножен на 3/2. При этом для вклада одного тормозного глюона была подогнана растущая и постоянная части полных сечений. Далее все параметры варьировались заново. Хорошо согласующийся с экспериментом результат представлен на графике (см. рис.1). (Экспериментальные точки при $\ln s > 17$ получены из космических данных и имеют большие погрешности).

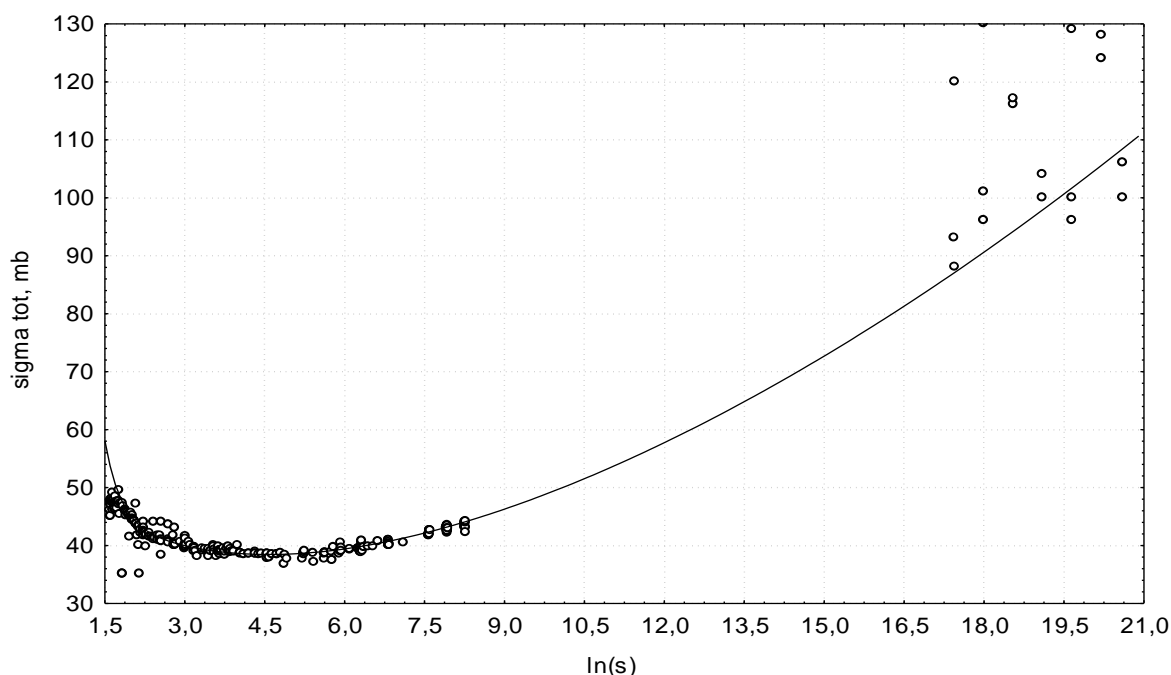


Рис.1. Полное сечение протон-протонного рассеяния:

$$\sigma_{tot} = 2658.63e^{-3.53\ln s} + 32.93e^{-0.295\ln s} + 21.25 (1 + 0.054 \ln s + 0.0069 \ln^2 s)$$

В работе вычислены амплитуды рассеяния двух π -мезонов с учетом одного тормозного глюона. Получена величина роста полных сечений рассеяния. Найден наклон траектории Померанчука. Приведена обработка экспериментальных данных. Получено хорошее согласие полного протон-протонного сечения с экспериментом.

Работа поддержана грантом РФФИ-03-02-16157а.

Список публикаций.

- [1] Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, В.С.Фадин, ЖЭТФ, **71**, (1976), 169
- [2] А.Б.Кайдалов, К.А.Тер-Мартirosян, ЯФ, 39 (1984), 545, 40 (1984), 211
- [3] В.А.Абрамовский, Э.В.Гедалин, Е.Г.Гурвич, О.В. Канчели, Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика, Мецниера, Тбилиси, (1986).
- [4] А.А.Шнайдер, Пояснительная записка к выпускной работе, Великий Новгород, (2000)

Моделирование калориметра детектора СНД

Штоль Дмитрий Александрович

Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирский Государственный Университет

Голубев Владимир Борисович. к.ф.-м.н.

shtol@sndxt1.inp.nsk.su

Целью работы является моделирование отклика калориметра детектора СНД, работающего в ИЯФ СО РАН (Новосибирск). В настоящее время идет модернизация детектора, и в частности модернизация программного обеспечения, связанная с переходом на новую программу моделирования детектора на основе пакета GEANT4 на

языке C++. В публикации [4] изложены первые результаты этой работы. Данная работа является ее продолжением.

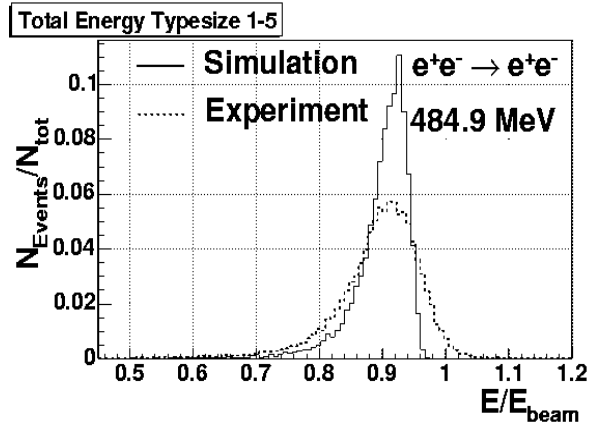


Рис. 1. Распределения по полному энерговыделению (от одной частицы) в калориметре в моделировании без неоднородности (сплошная линия) и в эксперименте (пунктирная линия) при энергии пучка $E_{beam}=484.9$ MeV.

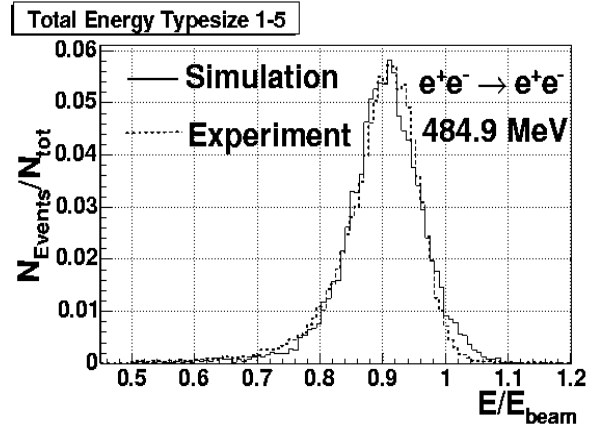


Рис. 2. Распределения по полному энерговыделению (от одной частицы) в калориметре в моделировании с неоднородностью (сплошная линия) и в эксперименте (пунктирная линия) при энергии пучка $E_{beam}=484.9$ MeV.

Основой детектора [1,2] является сцинтилляционный калориметр на основе кристаллов NaI(Tl), состоящий из 3 слоев счетчиков с полным числом счетчиков 1632. При моделировании отклика калориметра необходимо учитывать неоднородность светосбора в счетчиках. Для этого была разработана следующая модель [4]: счетчик условно разбит на ячейки, и GEANT4 вычисляет энерговыделение в каждой ячейке. Коэффициент светосбора для данной ячейки выражается через коэффициент прямого светосбора k_r , который вычисляется геометрически, и коэффициент диффузного светосбора k_{dif} . Полный коэффициент светосбора k определяется формулой: $k = k_r + (1 - k_r)k_{dif}$. k_{dif} является свободным параметром модели и должен быть подобран так, чтобы добиться максимального соответствия моделирования и эксперимента. Первоначально коэффициенты диффузного светосбора задавались по одному для каждого из 3 слоев калориметра. В дальнейшем потребовалось ввести различные коэффициенты диффузного светосбора для различных типоразмеров счетчиков (их 8 в каждом слое). Кроме того, для учета погрешностей калибровки калориметра и неидентичности различных счетчиков одного типоразмера сигнал с каждого счетчика умножается на случайный коэффициент, имеющий распределение Гаусса со средним значением 1 и некоторым разбросом, который также является свободным параметром модели и подбирается для каждого типоразмера каждого слоя. Таким образом, с учетом отсутствия счетчика 8 типоразмера в 1 слое модель включает 46 свободных параметров. Подбор значений этих параметров производится по событиям $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при энергии 510 МэВ в каждом пучке (область ϕ -резонанса) для счетчиков, лежащих в области углов $45^\circ < \theta < 135^\circ$ (5 типоразмеров счетчиков). Для каждого типоразмера каждого слоя минимизируется сумма квадратов разностей нормированного числа событий в каналах гистограммы в моделировании и в эксперименте. Для остальных типоразмеров (всего калориметр охватывает область $18^\circ < \theta < 162^\circ$) значения параметров определяются экстраполяцией. Затем подобранные значения используются для моделирования событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Калибровка моделированного калориметра

производилась сначала (предварительно) по событиям $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, затем (окончательно) по событиям $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Методика калибровки [3] основана на минимизации (за счет подбора калибровочных коэффициентов) суммы квадратов отклонений полного энергосодержания в калориметре от суммарной энергии пучков. Для счетчиков третьего слоя используются калибровочные коэффициенты, полученные по событиям $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, так как энергосодержание в третьем слое от событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ мало, и полное энергосодержание слабо чувствительно к калибровочным коэффициентам для этих счетчиков.

На рис. 1 показаны распределения по полному энергосодержанию в калориметре от одной частицы (нормированному на энергию пучка) для событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при энергии 484.9 МэВ в одном пучке в эксперименте и в моделировании без неоднородностей (гистограммы нормированы на единичную площадь). Видно, что распределения существенно различаются. Если, например, это моделирование будет использовано для определения эффективности регистрации, а условие отбора будет содержать отбор по полному энергосодержанию, то эффективность будет определена с большой ошибкой. На рис. 2 показано сравнение моделирования с учетом неоднородностей с экспериментом для тех же событий. Видно, что соответствие существенно лучше, хотя расхождение все равно наблюдается.

Наблюдаемое на рис. 2 расхождение связано, скорее всего, с тем, что геометрия калориметра в программе моделирования была задана недостаточно точно. Не была описана часть «мертвого» (нечувствительного) вещества (такого, как фототриоды и электроника), также была упрощена геометрия некоторых счетчиков. В настоящее время идет работа по уточнению геометрии. В частности, написана новая геометрическая база данных калориметра, которая может быть использована в программах как моделирования, так и реконструкции событий (для реконструкции также разрабатывается новая программа на языке C++).

Таким образом, показано, что описанная модель светосбора удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Список публикаций:

- [1] В.М. Аульченко и др., Сферический нейтральный детектор (СНД) для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ 99-16, Новосибирск, 1999.
- [2] Г.Н. Абрамов и др., Проект модернизации детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000. Препринт ИЯФ 2001-29, Новосибирск, 2001.
- [3] M.N. Achasov et al, Nuclear instruments and methods in physics research A 401 (1997) 179-186.
- [4] Д.А. Штоль. Моделирование светосбора в счетчиках калориметра детектора СНД. Сборник тезисов ВНКСФ-9, 2003.

Фамилонная симметрия в Стандартной Модели с двумя Хиггсовскими дублетами

Юндин Валерий Юрьевич

Волчанский Николай Игоревич, Потапова Екатерина Сергеевна

Ростовский Государственный Университет

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

Valik ru@mail.ru

Как известно, кварковые и лептонные поколения обладают совершенно идентичными свойствами по отношению к фундаментальным калибровочным взаимодействиям – этот факт называется фамилонной симметрией. Однако в спектре масс эта симметрия нарушена. В настоящей работе показано, что наблюдаемые в эксперименте закономерности в спектре масс и смешивании поколений можно интерпретировать в Стандартной Модели (СМ) с расширенным хиггсовским сектором, обладающим дополнительной глобальной симметрией. Ограничения на масштаб спонтанного нарушения этой симметрии $M_f \sim 10^6 - 10^8$ ГэВ получен из сопоставления теории с экспериментальными данными по редким распадам.

Исключая из матриц масс и смешивания кварков очевидно малые величины, заметим, что эти матрицы можно представить в виде:

$$m_q = \begin{pmatrix} (1.5-4.5) \times 10^{-3} & 1.0-1.4 & 169-179 \\ (5-8.5) \times 10^{-3} & 0.080-0.155 & 4.0-4.5 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0 & 1.0-1.4 & 169-179 \\ 0 & 0.080-0.155 & 4.0-4.5 \end{pmatrix} \cdot \text{МэВ}$$

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9741-0.9756 & 0.219-0.226 & 0.0025-0.0048 \\ 0.219-0.226 & 0.9732-0.9748 & 0.038-0.044 \\ 0.004-0.014 & 0.037-0.044 & 0.9990-0.9993 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Мы обнаружили, что практически безмассовое первое поколение и отсутствие смешивания кварков третьего поколения автоматически возникают в варианте СМ, группа симметрии которой $G = U(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3) \times CP \times O_f(2) \times P_f$ содержит фамилонную подгруппу $O_f(2) \times P_f$. Кварки и лептоны образуют векторные: q_{L_A} u_{R_A} d_{R_A} l_{L_A} e_{R_A} ν_{R_A} ($A=1, 2$) и синглетные: q_{L_3} u_{R_3} d_{R_3} l_{L_3} e_{R_3} ν_{R_3} представления фамилонной группы. Хиггсовский сектор включает два дублета H_A ($A=1, 2$), образующих фундаментальное представление электрослабой группы и векторное представление фамилонной группы и кроме того, действительное векторное представление Φ_A ($A=1, 2$), синглетное по электрослабой группе.

Потенциал хиггсовских полей имеет вид:

$$U_H = -\mu_H^2 (H_A^+ H_A) + \lambda_1 (H_A^+ H_A)^2 + \lambda_2 (H_A^+ H_B)(H_B^+ H_A) + \lambda_3 (H_A^+ H_B)(H_A^+ H_B) - \mu_\Phi^2 \Phi_A \Phi_A + \frac{1}{4} \lambda_4 (\Phi_A \Phi_A)^2 + \lambda_5 (H_A^+ H_A) \Phi_B \Phi_B + \lambda_6 (H_A^+ H_B) \Phi_A \Phi_B$$

Установлено, что равновесные вакуумные конфигурации, имеющие остаточную $U_{em}(1)$ симметрию, приводятся к виду, при котором фамилонные векторы имеют только по одной отличной от нуля компоненте. В теории возникают два характерных

энергетических масштаба: электрослабый масштаб $v=245$ ГэВ, носителем которого являются хиггсовские дублеты, и фамилонный масштаб u , генерированный конденсатом поля Φ_A . Сильное неравенство $u \gg v$, как будет показано ниже, является необходимым условием реалистичности модели.

Подстановка вакуумного поля $\langle 0|H_A|0\rangle$ в симметрично допустимый лагранжиан Юкавовских связей

$$L_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left[h_1 (\bar{q}_{L_A} H_A) u_{R_3} + h_2 (\bar{q}_{L_A} \varepsilon_{AB} H_B) u_{R_3} + h_3 (\bar{q}_{L_3} H_A) u_{R_A} + h_4 (\bar{q}_{L_3} H_A \varepsilon_{AB}) u_{R_B} + \right. \\ \left. + h_5 (\bar{q}_{L_A} \tilde{H}_A) d_{R_3} + h_6 (\bar{q}_{L_A} \varepsilon_{AB} \tilde{H}_B) d_{R_3} + h_7 (\bar{q}_{L_3} \tilde{H}_A) d_{R_A} + h_8 (\bar{q}_{L_3} \tilde{H}_A \varepsilon_{AB}) d_{R_B} + h.c. \right] \quad \text{приводит к}$$

вышеприведенным результатам для матриц масс и смешивания кварков. У нас есть ряд оснований предполагать, что малые поправки к этим матрицам, превращающие их в реальные матрицы, появятся при учете дополнительных динамических эффектов. Отметим, что в массовой матрице лептонов, описание которой мы для краткости опустили, первое поколение также является безмассовым.

Специфическими предсказаниями предложенной модели являются спектр масс и свойства взаимодействий скалярных частиц. При $u \gg v$ из пяти хиггсовских бозонов, характерных для двухдублетной СМ, на электрослабом масштабе остается только один нейтральный хиггсовский бозон. Массы остальных хиггсовских бозонов и тяжелого фамилонна находятся на фамилонном масштабе u . Разумеется, в спектре присутствует безмассовый голдстоуновский бозон f , (собственно фамилон), существование которого с неизбежностью приводит к редким фамилонным распадам кварков и лептонов. Соответствующий лагранжиан взаимодействий имеет вид:

$$\frac{1}{u} f \left[m_\mu \bar{e}_L \mu_R + m_\tau \bar{e}_L \tau_R + m_c \bar{u}_L c_R + m_t \bar{u}_L t_R + m_s \bar{d}_L s_R + m_b \bar{d}_L b_R + h.c. \right],$$

С ростом масштаба нарушения фамилонной симметрии ширины фамилонных распадов убывают как u^{-2} , например, $\Gamma(\mu \rightarrow ef) = \frac{1}{32\pi m_\mu u^2} (m_\mu^4 - m_e^4)$.

Экспериментальные ограничения на ширины различных фамилонных распадов (по материалам Particle Data Group) дают ограничения на фамилонный масштаб:

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau \rightarrow ef) / \Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) &< 1.5 \times 10^{-2} & u > 3.6 \times 10^8 \tilde{A} \hat{A}, \\ \Gamma(\mu \rightarrow ef) / \Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}) &< 3 \times 10^{-4} & u > 3.0 \times 10^6 \tilde{A} \hat{A}, \\ \Gamma(B^+ \rightarrow \pi^+ f) / \Gamma_{tot} &< 4.9 \times 10^{-5} & u > 6.5 \times 10^{10} \tilde{A} \hat{A}. \end{aligned}$$

Разумеется, только обнаружение фамилонных распадов может рассматриваться как прямое экспериментальное подтверждение предложенной теории. Ряд других предсказаний теории – генерация малой массы фамилонна непертурбативными КХД эффектами, возможная роль фамилонна как носителя массы космологической темной материи и новые аспекты проблемы поиска хиггсовского бозона – обсуждаются в докладе Н.И. Волчанского.

Выбор геометрических параметров кольцевых реакторов.

Соболев Артём Владимирович

Обнинский Институт Атомной Энергетики (Технический Университет)

Волков Юрий Васильевич, д. т. н.

IATESobolevA@rambler.ru

При разработке реакторов большой мощности (более 1500МВт) возникает ряд проблем, не решаемых на данный момент для реакторов цилиндрической формы, в связи с этим возникает необходимость поиска иных наиболее выгодных и безопасных геометрических форм. В данной статье рассмотрен алгоритм выбора безопасной геометрии для реакторов кольцевой формы. Для реакторов типа РБМК при проектной мощности более 1500МВт, проблема герметизации активной зоны осложняется тем, что крышка реактора продавливается под собственным весом. Для реакторов в виде кольца, проблема решается более просто - достаточно правильно выбрать геометрические параметры.

Для реакторов любой формы важно знать распределение плотности нейтронного потока. В односкоростном диффузионном приближении гармониками пространственного распределения потока нейтронов будут решения однородного уравнения Гельмгольца:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + B^2 \Phi = 0$$

где B^2 – геометрический параметр гармоники

В общем случае для радиальной составляющей плотности нейтронного потока распределение ограничивается следующими граничными условиями:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial \Phi(R_1, \varphi)}{\partial r} = \frac{\Sigma_{tr}}{\gamma} \cdot \Phi(R_1, \varphi) \\ \Phi(r, 0) = \Phi(r, 2\pi) = 0 \end{array} \right\}$$

где Σ_{tr} - транспортное сечение среды заполняющей кольцевой слой,

$\gamma = \frac{1 + \rho}{1 - \rho}$, ρ – вероятность нейтрона избежать утечки через торец.

Распределение нейтронов будет стационарным, если наименьшее из собственных чисел B^2 однородной краевой задачи удовлетворяет равенству $B^2 = B_M^2$, где $B_M^2 = \frac{1}{D} (v_f \Sigma_f - \Sigma_a^0) - \left(\frac{\pi}{H} \right)^2$ - так называемый, материальный параметр реактора.

Решение данной краевой задачи имеет вид:

$$N_{\nu+1}(BR_1)J_{\nu}(BkR_1) - J_{\nu+1}(BR_1)N_{\nu}(BkR_1) = 0$$

-для кольца с пустотой внутри,

$$N_{\nu}(BR_1)J_{\nu}(BkR_1) - J_{\nu}(BR_1)N_{\nu}(BkR_1) = 0$$

- для кольца с поглотителем

Эти уравнения не представляется возможным решить аналитически. В связи с этим возникает необходимость в их численном решении. Для этих целей была написана программа позволяющая выбрать решения этих уравнений, по заданным k и ν . В программе находятся значения функций Бесселя и Немана от $x = \frac{R_1}{B}$, $R_2 = kR_1$.

Список публикаций:

- [1]. «ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ КОЛЬЦЕВОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА»(Об устойчивости кольцевых реакторов) Ю.В. Волков, Г.Я Румянцев. В редакции
 [2]. «СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ» Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. М.: Наука, 1968.
 [3]. Критические параметры делящихся материалов и ядерная безопасность: Справочник/ Л.В. Диев, Б.Г. Рязанов, А.П. Мурашов и др. М.: Энергоатомиздат, 1984, 176с.

Установка для исследования влияния экстремальных факторов на химические системы, моделирующие живые организмы

Конюхова Ирина Александровна

Приселкова Анна Борисовна

Научно-исследовательский институт ядерной физики

МГУ им. М.В. Ломоносова

Спасский Андрей Васильевич, к. ф.-м. н

WG2@anna19.npi.msu.su

В последнее время проявляется значительный интерес к механизмам воздействия на состояние систем организма таких экстремальных факторов физической природы, как ионизирующее и неионизирующее излучения и повышенное давление. Исследования имеют фундаментальную значимость и важны для практики (например, для пилотируемых космических полетов, глубоководных работ и т.д.).

Известно что, автоколебания и автоволны, возникающие в ходе гомогенных химических реакций, моделируют множество процессов в живых системах. Исследование воздействия на эти реакции тех или иных экстремальных условий, встречающихся в практике, позволяет промоделировать изменения сходных процессов в организме, который подвергается таким воздействиям.

Нами изучалось воздействие на автоволновые и автоколебательные процессы таких экстремальных факторов, как заряженные частицы с высокой величиной линейной передачи энергии (ЛПЭ) и повышенное давление.

В настоящей работе описывается установка, позволяющая наблюдать изменения в этих процессах при различных давлениях в среде и воздействии дейтронов и α -частиц с энергией 7.5 МэВ/нуклон из 120-см циклотрона НИИЯФ МГУ.

Установка состоит из плексигласовой камеры объемом около 10 см^3 , которая соединена с баллоном, наполненным газом под давлением до 15 МПа. С помощью системы редуктора и нескольких вентилях обеспечивается возможность плавного изменения давления в камере. В процессе эксперимента измерялся период колебаний и эволюция волн. Регистрация велась, в основном, оптическими методами, в том числе с использованием web - камер с записью на компьютер в режиме реального времени.

Было изучено влияние повышенного давления от 0,5 до 2 МПа в замкнутом объеме на процессы, происходящие в реакционной смеси. Режим реакции при повышенном давлении отличался от режима при нормальном давлении. Изменялась частота и характер автоволн.

Воздействие заряженных частиц с высокими величинами ЛПЭ также меняют характер автоколебаний и автоволн.