

«ДАРМШТАДТСКИЙ ЭФФЕКТ» И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ВОПРОСЫ

Ю.Н.Покотиловский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор современного состояния экспериментов (GSI, Дармштадт) по наблюдению узких позитронных линий и электрон-позитронных пар в диапазоне эффективных масс $1,6+1,8$ МэВ/ c^2 при столкновении очень тяжелых ионов при энергии ниже кулоновского барьера. Представлены результаты экспериментов в области низких и высоких энергий по поиску подобного явления в других процессах. Рассмотрены теоретические попытки объяснения «дармштадтского эффекта».

The review is given of the experiments of GSI (Darmstadt) on the observation of narrow positron lines and positron-electron pairs in the effective mass range $1.6+1.8$ MeV/ c^2 in very heavy ion collisions below Coulomb barrier. The results are presented of the low and high energy physics experiments to search for similar phenomenon in other processes. The theoretical attempts to explain the «Darmstadt effect» are also considered.

1. МОТИВАЦИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ РОЖДЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

Решение уравнения Дирака для связанных состояний электрона в поле точечного кулоновского центра становится сингулярным при $Z = 137$ [1]. Выражение для энергии нижнего электронного уровня $1S_{1/2}$ выглядит следующим образом:

$$E_1 = m_e c^2 (1 - x^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $x = \frac{Ze^2}{\hbar c} = \alpha Z$. Для ядра конечных размеров впервые оценка для энергий электронных уровней была сделана Померанчуком и Смординским [2], которые показали, что при $Z = 137$ в решении нет особенностей, а заряд, при котором энергия уровня $1S_{1/2}$ достигает величины $E = -m_e c^2$ (энергия нижнего континуума), т.е. энергия связи электрона

на K -оболочке достигает $2m_e c^2$, примерно равен 200 (критический заряд). Позднейшие более точные исследования решения уравнения Дирака для зарядов ядер, близких к критическому, проведенные Вернером и Уилером [3], Герштейном и Зельдовичем [4], в серии работ Попова [5], а также Пипером и Грайнером [6], Мюллером и др. [11], привели к значению для критического заряда $Z_c = 173 \pm 1$. Герштейн и Зельдович [4,10], а также Пипер и Грайнер [6] впервые высказали предположение, что для голого ядра с $Z > Z_c$, или при наличии вакансии на K -оболочке, происходит спонтанный процесс захвата электрона из отрицательного континуума на K -оболочку и образование дырки в отрицательном континууме, которое наблюдается как рождение свободного позитрона. По другой терминологии вакуум становится отрицательно заряженным, одновременно появляется позитрон, при этом полный заряд, естественно, сохраняется.

Таким образом, если на время сблизить два тяжелых ядра [4,10,11] так, чтобы суммарный заряд превысил критический, то можно ожидать спонтанного рождения позитронов. Существенно, что этот спонтанный процесс не зависит от скорости движения ядер и возможен при сколь угодно медленном сближении ядер. Анализ [4—10] показывает, что из-за кулоновского барьера в эффективном потенциале двух ядер возникший позитрон вначале локализован вблизи ядер, а затем туннелирует на бесконечность.

Из сказанного следует, что при столкновении тяжелых ионов можно экспериментально исследовать процессы спонтанного рождения позитронов и позитрон-электронных пар, демонстрируя фундаментальную роль вакуума в квантовой электродинамике.

В середине 70-х годов в GSI (Дармштадт, ФРГ) на ускорителе UNILAC была начата программа экспериментальных исследований с целью обнаружения спонтанного рождения позитронов при столкновении очень тяжелых ионов.

Рассмотрим в качестве примера картину происходящих процессов при столкновении двух ядер ^{238}U при энергии налетающих ионов вблизи кулоновского барьера $\sim 5,9$ МэВ/нуклон [12]. В зависимости от относительной ориентации двух деформированных ядер столкновение может приводить к частичному взаимному проникновению ядер друг в друга с образованием составного ядра на время 10^{-22} — 10^{-21} с. Независимо от образования составного ядра суммарный заряд $Z_u = Z_1 + Z_2$. На это короткое время столкновения образуется сверхтяжелый атом с суммарным зарядом «ядра» $Z_u = 184$. Поскольку скорость ионов при столкновении

$v \sim 0,1$ с мала по сравнению со скоростью орбитальных электронов, то можно считать, что уровни электронов адиабатически переходят в уровни нового двухцентрового потенциала, изменяющегося с изменением расстояния между ядрами. При $Z_u > Z_c$ и достаточно малом расстоянии между ядрами на короткое время уровень $1S_{1/2}$ оказывается погруженным в отрицательный континуум.

Перечислим основные процессы, происходящие при таком столкновении (всюду далее речь идет о столкновениях ионов с энергией вблизи и ниже кулоновского барьера).

1. Дальнейшая, более глубокая ионизация налетающего иона и атома мишени.

2. Образование вакансий на K -оболочке с вероятностью, достигающей нескольких процентов; это исследовано теоретически [13—15] и проверено экспериментально [16—18]. При этом из-за сильной локализации волновых функций электронов в поле двух ядер с заметной вероятностью идут процессы с большой передачей импульса от движущихся ядер к электронам — образование δ -электронов.

3. Возбуждение ядер — как кулоновское, так и при передаче одного или нескольких нуклонов. При наблюдении описываемых ниже явлений соблюдались условия, чтобы неупругая передача энергии не превышала 10—20 МэВ, а передача массы не превышала 5 нуклонов [19].

4. Возбуждение ядер при рассеянии снимается путем деления, излучения гамма-квантов, конверсионных электронов и внутренней парной конверсии, если энергия возбуждения превышает $2m_e c^2$. Последний процесс составляет одну из компонент фона позитронов и позитрон-электронных пар при поиске спонтанного рождения позитронов. Эти ядерные позитроны излучаются в течение 10^{-15} — 10^{-13} с после соударения ионов.

5. При столкновении тяжелых ионов возникает довольно быстро меняющийся во времени и пространстве весьма глубокий кулоновский потенциал (глубина ямы ~ 20 МэВ). Это вызывает вырывание электронов (аналогично кулоновской ионизации) из отрицательного континуума с переходом либо на вакантные дискретные квазимолекулярные уровни, либо прямо в положительный континуум [61, 60, 57, 48]. В обоих случаях возникающая дырка в отрицательном континууме наблюдается как рождение позитронов с широким (~ 1 МэВ) колоколообразным спектром, зависящим от динамики столкновения. Время излучения таких позитронов, называемых в разных публикациях квазиатомными, индуцированными или динамическими, $\sim 10^{-21}$ с.

6. Наиболее интересен уже упомянутый процесс спонтанного рождения позитронов. Они должны рождаться в основном в момент наибольшего сближения ядер и иметь энергию вблизи

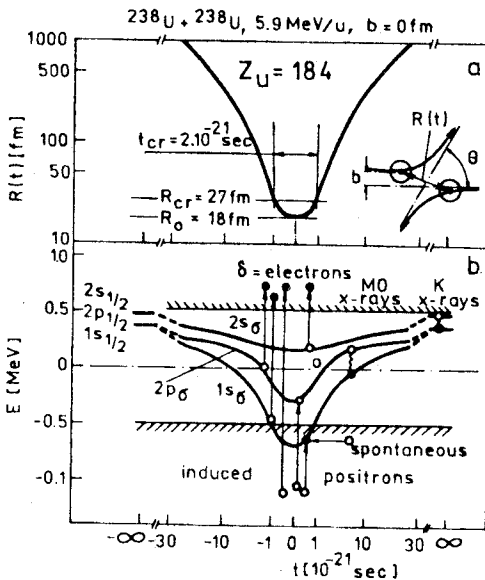


Рис.1. Межъядерное расстояние (а) и энергия связи (b) для трех квазиатомных уровней в зависимости от времени в процессе упругого рассеяния ионов урана с энергией 5,9 МэВ/нуклон. Показаны основные процессы: образование δ -электронов, рождение индуцированных (квазиатомных) позитронов и рождение позитронов в возможном спонтанном процессе [30]

$$E_{e^+} = - \left(m_e c^2 + E_{1s_\sigma} \right), \quad (2)$$

где E_{1s_σ} — энергия основного

состояния электрона в поле сталкивающихся ядер в момент сближения. Например, для столкновения $U + U$ должно быть $E_e \sim 300$ кэВ [20].

На рис.1 описанные явления показаны стрелками. Время спонтанного перехода электрона из отрицательного континуума на вакансию в К-оболочке «сверхтяжелого» ядра должно быть $\sim 10^{-19}$ с (соответствующая ширина ~ 10 кэВ) [21], что на два порядка больше, чем характерное время столкновения ионов ($\sim 10^{-21}$ с). Еще до экспериментов, в которых наблюдалась структура в спектре позитронов, было ясно, что это — наибольшая трудность при попытке наблюдать спонтанный процесс — динамический и спонтанный процессы должны идти когерентно [22], и нет рецепта, в соответствии с которым можно было бы их разделить экспериментально. В этой связи обсуждался [23,21] до сих пор спорный вопрос о возможности образования за счет ядерного взаимодействия в малой ($\sim 10^{-3}$) доле актов рассеяния ниже кулоновского барьера квазимолекулы со временем жизни, существенно превышающим время соударения. В дальнейшем этот вопрос обсуждался [25—29] в связи с попытками объяснить наблюдаемые особенности спектра позитронов. Если T — время жизни такой сверхкритической молекулы, то можно надеяться в спектре позитронов наблюдать пик с энергией, в соответствии с выражением (2) и шириной ΔE (кэВ) $\cong 2\hbar/T \cong 1,32 \cdot 10^{-18}/T$ (с), обратно пропорциональной времени слипания ядер в квазимолекулу, и это было бы недвусмысленным указанием на существование двух важных явлений: процесс спонтанного рождения позитронов и одновременно образование долгоживущей квазимолекулы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РОЖДЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

2.1. Экспериментальная техника. Рождение позитронов при столкновении очень тяжелых ионов в GSI исследовалось тремя независимыми группами с помощью трех магнитных спектрометров: EPOS [31,12,18], TORI [32] и ORANGE [34—36]. Первые два использовали соленоидальные транспортные системы, в которых излучаемые при столкновении ионы позитроны, двигаясь по спиральным траекториям, попадали в детекторы, скинтилляционные или кремниевые, расположенные довольно далеко от мишеней (~1 м). Телесный угол регистрации позитронов ~20% от 4л. Третий спектрометр использует принцип [33] светосильной фокусировки заряженных частиц с помощью тороидального ($1/r$)-магнитного поля для анализа по импульсу позитронов или при обратном поле — электронов в большом телесном угле. Тороидальное магнитное поле с осью, совпадающей с осью пучка ионов, создается с помощью 60 особой формы катушек, расположенных через равные углы вокруг оси спектрометра. Фокальная область, имеющая приблизительно форму цилиндра, покрыта позиционно-чувствительным детектором. Телесный угол регистрации позитронов ~25% от 4л.

Основная масса экспериментальных данных о рождении позитронов при столкновении тяжелых ионов при энергиях ниже кулоновского барьера была получена с помощью спектрометров EPOS и ORANGE. В ходе исследований оба спектрометра улучшались в направлении повышения энергетического и углового разрешения и уменьшения фона. Для исследования позитрон-электронных совпадений спектрометры EPOS [37—39] и ORANGE [40] были в дальнейшем модифицированы путем присоединения к существующим почти зеркально-симметричным устройствам, настроенных на спектрометрию электронов. При исследовании рождения позитронов измерялись трижды дифференциальные сечения $d^3\sigma/(dE_{e^+} d\Omega_{e^+} d\Omega_p)$, при исследовании позитрон-электронных совпадений измерялись пятикратно дифференциальные сечения: $d^5\sigma/(dE_{e^+} d\Omega_{e^+} dE_{e^-} d\Omega_{e^-} d\Omega_p)$, где E_{e^+} , Ω_{e^+} , E_{e^-} , Ω_{e^-} — энергии и телесные углы позитронов и электронов, Ω_p — телесный угол иона. Оба тяжелых иона регистрировались на совпадения с позитронами и электронами с помощью позиционно-чувствительных плоско-параллельных лавинных счетчиков, дающих возможность определять полярный и азимутальный угол обоих ионов с угловым разрешением 0,5—1°. Разрешающее время совпадения ионов 0,5 нс, временное разрешение позитрон-электронных совпадений ~5 нс. Энергетическое разрешение

позитрон-электронных спектрометров в процессе исследований улучшалось от нескольких десятков кэВ до ~ 10 кэВ при энергии ~ 350 кэВ.

Одновременно с измерением дифференциальных сечений рождения позитронов или позитрон-электронных пар проводились измерения спектра гамма-излучения в совпадениях с тяжелыми ионами с помощью расположенных вокруг мишени нескольких детекторов со сцинтилляторами NaI (Тl). Основным источником регистрируемого гамма-излучения — возбужденные после рассеяния ядра, и эти измерения служили для учета вклада ядерных позитронов в измеренный позитронный спектр.

Интенсивность пучка очень тяжелых ионов составляла 1—2 нА. Проектная степень монохроматизации пучка $\sim 0,01$ МэВ/нуклон, т.е. $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ от энергии ионов ниже кулоновского барьера, реально монохроматичность в пучке поддерживалась на уровне $\sim 0,02$ МэВ/нуклон. Толщины мишеней составляли 300—600 мкг/см², при этом разброс потери энергии ионов пучка в мишени достигал $\sim 0,1$ МэВ/нуклон. В экспериментах возникали проблемы, связанные с разрушением мишеней пучком в процессе измерений, приводящие к увеличению их неоднородности, — подробности содержатся в работах [72—74].

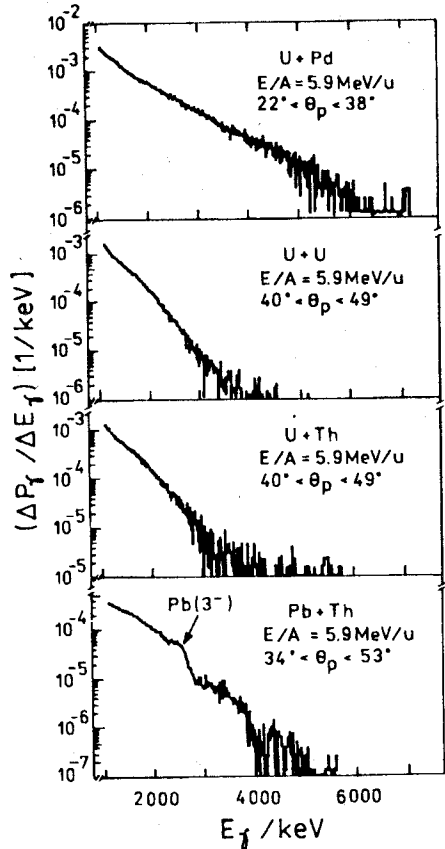
Схемы и подробные описания спектрометров здесь не приводятся, их можно найти в публикациях [12, 18, 34—40]. Из приведенного перечня возможных процессов рождения позитронов при столкновениях тяжелых ионов очевидно, что поиску новых механизмов должно предшествовать систематическое исследование общих свойств генерации ядерных и квазиатомных позитронов как для закритической, так и докритической области суммарных зарядов сталкивающихся ионов.

2.2. Ядерные позитроны. Ядерные позитроны возникают в процессе внутренней парной конверсии в возбужденных ядрах при переходах с энергией, большей $2m_e c^2$. Не существует экспериментального способа отделить ядерные позитроны от квазиатомных, и поэтому приходится использовать непрямой метод, полагаясь на измеренные спектры гамма-излучения, измеряемые одновременно в тех же кинематических условиях столкновения ионов, что и позитроны [41]. Из этих измерений можно надеяться получить спектр позитронов внутренней парной конверсии, используя соотношение

$$\left(\frac{dP_{e^+}}{dE_{e^+}} \right)_{\text{яд}} = \int_{2m_e c^2}^{\infty} \left(\frac{dP_{\gamma}}{dE_{\gamma}} \right) \left[d\beta(E_{e^+}, Z, M\lambda) / dE_{e^+} \right] dE_{\gamma}, \quad (3)$$

где $(dP_{e^+}/dE_{e^+})_{\text{яд}}$ — спектр ядерных позитронов, dP_{γ}/dE_{γ} — спектр измеренных гамма-квантов, $d\beta(E_{e^+}, Z, M\lambda)/dE_{e^+}$ — теоретический коэффи-

Рис. 2. Дифференциальная вероятность рождения γ -квантов с энергией выше 1 МэВ при столкновении U+Pd, U+U, U+Th и Pb+Th при энергиях ионов 5,9 МэВ/нуклон. Гамма-кванты измерялись в совпадениях с ионами, рассеянными в указанные углы. Более жесткий спектр гамма-квантов для системы U+Pd связан с тем, что энергия ионов в этом случае выше кулоновского барьера и велик вклад от ядерных реакций [44]



коэффициент внутренней парной конверсии, зависящей от мультипольности M_l внутриядерного перехода и заряда ядра Z . Процедура (3) довольно надежна, поскольку процесс внутренней парной конверсии прекрасно описывается теоретически [42,43], если известны электромагнитные свойства ядерного перехода. Для ядерных переходов в диапазоне нескольких мегаэлектронвольт коэффициент внутренней парной конверсии слабо зависит от Z и составляет величину $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ и сильно падает для переходов с мультипольностью больше $E1$ или $M1$.

Для $E0$ -переходов внутренняя парная конверсия конкурирует с электронной конверсией и составляет $\sim 10^{-3}$ от последней. На рис. 2 показаны типичные гамма-спектры, измеренные в совпадениях с тяжелыми ионами, рассеянными в соответствующие угловые интервалы, для четырех различных пар сталкивающихся ионов. Как видно из рисунка, спектры представляют собой непрерывные экспоненциальные распределения с максимальной энергией в районе 4—5 МэВ.

На рис. 3 показан измеренный спектр позитронов для наиболее легкой из исследованных систем U + Pd ($Z_u = 138$), экспериментальные данные хорошо описываются теоретической кривой, вычисленной в соответствии с (3), в котором использован экспериментальный спектр (рис. 2) и теоретический коэффициент конверсии для $E1$ -переходов [42] с 5—10% примесью $E2$ -переходов. Фиксируя это отношение $E1/E2$ и предполагая,

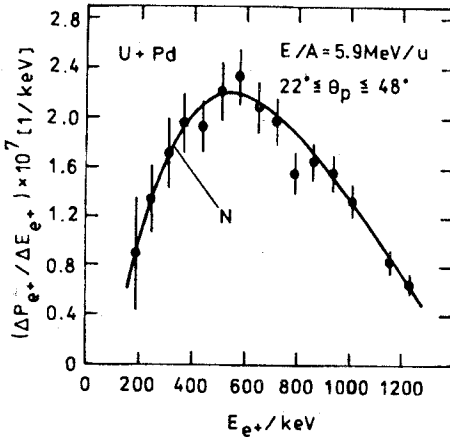


Рис.3. Спектр позитронов при столкновениях U+Pd с энергией 5,9 МэВ/нуклон, измеренный в совпадениях с тяжелыми ионами, рассеянными в указанные углы. Сплошная кривая N — результат расчета спектра ядерных позитронов в соответствии с уравнением (3) при использовании измеренного гамма-спектра в предположении 90% E1- и 10% E2-переходов [44]

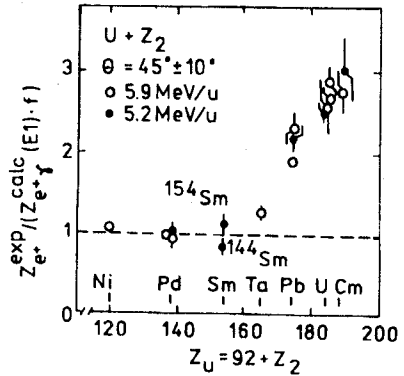


Рис.4. Экспериментальный выход позитронов, нормированный к выходу позитронов из процесса внутренней парной конверсии, рассчитанному из измеренного гамма-спектра, в процессе столкновения ионов урана с энергией 5,9 МэВ/нуклон и 5,2 МэВ/нуклон с различными ядрами [45,46]

что оно существенно не изменяется при переходе к более тяжелым ядрам, можно использовать одну и ту же процедуру для определения ядерного вклада в спектр позитронов, измеряя гамма-спектр. На рис.4 показан выход позитронов в совпадениях с рассеянными ядрами, нормированный на рассчитанное из измеренных гамма-спектров число ядерных позитронов при соударении ядер урана с различными ядрами [45,46]. В расчетах предполагались E1-переходы с малой (5—10%) примесью E2. Главный вывод из этой иллюстрации состоит в том, что выход позитронов, нормированный к рассчитанному ядерному вкладу, близок к единице для суммарного заряда ядер $Z_u = Z_1 + Z_2 < 160$, т.е. все позитроны — ядерного происхождения независимо от Z_u , и резко возрастает при $Z_u > 160$, что говорит о появлении нового источника позитронов — квазиатомного механизма. Экстраполяцию [46] выхода позитронов в область больших Z можно проводить в соответствии с выражением

$$N_{e^+} = N_{e^+}(\text{ядерн.}) + N_{e^+}(\text{квазиатомн.}) = C_{e^+} N_{\gamma} + P_{e^+} N_p. \quad (4)$$

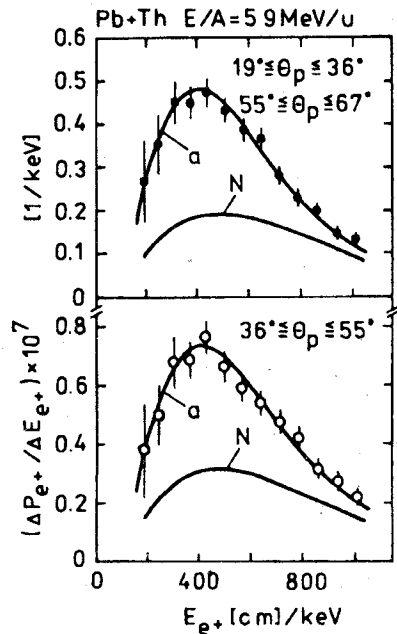
Здесь C_{e^+} — эффективный коэффициент внутренней парной конверсии для сталкивающихся ядер, который, как показано, относительно не

Рис.5. Спектры позитронов при столкновении Pb+Th при энергии 5,9 МэВ/нуклон, измеренные в совпадениях с тяжелыми ионами, рассеянные в указанные углы. Фон ядерных позитронов (N) вычтен. Кривые a — расчет спектра индуцированных (квазиатомных) позитронов [34]

зависит от Z_u и деталей процесса излучения гамма-квантов, N_γ — интенсивность гамма-квантов с $E_\gamma > 2m_e c^2$, P_{e^+} — вероятность квазиатомного рождения позитронов, N_p — число рассеянных ядер. Такой прием позволяет разделить вклады ядерных и квазиатомных позитронов в измеряемый спектр. Надо отметить, что принималось и иное, по сравнению с указанным, соотношение вкладов $E1$ - и $E2$ -переходов для описания спектра ядерных позитронов [47] для систем $Z_u < 160$: считалось, что имеет место

чистый $E1$ -переход при $E_{e^+} > 800$ кэВ и чистый $E2$ -переход при $E_{e^+} < 600$ кэВ с плавным переходом между ними. При этом также достигалась хорошая подгонка экспериментального спектра позитронов к рассчитанному в соответствии с уравнением (3).

2.3. Квазиатомные позитроны. Уже в первый год работы ускорителя UNILAC [45,46] был экспериментально обнаружен новый сильный источник рождения позитронов, связанный с квазиатомными процессами в сильном быстроменяющемся кулоновском поле сталкивающихся ядер. Квазиатомные позитроны начинают давать заметный вклад при $Z_u > 160$ и при увеличении Z_u составляют основную компоненту в полном выходе позитронов. На рис.5 показаны спектры позитронов, измеренные группой ORANGE при рассеянии $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ с энергией 5,9 МэВ/нуклон в указанные углы. Эта система образует общий заряд $Z_u = 172$, в поле которого уровень $1S_{1/2}$ еще не достигает отрицательного континуума. Форма этого широкого непрерывного распределения в общем должна отражать частотное распределение временной картины столкновения ионов.



Рождение квазиатомных позитронов, очевидно, зависит от степени возмущения образовавшимся суммарным зарядом отрицательного континуума и при данной энергии налетающих ионов и суммарном заряде ядер — от кинематики столкновения. Интересно исследовать эту зависимость. Введем q_{\min} — минимальный переданный импульс при рассеянии, необходимый для рождения позитрон-электронной пары с полной энергией E :

$$q_{\min} = E/\hbar v, \quad (5)$$

где v — начальная скорость налетающего иона.

Кинематическая зависимость вероятности рождения позитрона может быть просто описана с помощью зависимости [48—50]:

$$P_{e^+}(b) = P_0 \exp(-mq_{\min} b), \quad (6)$$

где b — прицельный параметр столкновения.

Такое рассмотрение использовалось ранее авторами работы [49] для описания кулоновской ионизации при столкновении с легкими атомами и в дальнейшем было распространено на столкновения тяжелых ионов и описание процесса образования вакансий на внутренних оболочках и рождения пар.

Выражение (6) должно быть применимо при $b > q_{\min}^{-1}$, при этом константа $m \cong 2$ для $Z > 137$ [49, 51], что заметно отличается от экспериментального значения $m = 2,73 \pm 0,20$ [44].

Для близких соударений, т.е. малых параметров соударения, лучшее приближение достигается [51, 52, 16], если выражать вероятность рождения индуцированных позитронов через R_{\min} — расстояние наибольшего сближения ядер при рассеянии:

$$R_{\min} = a + \sqrt{a^2 + b^2} = a(1 + 1/\sin \frac{\theta}{2}), \quad 2a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\mu(E_1/A_1)}, \quad b(\theta) = a \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, \quad (7)$$

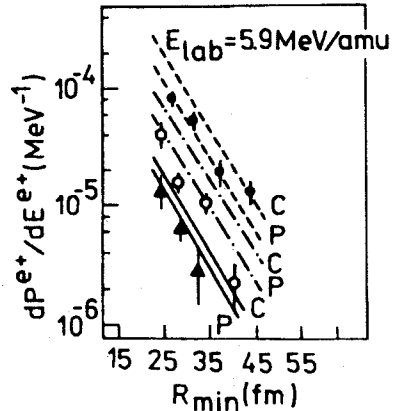
где θ — угол рассеяния в системе центра масс, $\mu = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная масса, E_1 — энергия налетающего иона, $2a$ — минимальное расстояние при лобовом столкновении. Соответствующий скейлинг имеет вид

$$P_{e^+} \sim \exp(-\lambda R_{\min}), \quad (8)$$

где параметр λ для каждого суммарного заряда Z_u определяется как подгоночный параметр.

Экспериментальные данные в общем неплохо согласуются с этой простой картиной [44—46] (см. рис.6). Динамический характер рождения

Рис.6. Вероятность рождения квазиатомных позитронов с энергией в интервале 424+530 кэВ в зависимости от R_{\min} — расстояния минимального сближения ионов при рассеянии U+U (точки), U+Pb (кружки) и Pb+Pb (треугольники) [45,46]. Прямые линии — расчет выхода квазиатомных позитронов [57] для соответствующих систем, проведенный с разной степенью полноты



индуцированных позитронов можно параметризовать [53], используя критическое время τ , определяемое как временной интервал между двумя экстремумами величины $\dot{R}(t)/R(t)$ — логарифмической производной по времени расстояния $R(t)$ (рис.1). Этот временной интервал определяет амплитуду динамического процесса. Соответствующий масштабный закон имеет вид

$$P_{e^+} \sim \exp(-2\tau/c\lambda_e), \tag{9}$$

где τ выражается через измеряемые величины:

$$2\tau = (2a/v) (\epsilon + 1,16 + 0,45/\epsilon), \tag{10}$$

$v = (2E_1/A_1)^{1/2}$ — скорость налетающего иона, ϵ — эксцентриситет, λ_e — комптоновская длина волны электрона.

Из выражения (6) можно получить зависимость вероятности динамического рождения позитронов от энергии налетающего иона. Для фиксированных зарядов ядер и угла рассеяния из (7) следует: $b \sim E_1^{-1}$, $R_{\min} \sim E_1^{-1}$, а из (5) $q_{\min} \sim E_1^{-1/2}$. Следовательно, можно ожидать

$$P_{e^+}(E_1) \sim \exp(-sE_1^{-3/2}) \tag{11}$$

рост рождения динамических позитронов с энергией налетающего иона. Эксперименты на спектрометре ORANGE подтверждают эту зависимость (рис.7), результат расчетов [28] дает вероятность систематически бóльшую (на 30%) (см. ниже). Перечисленные модели, хорошо описывая зависимость вероятности рождения индуцированных позитронов от параметров столкновения, тем не менее не предсказывают абсолютной величины вероятности, а также расходятся с экспериментом при более близких столкновениях ($b \ll 10$ фм) [54,15]. Для более строгого количественного описания необходимо было рассмотреть двухцентровую задачу для

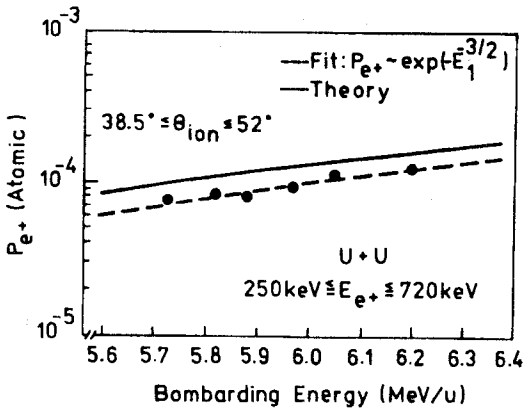


Рис.7. Вероятность рождения квазиатомных позитронов в зависимости от энергии сталкивающихся ионов U+U. Спектры позитронов просуммированы в указанном интервале энергий, указан также диапазон углов рассеяния ионов. Сплошная линия — результат теоретического вычисления [28], штриховая — подгонка в соответствии с формулой (11) [44]

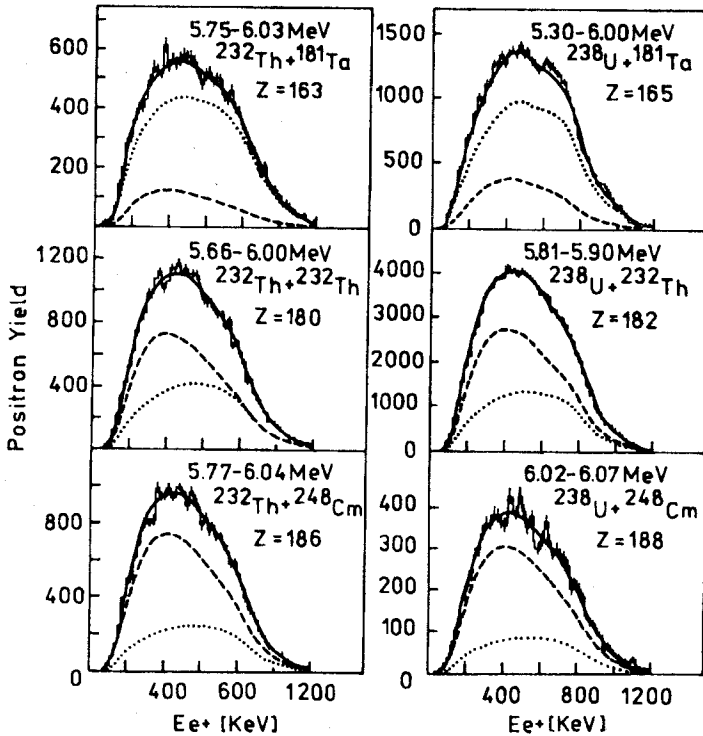
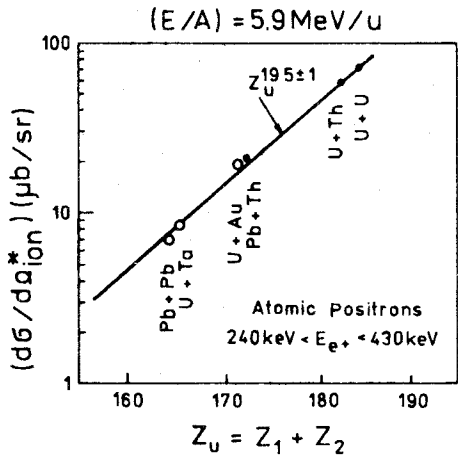


Рис.8. Позитронные спектры, измеренные для различных пар сталкивающихся ионов. Кривые соответствуют вычисленным позитронным спектрам: штриховая — квазиатомные позитроны, точки — ядерные позитроны, сплошные линии — сумма квазиатомных и ядерных позитронов [39]

Рис.9. Дифференциальное сечение рождения квазиатомных позитронов в зависимости от суммарного заряда сталкивающихся ядер. Спектры позитронов проsumмированы в указанном интервале энергий. Позитроны регистрировались в совпадениях с ионами, рассеянными в интервале углов $76 \div 104^\circ$. Точки и кружки соответствуют результатам, полученным на различных модификациях спектрометра ORANGE [44]



уравнения Дирака, зависящего от времени [57, 22, 12, 28], в котором зависимость электромагнитных потенциалов от времени

возникает от движения сталкивающихся ядер. Из-за релятивистского сжатия электронных волновых функций в сильном квазиатомном кулоновском потенциале происходит локализация индуцированных переходов электронов из отрицательного континуума в поворотной точке траектории рассеяния. Это упрощает задачу, позволяя использовать монополюсное приближение, т.е. ограничиться в мультипольном разложении двухцентрового потенциала сферически-симметричной частью. Решения стационарной задачи двух центров для уравнения Дирака изучались для связанных состояний [58] и для состояний непрерывного спектра [59]. Выяснилось, что поправки к монополюсному приближению малы для $S_{1/2}$ - и $P_{1/2}$ -состояний. На рис.8 сопоставлены теоретически рассчитанные и измеренные группой EPOS спектры. Видно хорошее согласие экспериментальных данных и расчетов и по форме спектра, и по амплитуде.

Зависимость выхода динамических позитронов от суммарного заряда ионов иллюстрирует рис.9 [44]. Обработка экспериментальных точек дает зависимость

$$d\sigma/d\Omega \sim Z^{19,5 \pm 1} \tag{12}$$

Этот результат не противоречит более ранним измерениям [46] группы ORANGE, а также недавним результатам группы, работающей на спектрометре TORI [62]. Такая Z-зависимость, полученная экспериментально в довольно широком интервале зарядов сталкивающихся ядер, предсказывалась упомянутыми теоретическими расчетами [61, 57] ($\sim Z^{20}$).

Несколько меньший выход динамических позитронов в эксперименте по сравнению с рассчитанным отмечался уже в ранних измерениях [34]. Дальнейшие эксперименты, в которых более аккуратно учитывался вклад ядерных позитронов и рождение за счет внешней парной конверсии

в мишени [35,55,56,20], подтвердили это расхождение. Его, как показал тщательный анализ [44], недавно проведенный группой ORANGE, можно описать единым коэффициентом $\bar{f} = 0,76 \pm 0,04$ для нескольких комбинаций зарядов сталкивающихся ядер от $Z_u = 164$ (Pb + Pb) до $Z_u = 184$ (U + U). Подобное же общее расхождение между теорией динамического рождения позитронов и экспериментом было обнаружено группой TORI [63] при исследовании рождения позитронов в упругих (U + U)-соударениях при энергиях вблизи и несколько выше кулоновского барьера. Однако, как отмечалось, исследования группы EPOS [39] (рис.8) свидетельствуют о хорошем (в пределах 20%) согласии экспериментальных данных и расчетов. Еще большее расхождение эксперимента с теорией обнаружено группой TORI в измерениях [62], в которых при столкновениях Pb + Pb при энергии 8,6 МэВ/нуклон в противоположность данным при столкновениях ниже кулоновского барьера экспериментальный результат по выходу позитронов примерно вдвое превышал рассчитанный теоретически. Причины указанного расхождения могут быть связаны с рядом приближений и неопределенностей при решении этой сложной задачи (кроме упомянутых): неопределенность в электронной структуре сталкивающихся ионов (предполагалось в расчетах, что ферми-уровень $n = 3$, т.е. ионизированы все состояния выше $3S$ и $4P$ в объединенном квазиатоме), степень учета электрон-электронных взаимодействий [15], неучет возможной сильной асимметрии в электронной конфигурации сталкивающихся атомов и широкого исходного распределения зарядовых состояний во время соударения и т.д. Однако в целом расчеты [60,57,55,52,28,29,22,21] квазиатомных процессов рождения позитронов хорошо описывают общую форму спектров динамических позитронов и зависимость выхода позитронов от параметров столкновения.

2.4. Позитронные пики. Как уже отмечалось, главным мотивом был поиск свидетельств резонансного спонтанного перехода между отрицательным континуумом и наиболее связанными квазиатомными состояниями при $Z_u > Z_c$. Однако при упругом резерфордском рассеянии из-за малого характерного времени столкновения ($\sim 10^{-21}$ с) ожидаемый пик спонтанно рождаемых позитронов должен размываться в соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга до ширины несколько сот килоэлектронвольт, так что процесс спонтанного рождения становился бы неотличимым от процесса динамического рождения позитронов. При сверхкритических соударениях с временной задержкой из-за ядерного контакта можно было ожидать, что спонтанный процесс усиливается, приводя к появлению пиков в спектре позитронов.

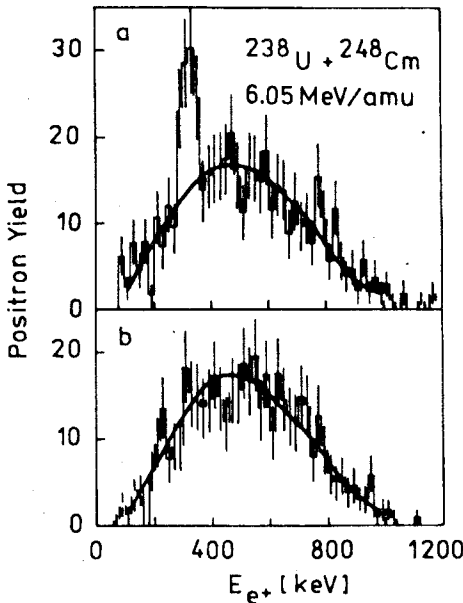


Рис.10. Спектры позитронов из столкновения U+Sm при энергии 6,05 МэВ/нуклон, измеренные в совпадениях с ионами, рассеянными в углы $100^\circ \leq \theta_{\text{ц.м.}} \leq 130^\circ$ (a) и в углы $50^\circ \leq \theta_{\text{ц.м.}} \leq 80^\circ$ (b). Сплошные линии — рассчитанные спектры квазиатомных позитронов в предположении упругого рассеяния в сумме с ядерными позитронами, вычисленными из измеренного гамма-спектра [31]

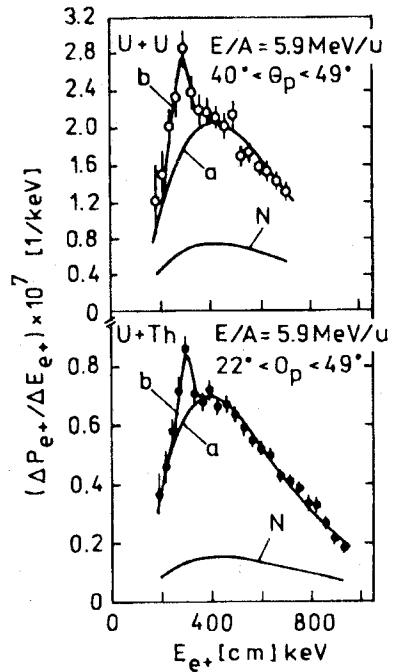


Рис.11. Спектры позитронов при столкновениях U+U и U+Th с энергией 5,9 МэВ/нуклон, измеренные в совпадениях с рассеянными в указанные углы тяжелыми ионами. Фон ядерных позитронов (N) вычтен. Кривые a представляют вычисленные спектры квазиатомных позитронов с коэффициентом 0,80. Пик b рассчитан для δ -функции в соответствии с разрешением спектрометра [34,35]

И в самом деле, узкие позитронные линии с энергией в диапазоне 200+400 кэВ были обнаружены на фоне широкого спектра динамических позитронов при столкновениях тяжелых ионов со сверхкритическим суммарным зарядом в экспериментах группы EPOS [31] (рис.10) и группы ORANGE [34]* (рис.11). Анализ гамма-спектров, измеренных на совпадение с рассеянными ионами, показал, что наблюдаемые пики не могут быть связаны с парной конверсией для переходов с мультипольностью $E1$

*Первое наблюдение пика в спектре позитронов на спектрометре ORANGE отмечено в [64] при рассеянии U+U и U+Th.

и выше в возбужденных ядрах после рассеяния. Для исключения $E0$ -переходов исследовался спектр конверсионных электронов в поиске сильной линии, говорящей о наличии выделенного $E0$ -перехода, который мог бы дать после парной внутренней конверсии наблюдаемый пик в спектре позитронов. Рассматривался также, как возможная причина, на порядок более слабый процесс внутренней парной конверсии, в котором излучаемый электрон захватывается вакансией в электронной оболочке, так что испускаемый позитрон монохроматичен. С другой стороны, анализ ширины позитронного тока исключает возможность парной конверсии как причины его появления. Наблюдаемая ширина пика (~ 80 кэВ в обоих экспериментах), практически полностью обязанная аппаратурному разрешению, тем не менее существенно меньше, чем ожидалось бы в случае процесса парной конверсии в движущемся в соответствии с известной кинематикой рассеяния ядра, — 150 кэВ.

Уже эти первые результаты по спектрам позитронов из $U + Th$ ($Z_u = 182$), $U + U$ ($Z_u = 184$) и $U + Cm$ ($Z_u = 188$)-столкновений указывали на то, что энергии позитронных пиков как будто не зависят от Z_u . Это сразу указывало на противоречие с возможным механизмом спонтанного рождения позитронов в сверхкритическом кулоновском поле [21], для которого ожидалась резкая зависимость энергии позитронов от суммарного заряда $\sim Z_u^{20}$. Чтобы проверить эту Z -независимость, группа EPOS [65] предприняла систематическое исследование позитронных спектров для разных комбинаций сталкивающихся ядер. На рис.12 показаны позитронные спектры для пяти Z_u (180—188). Все спектры демонстрируют ясно выраженные пики, сконцентрированные вокруг $E = 320\text{—}340$ кэВ. В связи с этим возникает естественный вопрос, не излучается ли такая позитронная линия при $Z_u < Z_c = 172$. Ранний эксперимент с малой статистикой [34] (рис.5) не показал в спектре никаких особенностей для системы $Pb + Th$ ($Z_u = 172$) на уровне интенсивности, характерном для систем с большим зарядом. Измерения с лучшим разрешением и статистикой были проведены группой ORANGE [36] для систем $Pb + Pb$ ($Z_u = 164$), $U + Ta$ ($Z_u = 165$) и $U + Au$ ($Z_u = 171$). Как и в случае больших зарядов, в спектрах позитронов обнаружен пик при энергии (315 ± 4) кэВ с шириной 33 кэВ и дополнительный пик при энергии (240 ± 3) кэВ с шириной 28 кэВ. Та же группа ORANGE, повторив исследования с большей точностью и лучшим разрешением для сверхкритических систем ядер [55], обнаружила для них также дополнительный пик.

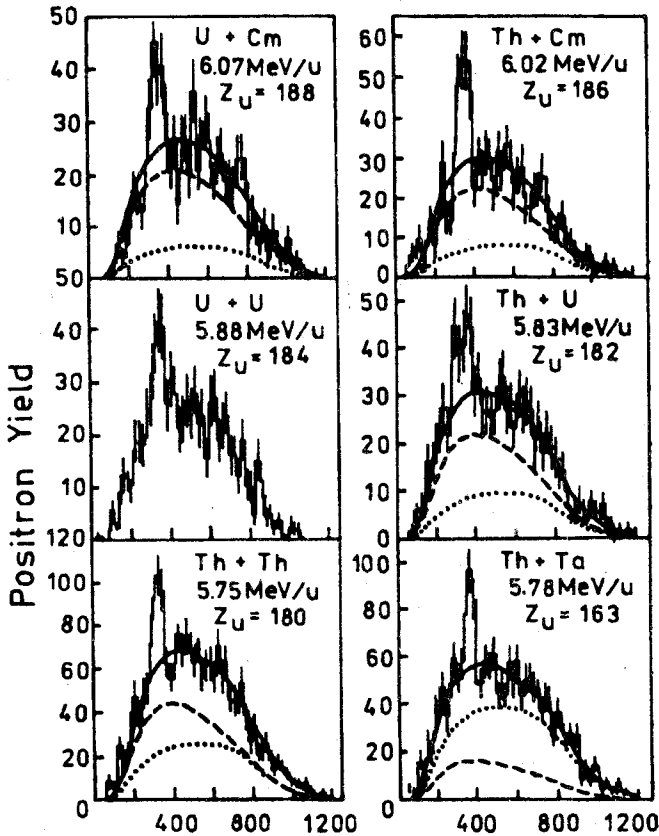


Рис. 12. Одиночные позитронные пики, наблюдаемые группой EPOS в столкновениях очень тяжелых ионов при указанных энергиях в диапазоне величины суммарного заряда ядер сталкивающихся ионов $163 \leq Z_U \leq 188$. Штриховые линии — рассчитанные спектры квазиатомных позитронов, точки — рассчитанные спектры ядерных позитронов, сплошные линии — сумма обоих вычисленных вкладов [65]

На рис. 13 [66] приведена сводка результатов групп EPOS [67] и ORANGE [55, 36], иллюстрирующая положение позитронных пиков для разных комбинаций сталкивающихся ионов. Видны две группы позитронных пиков во всех исследованных системах с энергией вблизи 255 и 340 кэВ. Однако картина в целом не создает впечатления полной согласованности. Третий пик при 395 кэВ не проявляется для подкритических систем, и пики 310 и 360 кэВ, найденные группой EPOS для $U + Th$, выпадают из общего ряда.

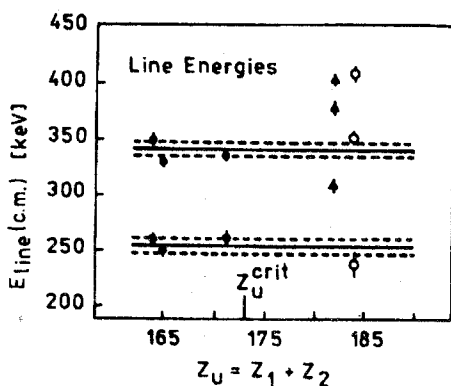


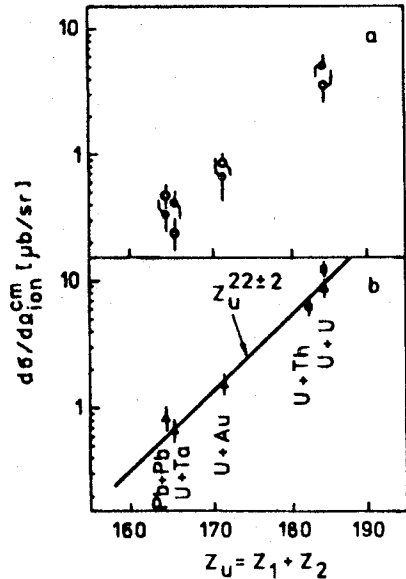
Рис.13. Энергии позитронных линий в зависимости от суммарного заряда сталкивающихся ядер Z_U . Данные из [55] — кружки, из [36] — точки, из [67] — треугольники. Можно предположить две общие линии для четырех систем со средней энергией (255 ± 7) кэВ и (342 ± 6) кэВ. Средние энергии показаны сплошными линиями, штриховые линии — статистические отклонения [66]

Таким образом, слабая зависимость (или полное ее отсутствие) энергии позитронных линий от Z_U ставит под сомнение механизм спонтанного рождения позитронов в сверхкритических системах. Анализ формы и ширины пиков с учетом разрешения аппаратуры приводят к ширине позитронных линий меньше 40 кэВ. Следовательно, во время соударения необходимо было бы образование относительно долгоживущего квазиатома (квазимолекулы) со временем жизни $\sim 10^{-19} - 10^{-20}$ с. Такая возможность обсуждалась как чисто схематически — путем формального введения некоторого времени задержки [23,21,28], так и более обстоятельно — с попыткой обосновать модель образования такой молекулы [24,25,27,29]. Отсутствие Z_U -зависимости энергий позитронных пиков делает ситуацию весьма противоречивой, особенно если учесть, что спонтанная эмиссия позитронов не должна идти при $Z_U < Z_c$.

На рис.14 показано проинтегрированное по энергии сечение рождения позитронных линий для двух энергий 255 и 340 кэВ [36] как функция Z_U . Обработка зависимости дает $d\sigma_e^+ / d\Omega_{\text{ион}} \sim Z_U^{22 \pm 2}$ для обеих линий. Это близко к зависимости $\sigma \sim Z_U^{20}$ сечения рождения позитронов в индуцированном процессе.

Таким образом, постоянство позитронных линий, их ширина свидетельствуют о независимости их от деталей ядерных и квазиатомных процессов при столкновении ядер и указывают на общий источник. Очевидное соображение состоит в том, что этим источником является двухчастичный распад неизвестной прежде легкой частицы на позитрон-электронную пару [65,68—70]. Время жизни такой частицы уже можно было оценить [65,36] из анализа позитронных пиков $5 \cdot 10^{-20} < \tau < 10^{-10}$ с. Нижняя граница следует из рассмотрения ширины позитронных пиков,

Рис.14. Сечение рождения двух позитронных линий (а) $E_+ = 258$ кэВ (точки) и при $E_+ = 340$ кэВ (кружки) в зависимости от суммарного заряда ядер. Подгонка в соответствии с законом $\sigma \sim Z^n$ дает $n = 24 \pm 2$ и $n = 20 \pm 2$ соответственно для каждого из пиков. Среднее сечение (б) для двух линий из (а) (треугольники) совместно с сечением для линии $E_+ = 280$ кэВ (квадраты), полученным при рассеянии U+Th и U+U [35]. Обработка всех данных дает $n = 22 \pm 2$ (сплошная линия) [36]



верхняя — из того обстоятельства, что при движении распадающегося объекта (покоящегося в системе центра масс) в лабораторной системе со скоростью системы центра масс ($\beta \approx 0,05$) за время, большее 10^{-10} с, продукты ее распада покидали бы область эффективной регистрации. Машинное моделирование методом Монте-Карло процесса распада такой частицы в экспериментальных условиях обеих установок и сравнение расчетов с измеренными позитронными спектрами привело к выводу об относительно малой скорости движения источника позитронов в системе центра масс ($\beta < 0,03$). Таким образом, возникла удивительная картина — распад на позитрон-электронную пару покоящегося в системе сталкивающихся ионов объекта за время, на два порядка превышающее время столкновения, когда ионы уже расходятся на расстояния $\geq 10^2$ фм.

2.5. Позитрон-электронные совпадения. Первое измерение спектров позитрон-электронных совпадений было сделано группой EPOS [67]. Установка регистрировала позитроны и электроны, вылетающие в противоположные полусферы, причем одновременно измерялось время пролета обеих частиц по спиральным траекториям в соленоидальном магнитном поле от мишени до детекторов. На рис.15 [38,71] показаны спектры суммарной энергии совпадающих позитронов и электронов и соответствующие спектры разностей их энергий при различных временах пролетов позитронов и электронов, что соответствовало разным углам вылета частиц по отношению к пучку при соударениях U + Th и U + Ta. Авторы [71] отмечают, что наблюдаемые пики в спектре суммарной энергии для обеих исследованных пар ионов принадлежат к общей группе из трех линий: ~ 610 , ~ 750 и ~ 810 кэВ. Отмечено, что интенсивности линий

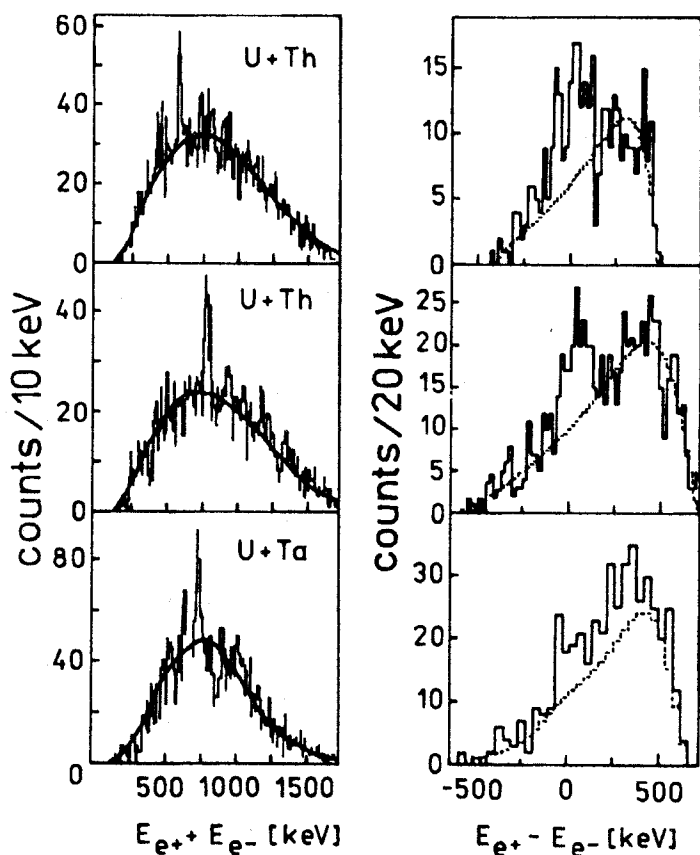


Рис.15. Спектры сумм и разностей энергий позитронов и электронов для указанных пар сталкивающихся ионов для U + Th при энергиях 5,83–5,9 МэВ/нуклон и для U+Ta при энергиях 5,93+6,13 МэВ/нуклон. Сплошная линия в суммарном спектре и штриховая в разностном — вычисление суммарного вклада от внутренней парной конверсии, основанное на измеренном гамма-спектре, квазиатомных позитронов и электронов внутренней конверсии [38,71]

зависят от выбора энергии пучка налетающих ионов. Не вызывает сомнения связь между позитронными линиями, наблюдаемыми в прежних исследованиях, и позитрон-электронными событиями. Сечение рождения позитрон-электронных пиков составляет 5–20 мкб/ср. Энергии позитрон-электронных пиков в спектре суммарной энергии хорошо соответствуют удвоенной энергии одиночных позитронных линий. Пики в спектрах суммарной энергии значительно уже индивидуальных линий

позитронов и электронов и ширины спектра разностей энергии двух частиц. Узкие суммарные пики и широкие разностные согласуются с предложением о распаде на позитрон и электрон свободной частицы, покоящейся в системе центра масс. При этом значительное доплеровское уширение, связанное с движением центра масс, должно исчезать в первом порядке для суммарного спектра и удваиваться в разностном. Энергия суммарного пика определяет в этом случае инвариантную массу распадающейся частицы. Анализ данных в работе [67] приводит к выводу о $\sim 3\%$ вкладе в полный спектр позитронов от распада частиц с массой $1,6\text{--}1,8 \text{ МэВ}/c^2$. Группой ORANGE [40] при исследовании столкновений $U + U$ и $Pb + Pb$ в суммарном спектре совпадающих позитронов и электронов был найден пик энергии $(815 \pm 5) \text{ кэВ}$ при угле разлета $180^\circ \pm 18^\circ$. Этот результат подтверждает выводы группы EPOS, однако сечение оказалось на порядок меньше, чем в [65]. Имеются также свидетельства о существовании пика вблизи $\sim 600 \text{ кэВ}$ для обеих систем, однако нет указаний на линию 750 кэВ . Но столь однозначный вывод о распаде универсальной частицы подрывается некоторыми экспериментальными наблюдениями. Как показали авторы [71], использование более строгих критериев к анализу двумерных (E_+, E_-) и временных (t_+, t_-)

распределений приводит к выводу о том, что распад свободной частицы на позитрон и электрон, разлетающиеся в противоположных направлениях, может быть связан, по крайней мере, лишь с одним из наблюдаемых пиков — при энергии 819 кэВ , остальные два демонстрируют ряд особенностей, подвергающих сомнению эту гипотезу. В этой связи надо отметить, что надежное измерение угловых корреляций затрудняется сильным ядерным рассеянием низкоэнергетических лептонов ($\sim 300 \text{ кэВ}$) в сравнительно толстых ($\sim 300 \text{ мкг}/\text{см}^2$) мишенях. Линия с энергией $\sim 610 \text{ кэВ}$ демонстрирует предпочтительный вылет обоих лептонов в переднюю полусферу к направлению пучка ионов. Эксперимент показывает, что в то время, как для столкновений $U + Th$ разности энергий позитронов и электронов распределены в среднем вокруг нуля, такие же распределения для столкновений $U + Ta$ значительно шире и сдвинуты в сторону больших энергий позитронов и меньших энергий электронов. Такой сдвиг качественно коррелирует в данном случае с взаимодействием в конечном состоянии с кулоновским полем ионов.

Не ясен вопрос о зависимости сечений рождения позитронных линий и позитрон-электронных пар от энергии налетающих ионов. Указания на существование такой зависимости были уже при исследовании одиночных позитронных линий [31, 65]. В дальнейшем было более отчетливо замечено [71], что сечение рождения позитрон-электронных пар при столкновениях $U + Ta$ существенно изменяется с энергией пучка

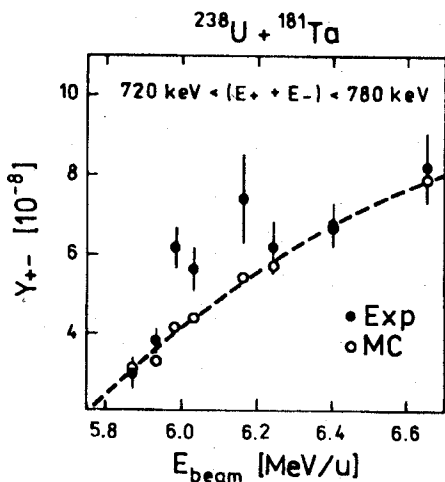


Рис.16. Выход позитрон-электронной линии с суммарной энергией 748 кэВ (точки) при столкновениях U+Ta в зависимости от энергии ионов. Кружки демонстрируют результат расчета фона методом Монте-Карло [71]

(рис.16), если рассматривать, например, позитрон-электронный пик при энергии 748 кэВ. Надо отметить в этой связи быстрое разрушение мишеней пучком в процессе эксперимента [72—74], приводящее к увеличению их неоднородности и, следовательно, разброса энергии ионов в мишени.

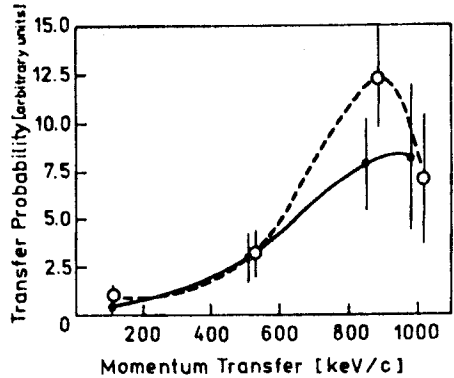
Поэтому нет рецепта, как точно связать энергетическую зависимость сечений для разных комбинаций сталкивающихся ядер. В отличие от прежних экспериментальных результатов группы TORI, которая при энергии выше кулоновского барьера не наблюдала особенностей в спектре позитронов [76], последние данные группы ORANGE впервые [77] продемонстрировали отчетливый пик в суммарном спектре позитрон-электронных совпадений при энергии 635 кэВ (достоверность $6,5\sigma$) при столкновении U+Ta. Измерения проводились при энергии 6,3 МэВ/нуклон в условиях глубоконеупругих столкновений, что удостоверялось фактом деления ядер урана, служившим триггером. По сравнению с упругим рассеянием этих же ионов, когда тоже наблюдался этот пик, сечение в данном случае было больше в 20 раз. Анализ угловых корреляций позитронов и электронов для этого пика также сильно противоречит ситуации разлета на 180° .

Представляет интерес исследование зависимости сечения образования позитронных пиков и позитрон-электронных линий от передачи импульса при рассеянии тяжелых ионов. Как и для квазиатомных позитронов, можно использовать различные способы параметризации такой зависимости. Если это сделать в виде, аналогичном (8):

$$P_{e^+e^-} \sim \exp(-\alpha R_{\min}), \quad (13)$$

то при рассеянии U + Ta для трех линий суммарной энергии пары позитрон-электрон получены следующие результаты для величины параметра наклона α : для линии 625 кэВ $\alpha = (0,42 \pm 0,08) \text{ фм}^{-1}$, для линии 748 кэВ $\alpha = (0,35 \pm 0,07) \text{ фм}^{-1}$, для линии 805 кэВ $\alpha = (0,21 \pm 0,07) \text{ фм}^{-1}$,

Рис.17. Распределение вероятности передачи импульса третьему телу, полученное из угловых распределений позитрона в пиках: при суммарной энергии 635 кэВ (точки и сплошная линия) в рассеянии U+Ta, при суммарной энергии 555 кэВ (кружки и штриховая линия) при рассеянии U+U [77]



[39]. Такое экспоненциальное поведение вероятности рождения узких позитрон-электронных линий можно сравнить с соответствующей зависимостью для рождения квазиатомных позитронов

$\alpha = 0,13 \text{ фм}^{-1}$ [48,39] или с подобной зависимостью вероятности передачи при рассеянии одного нейтрона: $\alpha = 1,08 \text{ фм}^{-1}$ для U + Au [75].

Узкие резонансы в суммарном позитрон-электронном спектре наблюдались группой ORANGE [77] для систем U + U и U + Ta: в первом случае с энергией пика 555 кэВ, во втором — 635 кэВ, в обоих случаях с угловой корреляцией лептонов, противоречащей распаду свободной частицы. Малая ширина резонансов дает сильный аргумент в пользу процесса, в котором в распаде частицы участвует тяжелая третья частица, возможно, ядро мишени, принимающая на себя импульс отдачи. Однако лептоны наблюдались в совпадениях с обоими рассеянными ионами, так что можно предполагать двухступенчатый процесс, в котором частица, рожденная во время столкновения ионов, затем распадается на лептоны вблизи третьего ядра. На рис.17 показана зависимость вероятности позитрон-электронного пика от величины переданного лептонам импульса. Среднее значение переданного импульса 800—1000 кэВ/с, что соответствует характерному размеру порядка комптоновской длины электрона и может быть связано с размером распадающейся частицы.

Заклячая обзор данных по рождению позитронов и позитрон-электронных пар в столкновениях очень тяжелых ионов при энергиях ниже кулоновского барьера, можно утверждать, что наличие самого эффекта не вызывает сомнения. Постоянство, с которым узкие линии проявляются в независимых экспериментах совместно с их статистической значимостью ($5 - 6\sigma$), делает их интерпретацию как статистическую флуктуацию невозможной. Однако, как отмечалось, гипотеза двухчастичного распада на позитрон и электрон свободной элементарной или составной частицы, покоящейся в системе центра масс сталкивающихся ионов, не может быть признана пригодной для описания всех рассмотренных явлений. Видимо,

более сложные сценарии, включающие дополнительные предположения о скоростях источников позитронов, их времени жизни, наличии взаимодействия в конечном состоянии, которые могли бы объяснить некоторые из экспериментальных данных, вряд ли могут дать общую самосогласованную картину. Как будет видно далее, это вынуждает выдвигать весьма экзотические гипотезы для объяснения описанных явлений.

3. ПОИСК НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОЗИТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

3.1. Поиск нейтральных частиц с массой $1,6—1,8 \text{ МэВ}/c^2$, распадающихся на позитрон-электронную пару, в ядерных переходах. Легкие нейтральные частицы с массой $m > 2m_e$ искали в экспериментах и до обнаружения узких позитронных и позитрон-электронных линий в столкновениях тяжелых ионов. Исходные предпосылки для таких поисков были различными.

Во-первых, на ранней стадии создания и развития объединенной модели слабых и электромагнитных взаимодействий масса фундаментального скаляра теории бозона Хиггса априори не ограничивалась [78]. Поэтому поиск легких скаляров не выглядел неоправданным. В то же время обнаружились расхождения (оказавшиеся впоследствии ошибочными) между теоретическими и экспериментальными величинами энергии рентгеновских линий в тяжелых μ -атомах. Эти расхождения могли быть связаны с возможным существованием легкой скалярной частицы, слабо взаимодействующей с мюонами и нуклонами; включение в мюон-нуклонное взаимодействие обмена этим скаляром устраняло расхождение между теорией и экспериментом [79,80]. Эксперимент по поиску излучения легких проникающих частиц в переходах $0^+ \rightarrow 0^+$ в ^{16}O ($E = 6,05 \text{ МэВ}$) и ^4He ($E = 20,2 \text{ МэВ}$) по распаду их на позитрон-электронную пару дал запрет на их существование для времен жизни, больших 10^{-10} с .

Во-вторых, появившаяся в конце семидесятых годов (и до сих пор не решенная) проблема аксиона вызвала много безуспешных экспериментов по его поиску. Аксион [82] — нейтральная ($J^P = 0^-$) частица с непредсказываемой теорией массой — в первоначальном «стандартном» варианте должен был быть скорее всего легким ($m_a < 2m_e$) и распадаться на два гамма-кванта. Обзор лабораторных поисков «стандартного» аксиона до 1987 года содержится, например, в [83]. Интерес к поиску аксионов, теперь уже с акцентом на массу аксиона $m_a > 2m_e$ и с доминирующим рас-

падом $a \rightarrow e^+ e^-$, обострился после наблюдения узких позитронных линий в GSI. Никакой из прежних экспериментов по поиску «стандартного» аксиона (в ядерных переходах) с $m_a > 2m_e$ и коротким временем жизни $\tau < 10^{-10}$ с не был в состоянии его обнаружить. Однако в распадах тяжелых векторных мезонов: $J/\psi \rightarrow \gamma a$, $\Upsilon \rightarrow \gamma a$ такая частица неизбежно должна была себя проявить [83]. Поэтому после наблюдения «дармштадтских пиков» «стандартная» модель аксиона была модифицирована в отношении констант его взаимодействия с тяжелыми кварками [84,85,88], что сделало эксперименты по распаду тяжелых векторных мезонов нечувствительными к существованию такого аксиона. Эта попытка «оживить» аксион (viable axion model [85,199]) вызвала новую серию экспериментов по поиску в $M1$ -ядерных переходах процесса $A^* \rightarrow A + a$; $a \rightarrow e^+ e^-$ с массой аксиона $m_a = 1,5-2,0$ МэВ/ c^2 и коротким временем жизни $\tau_a < 10^{-10}$ с. Идеология этих новых экспериментов заключалась в следующем: производилось сравнение полного выхода позитронов и позитрон-электронных пар и их угловой корреляции с расчетом по теории внутренней парной конверсии [42,43], наблюдаемый избыток в полном выходе или отклонение в угловой корреляции интерпретировались бы как присутствие дополнительного источника позитрон-электронных пар. Под этим же углом зрения пересматривались [87] результаты старых экспериментов [86], направленных на исследование внутренней парной конверсии при ядерных переходах различной мультипольности.

Эффективный лагранжиан аксион-нуклонного взаимодействия можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{L}_{aNN} = \frac{1}{2} i \bar{\psi} \gamma_5 (g^{(0)} + \tau^3 g^{(1)}) \psi a, \quad (14)$$

где ψ и a — нуклонный и аксионный операторы соответственно, $g^{(0)}$ и $g^{(1)}$ — изоскалярная и изовекторная эффективные константы связи аксиона с нуклоном. Теоретический анализ [98] показывает, что относительная вероятность излучения аксиона в ядерных переходах имеет вид

$$\Gamma_a / \Gamma_\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{k_a}{k_\gamma} \right)^3 \left(\frac{g^{(1)(0)}}{e_\mu^{(1)(0)}} \right)^2. \quad (15)$$

Здесь k_a и k_γ — импульсы аксиона и гамма-кванта, $g^{(1)(0)}$ — изовекторная или изоскалярная константы взаимодействия аксиона с нуклонами, $e_\mu^{(1)(0)}$ — соответствующие изоспиновые магнитные моменты нуклонов.

Таблица 1. Экспериментальные данные по поиску псевдоскалярных частиц, испускаемых в ядерных переходах с последующим распадом $a \rightarrow e^+ e^-$

Ядро	E , МэВ	$(J^\pi, T) \rightarrow (J^\pi, T)$	m_a , МэВ/ c^2	τ_a , с	Γ_a/Γ_γ	Верхний предел на константы связи для $m_a = 1,7$ МэВ/ c^2	Эксперимент
^{10}B	3,59	$(2^+, 0) \rightarrow (3^+, 0)$	1,7	$< 10^{-9}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$g^{(0)} < 1,4 \cdot 10^{-2}$	[89]
^{14}N	9,17	$(2^+, 1) \rightarrow (1^+, 0)$	1,02—2,2	$< 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$g^{(1)} < 1,4 \cdot 10^{-2}$	[90]
^{13}C	3,68	$(3/2^-, 1/2) \rightarrow (1/2^-, 1/2)$	1,7—2,0	$< 10^{-11}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$ g^{(0)} + \frac{g^{(1)}}{\sqrt{3}} < 3 \cdot 10^{-3}$	[91]
^6Li	3,56	$(0^+, 1) \rightarrow (1^+, 0)$	1,7	$< 2 \cdot 10^{-11}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$g^{(1)} < 1,2 \cdot 10^{-2}$	[87]
^{10}B	3,59	$(2^+, 0) \rightarrow (3^+, 0)$	1,7	$< 2 \cdot 10^{-11}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$g^{(0)} < 5,1 \cdot 10^{-3}$	[87]
^{14}N	7,03	$(2^+, 0) \rightarrow (1^+, 0)$	1,7	$< 2 \cdot 10^{-11}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$g^{(0)} < 4,1 \cdot 10^{-3}$	[87]
^{12}C	15,1	$(1^+, 1) \rightarrow (0^+, 0)$	1,02—2,5	$10^{-13} - 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$g^{(1)} < 1,25 \cdot 10^{-2}$	[92]
^{14}N	9,17	$(2^+, 1) \rightarrow (1^+, 0)$	1,8	$< 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$g^{(1)} < 2 \cdot 10^{-2}$	[93]
^8Be	18,15	$(1^+, 0) \rightarrow (0^+, 0)$	1,8	$< 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$g^{(0)} < 1,6 \cdot 10^{-2}$	[93]
^8Be	15,1	$(1^+, 0) \rightarrow (2^+, 0)$	1,8	$< 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$g^{(0)} < 1,6 \cdot 10^{-2}$	[93]
^8Be	17,6	$(1^+, 1) \rightarrow (0^+, 0)$	1,8	$< 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$g^{(1)} < 2 \cdot 10^{-2}$	[93]
^8Be	18,15	$(1^+, 0) \rightarrow (0^+, 0)$	4—15		$4 \cdot 10^{-4}$		[94]
^2H	2,23	$(0^+, 1) \rightarrow (1^+, 0)$	1,7	$< 10^{-10}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$g^{(1)} < 10^{-2}$	[97]

Примечание. E — энергия перехода, (J^π, T) — квантовые свойства уровней, m_a — масса частицы, τ_a — время жизни частицы, Γ_a/Γ_γ — верхний предел вероятности излучения частицы в данном переходе (90% уровень достоверности).

В табл.1 приведена сводка основных результатов некоторых работ по поиску псевдоскалярных частиц. В основном возбужденные состояния ядер создавались путем облучения соответствующих мишеней заряженными частицами на электростатических ускорителях. Исключение составили работы [95—97], где исследовалось излучение позитрон-электронных пар при захвате реакторных тепловых нейтронов протонами.

Ни в одном из экспериментов не было обнаружено отклонений от теории внутренней парной конверсии, это позволяло устанавливать верхние пределы на вероятности излучения псевдоскалярных частиц в соответствующих ядерных переходах, а также на константы взаимодействия псевдоскаляров с нуклонами.

Приведенные ограничения на существование аксиона (0^-), в пользу которого в теории есть серьезные аргументы [82,83,98], верны также, если дармштадтские пики обязаны распаду массивного «магнитного фотона» (аксиальный вектор 1^+), поскольку правила отбора в ядерных переходах для них одинаковы.

Рассмотрим теперь экспериментальные работы, посвященные поиску скалярных частиц (0^+), которые также могли бы быть причиной наблюдения позитрон-электронных пиков в GSI. Легкие скаляры появляются в суперсимметричных расширениях стандартной модели [176,177].

В ядерных переходах скаляры лучше всего искать в переходах $0^+ \rightarrow 0^+$, которые происходят, в основном, путем внутренней парной конверсии или электронной конверсии (в тяжелых ядрах). Оба эти процесса — порядка α^2 , в то время как испускание скаляра может идти как процесс первого порядка, это усиливает чувствительность эксперимента по поиску скаляров. Лагранжиан взаимодействия скаляров с нуклонами

$$\mathcal{L}_{\varphi NN} = g_{\varphi NN} \bar{\psi} \psi \varphi, \quad (16)$$

где φ и ψ — операторы скаляра и нуклона, $g_{\varphi NN}$ — константа связи скаляра с нуклоном. Относительная вероятность испускания скалярной частицы в переходе $0^+ \rightarrow 0^+$ получена в [80]:

$$\Gamma_{\varphi} / \Gamma_{e^+e^-} = \frac{15\pi}{2} \frac{g_{\varphi NN}^2}{4\pi\alpha^2} \left(1 - \frac{m_{\varphi}^2}{E^2} \right)^{3/2}, \quad (17)$$

где m_{φ} — масса скаляра, E — энергия перехода.

Экспериментальный поиск скалярных частиц в интересующем нас здесь интервале масс дармштадтских пиков производился в работах [81,93,99—102]. Переходы $0^+ \rightarrow 0^+$ довольно редки, поэтому исследова-

ны всего два таких перехода: в ^{16}O ($E = 6,05$ МэВ) и в ^4He ($E = 20,2$ МэВ). В ранних работах [81,101,102] эксперимент позволял регистрировать лишь относительно долгоживущую ($\tau > 10^{-9}$ с) скалярную частицу, т.к. точка предполагаемого рождения частицы отделялась от места распада ее на позитрон-электронную пару довольно толстой (> 10 см) защитой. В более поздних работах [93,99,100], сделанных в связи с результатами, полученными в Дармштадте, измерения проводились с акцентом на поиск короткоживущих частиц — защита, разделяющая точку рождения от распадной области пространства, отсутствовала. Однако из-за ограниченного объема эффективной для регистрации области распада такие эксперименты теряли чувствительность для больших времен жизни скалярной частицы.

В табл.2 приведены основные результаты экспериментов по поиску скалярных частиц в ядерных переходах $0^+ \rightarrow 0^+$.

Таблица 2. Экспериментальные данные по поиску массивных скалярных частиц, испускаемых в $0^+ \rightarrow 0^+$ ядерных переходах

Ядро	E , МэВ	m_φ , МэВ/ c^2	τ , с	$\Gamma_\varphi/\Gamma_{e^+e^-}$	Эксперимент
^{16}O	6,05	1,03–5,84	$7 \cdot 10^{-10} < \tau < 10^{-5}$	10^{-4}	[81,102]
^4He	20,2	1,03–18,2	$7 \cdot 10^{-10} < \tau < 10^{-5}$	30	[81,102]
^{16}O	6,05	1,8	$< 10^{-11}$	10^{-2}	[90]
^{16}O	6,05	1,25–3,2	$< 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-3}$	[99]
^{16}O	6,05	1,5–3,5	$< 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-4}$	[100]
^4He	20,2	3–14	$> 10^{-9}$	0,05*	[101]

*Для массы $m_\varphi \sim 3$ МэВ/ c^2 .

Примечание. E — энергия перехода, m_φ — масса частицы, τ — время жизни частицы, $\Gamma_\varphi/\Gamma_{e^+e^-}$ — верхний предел отношения ширины испускания частицы и e^+e^- -конверсии в данном переходе (90% уровень достоверности) для массы $m \sim 1,7$ МэВ/ c^2 .

Существенные ограничения на скаляры могут быть получены из экспериментов по нейтрон-ядерному рассеянию — измерения углового распределения рассеянных нейтронов в диапазоне энергии порядка десятков килоэлектронвольт [105] и из прецизионных измерений энергетической зависимости полных сечений [106]. Мотивировка таких экспериментов была совершенно иной — определение фундаментальных характеристик

нейтрона — поляризуемости, электромагнитного радиуса и величины нейтрон-электронного взаимодействия. Однако межнуклонный обмен массивным бозоном должен вносить дополнительный и вполне определенный вклад в угловое распределение [103,104] или в ход полного сечения [107]. Лагранжиан взаимодействия нуклона со скаляром (16) соответствует обменному потенциалу взаимодействия типа Юкавы:

$$V_{nN} = -A \frac{g_{\varphi NN}^2}{4\pi} \frac{e^{-m_\varphi r}}{r}, \quad (18)$$

где A — число нуклонов в ядре. Амплитуда рассеяния в борновском приближении

$$f_\varphi = \frac{g_{\varphi NN}^2}{4\pi} \frac{2M_n A}{4M_n E(1 - \cos \theta) + m_\varphi^2}, \quad (19)$$

где M_n и E — масса и энергия нейтрона, позволяет выделить часть в полной амплитуде, содержащей член, получающийся за счет интерференции f_φ с ядерной амплитудой рассеяния.

Распад скалярной частицы на позитрон-электронную пару описывается лагранжианом, аналогичным (16), с заменой $g_{\varphi NN}$ на $g_{\varphi ee}$, определяющей скорость распада скаляра на пару и ряд других эффектов, допускающих экспериментальную проверку. За счет $g_{\varphi ee}$ может существовать вклад в лэмбовский сдвиг в водороде [108], пропорциональный произведению $g_{\varphi NN}^2 g_{\varphi ee}^2 \sim g_{\varphi NN}^2 / \tau(\varphi \rightarrow e^+ e^-)$. Из известной степени согласия между теорией и экспериментом по измерению аномального магнитного момента электрона можно также получить ограничение на $g_{\varphi ee}$ [108].

Однако если существует несколько частиц с различным типом связи, то их вклады в аномальный магнитный момент могут взаимно уничтожаться, и соответствующие ограничения соответственно ослабляются. На рис.18 представлены ограничения на константы взаимодействия скалярных (и отчасти псевдоскалярных) частиц с нуклонами и электронами, полученные из различных экспериментов. Ограничения представлены в терминах $\alpha_N = g_{\varphi NN}^2 / 4\pi$ и времени жизни частицы τ :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma_{ee}}{\hbar} = \frac{1}{2} m_\varphi \frac{g_{\varphi ee}^2}{4\pi} F, \quad (20)$$

где F — функция массы, спина и четности частицы [108].

3.2. Поиск резонансов в упругом позитрон-электронном рассеянии при низких энергиях. Наиболее естественный путь получить нейтральную частицу, распадающуюся на позитрон-электронную пару, — это

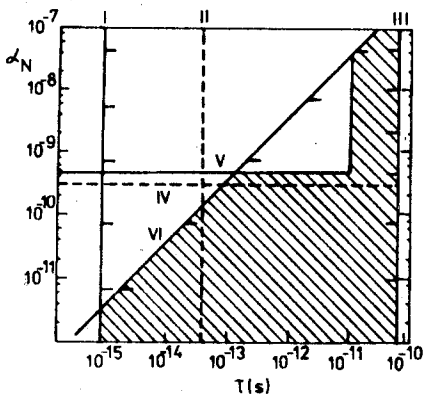


Рис.18. Ограничения на константы связи гипотетической скалярной (или псевдоскалярной) частицы с массой $m_\varphi = 1,7 \text{ МэВ}/c^2$ с нуклонами $g_{\varphi NN}$ и электронами $g_{\varphi ee}$. Заштрихована разрешенная область. $\alpha_N = g_{\varphi NN}^2/4\pi$, τ определяется через $g_{\varphi ee}$ выражением (20). Линии ограничения: I — сверхтонкое расщепление в позитронии (только для псевдоскаляра) [109]; II — аномальный магнитный момент электрона [108]; III — столкновения тяжелых ионов (GSI); IV — нейтрон-ядерное рассеяние [104] (только для скаляра); V — рождение в $0^+ \rightarrow 0^+$ переходе в ^{16}O [100]; VI — лэмбовский сдвиг в водороде и отсутствие аномалии в pe -рассеянии дает ограничение на произведение $g_{\varphi ee}g_{\varphi NN}$

использовать обратную реакцию и поискать резонанс в низкоэнергетическом позитрон-электронном рассеянии. Резонанс должен наблюдаться при энергии в системе центра масс $E_{\text{ц.м.}} = m_\varphi c^2$, или при кинетической энергии позитронов в лабораторной системе $E_{\text{кин}} = m_\varphi^2/2m_e - 2m_e = m_e(\rho^2 - 4)/2$, $\rho = m_\varphi/m_e$. При $m_\varphi = 1,7 \text{ МэВ}$ $E_{\text{кин}} \cong 1,8 \text{ МэВ}$. В первом порядке рассеяние позитронов на электронах описывается прямым однофотонным обменом плюс аннигиляционной диаграммой. Если имеется дополнительный обмен массивной частицей, то матричный элемент состоит из многих членов, включающих интерференцию между различными диаграммами. Подробный анализ [108—110] показывает, что главную роль в образовании резонанса в сечении рассеяния играет аннигиляционная диаграмма с участием массивной частицы. Ширину распада $\varphi \rightarrow e^+e^-$ определяет лагранжиан взаимодействия

$$\mathcal{L}_i = g_i (\bar{\psi} \Gamma_i \psi) \varphi, \quad (21)$$

где ψ — позитрон-электронное поле, φ — нейтральная частица со спином 0 или 1, ответственная за резонанс в рассеянии, i — означает тип связи (S, P, V, A), g_i — соответствующая константа связи. Формулы для ширин имеют разный вид для различных типов связи [108—110]. Например, для случая псевдоскалярной частицы

$$\Gamma_{e^+e^-}(0^-) = \frac{1}{2} \alpha_{ee}^P m_e (\rho^2 - 4)^{1/2}, \quad (22)$$

где сила взаимодействия $\alpha_{ee}^P = (g_{ee}^P)^2/4\pi$. В [109, 110] получены общие выражения для дифференциальных сечений резонансного рассеяния позитронов на электронах для различных типов связи. Проинтегрированное по поляризациям участвующих в рассеянии частиц и по углам рассеяния сечение имеет обычный вид:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{(\rho\Gamma/2)^2}{(E - E_R)^2 + (\rho\Gamma/2)^2}, \quad (23)$$

где

$$\sigma_0 = (2J + 1) \frac{4\pi}{\rho^2 - 4} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \left(\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \right)^2 = (2J + 1) \pi \lambda^2 \rho^2 \left(\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \right)^2 \quad (24)$$

— унитарное сечение, в котором J — спин резонанса, Γ — полная ширина, содержащая кроме упругого канала возможные другие процессы, λ — длина волны налетающего позитрона в системе центра масс. Унитарное сечение при $\rho \sim 3,5$ составляет $\sigma_0 \sim 2000$ б (при $\Gamma_{ee}/\Gamma = 1$). Угловое распределение рассеяния для частиц со спином 0 изотропно в системе центра масс.

Обычное квантово-электродинамическое рассеяние

$$d\sigma/d\Omega = \alpha^2 \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 f(\theta) \quad (25)$$

имеет угловое распределение, резко направленное вперед и на несколько порядков меньше резонансного.

Ограничения на ожидаемые ширины следуют из сравнения экспериментального и теоретического g -фактора электрона [108, 109]. Например, для случая обмена псевдоскалярной частицей $\alpha^P < 10^{-8}$ и соответственно $\Gamma_P < 7 \cdot 10^{-3}$ эВ соответствующее время жизни до распада $\tau > 10^{-13}$ с. Конечно, главная проблема в эксперименте — очень малая ожидаемая ширина резонанса. В реальном эксперименте в игру вступают два фактора, во много раз уширяющие резонанс в сечении рассеяния и соответственно понижающие амплитуду. Во-первых, электроны в мишени не находятся в покое, а имеют импульсное распределение, зависящее от силы связи электронов с ядром. Для водородоподобного атома с зарядом Z эффективная резонансная ширина имеет вид [109]:

$$\Delta E_{1s} \approx 0,5 \rho (\rho^2 - 4)^{1/2} Z \alpha m_e \quad (26)$$

и для массы резонанса $\sim 1,7$ МэВ эта ширина

$$\Delta E_{1s} \approx 20 \text{ кэВ} \cdot Z. \quad (27)$$

Очевидно, что для увеличения чувствительности при поиске резонанса лучше использовать мишени с малым Z . Второй фактор, уширяющий резонанс, — аппаратурная ширина линии в эксперименте, которая также на несколько порядков больше, чем ожидаемая естественная ширина резонансов. С учетом перечисленных уширяющих резонанс факторов форма резонанса в сечении приобретает вид

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 \frac{(\Delta E/2)^2}{(E - E_R)^2 + (\Delta E/2)^2}, \quad (28)$$

где ΔE — ширина резонанса, определяемая импульсным распределением электронов в мишени и экспериментальным разрешением,

$$\bar{\sigma}_0 = \sigma_0 \frac{\rho \Gamma}{\Delta E}. \quad (29)$$

Таким образом, при хорошем экспериментальном разрешении (~ 10 кэВ) для бериллиевой мишени ($Z = 4$) амплитуда резонанса в позитрон-электронном рассеянии в предположении, что $\alpha_\varphi \sim 10^{-8}$, понижается и, соответственно, его ширина увеличивается в $\Delta E/\Gamma$ раз, т.е. примерно на 7 порядков.

Экспериментальные результаты по поиску резонансов в сечении рассеяния можно представлять в виде интеграла по ширине резонанса $\int \sigma dE = \bar{\sigma}_0 \Delta E$, либо в виде ширины Γ или обратного ей времени жизни частицы. Для указанных пределов, полученных из $(g - 2)$ -экспериментов, ожидаемое значение $\sigma_0 \Delta E < 156 \cdot \text{эВ}$. Ранняя экспериментальная работа [112] была посвящена измерению дифференциального сечения рассеяния позитронов на электронах с целью проверки квантово-электродинамических расчетов (формула Баба [111]). Измерения были проведены с невысокой точностью ($\sim 10\%$) в диапазоне энергий позитронов 0,6+1,0 МэВ. Немедленно после наблюдения дармштадтских позитрон-электронных пиков несколько лабораторий начали поиск соответствующих резонансов в рассеянии.

Эксперименты по поиску резонансов в позитрон-электронном рассеянии можно разделить на две группы: с низким и высоким атомным номером элемента мишени. Для мишеней с низким атомным номером можно надеяться на относительно меньшее уширение резонанса из-за импульсного распределения электронов в атоме. Мишени с высоким атомным номером использованы потому, что для рождения позитрон-электронных пар в GSI существенно присутствие сильного электромагнитного поля, создаваемого ядром тяжелого атома. Однако такие эксперименты заведо-

мо обладают плохим разрешением по энергии из-за широкого импульсного распределения внутренних электронов тяжелого атома. В экспериментах на мишенях с малым атомным номером использовались бериллий и полимерные пленки, в качестве тяжелого элемента в основном применялся торий. Остановимся сначала на экспериментах с мишенями, имеющими малый атомный номер.

В первом эксперименте [113] использовался бериллий и был получен предел для интегрального резонансного сечения $1000 \text{ б} \cdot \text{эВ}$. Штутгартская группа [114—116, 125] для ускорения позитронов использовала электро-статический ускоритель с высокой степенью монохроматизации ($\sim 1 \text{ кэВ}$). В их первой работе [114] была установлена верхняя граница на резонансное сечение $\sim 65 \text{ б} \cdot \text{эВ}$. В следующей работе [115] эта группа обнаружила при эффективной массе $1,83 \text{ МэВ}$ резонанс с шириной $\sim 8 \text{ кэВ}$, которая хорошо согласовывалась с шириной, предсказываемой из комптоновского профиля связанных электронов в бериллии. Сечение в резонансе составляло $30 \text{ б} \cdot \text{эВ}$ с достоверностью 5σ . В следующей работе [125], в которой измерения были проведены с лучшей статистической точностью, авторы не смогли повторить результат [115]. В более поздней работе этой группы использовался экспериментальный прием, позволяющий существенно поднять отношение эффекта к фону от нерезонансного рассеяния. В качестве мишени применялся тонкий сцинтиллятор ($0,38 \text{ мм}$) и производился отбор по амплитуде импульсов в этом триггере. Предполагалось, что если в первом слое мишени образуется нейтральная частица, то она проходит остальную толщу сцинтиллятора без энерговыделения и не распадается. Упругое рассеяние сопровождается гораздо большим энерговыделением и эти события отбрасываются. Таким образом, удалось в интервале масс резонанса $1,78+1,92 \text{ МэВ}$ установить предел на ширину от $0,22$ до $2,74 \text{ мэВ}$, что соответствует времени жизни $(0,24—3,0) \cdot 10^{-12} \text{ с}$. Еще в одной работе [126] наблюдался положительный эффект при поиске позитрон-электронного резонанса — при массе 1730 кэВ шириной 30 кэВ с использованием полиэтиленовой мишени. Полученный результат $(1400 \pm 600) \text{ б} \cdot \text{эВ}$ был подвергнут критике в [127]. В [128], в отличие от других экспериментов, частицы после рассеяния анализировались по энергии двумя магнитными спектрометрами на совпадение, и достигнут предел $20 \text{ б} \cdot \text{эВ}$ для времени жизни $10^{-12}+10^{-10} \text{ с}$. Большая серия экспериментов [118—124] была выполнена объединенной группой GSI — ILL на реакторе в Гренобле (спектрометр BILL). Позитроны получались из процесса парной конверсии после захвата нейтрона в титановой мишени, расположенной вблизи активной зоны реактора. Одновременно с позитрон-электронным рассеянием регистрировалось и рассеяние позитронов на ядрах (моттовское рассеяние). В последних

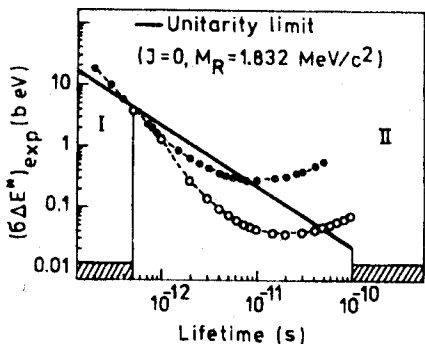


Рис.19. Верхний предел (уровень достоверности 95%) интегрального полного сечения образования в e^+e^- -рассеянии гипотетической нейтральной частицы с инвариантной массой $1,832 \text{ МэВ}/c^2$ как функция времени жизни частицы. Точки — работа [123], кружки — [124]. Сплошная прямая линия показывает модельно-независимое полное сечение для резонанса с $J=0$ с массой $1,832 \text{ МэВ}/c^2$ в унитарном пределе [24]. Область I исключена более ранними экспериментами по позитрон-электронному рассеянию [121], область II исключена данными из наблюдения рождения позитронных пиков при столкновении тяжелых ионов [36]

экспериментах [123—124] этой группы с целью подавления нерезонансного фона использовался метод «активной тени»: включенный на антисовпадения сцинтиллятор перекрывал возможные траектории частиц после рассеяния в мишени, но позволял регистрировать продукты распада долгоживущего резонанса вне мишени. На рис. 19 показаны результаты последних работ [123—124] группы GSI—ILL в виде ограничения на сечение в резонансе как функции времени жизни гипотетической частицы φ . Видно, что эти данные исключают резонанс с $J=0$ с временами жизни меньше $5 \cdot 10^{-11}$. Для состояния с $J=1$ ограничение составляет $1 \cdot 10^{-10}$ с. Таким образом, если принять во внимание результаты по наблюдению позитронных пиков в столкновениях тяжелых ионов, из которых следовало, что время жизни источника пиков меньше 10^{-10} с [36], то закрыт весь допустимый интервал времени жизни гипотетической частицы. Сводка результатов экспериментов на легких мишенях приведена в табл.3.

Большая часть экспериментов на мишенях с высоким атомным номером проводилась способом, отличающимся от экспериментов с легкими мишенями. Использовался сплошной спектр из радиоактивных источников, облучающих мишень, расположенную вплотную к источнику, и исследовался спектр позитронов и электронов на совпадения либо спектр электронов. При такой постановке эксперимента можно было только говорить о наличии или отсутствии пиков в спектре заряженных частиц, вылетающих из такой мишени, но невозможно сделать надежную оценку сечения резонанса. В первом эксперименте [129] с ториевой и танталовой мишенями, в котором использовались два магнитных спектрометра на совпадения, был обнаружен слабый пик с массой 1360 кэВ для ториевой

Таблица 3. Результаты экспериментов по поиску резонансов в низкоэнергетическом позитрон-электронном рассеянии при использовании мишеней из элементов с малым атомным номером. m_p — диапазон энергий в системе центра масс

m_p , МэВ	Мишень	$\int \sigma_{\text{рез}} dE$ или τ при $m_p = 1,8$ МэВ	Эксперимент
1,5–2,0	Ве	$< 1000 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[113]
1,62–1,67	майлар	$< 65 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[114]
1,80–1,87	Ве	$30 \text{ б} \cdot \text{эВ} (5\sigma)$	[115], отказ в [125]
1,80–1,87	Ве	$\tau > 10^{-13} \text{ с}$	[125]
1,78–1,92	NE 102A	$\tau > 3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$	[116]
1,62–1,89	Ве	$< 62 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[117]
1,36–1,87	CH ₂	$1400 \pm 600 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[126], критика в [127]
1,830	люцит	$< 20 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[128]
1,78–1,86	Ве	$< 12,6 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[118]
1,79–1,86	Ве	$< 6,3 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[119]
1,50–1,65	майлар	$< 30 \text{ б} \cdot \text{эВ}$	[121]
1,77–1,86	Ве	$\tau > 7,5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$	[123]
1,77–1,86	Ве	$\begin{cases} \tau > 5 \cdot 10^{-11} \text{ с} (J = 0) \\ \tau > 10^{-10} \text{ с} (J = 1) \end{cases}$	[124]
1,9–2,5	Li	$\tau > 5 \cdot 10^{-13} \text{ с} (J = 0)$	[277]

мишени. В работе [130] этот результат не подтвержден. Надо отметить, что в экспериментах с тяжелыми мишенями получено несколько положительных результатов, говорящих о наличии резонансов, однако интерпретация этих результатов отсутствует. В тяжелых мишенях существенную роль могут играть различные фоновые процессы. Например, Пекхауз [130] и др., критикуя работу [129], отметили, что гамма-фон от аннигиляции позитронов в мишени может вызывать пики в спектре электронов за счет комптоновского эффекта. Видимо, возможны и тонкие процессы в тяжелом атоме, приводящие к особенностям в спектре вылетающих электронов. Единственная работа по рассеянию позитронов на тяжелой мишени, сделанная в строгих кинематических условиях [121], дала ограничение на существование резонанса, однако более слабое, чем следует из величины аномального магнитного момента электрона

[108,109]. Тем не менее группа Сакаи [133,135,136] продолжает настаивать на достоверности своих экспериментов, в которых наблюдаются очень узкие (2,5 кэВ) электронные пики на фоне сплошного спектра при облучении ториевых мишеней позитронами из распада ^{68}Ga . Результаты всех этих экспериментов приведены в табл.4.

Таблица 4. Результаты экспериментов по поиску резонансов в низкоэнергетическом позитрон-электронном рассеянии при использовании мишеней из тяжелых элементов

Мишень	Кинетическая энергия пика, кэВ	σ или $\int \sigma dE$, б·эВ	Эксперимент
Th	$E_e^- = 340$		[129]
Th	—		[130]
Th	—		[131]
Th	$E_e^- = 330$	1400 ± 600	[132]
Th	$E_e^- = 330,8 \pm 1,0$ ширина $3,7 \pm 0,5$	28 ± 10 мб/ср	[133], критика в [122], ответ в [135]
U	$E_e^- = 330,8 \pm 1,0$ ширина $3,7 \pm 0,5$	34 ± 13 мб/ср	[133], критика в [122], ответ в [135]
Th	$E_e^+ = 320$	1900 ± 600 б·эВ	[134]
Th	—	< 120 б·эВ	[121]
Th	$E_e^- = 330,58 \pm 0,40$ ширина $2,3 \pm 0,4$	$180(1 \pm 0,18 \pm 0,25)$ мб	[136]
Th	$E_e^- = 410,3 \pm 0,3$	$212(1 \pm 0,23 \pm 0,25)$ мб	[136a]

3.3. Поиск пар коррелированных гамма-квантов в столкновениях тяжелых ионов и в других процессах. Гипотеза о том, что в столкновениях тяжелых ионов образуется нейтральная долгоживущая частица, возможно, в нескольких возбужденных состояниях, естественно приводила к выводу [137,138] о возможности распада такой системы на два или три фотона в зависимости от спина и четности частицы.

Первая экспериментальная работа [138] по поиску таких пар гамма-квантов при столкновении тяжелых ионов была выполнена в лоуренсовской лаборатории в Беркли (LBL) на ускорителе SUPERHILAC. Рассеивались ионы урана и тория при энергии ~ 6 МэВ/нуклон. Был установлен верхний предел на рождение пар гамма-квантов в диапазоне

эффективных масс $1,5+1,8$ МэВ, равный $3 \cdot 10^{-10}$ на один падающий ион, соответствующее сечение не превышало 30 мкб.

Следующий эксперимент [139] этой группы был проведен на более высоком уровне чувствительности. Использовались 14 германиевых детекторов размером $\varnothing 5 \times 5$ см, окруженных антикомптоновской ВГО-защитой и включенных в попарные совпадения. Был найден узкий резонанс в спектре суммарного энерговыделения для пар германиевых детекторов, регистрирующих пары гамма-квантов, излучаемых в противоположные стороны из объекта, движущегося со скоростью центра масс ионов ($U + Th$). Суммарная энергия гамма-квантов оказалась равной (1062 ± 1) кэВ, а ширина — меньше 2,5 кэВ. Сечение образования этого пика составило (50 ± 25) мкб. При более высоких энергиях гамма-квантов ограничение равно 3 мкб.

Это наблюдение вызвало энтузиазм среди исследователей проблемы узких позитрон-электронных резонансов в столкновениях тяжелых ионов. В самом деле, с точки зрения фазового объема нейтральная система, имеющая несколько возбужденных состояний, легче распадается на позитрон-электронную пару, находясь на более высоком энергетическом уровне, но вблизи порога этот канал распада сильно подавлен и поэтому имеет место распад на пару гамма-квантов. Резонанс в позитрон-электронной системе при энергии 1062 кэВ должен повлиять на время жизни парапозитрония. Отметим в этой связи известный эксперимент по измерению времени жизни ортопозитрония [140], в котором наблюдается заметное (10σ) расхождение эксперимента с расчетом, включающим радиационные поправки до порядка $\alpha^2 \ln(1/\alpha)$. Другая интересная аномалия, имеющая отношение к обсуждаемому вопросу — сильное расхождение (5σ) в сечении образования позитрон-электронных пар гамма-квантами с энергией 1077 кэВ между экспериментом [141] и расчетом [155]. Оба эти расхождения между экспериментом и теорией не имеют пока объяснения, поэтому включение в рассмотрение виртуальных квазистационарных состояний в позитрон-электронной системе кажется естественным. Для случая аномалии в экспериментальном сечении образования пар вблизи порога включение дополнительного источника распадов на пару могло бы объяснить наблюдаемое расхождение. Однако расчетный вклад в сечение образования пар за счет резонанса в позитрон-электронной системе растет с энергией гамма-квантов [156] (правда, медленнее, чем обычный процесс в рамках КЭД). При этом имеется хорошее согласие эксперимента с теорией для сечения образования пар при энергиях гамма-квантов больше 1,2 МэВ. Чтобы разрешить это противоречие необходимо предположить, что вклад в сечение за счет резонанса каким-то образом подавляется при относительно больших

переданных частице импульсах $\Delta p > 0,5$ МэВ/с. Такое подавление может возникнуть, если резонансное состояние имеет большие размеры ($\sim 10^{-11} - 10^{-10}$ см). Такая модель протяженного объекта имеет много аргументов в свою пользу и будет обсуждаться далее.

Экспериментальное наблюдение пар гамма-квантов при столкновении тяжелых ионов [139] вызвало ряд экспериментов по поиску пар гамма-квантов в других процессах. Мотивировка таких поисков носила скорее интуитивный характер и исходила из предположения, что резкое изменение электромагнитного поля вблизи тяжелого ядра могло бы быть причиной появления как позитрон-электронных пиков, так и пар гамма-квантов.

В работе [142] установлен предел на излучение под углом 180° пар гамма-квантов в диапазоне суммарной энергии 1,4+2,0 МэВ в процессе спонтанного деления ^{252}Cf . Вероятность оказалась ниже $8 \cdot 10^{-7}$ (95%). В работе [143] был установлен предел $\sim 3 \cdot 10^{-12}$ на тот же процесс при альфа-распаде ^{239}Pu .

Вскоре [144] авторы работы [139], повторив свой эксперимент с лучшей статистикой и для разных пар сталкивающихся ядер, нашли адекватную интерпретацию обнаруженному ими пику при энергии 1062 кэВ. Оказалось, что этот пик и второй обнаруженный ими пик при суммарной энергии гамма-квантов 1043 кэВ при столкновении ядер урана и тория при энергии ~ 6 МэВ/нуклон вызываются каскадами из высокоспиновых состояний ^{238}U . При этом пик энергии 1062 кэВ определяется каскадом ($32^+ \rightarrow 30^+$) в совпадении с ($30^+ \rightarrow 28^+$), а пик при энергии 1043 кэВ определяется совпадением переходов ($32^+ \rightarrow 30^+$) и ($28^+ \rightarrow 26^+$). Наблюдаемые пики — очень узкие, благодаря взаимной компенсации доплеровских сдвигов энергии квантов, вылетающих в противоположные стороны из движущегося ядра. В этой же работе был установлен новый, более низкий предел на появление коррелированных под 180° пар гамма-квантов с суммарной энергией в диапазоне 1,2+2,0 МэВ. Сечение оказалось меньше 0,6 мкб, что примерно на два порядка меньше сечения рождения позитрон-электронных пиков в экспериментах GSI (группа EPOS) и на порядок меньше результатов группы ORANGE.

3.4. Эксперименты по поиску резонансной двух- и трехфотонной аннигиляции при низкоэнергетическом рассеянии позитронов на электронах. Гипотетический резонанс, проявляющийся в виде позитрон-электронных пар в столкновениях тяжелых ионов, мог бы, в принципе, распадаться на два или три фотона в зависимости от спина и четности резонанса. Как было показано в предыдущем разделе, ни в столкновениях тяжелых ионов, ни в других экспериментах двухфотонных событий обнаружено не было, а трехфотонные не искались.

Если причиной наблюдаемых в экспериментах GSI явлений является сложный составной объект с внутренними возбужденными состояниями, то есть возможность радиационных переходов между ними. Если их вклад в полную ширину распада возбужденных состояний значителен, то в упругом позитрон-электронном канале резонанс мог быть не замечен. Ширины распада скалярной и векторной частиц на два и, соответственно, три фотона приведены в [110]:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{S,P} = \frac{1}{16} \alpha_{\gamma}^{S,P} m_{S,P}^3, \quad (30)$$

где $\alpha_{\gamma}^{S,P} = (g_{\gamma}^{S,P})^2/4\pi$ для скалярной и псевдоскалярной частиц, и

$$\Gamma_{3\gamma}^V \cong \frac{(g_{\gamma}^V)^4}{92160\pi^3} m_V^3. \quad (31)$$

С учетом возможного экспериментального уширения наблюдаемого резонанса, как и в случае резонансного рассеяния, можно получить формулу сечения резонансной аннигиляции на два фотона:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \Delta E = \left(\frac{\hbar}{m_e c}\right)^2 \frac{\Gamma_{\gamma\gamma} \Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma} \frac{\rho}{\rho^2 - 4} \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2}, \quad (32)$$

где Γ — полная ширина, $\rho = m_S/m_e$, $\gamma = \rho/2$, θ — угол вылета фотона в лабораторной системе, $\beta = (\rho^2 - 4)^{1/2}/\rho$ — скорость движения центра масс.

Это сечение следует сравнить с нерезонансной аннигиляцией, которая составляет $\sim \alpha^2(\hbar/mc)^2$. Точные выражения содержатся, например, в [110]. Ограничения на ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}$ были получены из величины аномального магнитного момента электрона [153] и более жесткие — из сечения дельбрюкковского рассеяния [154]:

$$g_{\gamma\gamma}^S < 0,04 \text{ ГэВ}^{-1}, \quad g_{\gamma\gamma}^P < 0,5 \text{ ГэВ}^{-1}.$$

Если использовать эти пределы, а также уже приведенные раньше ограничения на $\Gamma_{e^+e^-} < 7$ мэВ из $(g-2)$ -экспериментов, то можно получить ожидаемое предельное отношение сечений резонансной и нерезонансной аннигиляции: $\int \sigma_{\gamma\gamma} dE / \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{нерез}} < 0,2$ (0,1) при массах $m = 1,8$ и 1,062 МэВ.

Ранняя работа [145], посвященная измерению сечения аннигиляции позитронов на лету, подтвердила согласие КЭД-теории с экспериментом в пределах 5% точности в нескольких точках по энергии. Недавние эксперименты [146—152] по поиску резонансов в аннигиляции, как и экс-

Таблица 5. Сводка результатов экспериментов по поиску двух- и трехфотонной резонансной аннигиляции в низкоэнергетическом позитрон-электронном рассеянии. E — энергия в системе центра масс

E , кэВ	Ограничение на сечение или ширину	Эксперимент
1830	$\int \sigma_{\gamma\gamma} dE < 167,6 \cdot \text{эВ}$	[146]
1062–1100	не обнаружено пиков	[147]
1062	$\Gamma_{ee} \Gamma_{\gamma\gamma} / \Gamma < 0,11 \text{ мЭВ}$	[148]
1830	$\Gamma_{ee} \Gamma_{\gamma\gamma} / \Gamma < 10 \text{ мЭВ}$	[152]
1500–2000	$\Gamma_{ee} \Gamma_{\gamma\gamma} / \Gamma < 20 \text{ мЭВ}$	[149]
1600–2000	$\Gamma_{ee} \Gamma_{\gamma\gamma} / \Gamma < 6,6 \text{ мЭВ}$	[150]
1830	$\Gamma_{ee} \Gamma_{\gamma\gamma} / \Gamma < 2,5 \text{ мЭВ}$	[116]
1830	$\Gamma_{ee} \Gamma_{\gamma\gamma} / \Gamma < 5 \text{ мЭВ}$	[152]
1500	$\int \sigma_{\gamma\gamma} dE < 11,56 \cdot \text{эВ}$ $\Gamma_{3\gamma} \Gamma_{e^+e^-} / \Gamma_t < 3,8 \text{ мЭВ}$	[152,a]
1540	$\int \sigma_{\gamma\gamma} dE < 11,76 \cdot \text{эВ}$ $\Gamma_{3\gamma} \Gamma_{e^+e^-} / \Gamma_t < 4,3 \text{ мЭВ}$	[152,a]
1640	$\int \sigma_{\gamma\gamma} dE < 16,76 \cdot \text{эВ}$ $\Gamma_{3\gamma} \Gamma_{e^+e^-} / \Gamma_t < 7,5 \text{ мЭВ}$	[152,a]

перименты по поиску резонансного рассеяния, проводились различными методами: как с монохроматизацией падающих позитронов, так и без нее, в надежде увидеть пик в суммарном спектре гамма-квантов. Внимание в этих экспериментах было привлечено к двум диапазонам суммарной энергии гамма-квантов: 1,8 МэВ, где наиболее убедительно данные GSI говорят о 180° корреляции позитрон-электронных пар при столкновениях тяжелых ионов, и к точке 1062 кэВ, где группа LBL обнаружила $\gamma\gamma$ -пик при столкновении ядер урана и тория [139, 144]. Почти все эксперименты были посвящены поиску двухфотонной резонансной аннигиляции.

В работах [152] (Гейдельберг-Дармштадтский crystal-ball) и [152a] искали и трехфотонную аннигиляцию.

Сводка экспериментальных данных приведена в табл.5. Совместный анализ данных по позитрон-электронным и фотонным ширинам, приведенный в [116], оставляет открытой практически всю область $\Gamma_{\gamma\gamma} > \Gamma_{ee}$

вплоть до ширины $\Gamma \sim 10$ мэВ. Правда, результат экспериментального поиска $\gamma\gamma$ -канала при столкновениях тяжелых ионов ($\sigma < 0,6$ мкб) [144] говорит в пользу того, что $\Gamma_{\gamma\gamma} \ll \Gamma_{ee}$, если использовать данные группы EPOS, где сечение рождения позитронных пиков 5—10 мкб/ср (результаты группы ORANGE примерно на порядок ниже). Если считать, что $\Gamma_{\gamma\gamma} \ll \Gamma_{ee}$, то наилучшее ограничение $\Gamma_{\gamma\gamma} < 2,5$ мэВ при массе 1,8 МэВ, соответствующее константе связи $g_{\gamma\gamma} < 0,3$ ГэВ⁻¹, все еще значительно слабее ограничения [154], следующего из экспериментов по исследованию дельбрюкковского рассеяния. Отсюда следует необходимость более чувствительных экспериментов по поиску резонансной позитронной аннигиляции. В заключение упомянем работу [151], в которой пытались получить предел на константу связи $g_{\gamma\gamma}$ и соответственно ширину $\Gamma_{\gamma\gamma}$ из анализа процесса $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \varphi \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$. Расчет показал, что сечение такого процесса $\sigma \sim (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma}/m_\varphi^3$. Из сечения $\sigma_{\text{экс}} = (1,61 \pm 0,12)$ мкб получено ограничение: $\Gamma_{\gamma\gamma}\Gamma_{ee}/\Gamma < 2$ эВ (90%), и если считать $\Gamma_{\gamma\gamma} \ll \Gamma_{ee}$, то ограничение пока довольно слабое.

3.5. Эксперименты по поиску новых легких нейтральных частиц в распадах тяжелых векторных мезонов, каонов и пионов. В области высоких и средних энергий за последние 10—15 лет проведено немало экспериментов по поиску легких нейтральных частиц. Мотивация этих поисков исходила в основном из предсказаний различных вариантов расширения стандартной модели. Указание на возможность существования аксионов [82] вызвало ряд экспериментов по исследованию процессов, в которых рождаемые аксионы распадались бы на позитрон-электронную пару или два гамма-кванта. Появление дармштадтских пиков обострило проблему, вызвало модификации моделей аксионов [84,85] и новые эксперименты по поиску позитрон-электронного канала распада. Еще один важный аргумент для поиска легких нейтральных частиц — предсказания возможных легких бозонов Хиггса в суперсимметричных расширениях стандартной модели [176,177].

Поиски легких нейтральных частиц в области высоких энергий проводят в экспериментах двух типов: в распадах частиц и в экспериментах типа beam-dump. Один из возможных путей проверки существования новой нейтральной частицы в диапазоне масс дармштадтских пиков — поиск распадов $V \rightarrow \gamma + a$, где V — тяжелый векторный мезон (J/ψ или Υ), a — новая частица, например аксион. Так как модель аксиона включает два хиггсовских дублета с различными априори вакуумными средними θ_1 и θ_2 , то связь аксиона можно «вращать» между верхним и

нижним кварковыми секторами в зависимости от отношения этих вакуумных средних $x = \theta_2/\theta_1$ — основного параметра теории аксионов. Ограничения, не зависящие от этого параметра, можно получить, используя произведение экспериментальных пределов на вероятность радиационных распадов тяжелых векторных мезонов, сравнивая полученный результат с теоретической оценкой:

$$P = BR(J/\psi \rightarrow \gamma a)BR(\Upsilon \rightarrow \gamma a) \cong 1,6 \cdot 10^{-8}$$

для стандартного аксиона. В первых экспериментах по поиску аксионов в таких распадах искали события с наблюдением одного фотона в конечном состоянии и получили предел $P < 10^{-9}$ [157—159]. В соответствии с экспериментальными условиями этот предел действителен для времени жизни аксиона больше 10^{-9} с. Однако если время жизни существенно меньше, то аксион распадается внутри детектора, нарушая условие регистрации одного фотона. Последующие эксперименты по исследованию распадов тяжелых кваркониев [160—162] закрыли и эту возможность для стандартного аксиона с массой в интервале 1,6+1,8 МэВ с запасом более чем два порядка.

Расчеты распадов заряженных каонов $K^+ \rightarrow \pi^+ a$ с испусканием новых псевдоскалярных частиц очень зависят от моделей, однако в ряде экспериментов установлены достаточно низкие пределы на вероятность такого процесса. Ранний эксперимент [163], в котором измерен предел на распад $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, был слабо чувствителен к малым инвариантным массам для системы $(e^+ e^-)$. Оценка, приведенная в более позднем анализе [171] этого эксперимента, дала предел на испускание нейтральной частицы с массой, соответствующей дармштадтским пикам, быстро распадающейся на позитрон-электронную пару $\sim 10^{-4}$. Эксперименты японской группы [165,166] по поиску процессов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma \gamma$ были чувствительны и к распадам $K^+ \rightarrow \pi a$. Первая из этих работ была направлена на поиск недостающей массы в распаде каона, что соответствовало большому времени жизни нейтральной частицы ($\tau > 10^{-11}$ с), вторая позволяла регистрировать продукты распада ($\tau < 10^{-11}$ с). Анализ [171] показал, что в зависимости от времени жизни ограничение составляет $\sim 10^{-7}$ ($\tau > 10^{-11}$ с) и $\sim 10^{-4}$ ($\tau < 3 \cdot 10^{-13}$ с) с промежуточным ограничением в интервале между указанными пределами. Ранний эксперимент в Беркли [164] был чувствителен к быстрым распадам нейтральной частицы и дал ограничение [171] на $K^+ \rightarrow \pi^+ a \sim 10^{-4}$. Анализ [168] этого же эксперимента дал предел $1,5 \cdot 10^{-5}$ (см. также

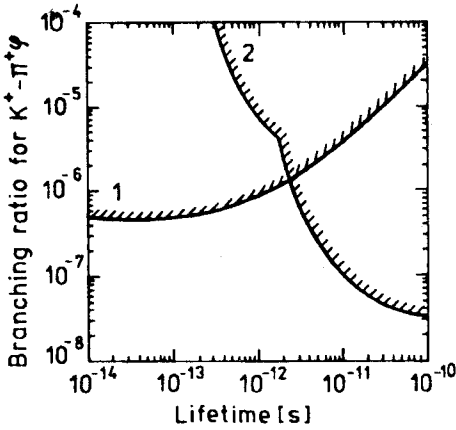


Рис.20. Пределы на вероятность процесса $K^+ \rightarrow \pi^+ \varphi$, $\varphi \rightarrow e^+ e^-$ для $m_\varphi = 1,8 \text{ МэВ}/c^2$ в зависимости от времени жизни частицы φ . 1 — из [170], 2 — данные анализа [171] экспериментов работы [166]

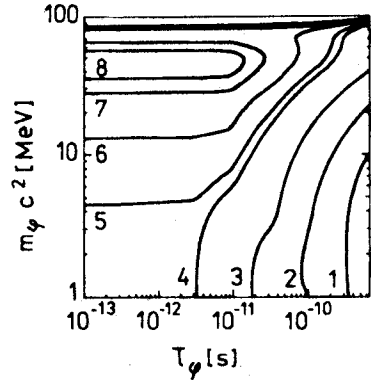


Рис.21. Верхний предел на вероятность распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \varphi$ (90%) в зависимости от массы и времени жизни нейтральной частицы φ , распадающейся на позитрон-электронную пару: 1 — $3 \cdot 10^{-9}$, 2 — 10^{-9} , 3 — $3 \cdot 10^{-10}$, 4 — 10^{-10} , 5 — $8 \cdot 10^{-11}$, 6 — $5 \cdot 10^{-11}$, 7 — $3,5 \cdot 10^{-11}$, 8 — $3 \cdot 10^{-11}$ [174]

анализ в [169]). Для модели стандартного аксиона вероятность рождения должна составлять $5,7 \cdot 10^{-3}$. Наиболее чувствительный эксперимент по исследованию возможного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ a$ был проведен в Брукхейвене [170], результат его для малых масс показан на рис.20.

Распады $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu a$ также важны при установлении ограничений на короткоживущий аксион, т.к. этот распад усилен по сравнению с обычным бета-распадом пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ из-за большего фазового объема при малой массе аксиона. В работе группы из ОИЯИ [172] на вероятность распада $\pi^+ \rightarrow e^+ e^- e^+ \nu$ установлен предел $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ (в комментарии к этому эксперименту, содержащемся в [173], высказано мнение, что предел несколько выше). Более поздняя работа [174] установила предел на такой распад 10^{-10} . Это значение следует сравнить с расчетом [173] для вероятности процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu a$ для короткоживущего аксиона в модели [84,85,88] $BR \sim 3 \cdot 10^{-6} (m_u/m_d) (m_a/1,8 \text{ МэВ})$. Результат эксперимента [174] показан на рис.21.

В [175] рассмотрен процесс распада $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$. Экспериментальный результат $BR(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-)/BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (1,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-7}$ находится в

Таблица 6. Сводка результатов экспериментов типа beam-dump по поиску нейтральных псевдоскалярных частиц в мегаэлектронвольтовом диапазоне масс, распадающихся на позитрон-электронную пару

Пучок, энергия	Мишень, минимальная длина пробега	Исключенный диапазон времени жизни частицы, с	Исключенный диапазон силы связи $\alpha = g_{\phi ee}^2 / 4\pi$ для $m_\phi = 1,8 \text{ МэВ}/c^2$	Эксперимент
Электроны, 45 МэВ	Ta, 11,8 /см ²	$> 10^{-11}$	$10^{-13} < \alpha < 10^{-10}$	[178]
Электроны, 2,5 ГэВ	W+Fe, 2,4 м	$5 \cdot 10^{-13} - 10^{-7}$	$10^{-14} < \alpha < 4 \cdot 10^{-8}$	[180]
Электроны, 1,5 ГэВ	W, 10 см	$6 \cdot 10^{-14} - 9 \cdot 10^{-11}$	$10^{-11} < \alpha < 10^{-8}$	[182]
Электроны, 9 ГэВ	W, 10–12 см	$10^{-14} - 5 \cdot 10^{-11}$	$10^{-12} < \alpha < 10^{-7}$	[181, 183]
Электроны, 20 ГэВ	~ 200 м	$< 3 \cdot 10^{-6}$ для $m_\phi = 1,8 \text{ МэВ}/c^2$	$\alpha > 3 \cdot 10^{-16}$	[184]
Электроны, 20 ГэВ	H, пузырьковая камера	$6 \cdot 10^{-16} - 6 \cdot 10^{-13}$ для $m_\phi = 1,8 \text{ МэВ}/c^2$	$2 \cdot 10^{-9} < \alpha < 2 \cdot 10^{-6}$	[185]
Протоны, 590 МэВ	Cu, 7,5 м	$< 0,1$	$\alpha > 10^{-20}$	[186]
Протоны, 400 ГэВ	Cu	$< 3 \cdot 10^{-6}$	$> 3 \cdot 10^{-16}$	[187]
Протоны, 800 ГэВ	Cu, 5,5 м	$10^{-14} - 10^{-11}$	$10^{-10} < \alpha < 10^{-7}$	[188]
Протоны, 590 МэВ	Cu, 8 м	$< 0,05$	$\alpha > 2 \cdot 10^{-20}$	[189]
Протоны, 800 ГэВ	повторение и некоторое улучшение работы [188]			[190]

противоречия с ожидаемым значением для короткоживущего аксиона [84,85] с массой 1,8 МэВ, которое примерно на порядок больше.

3.6. Поиск новых нейтральных частиц с массой в диапазоне 1,6—1,8 МэВ/ c^2 в экспериментах типа beam-dump. В экспериментах этого типа электроны или протоны, попадая в тяжелую мишень, вызывают каскад процессов тормозного излучения, в которых, кроме гамма-квантов, должны излучаться новые нейтральные частицы. Эти частицы могут также рождаться гамма-квантами за счет процесса Примакова. Выходя из мишени, некоторая доля этих частиц распадается на лету на

позитрон-электронные пары или пары гамма-квантов, регистрируемые детекторами. Расчет интенсивности генерации нейтральных частиц в мишени на основе предполагаемых констант связи и вычисление скорости распада на основе тех же констант после сравнения с экспериментом дает возможность получить ограничения на эти константы. Если константа связи g_{fee} велика, что соответствует малому времени жизни частицы, то увеличивается доля этих распадов внутри мишени или в защите, располагаемой после мишени, это приводит к двустороннему ограничению на константы связи в экспериментах типа beam-dump. Благодаря большим потокам частиц в мишенях эти эксперименты обладают очень высокой чувствительностью. В зависимости от длины мишени и защиты эксперимент может быть настроен на разные времена жизни нейтральных частиц относительно распада и соответственно разные константы связи. Малые константы связи и большие времена жизни были исключены уже в ранних экспериментах типа beam-dump [178] с малой энергией частиц в пучке. Для поиска быстрых распадов частиц ($\tau \lesssim 10^{-13}$) проводились измерения с короткими мишенями. В табл.6 приведена сводка результатов экспериментов по поиску проникающих нейтральных частиц, распадающихся на позитрон-электронную пару в экспериментах типа beam-dump.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОБЪЯСНЕНИЯ ДАРМШТАДТСКОГО ЭФФЕКТА

Необычные черты и особенности экспериментальных наблюдений в GSI стимулировали значительное число теоретических попыток объяснения явления в целом или некоторых его свойств.

Авторы некоторых работ старались не выходить за рамки хорошо известного и пытались описать экспериментальные данные с помощью стандартной квантовой электродинамики. В других многочисленных публикациях постулировались необычные связанные состояния (в рамках стандартной модели), локализованные области с модифицированной КЭД, с необычным хиггсовским или КХД-вакуумом. В теоретических расчетах обнаружили ранее не известные связанные состояния в системе позитрон-электрон, в некоторых работах постулировалось совершенно новое взаимодействие. В общем, пики GSI вызвали немало идей и вычислений, экспериментов и соображений, которые имеют более общий характер, а не только утилитарную цель объяснения конкретного экспериментального факта. Хронологически первым было высказано подоз-

рение, что в GSI обнаружена новая частица — аксион. С этой гипотезы мы и начнем рассмотрение теоретических подходов.

4.1. Новая точечная частица. Главная проблема при постулировании любой гипотезы новой частицы — объяснить, почему она не была обнаружена раньше, а также избежать противоречий с множеством экспериментов в атомной и ядерной физике и физике элементарных частиц, которые находятся в хорошем согласии со стандартной моделью. Здесь имеются две возможности: считать, что константы связи новой частицы достаточно малы, чтобы ее нельзя было обнаружить в прежних экспериментах, или снабдить новую частицу столь специальными свойствами, чтобы она могла быть рождена лишь при выполнении весьма необычных условий, например, при сильном электромагнитном поле в экспериментах GSI. Поскольку стандартная модель столь успешна, любая гипотеза, которая не только постулирует новую частицу, но и приводит к новой физике при низких энергиях, не согласующейся со стандартной моделью, вдвойне маловероятна. Если, однако, гипотетическая частица естественным образом входит в стандартную модель или ее «мягкое» расширение, то такая частица более приемлема для рассмотрения. Такая возможность и была с самого начала рассмотрена [68—70]. Сразу необходимо сделать различие между точечной частицей и составным протяженным объектом. В рамках стандартной модели протяженная частица может быть сложной системой, состоящей из электронов, кварков, фотонов и глюонов, или некоторым сложным возбужденным состоянием хиггсовского вакуума и т.д. Такие варианты будут рассмотрены далее. Точечные частицы, не противоречащие стандартной модели, могут быть различной природы. Векторные или аксиально-векторные частицы вряд ли возможны, т.к. они должны быть идентифицированы с новым калибровочным полем с соответствующим расширением калибровочной группы и, следовательно, новым взаимодействием. Скаляры и псевдоскаляры, с другой стороны, можно ввести в хиггсовский сектор, и более того, такая частица — аксион — была весьма желательна независимо от результатов GSI и до их появления [82,98]. Подробное обоснование гипотезы аксиона содержится в ряде публикаций [82,83] и здесь не воспроизводится. Отметим лишь, что главным аргументом являлась необходимость решить проблему CP-нарушения в КХД: почему оно столь мало? Наиболее мягкий и естественный на сегодня прием — расширение хиггсовского сектора: вместо одного дублета хиггсовских полей (φ_0, φ_+) в гипотезе [82] постулируются два независимых дублета (φ_0, φ_+) и (φ'_0, φ'_+) с различными вакуумными средними. При этом один дублет порождает массу верхних кварков, а другой — нижних. Такой вариант теории позволяет сделать CP-нарушение сколь угодно малым, но в качестве платы за это возникает новый

голдстоуновский бозон — аксион с неопределенной массой, но фиксированными для первого — «стандартного» — варианта модели аксиона константами связи с кварками и лептонами. Многочисленные эксперименты довольно быстро закрыли этот стандартный вариант модели аксиона [83]. В связи с результатами GSI было замечено, что стандартная модель аксиона использует не наиболее общую форму связи аксиона с кварками и лептонами. Были предложены новые варианты [84,85,88] с целью избежать экспериментальных запретов для масс $1,6+1,8$ МэВ. Эти новые модели имели следующие свойства: 1) для аксиона с массой $1,6+1,8$ МэВ не было экспериментальных запретов, существовавших для легкого аксиона с массой, меньшей $2m_e$; 2) быстрый распад $a \rightarrow e^+e^-$ с временем $\lesssim 10^{-13}$ с позволял избегать ограничений, следующих из имеющихся к тому времени экспериментов типа beam-dump; 3) слабая связь с тяжелыми кварками давала возможность избавиться от ограничений, следующих из распадов тяжелых векторных мезонов. Да и независимо от экспериментальных данных GSI интересно было выяснить устойчивость идеи аксиона под напором экспериментальных ограничений. Такие модели новых псевдоскалярных частиц, в которых, в отличие от стандартного аксиона, нарушается универсальность связи с различными кварками и лептонами, никогда нельзя исключить окончательно, т.к. можно предположить, что аксион связан только с тяжелыми, еще не открытыми кварками.

Если же вернуться к результатам GSI, то аксионы в таких моделях должны иметь заметную связь с первым дублетом кварков (u, d). Рассмотрим, например, следуя [68—70,191—193], рождение скалярной или псевдоскалярной частицы при соударении тяжелых ионов в условиях экспериментов GSI, используя известные ограничения на константы связи. С самого начала предметом анализа был вопрос: из какого источника могут происходить эти новые частицы: из электронных переходов в квазиатоме, из взаимодействия с нуклонами или с электромагнитным полем? Если предположить, что источник частиц — электронная оболочка квазиатома, то вероятность их испускания можно определить, используя данные расчетов по рентгеновскому излучению при переходах между молекулярными орбитами и по электронному тормозному излучению [194]. По порядку величины сечение рождения нейтральной частицы φ за счет взаимодействия с электронами в процессе столкновения тяжелых ионов можно представить в виде произведения сечения излучения рентгеновских квантов в таком процессе при $E_\gamma > m_\varphi$ и отношения констант взаимодействия:

$$\sigma_{\varphi} \approx \frac{\alpha_{\varphi}}{\alpha} \sigma_{\gamma} (E > m_{\varphi}) < 1,4 \cdot 10^{-6} 400 \text{ мкб} = 6 \cdot 10^{-10} \text{ б.}$$

При этом использовано ограничение на константу взаимодействия гипотетических частиц с электронами, полученное из $(g - 2)$ -экспериментов $\alpha_{\varphi} < 10^{-8}$ (в оригинальной работе [68] получено более жесткое ограничение $\alpha_{\varphi} < 1,6 \cdot 10^{-9}$, впоследствии пересмотренное), и сечение излучения рентгеновских квантов в столкновениях $\text{Pb} + \text{Pb}$ при 5,8 МэВ/нуклон [194]. Как отмечалось, сечение рождения позитронных линий на несколько порядков больше, так что предположение, что частица рождается за счет взаимодействия с позитрон-электронным полем, исключается. Если предполагать, что частица рождается за счет взаимодействия с ядерным током, то следует использовать ограничение, полученное из измерений и расчетов уровней электронов в атомах. В этом случае вклад во взаимодействие электронов с ядром за счет обмена новой частицей между электронами и нуклонами ядра вызвал бы сдвиг уровней атомных электронов по сравнению с расчетом в рамках КЭД. Лагранжиан взаимодействия электронов с нуклонами включает константы взаимодействия гипотетической частицы как с электронами (21), так и с нуклонами (кварками) (14). Ограничения при этом получаются на произведение констант взаимодействия $g_{\varphi ee}^i g_{\varphi NN}^j$, где i означает тип связи. В нерелятивистском пределе в потенциале взаимодействия нуклонов с электронами (аналогично рассмотренному выше случаю дополнительного взаимодействия нейтронов с ядрами за счет обмена массивной скалярной частицей (18)) появляется юкавский член с радиусом взаимодействия m_{φ}^{-1} . В случае S - и V -взаимодействий электроны реагируют на ядерную плотность, для A - и T -взаимодействий — на спиновую, в случае псевдоскаляра (аксион) в нерелятивистском пределе взаимодействие исчезает. Ограничение из лэмбовского сдвига в водороде дает $g_{\varphi ee} g_{\varphi NN} < 2 \cdot 10^{-8}$, из прецизионных измерений K_{α} -переходов в тяжелых атомах (Fm) $g_{\varphi ee} g_{\varphi NN} < 10^{-6}$. Механизм рождения φ -частиц за счет взаимодействия с нуклонами можно считать подобным ядерному тормозному излучению. Сечение этого процесса при столкновении тяжелых ионов в условиях экспериментов GSI известно: $\sigma (E_{\gamma} > 1,6 \text{ МэВ}) \approx 500 \text{ мкб}$ [195]. Так как сечение рождения позитрон-электронных пиков в GSI примерно на два порядка меньше, то можно ожидать $\alpha_{\varphi NN} = g_{\varphi NN}^2 / 4\pi \lesssim \lesssim 10^{-2} \alpha \approx 10^{-4}$, $g_{\varphi NN} \approx 0,03$. Учет того факта, что результаты GSI свиде-

тельствуют против слишком большого времени жизни гипотетической частицы ($\tau < 10^{-10}$ с), указывает, что константа связи $g_{\varphi ee}$ не слишком мала (20). Это дает $g_{\varphi ee} g_{\varphi NN} > 4 \cdot 10^{-7}$, что более чем на порядок превышает указанное ограничение из сдвига Лэмба в водороде. Подчеркнем, что ограничение на рождение нейтральной частицы за счет нуклонного тока не проходит для псевдоскаляра-аксиона. Приведенные выше ограничения из распадов векторных мезонов установили верхний предел $g_{\varphi cc} < 4 \cdot 10^{-7}$ и $g_{\varphi bb} < 2 \cdot 10^{-5}$. Так что, если предположить, что в GSI наблюдался аксион, то такой аксион «нестандартен» — его константа взаимодействия с различными кварками разная: он должен взаимодействовать сильнее с u - и d -кварками, чем с остальными кварками и лептонами. Это и привело к созданию более «гибких» моделей аксионов.

Рассмотрим вопрос о возможности рождения гипотетической частицы за счет взаимодействия с электромагнитным полем [191—193]. Лагранжиан взаимодействия зависит от вида частицы и имеет вид

$$S = g^S \varphi E^2 = -\frac{1}{2} g^S \varphi F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (33)$$

для скалярной частицы, и

$$P = g^P \varphi EB = -\frac{1}{4} g^P \varphi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad (34)$$

для псевдоскалярной. Вероятность испускания нейтральной частицы в столкновении ионов выражается следующим образом:

$$\beta = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3 2\omega_k} |\tilde{J}(\mathbf{k}, \omega_k)|^2, \quad (35)$$

где $\omega_k = (k^2 + m_\varphi^2)^{1/2}$, а фурье-компонента тока

$$\tilde{J}(\mathbf{k}, k_0) = \int d^4x e^{-ikx} g^S E^2(x, t), \quad (36)$$

например, для случая скалярной частицы. Если далее задаться той или иной моделью движения ядер в комплексе в процессе рассеяния — прямолинейное [192,193], вращение [70,191] или колебание [191,197], то расчет импульсного распределения рождающихся нейтральных частиц неизбежно приводит к большой его ширине $\Delta k \sim m_\varphi$. Это следует и из качественных соображений [192]: поскольку сильное электромагнитное поле ядер сосредоточено в малой области $R_0 \approx 10$ фм и быстро меняется

во времени, то нет естественных ограничений для ширины импульсного распределения рождаемых частиц вплоть до $k \approx R_0^{-1}$. Такого рода аргументация имеет общий характер независимо от конкретного механизма рождения нейтрального объекта, если только источником является быстроменяющееся, сосредоточенное в малой области сильное поле. Например, приведенные соображения могут служить дополнительным аргументом против обсуждаемых далее новых магнитных резонансов в системе позитрон-электрон и зародышей новой специальной фазы вакуума КЭД. В любой из таких моделей в системе сталкивающихся ионов импульсное распределение рождающихся нейтральных объектов должно быть широким: $\Delta k \sim m$. Возвращаясь к варианту прямого рождения частиц электромагнитным полем, напомним, что в экспериментах GSI получено $\beta \sim 10^{-5}$, из чего следует [70, 191, 193, 197], что $g^S \approx 0,2 \text{ МэВ}^{-1}$ ($g^P \approx 0,3 \text{ МэВ}^{-1}$), что противоречит как ограничению из дельбрюковского рассеяния [154], так и соображениям, следующим из данных об относительной вероятности распада гипотетических нейтральных объектов на позитрон-электронную пару или пару гамма-квантов. Действительно, при $g^{S,P} \approx 0,2-0,3 \text{ МэВ}^{-1}$ время жизни частицы относительно распада на два гамма-кванта составляет, согласно (30), $\sim 10^{-19}-10^{-18}$ с. Из ограничений, полученных из экспериментов ($g-2$) для электрона, следует, что время жизни относительно распада на позитрон-электронную пару больше 10^{-13} с. Сопоставление этих величин, а также экспериментальных данных об относительной вероятности рождения пар гамма-квантов и пар позитрон-электрон при столкновениях тяжелых ионов решительно закрывает возможность рождения нейтральных частиц за счет взаимодействия с электромагнитным полем.

Упомянем здесь также экзотический сценарий [70], согласно которому ионы при столкновении образуют быстровращающуюся квазимолекулу ($\omega \sim 850 \text{ кэВ}$) на время $\sim 10^{-19}$ с. Частотный спектр тока (36) содержит δ -образные пики, и частицы рождаются с дискретным набором энергий. Для получения монохроматических позитронов авторам [70] потребовалось, чтобы масса рождаемой нейтральной частицы была вблизи $2m_e$, импульс в системе ионов $p = 1,35 \text{ МэВ/с}$, $g_{\gamma\gamma} \sim 0,3 \text{ МэВ}^{-1}$. Этот вариант был подвергнут критике в работе [197], где показано, что если даже не принимать во внимание нигде не доказанную возможность слипания ядер в квазимолекулу на время $\sim 10^{-19}$ с и непостижимо большой угловой момент вращения этой молекулы ($\sim 10^3 \hbar$), предложенный механизм не проходит по константе связи ($g_{\gamma\gamma} < 10^{-5} \text{ МэВ}^{-1}$ из дельбрюковского рассеяния). Можно было бы предположить, что следующий из расчета столь

большой разброс по импульсам рождаемой частицы в с.ц.м. ионов можно избежать, если считать, что рождаемый объект, излучающий позитрон-электронную пару, имеет массу много больше $2m_e$. Это согласуется и с угловым распределением позитрон-электронных пар, которое не всегда соответствует углу разлета 180° . Против такого предположения говорят экспериментальные факты. С одной стороны, было показано [198], что если за создание частицы ответственно сильное кулоновское поле сталкивающихся ионов, то угловое распределение ионов после рассеяния сильно зависит от массы рождаемой частицы. Соответствующий эксперимент группы ORANGE [200] показал, что измеренное угловое распределение тяжелых ионов в актах рождения узких позитронных резонансов согласуется с предположением, что рождаемый объект имеет массу $2m_e + E_e^{\text{кин}}/e$, а распределение ионов по энергии говорит о весьма малой потере энергии 1,5 МэВ, правда, с неопределенностью 10 МэВ. И, наконец, при таком сценарии возникает вопрос: что за тяжелая частица остается после излучения позитрон-электронной пары?

Несмотря на отмеченную выше «опасность» введения новых векторных частиц, тем не менее, предлагалась также гипотеза [201] о том, что источником позитрон-электронных резонансов в GSI могла бы быть новая псевдовекторная (1^-) частица с массой $\sim 1,7$ МэВ, рождаемая в сильном электромагнитном поле сталкивающихся ионов за счет взаимодействия с тремя фотонами:

$$\mathcal{L} = \frac{\lambda}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} F_{\lambda\sigma} G^{\lambda\sigma}, \quad (37)$$

где $F_{\mu\nu} = \partial A_\nu / \partial x_\mu - \partial A_\mu / \partial x_\nu$ — тензор электромагнитного поля, $G_{\lambda\sigma} = \partial G_\lambda / \partial x_\sigma - \partial G_\sigma / \partial x_\lambda$ — тензор нового массивного псевдовекторного поля.

В таком взаимодействии могут рождаться частицы в покое в с.ц.м. ионов без значительного динамического подавления при малых импульсах, как это имеет место при рождении за счет взаимодействия с двумя фотонами (33), (34) [70, 191—193]. Из известного сечения рождения позитрон-электронных пар в GSI (~ 100 мкб) автор [201] получил величину эффективной константы связи $\lambda \sim 3 \cdot 10^{-3}$ МэВ $^{-4}$, что дает время жизни относительно распада на три гамма-кванта ($G \rightarrow 3\gamma$) $\cong 10^{-12}$ с, при этом можно подогнать $\tau (G \rightarrow e^+e^-) \approx 3 \cdot 10^{-13}$ с. Этот вариант был критически рассмотрен в [202]. Основание для критики состоит в том, что неизбежное смешивание G-бозонов и фотонов во внешнем электрическом поле в соответствии с

$$\mathcal{L} = \frac{\lambda}{2} E^2 F_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + 2\lambda F^{0j} E_j E_k G^{0k} \quad (38)$$

привело бы к увеличенному выходу позитрон-электронных пар в ядерных переходах (например, $E3$ -переход ($3^- \rightarrow 0^+$) с энергией 2,61 МэВ в ядре ^{208}Pb) за счет излучения G -бозона и его последующего распада. Сравнение расчета по теории внутренней парной конверсии [42] с экспериментом показало, что расхождение в выходе позитрон-электронных пар в ^{208}Pb не превышает 10^{-4} , что дает ограничение $\lambda < 3 \cdot 10^{-9}$ МэВ $^{-4}$.

4.2. Объяснения эффекта в рамках электродинамики без привлечения существенно новых гипотез. Характерная черта этих моделей (как, впрочем, и практически всех остальных) — отсутствие строгого последовательного рассмотрения процесса рождения узких позитрон-электронных резонансов. В работах лишь указывается то или иное обстоятельство, способное в принципе породить структуру в спектре позитронов или в спектре позитрон-электронных пар, при этом удается описать некоторые черты явления, но не делается попыток объяснить все, что связано, видимо, с большой трудностью описания столь сложного процесса. Почти не цитируя формул и тем более вычислений, мы ограничимся тем, что отметим, на какие моменты обращают внимание авторы тех или иных гипотез, какими пользуются допущениями и какую сторону дармштадтского эффекта им удастся описать.

Во-первых, упомянем попытки объяснить резонансы в спектре позитронов образованием при столкновении тяжелых ионов квазимолекулы со спонтанным рождением позитронов. Возможный способ объяснить слияние ионов в квазимолекулу может быть найден, если предположить, что в потенциале ядро-ядерного взаимодействия имеется один или несколько карманов (ям), приводящих к существованию резонансных состояний в рассеянии. Вычисления [203] согласуются с возможностью существования таких ям во взаимодействии $U + U$ и $U + \text{Sn}$. Благодаря задержке при рассеянии идет усиленный процесс спонтанного рождения позитронов. Авторы [29] методом связанных каналов вычислили спектры позитронов и получили резонансы, при этом в работе не рассчитывались параметры потенциала, а, скорее, подгонялись под экспериментальный результат по позитронным пикам. Нет в работе и попытки объяснить Z -зависимость энергии позитронных пиков.

В работе [204] обращено внимание на то, что быстрая перестройка электронных оболочек в двухцентровом потенциале при столкновении ионов может вызвать при некоторых допущениях осцилляции в энергетическом спектре позитронов и электронов, причем идея быстрой перестройки электронной оболочки введена ad hoc. В [205] те же авторы, рассчитывая спектры позитронов и δ -электронов для подкритических систем сталкивающихся ионов $\text{Ta} + \text{Th}$ и $\text{Au} + \text{U}$ в рамках квазимолекулярной теории, не получили особенностей. Чтобы обеспечить спонтан-

ную эмиссию позитронов для подкритических систем, авторы [205] рассмотрели весьма гипотетическую возможность образования долгоживущего сферического ядра с радиусом $R_0 \sim (A_1 + A_2)^{1/3}$. При этом для комбинации Au + U обеспечивается условие критичности, и должна идти спонтанная эмиссия позитронов. Однако Z-зависимость энергии позитронных пиков в этой модели не согласуется с экспериментом.

Авторы [206] произвели расчеты спектров квазиатомных позитронов при столкновении тяжелых ионов с учетом дипольного члена в двухцентровом кулоновском потенциале сталкивающихся ядер в отличие от прежних работ [57, 22], где учитывалась только монополярная часть в разложении потенциала. Согласно результату [206] учет магнитного дипольного члена из-за интерференции с монополярным, почти не влияя на общий выход квазиатомных позитронов, может заметно изменить спектр — в работе получена резонансная структура в спектре позитронов, удовлетворяющая эксперименту (например, пик при энергии 380 кэВ), при этом энергия пика слабо зависит от Z. В работе [207] получен обратный результат при учете дипольного члена — в спектре позитронов расчет не дает резонансов, влияние магнитного дипольного члена на спектр очень мало. В важном диапазоне межъядерных расстояний по возможности точные решения двухцентральной задачи, включающие магнитный вклад [208], не дают заметных отклонений от монополярного приближения. В [209] предложено, что при столкновении тяжелых ионов образуется открытый резонатор для позитрона между двумя кулоновскими центрами, если он движется вдоль межъядерной оси. При разлете ядер происходит охлаждение захваченной в этот расширяющийся резонатор частицы. Оценки сделаны квазиклассически и в нерелятивистском приближении. Авторы [209] сами отмечают, что оба допущения вряд ли достаточны для получения верных результатов. Из приближенного расчета получен пик в спектре позитронов для такой модельной задачи. Рождение коррелированных с позитронами монохроматических электронов в работе [209] не рассчитывалось, отмечено лишь, что квазистационарные состояния для электронов в поле двух разбегающихся кулоновских центров также должны существовать при близких энергиях.

В работе [210] показано, что колебания ядер в долгоживущей ядерной квазимолекуле могут дать (через процессы высшего порядка КЭД) узкие позитрон-электронные пики с рядом интересных особенностей: возможность пиков в докритических системах, более слабая Z-зависимость, возможность нескольких резонансов в спектрах. Интенсивность гамма-переходов, наблюдаемых в эксперименте, может быть сделана в модели [210] достаточно малой. Отсутствует также в результа-

те расчетов угловая корреляция вылетающих позитронов и электронов. Однако в основе модели [210] заложена необходимость образования квазимолекулы, причем на нереально большое время 10^{-16} с, кроме того, этот вариант не обеспечивает равенства энергий позитрона и электрона, которое наблюдалось в экспериментах GSI. В короткой заметке [211] обращено внимание на возможность рождения позитрон-электронных пар при столкновении тяжелых ионов за счет электронных возбуждений. При образовании вакансий на K -оболочке величина полной энергии возбуждения электронов в объединенном квазиатоме достигает ~ 2 МэВ (оценка по модели Томаса — Ферми). Электронная плотность в каждом из ионов значительно ниже, чем в основном состоянии квазиатомной системы с зарядом ядра $Z_u = Z_1 + Z_2$. Тогда можно предположить, что в объединенной системе имеет место вид коллективного электронного разряда с изменением плотности. Электромагнитное поле такого перехода имеет монополярный характер и длину волны порядка размера системы. Процесс же рождения пар, согласно предлагаемой модели, происходит на больших расстояниях от ядра. Амплитуда рождения пары при электронном переходе имеет вид

$$u_{if} = \int \psi_{\delta}^{+}(r_1) \psi_{1S}(r_1) \frac{e^2}{|r_1 - r_2|} \psi_{e^{+}}(r_2) \psi_{e^{-}}(r_2) dr_1 dr_2, \quad (39)$$

и большие расстояния дают малый импульс позитрон-электронной пары в с.ц.м. квазиатома, т.е. позитрон и электрон движутся с большой вероятностью в противоположные стороны. Узкие резонансы в позитрон-электронном спектре могут быть получены за счет того, что, очевидно, в квазиатоме имеет место оболочечная электронная структура, а кроме того, интерференция резонансных и нерезонансных переходов может дать осцилляции в сечении образования пар. К сожалению, эта интересная идея количественно почти не разработана, и нет ответов на ряд вопросов, особенно относительно Z -зависимости энергии и сечения рождения позитрон-электронных пар в этой модели. В [212] отмечена аналогия процессов, происходящих при столкновениях тяжелых ионов, с другими явлениями, наблюдаемыми в сильных внешних полях, и обращено внимание на тот факт, что сечение различных элементарных процессов осциллирует в сильном внешнем поле — например, двухфотонное рождение позитрон-электронных пар. Осциллирующую часть вероятности образования пары автор [212] представляет в виде произведения $W = W_0 W_1 W_{e^{+}} W_{e^{-}}$, где W_0 — вероятность образования при столкновении ионов фотонов, способных породить пару, W_1 — вероятность образования виртуальной пары, $W_{e^{+}} W_{e^{-}}$ — вероятность выхода образо-

вавшихся лептонов из области поля, причем осцилляции обусловлены последними множителями. Оказывается, что энергии пиков в спектрах позитронов слабо зависят от Z , однако заметно зависят от степени ионизации сталкивающихся ионов. Отметим, что последняя величина должна иметь статистический характер с большим разбросом, так что, видимо, пики должны сглаживаться.

В работах [216] показано сначала для одномерного, а затем для трехмерного случаев при некоторых существенных приближениях, что в кулоновской задаче для двух центров в уравнении Дирака имеет место эффект периодичности, а именно: коэффициент прозрачности для прохождения позитрона резонансно зависит от энергии. В соответствии с этим авторы предложили качественный сценарий, согласно которому позитрон-электронные пары рождаются уже при сближении ионов на расстояние ~ 300 фм за счет «нагрева вакуума», а затем покидают область столкновения ядер в соответствии с резонансным коэффициентом прозрачности двухцентрового потенциала.

В работе [213] рассматривается модель потенциала взаимодействия между сталкивающимися ионами, содержащего мелкие (глубиной 1 МэВ) карманы, так что образовавшееся компаунд-ядро имеет резонансы. В качестве дополнительных аргументов в пользу существования такой формы потенциала авторы привлекают данные по подбарьерному делению и наблюдение аномалонов. Резонансы в ядерной системе приводят к структуре в спектре рождаемых позитронов, который в соответствии с моделью отражает детали спектра компаунд-ядра. Таким образом, авторами [213] вводятся два модельных потенциала: потенциал межъядерного взаимодействия и потенциал электрического поля для электронной системы в квазиатоме. В работе проведены численные расчеты для системы $U + U$, демонстрирующие нерегулярности в спектре рождаемых позитронов при энергиях ядерной системы, близкой к резонансной.

Авторы работы [214], не претендуя на объяснение дармштадтского эффекта, указывают на возможность резонансного рождения пар частиц со спином $1/2$ в резко изменяющемся во времени пространственно однородном электрическом поле

$$A_{\mu} = (0, 0, A_3, 0), \quad A_3(t) = \begin{cases} A, & 0 \leq t \leq t_0 \\ 0, & \text{в остальное время.} \end{cases}$$

Очевидно, что это наблюдение имеет тесную связь с парадоксом Клейна из-за математической аналогии между уравнением Дирака с изменяющимся во времени электрическим полем и рассеянием на потенциале, постоянном во времени, но зависящем от координаты. Можно установить связь между коэффициентом прохождения T и отражения R для

стационарной задачи и амплитудами рождения пар лептонов в задаче, зависящей от времени: R — амплитуда рождения пары. Явление должно иметь место в полях, больших, чем критическое поле $E_c = m^2 c^4 / Ze^3$. При столкновении ионов электрическое поле вдоль линии, соединяющей ионы, ведет себя во времени подобно рассмотренным в [214] идеализированным примерам. Результат расчета показывает, что энергия и ширина резонансов изменяется с Z , но не столь резко, как предсказано для спонтанного рождения $\sim Z^{20}$. В этой модели нет попытки объяснить, почему позитрон и электрон имеют равные энергии и противоположные импульсы. В [215] эта идея была просчитана для пространственно-неоднородного поля специфической формы $A_\mu = (0, 0, A_3, 0)$, $A_3 = \delta(t)b(x_3)$ с определенными разрывами функции $b(x)$, которые необходимы для получения эффекта резонансного рождения пар, как считают авторы [215].

4.3. Магнитные квазисвязанные состояния позитрона и электрона. Сразу отметим, что здесь в задачу ни в какой мере не входит обсуждение чрезвычайно сложной и далекой от решения релятивистской проблемы двух тел. Ввиду невозможности точно решить задачу часто используются различные упрощенные подходы. Немало работ выполнено на основе подхода, впервые предложенного Кеммером, а также Ферми и Янгом [217], в соответствии с которыми гамильтониан для нескольких взаимодействующих частиц записывается в виде:

$$H = \sum_i \alpha_i p_i + \beta_i m_i + \sum_{ij} V_{ij}, \quad (40)$$

т.е. в виде суммы одночастичных дираковских гамильтонианов для свободных частиц и членов, описывающих взаимодействие между ними. Такой подход приводит к удовлетворительным результатам при расчетах в атомной и ядерной физике и в физике элементарных частиц. В общем случае, если строго учитывать спинорный характер взаимодействующих частиц в случае двух взаимодействующих фермионов, потенциал должен быть матрицей 16×16 в спинорном пространстве. При упрощенном подходе потенциал взаимодействия выбирается феноменологически в соответствии с характером задачи, чаще всего в виде однобозонного обмена. Кулоновское взаимодействие не дает квазисвязанных состояний позитрона и электрона в диапазоне масс, наблюдаемых в GSI. Известно, что магнитные взаимодействия для масштаба энергий атомной физики (расстояний $\sim 10^{-8}$ см) малы. Однако на малых расстояниях взаимодействие за счет магнитного момента частиц велико и для некоторых квантовых состояний является притягивающим. Частица с магнитным моментом μ создаст вектор-потенциал $A = \mu \times r / r^3$, действующий на другую

частицу. Предсказания возможных квазисвязанных состояний позитрона и электрона, основанные на модельном введении магнитного взаимодействия, имеют некоторую историю. Отметим попытку [218] объяснить открытые в то время J/ψ -частицы в рамках электромагнитной модели, рассматривая уравнение Дирака для электрона (e_2) с аномальным магнитным моментом a в кулоновском поле позитрона (e_1) (или наоборот):

$$\left[c\alpha p - \left(E - \frac{e_1 e_2}{r} \right) + \beta m c^2 / 2 \right] \psi = -a \frac{\hbar e_2}{2 m c} \frac{1}{r^2} i \beta \alpha_r \psi, \quad (41)$$

где $a = \alpha / 2\pi$, $\alpha_r = \alpha r / r$. После некоторых приближений авторы получили радиальный эффективный потенциал для электрона вида

$$V(r) = -A/r + B/r^2 - C/r^3 + D/r^4, \quad (42)$$

имеющий очень узкий и высокий барьер при положительных энергиях и дающий квазисвязанные состояния с массой несколько гигаэлектрон-вольт и размером $\sim \alpha r_0$ ($\sim 10^{-15}$ см), с большим временем жизни. В дальнейшем появился целый ряд работ, развивающих и сильно усложняющих эту идею с целью (ввиду невозможности решить задачу «в лоб») найти уравнение, описывающее взаимодействие фермионов на малых расстояниях [218—220, 222—224]. Особенно значительны усилия в этом направлении Барута с соавторами; список их публикаций содержится, например, в работе [222]. При этом в ряде случаев получены квазисвязанные состояния малого размера в диапазоне масс, соответствующем дармштадтским позитрон-электронным пикам, — «суперпозитроний» по терминологии работ [218, 223, 224] или «микropозитроний» по терминологии [221]. В [220] было выведено из КЭД точное, по мнению авторов, одно-временное, полностью релятивистское уравнение типа (40) для описания взаимодействия двух лептонов. Лагранжиан получен из вариации действия, в которое с самого начала, кроме минимального взаимодействия $\sum_i e_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu$, введен член взаимодействия Паули $\sum_i a_i \bar{\psi}_i \sigma_{\mu\nu} \psi_i F^{\mu\nu}$, учитывающий феноменологически аномальный магнитный момент a_i . Радиальная часть энергии взаимодействия содержала все члены кулоновского, спин-орбитального, спин-спинового взаимодействия:

$$V(r) = \frac{e_1 e_2}{r} (1 - \alpha_1 \alpha_2) - e_1 a_2 (\beta \sigma)_1 \left(\alpha_2 \times \frac{r}{r^3} \right) - e_2 a_1 (\beta \sigma)_2 \left(\alpha_1 \times \frac{r}{r^3} \right) - \\ - i e_1 a_2 (\beta \alpha)_1 \frac{r}{r^3} + i e_2 a_1 (\beta \alpha)_2 \frac{r}{r^3} -$$

$$\begin{aligned}
 & - a_1 a_2 \beta_1 \beta_2 \left[\frac{3(\sigma_1 r)(\sigma_2 r_2)}{r^5} - \frac{(\sigma_1 \sigma_2)}{r^3} + \frac{8\pi}{3} \delta(r)(\sigma_1 \sigma_2) \right] + \\
 & + a_1 a_2 \beta_1 \beta_2 \left[\frac{3(\alpha_1 r)(\alpha_2 r_2)}{r^5} - \frac{\alpha_1 \alpha_2}{r^3} - \frac{4\pi}{3} \delta(r)(\alpha_1 \alpha_2) \right]. \quad (43)
 \end{aligned}$$

В работе [219] было предложено описать позитрон-электронную пару уравнением для двух частиц типа Кеммера — Ферми — Янга:

$$\left[\alpha_1(p_1 - e_1 A_1) + \alpha_2(p_2 - e_2 A_2) + \beta_1 m + \beta_2 m + V - E \right] \psi(r) = 0, \quad (44)$$

где $V = e_1 e_2 / r$, $r = |r_1 - r_2|$ — расстояние между частицами, а магнитное взаимодействие учитывалось введением $A_i = \mu_j \times (r_i - r_j) / r^3$ — вектор-потенциала взаимодействия частицы в точке r_i с частицей в точке r_j ; $\mu = e\hbar\sigma/2mc$. Таким образом, магнитное взаимодействие здесь проявляется как статическое взаимодействие двух магнитных диполей. Результат решения этого уравнения привел к эффективной радиальной части потенциала для состояния 3P_0 с барьером с положительной энергией на расстоянии $r \sim 10$ фм и глубокой ямой при $r < 1$ фм. Энергия магнитного резонанса в таком потенциале согласно расчету оказалась равной $E = 1,579$ МэВ, время жизни состояния оценено $\sim 4 \cdot 10^{-19}$ с. Распад такого резонанса дает позитрон и электрон с равной энергией в с.с.м. по 279 кэВ. Несмотря на то, что в этой работе делаются относительно строгие количественные предсказания, авторы сами отмечают, что предложенное ими рассмотрение слишком упрощенное.

В [227] исследована модель, предложенная в [219], в отношении поведения квазистационарных уровней во внешнем кулоновском поле двух сталкивающихся ядер. Ввиду сильной локализации резонанса (~ 5 — 10 фм) энергия резонанса слабо зависит от внешнего поля, в то время как ширина увеличивается при включении поля более чем на порядок.

В работе [221] выводы авторов [220, 219] были подвергнуты критике. Исходя из тех же уравнений (40), (43), авторы [221] не получили квазисвязанных состояний. Магнитная часть эффективного притягивающего потенциала при малых r согласно [221] становится очень большой и содержит члены вплоть до $(-r^{-5})$. Если считать аномальный магнитный момент постоянным — не зависящим от расстояния, то такое сингулярное поведение потенциала приводит к расходимости волновой функции в нуле и к ненормируемости. Это должно приводить к падению на центр — нестабильности e^+e^- -системы — подобно поведению электрона в атоме с $Z > 137$ и точечным ядром. Авторы [221] подчеркивают, что аномальный

магнитный момент — динамическое свойство, возникающее из-за взаимодействия заряда со своим полем излучения. Так как радиационное взаимодействие заряда с собственным полем зависит от переданного импульса, то аномальный магнитный момент не постоянен, но изменяется при удалении от электрона, приближаясь при $r \gg \hbar/m_e c$ к асимптотической величине $\mu_{\text{аном}}^0 = e\hbar/2mc [\alpha/2\pi + O(\alpha^2)]$. В соответствии с этим в работе [221] исследовано поведение эффективных радиальных потенциалов и решений в предположении, что аномальный магнитный момент имеет формфактор $F(r)$:

$$\mu_{\text{аном}} = \mu_{\text{аном}}^0 F(r), \quad F(r) = 1 - \exp(-r/r_0). \quad (45)$$

Исследованы случаи S - и P -состояний для нескольких значений r_0 между 2 и 386 фм. Результат этого исследования показал, что радиальный эффективный потенциал не содержит барьеров с $U > 0$, которые могли бы дать квазисвязанные состояния, и дает сильное отталкивание на малых расстояниях. Введение формфактора магнитного момента [225] избавило от сингулярного поведения магнитных членов в потенциале на малых расстояниях, так что основным взаимодействием осталось кулоновское отталкивание. На больших расстояниях ($\sim 10^{-8}$ см) появляется характерная мелкая потенциальная яма, описывающая позитроний. Отметим, что другим поводом для критики в [221] подхода, предложенного в работах [220], был не соответствующий эксперименту спектр позитрония, если считать с точностью выше первого порядка теории возмущений. Общий вывод работы [221] состоит в следующем: подход (40) является полуклассическим в том смысле, что электромагнитное поле, создаваемое частицами, записывается как классическое поле токов, радиационные поправки учитываются путем введения аномального магнитного момента частиц, а сами частицы описываются одночастичными волновыми функциями уравнения Дирака. Такой подход по мнению авторов [221] приводит к ряду неудовлетворительных особенностей и нефизических членов в гамильтониане, так что уравнение [220] верно только в первом порядке теории возмущений, т.е. в нерелятивистском пределе статического взаимодействия. Ответ на эту критику [222], не содержащий никаких конкретных вычислений относительно существования квазистационарного состояния, касается очень общих вопросов квантовой электродинамики на малых расстояниях, далеко выходящих за тему этого обзора. Отметим только противоположный по сравнению с работой [221] вывод о поведении аномального магнитного момента частицы на малых расстояниях. Утверждение [222] состоит в том, что из-за самодействия, сосредоточенного в области $\sim r_0 = e^2/m_e c^2$, именно эта

область, а не $r \sim \hbar/m_e c$, играет определяющую роль. При локализации электрона, находящегося в связанном состоянии, член самодействия возрастает, и величина аномального магнитного момента растет с уменьшением расстояния, так что при $r \sim r_0$ достигает величины порядка μ_0 , в то время как величина нормального магнитного момента уменьшается из-за релятивистских эффектов. Что касается механизма рождения квазисвязанных состояний при рассеянии очень тяжелых ионов, то Барут считает главным фазовый переход, возникающий из-за наличия члена самодействия в задаче двух тел (отсутствующего, тем не менее, в лагранжиане [220]). Вопрос о возможном существовании магнитных квазисвязанных состояний в позитрон-электронной системе, видимо, остается дискуссионным.

В работе [223] авторы исследуют задачу на связанные состояния позитрона и электрона, исходя из «одновременного уравнения Бете-Солпитера» [226]:

$$\left[E - (\alpha_1 p + \beta_1 m) - (-\alpha_2 p + \beta_2 m) - \Gamma(p)V(r) \right] \psi(r) = 0 \quad (46)$$

с потенциалом

$$V(r) = -\frac{e^2}{r} (1 - B); \quad B = \frac{1}{2} \left[\alpha_1 \alpha_2 + \frac{(r\alpha_1)(r\alpha_2)}{r^2} \right] \quad (47)$$

и

$$\Gamma(p) = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_1 p + \beta_1 m}{\sqrt{p^2 + m^2}} + \frac{-\alpha_2 p + \beta_2 m}{\sqrt{p^2 + m^2}} \right), \quad (48)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. Эффективный радиальный потенциал, полученный из (46)–(48) для состояний 1S_0 и 3P_0 , содержит кроме кулоновского члена ряд других, связанных с магнитным взаимодействием и приводящих к высокому максимуму в потенциале вблизи $r_0 = e^2/m_e c^2$. Вычисленное на основе этого потенциала сечение рассеяния позитронов на электронах демонстрирует много мощных резонансов в диапазоне энергий 100–1000 кэВ в с.д.м. Ширина резонансов в диапазоне масс дармштадтских пиков достигает сотен килоэлектронвольт. Авторы [223] указывают на существующее, по их мнению, согласие их вычислений с экспериментальными данными GSI и предсказывают более широкий спектр резонансов по сравнению с обнаруженным в дармштадтских экспериментах.

Во второй своей работе [224] те же авторы исходят из уравнения Барута [220] и приходят к тем же результатам. Отметим здесь, что результаты экспериментов по позитрон-электронному рассеянию не указывают

на присутствие резонансов в диапазоне масс дармштадтских пиков и могут служить хорошей проверкой различных теоретических подходов к исследованию релятивистской задачи для двух частиц наряду с прецизионными данными по уровням энергии атома водорода, позитрония и мюония. Напомним также сильные ограничения на существование резонансов в системе позитрон-электрон, следующие из данных по g -фактору для электрона.

4.4. Составная протяженная частица, состоящая из новых конstituентов. Как показало предыдущее обсуждение, не удалось найти в теории и в эксперименте точечную частицу, рождение которой в столкновении тяжелых ионов могло бы объяснить дармштадтский эффект. С одной стороны, такая частица должна рождаться в столкновениях ионов с большим сечением — несколько десятков микробарн, с другой — она не проявляется в массе других экспериментов и ее существование значительно ограничено сравнением прецизионных экспериментов и расчетов в КЭД: g -фактора электрона и т.д. Вследствие трудностей с точечной частицей была рассмотрена возможность сконструировать составную протяженную модель, удовлетворяющую перечисленным требованиям. Очевидно, что эксперименты типа *beam-dump* теряют свой ограничивающий смысл, если размер составного объекта достаточно велик — из-за малой длины пробега частицы. Составная частица обладает внутренней волновой функцией с формфактором. В импульсном пространстве это обычно означает, что эффективная константа связи подавлена при больших переданных импульсах. Это помогает объяснить малую скорость в с.ц.м. для e^+e^- -событий в GSI. Однако, чтобы получить импульсы $\gtrsim 0,1$ МэВ/с, требуются экстремально большие размеры объектов $\sim 10^3$ фм. Кроме того, такие объекты с внутренней структурой должны обладать сложным спектром возбуждений, что не противоречит множеству наблюдаемых в GSI пиков. Оказалось, что не удастся построить составную частицу в рамках стандартной модели, но если допустить существование новых относительно легких фермионов в качестве составных частей предполагаемых протяженных объектов, то можно избежать многих ограничений. Оказывается, предыдущие поиски с отрицательным результатом имели определенный пробел, а именно: возможность существования частиц с размером $10^{-11} - 10^{-10}$ см [228]. Подробно разработанная модель протяженной частицы, состоящей из новых фермионов f^+ и f^- , описана в [229, 230]. В ней использована аналогия со структурой мезонов и исследованы свойства (f^+f^-) -состояний в рамках модели сферического мешка MIT. Движение фермионов в мешке описывается уравнением Дирака:

$$(\hat{p} - m_f)\psi = 0, \quad r < R_x, \quad (49)$$

где R_x — радиус мешка, m_f — масса нового фермиона, с линейным граничным условием:

$$-i\gamma_r \psi = \psi, \quad r = R_x. \quad (50)$$

Стабильность объекта обеспечивается граничным условием

$$\frac{1}{2} \partial_r (\bar{\psi}\psi) = B_x \text{ при } r = R_x, \quad (51)$$

где B_x — неизвестное давление вакуума. Результат решения дает спектр состояний. В такой модели три свободных параметра: радиус мешка R_x , вакуумное давление B_x и конstituентная масса фермиона m_f . Эксперимент дает энергию состояния $E_{\text{меш}} \cong 1,8$ МэВ. Остается варьировать m_f в пределах $0 < m_f < M_x/2 = 900$ кэВ, при этом оказывается, что в этих пределах вакуумное давление очень мало: $B_x^{1/4} < 240$ кэВ, так что механизм удержания частиц в таком мешке вряд ли связан с каким-либо известным механизмом. Спектр энергий, удовлетворяющий экспериментальному требованию, чтобы расстояние между уровнями было ~ 60 кэВ, требует, чтобы масса $m_f \approx 830$ кэВ. Соответствующий радиус $R_x \gtrsim 10^3$. Такая масса фермионов составляет значительную долю полной массы протяженной частицы, это позволяет описать это состояние в терминах нерелятивистской потенциальной модели с выбранным в [230] потенциалом вида

$$\begin{aligned} V(r) &= a_x r, & r > r_0 \\ V(r) &= V_0, & r < r_0. \end{aligned} \quad (52)$$

V_0 здесь описывает отталкивательную сердцевину, a_x — коэффициент натяжения потенциала конфайнмента, оказавшийся здесь равным $a_0 \cong \cong 0,05-0,1$ кэВ·фм⁻¹. Такая модель позволила описать связанные состояния протяженного объекта в поле сталкивающихся ионов и вычислить сечение рождения при столкновениях ионов аналогично динамическому рождению e^+e^- -пар. Ввиду общности механизмов рождения e^+e^- -пар и (f^+f^-) -состояний сечение рождения ведет себя как $\sigma_x \sim Z^{20}$, что и наблюдается на опыте (рис.14). Динамика поведения рожденного (f^+f^-) -объекта в процессе столкновения авторами [230] не описана. Распад в зависимости от квантового числа состояния должен происходить либо по каналу $(f^+f^-) \rightarrow \gamma\gamma$ для 0^{-+} -состояний, либо $(f^+f^-) \rightarrow e^+e^-$ для состояния

1^{--} ($\Gamma_{ee} \approx 10^{-4}$ эВ) аналогично распадам чармония. Из-за большого размера сечение рассеяния в среде $\sim \pi R_x^2$ очень велико, так что длина пробега $\sim 10^{-6}$ см. Присутствие в этой модели твердого кора, приводящего к отталкиванию фермионов на коротких расстояниях внутри протяженной частицы, защищает эту модель от ограничений, следующих из g -фактора электрона: вклад виртуальных состояний в аномальный магнитный момент электрона и мюона удалось сделать существенно меньше, чем возможная разница между экспериментом и теорией без учета этого вклада. Это последнее требование привело к существенному ограничению параметров потенциала (52): $V_0 > 1$ ГэВ, $r_0 < 1$ фм. Еще более жесткое ограничение возникло из необходимости согласовать с экспериментом сечение рождения (f^+f^-) -объектов в экспериментах GSI: при $m_f = 850$ кэВ, $V_0 > 100$ ГэВ, $r_0 < 10^{-2}$ фм. Достижение модели, по мнению авторов [230], состоит в возможности вычислить сечение рождения, согласующееся с экспериментом, а также возможность того, что частица может с заметной вероятностью остаться в покое в с.ц.м. или быть захваченной одним из ионов [231]. В последнем случае имеет место сдвиг разностного спектра позитронов и электронов в сторону более высоких энергий позитронов и нарушение точной кинематики распада на 180° . Серьезнейшую неприятность для такой модели представляют результаты экспериментов по e^+e^- -рассеянию (см. рис.19), в которых не обнаружено никаких указаний на резонансы с шириной $\Gamma > 10$ мкэВ. Возможный сценарий, спасающий идею протяженного (f^+f^-) -объекта, следующий [231]: можно предположить, что основное состояние стабильно относительно распада на e^+e^- -пару и для такого распада требуется сильное внешнее поле, индуцирующее распад $(f^+f^-) \rightarrow e^+e^-$. Например, это возможно для состояния $1^{++}(^3P_1)$. Во внешнем поле этот распад усилен пропорционально Z^2 тяжелой мишени. Рождающиеся в экспериментах GSI возбужденные (f^+f^-) -объекты испускают фотоны при спуске в основное 3P_1 -состояние. В опытах по e^+e^- -рассеянию (f^+f^-) могут рождаться через аннигиляционную диаграмму одним виртуальным фотоном, т.е. в состоянии 1^{--} с основной модой распада — излучением фотона и переходом на более низкий уровень. Состояния 1^{++} и 1^{--} разделены по энергии, и в мишени с малым Z распад состояния 1^{++} в e^+e^- -пару не усиливается. Оценки степени усиления распада в e^+e^- -пару в тяжелой мишени [231] пока эту идею количественно не подтверждают.

В работах [232] выдвигается не менее далеко идущая модель составной частицы, опирающаяся на теорию лептонов как составных объектов, имеющих цветовые возбуждения. Согласно этой модели дармштадтские e^+e^- -пары есть следствие распадов «лептопионов», удерживаемых цветоподобными силами, «лептопионы» образуются из цветовых возбуждений e^+ и e^- . Масса цветного лептона в этой модели 0,3 МэВ.

4.5. Новая фаза в квантовой электродинамике. В этом пункте чрезвычайно кратко качественно описывается идея [235], заключающаяся в том, что сильное электромагнитное поле, создаваемое тяжелыми ионами, может вызвать фазовый переход в вакууме КЭД. Константа связи в этой фазе ~ 1 , и узкие e^+e^- -состояния, наблюдаемые в GSI, могут рассматриваться как аналоги позитрония в обычной КЭД. Такой сценарий имеет ряд привлекательных черт, поскольку может объяснить, по крайней мере качественно, много экспериментальных данных. Во-первых, понятно в рамках этой картины, почему явление, подобное наблюдаемому в GSI при столкновении очень тяжелых ионов, отсутствует в других экспериментах, в которых не создается чрезвычайно сильное и быстроменяющееся электромагнитное поле $E \sim 10^{16}$ В/см (соответствует концентрации энергии поля ~ 1 МэВ в области размером 10^2 — 10^3 фм). После разлета тяжелых ионов и исчезновения сильных полей новый вакуум остается нестабильным и со временем распадается с испусканием e^+e^- -пары. Если полей нет, то частицы разлетаются с разными энергиями в противоположные стороны. В таком пузырьке новой фазы может реализоваться несколько возбужденных состояний, что подтверждается экспериментом.

Независимость энергий состояний от Z_u также объясняется, поскольку спектр состояний определяется свойствами самой новой фазы, а заряд ионов играет лишь роль триггера, способствующего образованию зародыша фазы. Существенной удачей этого подхода можно считать возможность рассчитать спектр масс «электромезонов», возникающих в новой фазе, неплохо согласующийся с экспериментами GSI. Это сделано в рамках различных подходов: в модели мешка [243], в потенциальной модели [236] и методом расчетов на решетке [246].

Какие строгие основания имеются для такого сценария? Здесь можно задать ряд вопросов, на которые нет пока ясных ответов. Во-первых, каков механизм, в соответствии с которым поле сталкивающихся ионов могло бы способствовать переходу в новую фазу? Существующие расчеты [240], исследующие КЭД в присутствии внешнего статического кулоновского поля, свидетельствуют скорее об обратном. Во-вторых, кажется сомнительным, что новая фаза может быть метастабильной, т.е., что она может в принципе существовать в отсутствие специальных внешних ус-

ловий, природа которых тоже пока не выяснена. В-третьих, почему новая фаза, возникнув, должна распадаться на e^+e^- -пару, а, например, не на множество фотонов? Исследованию различных аспектов этой исключительно сложной проблемы посвящено изрядное количество работ [233—252], ссылки на более ранние исследования возможной новой непертурбативной фазы КЭД, продолжающиеся уже более 25 лет и не связанные с дармштадтскими пиками, можно найти, например, в обзоре [245]. Высказывались совершенно качественные соображения [252] о том, что в принципе новая фаза КЭД может существовать и вокруг статических тяжелых ядер. Рассеяние тяжелых ионов, создавая мощное электромагнитное возмущение [237], выталкивает заранее образованные зародыши фазы из окрестности ядер, после чего они разваливаются и проявляются в виде e^+e^- -пары. Навеянные подобными соображениями эксперименты [142, 143], в которых искали пары $\gamma\gamma$ при спонтанном делении и α -распаде тяжелых ядер, не дали никаких положительных сигналов. Только в упомянутых экспериментах [136] по рассеянию позитронов на ядрах Th, по мнению авторов этих работ, наблюдаются очень узкие электронные пики.

4.6. Релятивистские кулоновские резонансы в континууме. В цикле работ Арбузова и др. [253—258] обращено внимание на возможность существования квазистационарных состояний с положительной энергией в системе двух заряженных частиц с одинаковой массой.

Стационарные состояния в нерелятивистской квантовой механике, погруженные в континуум, были обнаружены в ранней работе фон Неймана и Вигнера [259]. Ими был найден специальный случай центрального потенциала, падающего на бесконечности как $U(r) \sim \sin(2r/r)$, в котором уровень с положительной энергией $E = 1$ имеет норму, т.е. имеется изолированный положительный стационарный уровень, погруженный в непрерывный спектр. В работе [260] это явление было рассмотрено с более общей точки зрения и исследован более широкий класс таких нерелятивистских потенциалов.

В релятивистской задаче двух тел, исследованной в [253—258] методом квазипотенциала Логунова — Тавхелидзе, было обнаружено то же самое явление сначала для скалярных частиц, обменивающихся скалярными «фотонами» (модель Вика — Куткоски) [253—256], а затем и для фермионов [257, 258].

Квазипотенциальное уравнение в импульсном пространстве, использованное в этом подходе, имеет вид

$$2\omega(M - 2\omega)\varphi(p) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d\mathbf{p}'}{2\omega'} V(p, \mathbf{p}' | M)\varphi(\mathbf{p}'), \quad (53)$$

где M — масса состояния, $\omega = \sqrt{p^2 + m^2}$; $\omega' = \sqrt{p'^2 + m^2}$, а квазипотенциал

$$V(p, p' | M) = \frac{(2me)^2}{|q|(M - \Omega + i0)}, \quad (54)$$

в котором $q = p' - p$, $\Omega = \omega + \omega' + |q|$.

В нерелятивистском случае $|p|, |p'| \ll m$, потенциал имеет вид

$$V(p, p' | M) = \frac{(2me)^2}{|q|(\epsilon - |q| + i0)}, \quad (55)$$

где $\epsilon = M - 2m$ — энергия связи, и в координатном представлении

$$V(r) = -\frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{r} \{ \cos(\epsilon r) [\text{si}(\epsilon r) + \pi] - \sin(\epsilon r) \text{ci}(\epsilon r) + i\pi(\epsilon r) \}. \quad (56)$$

Действительная часть потенциала имеет асимптотику при $r \rightarrow \infty$:

$$\text{Re}(V(r)) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} -2\alpha \cos(\epsilon r)/r \quad (57)$$

подобно потенциалу фон Неймана — Вигнера.

Стационарные уровни возникают в таком потенциале из-за когерентной деструктивной интерференции на бесконечности волн, отражающихся от горбов потенциала.

Численные расчеты методом сплайнов дали спектр весьма часто нерегулярно расположенных уровней для систем (e^+e^-) и (e^-e^-) с расстоянием между уровнями от нескольких килоэлектронвольт, начиная с уровня ~ 1023 кэВ. Некоторые из полученных уровней совпадают с наблюдениями GSI. Этот же подход, примененный к системе двух протонов, также дал богатый спектр уровней, часть из которых хорошо согласуется с экспериментальными данными [264], в которых наблюдались узкие дипротонные резонансы. В дальнейших расчетах [257], в которых было выведено и решено квазипотенциальное уравнение для двух спинорных частиц, взаимодействующих с электромагнитным полем, выяснилось, что положение уровней не изменяется, т.е. явление полностью определяется кулоновской частью взаимодействия.

В [258] предполагается далее, что кулоновские резонансы в континууме могут осуществляться и в системе двух сталкивающихся ионов, что подтверждается, по мнению авторов, свидетельством о резонансном поведении сечения рождения позитронных пиков как функции энергии налетающих ионов. Там же идея о кулоновских резонансах распространяется на три частицы: например, один из тяжелых ионов, позитрон и электрон; в этом случае распад резонанса происходит в таких кин-

матических условиях, когда импульс отдачи принимает на себя тяжелый ион, так что позитрон и электрон не обязательно разлетаются под 180° , и спектр частиц сдвинут в сторону больших энергий позитронов, — сценарий, аналогичный предложенному в [231].

Этот вывод о существовании резонансов отчасти подтверждается вычислениями, проведенными в работе [261] без использования квазипотенциального подхода, из различных исходных релятивистских уравнений и различных приближений. В [261] получено 6 резонансов с нулевой шириной, часть из которых совпадает с резонансами GSI. В этой работе также для получения численных результатов использовался метод кубических сплайнов. Есть некоторые существенные различия в физическом смысле резонансов, полученных в [253—258] и в [261]. Первые, получающиеся из осциллирующего кулоновского квазипотенциала, занимают область в пространстве порядка нескольких периодов осцилляций этого потенциала $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ см, т.е. чрезвычайно протяженные. Вторые, по оценке авторов [261], имеют характерный размер $\frac{\hbar}{mc} \alpha^{1/2} \approx 30$ фм, т.е. довольно компактные. В последующей работе [262] получены резонансы в системе электрон — протон в электронвольтном диапазоне положительных энергий.

Авторы работы [263], так же, как и в работах [253—356], исследуя ту же скалярную модель КЭД, тем не менее не обнаружили резонансов с положительной энергией. В [263] это противоречие объяснено особенностями вычислительной процедуры. Заставенко в работе [265] отметил, что вряд ли аналогия между резонансными уровнями, полученными в [253—258, 261], и стационарными состояниями в континууме, открытыми фон Нейманом и Вигнером в нерелятивистской квантовой механике [259, 260], может быть близкой. Его результат заключается в том, что потенциалы [259, 260] в первом порядке теории возмущений дают сингулярные амплитуды рассеяния в резонансах, в то время как квазипотенциалы релятивистской кулоновской задачи [253—258, 261] этим свойством не обладают.

4.7. Многоэлектронные комплексы. В ряде работ высказывались идеи о возможном существовании многоэлектронных комплексов, т.е. сложных объектов, состоящих из трех, четырех и более электронов и позитронов, возникающих при столкновении тяжелых ионов, и затем распадающихся с вылетом монохроматического позитрона или электрона [266, 271] или с вылетом позитрон-электронной пары с определенной энергией [268, 270].

Вонг [266] исходил из совпадения энергии позитрона при аннигиляции слабосвязанного комплекса $e^+e^+e^- \rightarrow e^+\gamma$, $E_{e^+} = 340$ кэВ с энергией

одного из позитронных пиков GSI (до обнаружения e^+e^- -пар). По его сценарию при столкновении ионов за счет спонтанного процесса образуются две e^+e^- -пары, одна из которых аннигилирует вблизи позитрона (электрона) из другой пары по указанному процессу. В отличие от давно предсказанных и частично экспериментально исследованных [267] «атомарных» комплексов $e^+e^+e^-$ и $e^+e^-e^-$ больших размеров ($\sim 10^{-8}$ см) и с малой энергией связи ($\sim 0,3$ эВ) в механизме, описанном в [266], комплекс более компактный, размером $10^{-11}—10^{-10}$ см из-за релятивистского сжатия кулоновских орбит позитрона и электрона вблизи ядер с $Z > 150$. Благодаря компактности и возможен описанный процесс со строгой корреляцией позитрона и γ -кванта. Для «атомарного» комплекса основная мода распада ($e^+e^+e^-$) $\rightarrow \gamma\gamma e^+$.

В работах [268,269] обсуждалась возможность существования комплексов $(e^+e^-)^n$, $n = 2,3,\dots$. Для связывания частиц в комплексе авторы [269] ввели нелинейное взаимодействие:

$$\mathcal{L}^S = \lambda_S (\bar{\psi}\psi)^n \text{ или } \mathcal{L}^V = \lambda_V (\bar{\psi}\gamma_\mu\psi)^n. \quad (58)$$

В последующей своей работе [269] эти авторы показали, что их лагранжиан приводит к противоречию с КЭД, требуя аномально большой константы связи.

В цикле работ Гриффина [270] развивается гипотеза квадрония $e^+e^-e^+e^-$, довольно «сильно» связанного объекта с энергией связи $\sim m_e c^2$ (эта величина не вычисляется, а предполагается).

Благодаря столь большой энергии связи он может рождаться при столкновениях тяжелых ионов заведомо при $Z < Z_c$ (сечение рождения не вычисляется). После разлета ионов процесс распада $e^+e^-e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ кинематически довольно неплохо согласуется с данными GSI.

А. М. Балдин в работе [271] высказал предположение о возможной связи результатов экспериментов, довольно далеко отстоящих по времени и, на первый взгляд, по характеру происходящих процессов: экспериментов GSI по рождению e^+e^- -пар при столкновении тяжелых ионов и давних опытов Скобельцына [272,273], исследовавшего в камере Вильсона рассеяние электронов с энергией 1—3 МэВ из распада $\text{RaC}(^{214}\text{Bi})$. Скобельцын, исследуя угловое распределение рассеянных электронов и одновременно измеряя их энергию до и после рассеяния по кривизне в магнитном поле, наблюдал аномально большое и неупругое их рассеяние на большие углы. В более поздней своей работе [274], посвященной анализу прежних экспериментов, он интерпретировал свои наблюдения не как рассеяние, а как рождение при распаде RaC с вероятно-

стью 7—12%, и распад на лету частицы с массой $\sim 3m_e$ и временем жизни $(2-5)10^{-10}$ с на электрон и нейтральную частицу (нейтрино — по гипотезе Скобельцына).

Надо сказать, что эти удивительные результаты с тех пор не нашли ни однозначного опровержения, ни подтверждения. По гипотезе [271] возможно образование кулоновских резонансов типа [253—258] не только из двух частиц, но и из трех, что согласуется с интерпретацией Скобельцына [274].

Эта гипотеза проверялась в двух экспериментальных работах [275,276]. В первой исследован β -распад ^{90}Y , испускающего спектр электронов с граничной энергией 2,29 МэВ практически без излучения γ -квантов. Это позволило в предположении, что гипотетическая $e^+e^-e^-$ -частица до распада останавливается в поглотителе и распадается на электрон и монохроматический γ -квант, установить весьма строгий предел $\sim 10^{-5}$ на вероятность вылета при распаде ^{90}Y $e^+e^-e^-$ -частицы с массой $\sim 3m_e$. В той же работе был проведен анализ γ -спектров (по литературе) β^- -распадов 57 ядер (включая ^{214}Bi) на предмет присутствия в них выделенной γ -линии, которая могла быть ответственной за распад $e^+e^-e^- \rightarrow e^-\gamma$ после остановки распадающейся частицы. Такой же анализ был проведен для β^+ -распадов 42 ядер с целью поиска распада $(e^+e^+e^-) \rightarrow e^+\gamma$. Установленный в результате такой статистической обработки предел на вероятность появления трехэлектронного кластера в β -распаде ядра составил 0,5%.

В работе [276] был поставлен прямой эксперимент по исследованию возможности рождения при распаде Ra $e^+e^-e^-$ -частиц в диапазоне масс 1,5+2,0 МэВ/ c^2 и диапазоне времен жизни $5 \cdot 10^{-11} + 3 \cdot 10^{-9}$ с последующим распадом $e^+e^-e^- \rightarrow e^-\gamma$ на лету. Измерения дали запрет на вероятность такого процесса на уровне 10^{-3} на распад RaC .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, основные особенности дармштадтского эффекта представляют серьезную проблему для интерпретации и не находят объяснения. Перечислим эти особенности.

1. Энергии e^+ - и e^+e^- -пиков, сосредоточенные в интервале масс 1,5+1,8 МэВ, практически не зависят от суммарного заряда сталкива-

ющихся тяжелых ионов $Z_u = Z_1 + Z_2$, а некоторые резонансы с хорошей точностью совпадают для разных Z_u .

2. Сечение рождения резонансов при столкновении очень тяжелых ионов по разным данным составляет от долей до нескольких мкб/ср и ведет себя, по данным группы ORANGE, как $\sim Z_u^{20}$.

3. Ширина e^+ -пигов ~ 40 кэВ и e^+e^- -пигов до 10 кэВ свидетельствует о большом ($\sim 10^{-19}$ с) времени жизни системы, распад которой мог бы дать наблюдаемое явление.

4. Данные свидетельствуют о том, что центр масс возможной распадающейся e^+e^- -системы движется в с.ц.м. сталкивающихся ионов с малой скоростью, не превышающей $0,03+0,05$ с.

5. Явление имеет место и при $Z_u < Z_c = 173$.

6. Некоторые e^+e^- -пики свидетельствуют о разлете частиц на 180° , другие при весьма узкой ширине пигов не соответствуют разлету на 180° .

7. Имеется указание на то, что сечение процесса, как функция энергии налетающих ионов, имеет резонансный характер.

8. Верхний предел вероятности рождения пар γ -квантов в этом диапазоне инвариантных масс меньше вероятности рождения e^+e^- -пар на 1—2 порядка.

В многочисленных экспериментах по физике ядра и элементарных частиц не найдено аналогичных явлений. Ни одна из большого числа попыток найти полный теоретический сценарий для наблюдаемых в GSI явлений пока не достигла успеха.

Автор считает приятным долгом отметить, что идея написания этого обзора настойчиво высказывалась профессором В.А.Халкиным. Автор выражает глубокую признательность академику А.М.Балдину за стимулирующий интерес к проблеме и Л.И.Заставенко за сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дирак П. — Принципы квантовой механики: Пер. с англ. М.: Наука (2 изд.), 1979, с.356.
2. Pomeranchuk I., Smorodinsky Ya. — J.Phys. USSR, 1945, vol.9, p.97—100; а) Воронков В.В., Колесников Н.Н. — ЖЭТФ, 1960, т.39, с.189—191.
3. Werner F.G., Wheeler J.A. — Phys.Rev., 1958, vol.109, p.126—144.
4. Герштейн С.С., Зельдович Я.Б. — ЖЭТФ, 1969, т.57, с.654—659; Nuovo Cim.Lett., 1969, vol.1, p.835—836.
5. Попов В.С. — ЯФ, 1970, т.12, с.429—447; Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, с.254—256; ЖЭТФ, 1970, т.59, с.965—984; ЖЭТФ, 1971, т.60, с.1228—1244; ЯФ, 1971, т.14, с.458—168.

6. Pieper W., Greiner W. — *Z.Phys.*, 1969, vol.218, p.327—340.
7. Rein D. — *Z.Phys.*, 1969, vol.221, p.423—430.
8. Крайнов В.П. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т.13, с.359—362.
9. Greiner W. — *Nucl.Phys.*, 1986, vol.A447, p.271c—334c.
10. Зельдович Я.Б., Попов В.С. — *УФН*, 1971, т.105, с.403—440.
11. Müller B. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1972, vol.28, p.1235—1238. Müller B., Rafelski J., Greiner W. — *Z.Phys.*, 1972, vol.257, p.62—78; p.183—211.
12. *Quantum Electrodynamics of Strong Fields*. Ed. Greiner W. Plenum Press, N.Y., 1983.
13. Betz W. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1976, vol.37, p.1046—1049.
14. Soff G., Müller B., Greiner W. — *Z.Phys.*, 1981, vol.A299, p.189—194.
15. de Reus T. et al. — *J.Phys.*, 1984, vol.B17, p.615.
16. Liesen D. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1980, vol.44, p.983—986.
17. Herath-Banda M.A. et al. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.A33, p.861—870.
18. *Treatise on Heavy Ion Science*. Ed. Bromley D.A., Plenum Press, N.Y., vol.5, 1985.
19. Bokemeyer H., Koenig W. — Preprint GSI-91-45, Darmstadt, 1991.
20. Greiner W., Müller B., Rafelski J. — *Quantum Electrodynamics of Strong Fields*, Heidelberg, 1985.
21. Reinhardt S. et al. — *Z.Phys.*, 1981, vol.A303, p.173—188.
22. Tomoda T., Weidenmüller H.A. — *Phys.Rev.*, 1982, vol.A26, p.162—173; Tomoda T. — *Phys.Rev.*, 1982, vol.A26, p.174—180.
23. Rafelski J., Müller B., Greiner W. — *Z.Phys.*, 1978, vol.A285, p.49—52.
24. Rhoades-Brown M.J. et al. — *Z.Phys.*, 1983, vol.A310, p.287—294.
25. Tomoda T., Weidenmüller H.A. — *Phys.Rev.*, 1983, vol.C28, p.739—746; Tomoda T. — *Phys.Rev.*, 1984, vol.A29, p.536—541.
26. Müller U. et al. — *Z.Phys.*, 1986, vol.A333, p.261—274.
27. Heinz U. et al. — *Z.Phys.*, 1984, vol.A316, p.341—344; *Ann.Phys. N.Y.*, 1984, vol.158, p.476—512; 1983, vol.151, p.227—261.
28. Müller U. et al. — *Z.Phys.*, 1986, vol.A323, p.261—274.
29. Schramm S. et al. — *Z.Phys.*, 1986, vol.A323, p.275—280.
30. Schwalm D. — Preprint GSI-83-21, Darmstadt, 1983.
31. Schweppe S. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1983, vol.51, p.2261—2264.
32. Kankeleit E. et al. — *Nucl.Instr. and Meth.*, 1985, vol.A234, p.81—90.
33. Moll E., Kankeleit E. — *Nucleonika*, 1965, vol.7, p.180.
34. Clemente M. et al. — *Phys.Lett.*, 1984, vol.B137, p.41—46.
35. Tsertos H. et al. — *Phys.Lett.*, 1985, vol.B162, p.273—276.
36. Koenig W. et al. — *Z.Phys.*, 1987, vol.A328, p.129—145.
37. Bokemeyer H. et al. — GSI-90-11, Darmstadt, 1990.
38. Salabura P. — Ph.D. Thesis, Jagellonian Univ., Cracow, 1989; GSI-90-06, Darmstadt, 1990.
39. Sakaguchi K. — Ph.D.Thesis, J.W.Goethe Univ., Frankfurt, 1989; GSI-90-05, Darmstadt, 1990.
40. Koenig W. et al. — *Phys.Lett.*, 1989, vol.B218, p.12—16. Berdermann E. et al. — *Nucl.Phys.*, 1988, vol.A488, p.683c—688c.
41. Meyerhof W.E. et al. — *Phys.Lett.*, 1977, vol.B69, p.41—44.
42. Schlüter P., Soff G., Greiner W. — *Phys.Rep.*, 1981, vol.75, p.327—392; *Z.Phys.*, 1978, vol.A286, p.149—158; Soff G., Schlüter P., Greiner W. — *Z.Phys.*, 1981, vol.A303, p.189—198.
43. Schlüter P. et al. — *Z.Phys.*, 1986, vol.A323, p.139—155.
44. Tsertos H. et al. — *Z.Phys.*, 1992, vol.A342, p.79—94.
45. Backe H. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1978, vol.40, p.1443—1446.
46. Kozhuharov C. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1979, vol.42, p.376—379.
47. Bokemeyer H. — Preprint GSI-87-01, Darmstadt, 1987.

48. Armbruster P., Kienle P. — *Z.Phys.*, 1979, vol.A291, p.399—400.
49. Bang J., Hansteen J.M. — *Phys.Lett.*, 1979, vol.A72, p.218—220; *Phys.Scr.*, 1981, vol.22, p.609—614.
50. Hansteen J.M. — *Phys.Scr.*, 1990, vol.42, p.299—308.
51. Bosch J. et al. — *Z.Phys.*, 1980, vol.A296, p.11—21.
52. Müller B. et al. — *Z.Phys.*, 1978, vol.A285, p.27—30.
53. Kankleit E. — *Nukleonika*, 1980, vol.25, p.253—276.
54. Bosch F., Müller B. — *Prof.Part.Nucl.Phys.*, 1985, vol.16, p.195—241.
55. Tsertos H. et al. — *Z.Phys.*, 1987, vol.A326, p.235—236.
56. Backe H. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1983, vol.50, p.1838—1841.
57. Reinhardt J., Müller B., Greiner W. — *Phys.Rev.*, 1981, vol.A24, p.103—128.
58. Müller B., Greiner W. — *Z.Naturforsch.*, 1976, vol.A31, p.1.
59. Wietschorke K.-H. et al. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.A36, p.377—380.
60. Greiner W., Müller B., Soff G. — *Phys.Lett.*, 1978, vol.A69, p.27—30.
61. Soff G. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1974, vol.38, p.592—595.
62. Krämer M. et al. — *Phys.Lett.*, 1990, vol.B245, p.17—20.
63. Krieg R. et al. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.C34, p.562—575.
64. Berdermann E. et al. — *Jahresbericht 1980, Beschleuniger Laboratorium der TU und LMU, München*, p.79; *GSI Sci. Rep.*, 1980, p.127—128.
65. Cowan T. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1985, vol.54, p.1761—1764.
66. Kienle P. — *Preprint GSI-87-46, Darmstadt*, 1987.
67. Cowan T. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.56, p.444—447.
68. Schäfer A. et al. — *J.Phys.G.*, 1985, vol.11, p.169—74.
69. Balantekin A.B. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1985, vol.55, p.461—464.
70. Chodos A., Wijewardhana L.C.R. — *Phys.Rev.Lett.*, 1990, vol.56, p.302—305.
71. Salapura P. et al. — *Phys.Lett.*, 1990, vol.B245, p.153—160.
72. Stiebing K.E. et al. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1989, vol.A282, p.206—212.
73. Bokemeyer H., Folger H. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1989, vol.A282, p.40—53.
74. Kraft D. et al. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1989, vol.A282, p.199—205.
75. Wirth G. et al. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B177, p.282—286.
76. Rhein M. et al. — In: *Tests of Fund. Laws of Physics* (ed. Fackler O.), Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1989, p.195.
77. Bokemeyer H., Koenig W. — *Preprint GSI-91-45, Darmstadt*, 1991.
78. Weinberg S. — *Phys.Rev.Lett.*, 1971, vol.27, p.1688—1691.
79. Sundaresan M.K., Watson P.J.S. — *Phys.Rev.Lett.*, 1972, vol.29, p.15—18.
80. Resnick L., Sundaresan M.K., Watson P.J.S. — *Phys.Rev.*, 1973, vol.D8, p.172—178.
81. Kohler D., Watson B.A., Becker J.A. — *Phys.Rev.Lett.*, 1974, vol.33, p.1628—1631.
82. Peccei R.D., Quinn H.R. — *Phys.Rev.Lett.*, 1977, vol.38, p.1440—1443; *Phys.Rev.*, 1977, vol.D16, p.1791—1797; Weinberg S. — *Phys.Rev.Lett.*, 1978, vol.40, p.223—226; Wilczek F. — *Phys.Rev.Lett.*, 1978, vol.40, p.279—282.
83. Kim J.-E. — *Phys.Rep.*, 1987, vol.150, p.1—177.
84. Peccei R.D., Wu T.T., Yanagida T.J. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B172, p.435—440.
85. Krauss L.H., Wilczek F. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B173, p.189—192.
86. Warbarton E.K. et al. — *Phys.Rev.*, 1964, vol.B133, p.1342—62.
87. Hallin A.L. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.57, p.2105—2108.
88. Bardeen W.A., Peccei R.D., Yanagida T.J. — *Nucl.Phys.*, 1987, vol.B279, p.401—428.
89. de Boer F.W.H. et al. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B180, p.4—8.
90. Savage M.J. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.57, p.178—181.
91. Baba C.V.K. et al. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B210, p.106—408.
92. Datar V.M. et al. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.C37, p.250—253.
93. Savage M.J., Filippone A.W., Mitchell L.W. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.D37, p.1134—1141.
94. de Boer F.W.N. et al. — *J.Phys.*, 1990, vol.G16, p.11—5.

95. Enghardt W. et al. — *Z.Phys.*, 1987, vol.C35, p.511—515.
96. Борзаков С.Б., Покотиловский Ю.Н., Хазинс Д.М. — *ЯФ*, 1987, т.46, с.1601—1604.
97. Freedman S.J. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1989, vol.A284, p.50—53.
98. Donnelly T.W. et al. — *Phys.Rev.*, 1978, vol.D18, p.1607—1620.
99. de Boer F.W.N. et al. — *J.Phys.*, 1988, vol.G14, p.L131—136; vol.G15, p.L177—178.
100. Bini M. et al. — *Phys.Lett.*, 1989, vol.B221, p.99—102.
101. Freedman S.J. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1984, vol.52, p.240—243.
102. Mukhopadhyay N.C., Goudsmith P.F.A., Barroso A. — *Phys.Rev.*, 1984, vol.D29, p.565—566.
103. Barbieri R., Ericson T.E.O. — *Phys.Lett.*, 1975, vol.B75, p.270—272.
104. Schröder U.E. — *Mod.Phys.Lett.*, 1987, vol.1, p.157—160.
105. Александров Ю.А. и др. — *Письма в ЖЭТФ*, 1966, т.4, с.196—200.
106. Koester L. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1976, vol.36, p.1021—1024; Александров Ю.А. и др. — *ЯФ*, 1986, т.44, с.1384—1388; Koester L., Waschkowski W., Kluver A. — *Physica*, 1986, vol.B137, p.282—286; Koester L., Waschkowski W., Maier J. — *Z.Phys.*, 1988, vol.A329, p.229—234; Schmidmayer J. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1991, vol.66, p.1015—1018.
107. Grifols J.A., Masso A., Peris S. — *Phys.Rev.Lett.*, 1989, vol. 63, p.1346—1348. Leeb H., Schmidmayer J. — *Phys.Rev.Lett.*, 1992, vol.68, p.1472—1475.
108. Reinhardt J. et al. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.C33, p.194—207.
109. Reinhardt J. et al. — *Z.Phys.*, 1987, vol.A327, p.367—381.
110. Scherdin A. et al. — *Rep.Progr.Phys.*, 1991, vol.54, p.1—52.
111. Bhabha H.J. — *Proc.Roy.Soc.*, 1936, vol.A154, p.195.
112. Ashkin A., Page L.A., Woodward W.M. — *Phys.Rev.*, 1954, vol.94, p.357
113. Mills A.P., Levy J. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.D36, p.707—712.
114. Maier K. et al. — *Z.Phys.*, 1987, vol.A326, p.527
115. Maier K. et al. — *Z.Phys.*, 1988, vol.A330, p.173—181.
116. Widmann E et al. — *Z.Phys.*, 1991, vol.A340, p. 209—218.
117. Lorenz E. et al. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B214, p.10—13.
118. Tsertos H. et al. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B207, p.273—277.
119. Tsertos H. et al. — *Z.Phys.*, 1988, vol.A331, p.103—104.
120. Tsertos H. et al. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1989, vol.A284, p.54—58.
121. Tsertos H. et al. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.D40, p.1397—1410.
122. Tsertos H. et al. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.C40, p.1839—1840.
123. Judge S.M. — *Phys.Rev.Lett.*, 1990, vol.65, p.972—975.
124. Tsertos H. et al. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.B266, p.259—263.
125. Bauer W. et al. — *Nucl.Instr.and Meth.*, 1990, vol.B50, p.300—306.
126. von Wimmersperg U. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1987, vol.59, p.266-269; 1988, vol.60, p.2443.
127. van Klinken J. — *Phys.Rev.Lett.*, 1988, vol.60, p.2442.
128. van Klinken J. et al. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B205, p.223—227.
129. Erb K.A., Lee I.Y., Milner W.T. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B181, p.52—56.
130. Peckhaus R. et al. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.C36, p.83—86.
131. Wang T.F. et al. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.C36, p.2136—2138.
132. Bargholz C. et al. — *J.Phys.*, 1987, vol.G13, p.L265—270.
133. Sakai M. et al. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.C38, p.1971—1974.
134. Bargholz C. et al. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.C40, p.1188—1197.
135. Sakai M. et al. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.C40, p.1841.
136. Sakai M. et al. — *Phys.Rev.*, 1991, vol.C44, p.944—947; a) Preprint Univ. of Tokyo INS-Rep-916, Tokyo, 1992.
137. Müller B., Rafelski J. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.D34, p.2896—2899.
138. Meyerhof W.E. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.57, p.2139—2142.
139. Danzmann K. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1987, vol.59, p.1885—1888.

140. Westbrook C.I. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1987, vol.58, p.1328—1331.
141. Avignone F.T. et al. — *Phys.Rev.*, 1985, vol.A32, p.2622—2627.
142. Varley B.J., Khan M.K., Phillips W.R. — *Z.Phys.*, 1989, vol.A333, p.313—315.
143. Борзаков С.Б., Покотилловский Ю.Н., Саламатин И.М. — *ЯФ*, 1990, т.52, с.355—357.
144. Danzmann K. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1989, vol.62, p.2353—2356.
145. Kendall H.W., Deutsch M. — *Phys.Rev.*, 1956, vol.101, p.20—26.
146. Connell S.H. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1988, vol.60, p.2242—2245.
147. Fox J.D. et al. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.C39, p.288—290.
148. Minowa M. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1989, vol.62, p.1091—1094.
149. Radcliffe T.J. et al. — *Phys.Rev.*, 1990, vol.C42, p.R2275—2278.
150. Trzaska W.H. et al. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.B269, p.54—58.
151. Блинов А.Е. и др. — *ЯФ*, 1988, т.47, с.889—890.
152. Kramp J. et al. — *GSI Sci. Report* 1988, p.161. a) Skalsey M., Kobata J.J. — *Phys.Rev.Lett.*, 1992, vol.68, p.456—459.
153. Suzuki M. et al. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B175, p.364—368.
154. Schafer A. et al. — *Mod.Phys.Lett.*, 1986, vol.A1, p.1—7.
155. Tseng H.K., Pratt R. — *Phys.Rev.*, 1981, vol.A24, p.1127—1128.
156. Reinhardt J., Müller B., Greiner W. — *GSI Annual Rep.*, 1987, p.196.
157. Eswards C. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1982, vol.48, p.903—906.
158. Sivertz M. et al. — *Phys.Rev.*, 1982, vol.D26, p.717—719.
159. Alam M. et al. — *Phys.Rev.*, 1983, vol.D27, p.1665—1667.
160. Mageras Q. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.56, p.2672—2675.
161. Bowcock T. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.56, p.2676—2679.
162. Antreasyan D. et al. — *Phys.Lett.*, 1990, vol.B251, p.204—210.
163. Bloch P. et al. — *Phys.Lett.*, 1975, vol.B56, p.201—204.
164. Cence J. et al. — *Phys.Rev.*, 1974, vol.D10, p.776—783.
165. Asano Y. et al. — *Phys.Lett.*, 1981, vol.B107, p.159—162.
166. Asano Y. et al. — *Phys.Lett.*, 1982, vol.B113, p.195—198.
167. Yamazaki T. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1984, vol.52, p.1089—1091.
168. Hoffmann C.M. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.D34, p.2167.
169. Suzuki M. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B175, p.364—368.
170. Baker N.J. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1987, vol.59, p.2832—2835.
171. Krauss L.M., Zeller M. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.D34, p.3385—93.
172. Коренченко С.М. и др. — *ЖЭТФ*, 1976, т.71, с.69—77.
173. Krauss L.M., Wise M. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B176, p.483—485.
174. Eichler R. et al. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B175, p.101—104.
175. Masso E. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B181, p.388—390.
176. Gunion J.F., Haber H.E. — *Nucl.Phys.*, 1986, vol.B272, p.1—76.
177. Gunion J.F., Haber H.E. — *Nucl.Phys.*, 1986, vol.B278, p.449—492.
178. Bechis D.J. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1979, vol.42, p.1511—1514.
179. Tsai Y.S. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.D34, p.1326—1331.
180. Konaka A. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.57, p.659—662.
181. Krasny M.W. et al. — *Preprint Univ. of Rochester UR-1092*, 1988.
182. Davier M., Jeanjean J., Nguen Ngoc H. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B180, p.295—298.
183. Riordan E.M. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1984, vol.59, p.755—758.
184. Bjorken J.D. et al. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.D38, p.3375—3386.
185. Ackleh E.S. et al. — *Preprint SLAC-PUB-4473*, UTHEP-87-1101, 1989.
186. Faissner H. et al. — *Phys.Lett.*, 1980, vol.B96, p.201—205.
187. Bergsma F. et al. — *Phys.Lett.*, 1985, vol.B175, p.458—462.
188. Brown C.N. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.57, p.2101—2104.
189. Faissner H. et al. — *Z.Phys.*, 1989, vol.C44, p.557—562.
190. Guo R. et al. — *Phys.Rev.*, 1990, vol.D41, p.2924—2925.

191. Lane K. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B169, p.97—100.
192. Bang J.M. et al. — *J.Phys.*, 1988, vol.G14, p.L239—244
193. Carrier D., Chodos A., Wijewardhana C.R. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.D34, p.1332—1340.
194. Kirsch J., Müller B., Greiner W. — *Z.Naturforsch.*, 1980, vol.A35, p.579.
195. Reinhardt J., Soff G., Greiner W. — *Z.Phys.*, 1976, vol.A276, p.285—293.
196. Krauss L.M., Zeller M. — *Phys.Rev.*, 1986, vol.D34, p.3385—3393.
197. Müller B., Reinhardt J. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.56, p.2108.
198. Bang J.M., Hansteen J.M., Kochbach L. — *J.Phys.*, 1987, vol.G13, p.L281—286.
199. Krauss L.M., Nash D.J. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B202, p.560—567.
200. Tsertos H. et al. — *Z.Phys.*, 1987, vol.A328, p.499—500.
201. Barshay S. — *Mod.Phys.Lett.*, 1986, vol.A1, p.653—656.
202. Schäfer A., Müller B., Reinhardt J. — *Mod.Phys.Lett.*, 1987, vol.A2, p.159—162.
203. Seiwert M., Greiner W., Pinkston W.T. — *J.Phys.*, 1985, vol.G11, p.L21—26.
204. de Reus T et al. — *J.Phys.*, 1986, vol.G12, p.L303—310.
205. de Reus T. et al. — *Physica*, 1987, vol.B + C144, p.237—246.
206. Scharf G., Twerenbold D. — *Phys.Lett.*, 1987, vol.B198, p.389—392.
207. Soff G., Reinhardt J. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B211, p.179—182.
208. Rumrich K., Greiner W., Soff G. — *Phys.Lett.*, 1987, vol.A125, p.394—398.
209. Демков Ю.Н., Овчинников С.Ю. — *Письма в ЖЭТФ*, 1987, т.46, с.14—16.
210. Carrier D., Krauss L.M. — *Phys.Lett.*, 1987, vol.B194, p.141—146; *Phys.Rev.*, 1988, vol.C38, p.1225—1228.
211. Bang J.M., Flambaum V.V., Hansteen J.M. — *Z.Phys.*, 1988, vol.A330, p.431—432.
212. Лобанов Л.Е. — *Письма в ЖЭТФ*, 1989, т.50, с.161—163.
213. Ivanov L.V., Zueva T.V. — *Phys.Scr.*, 1991, vol.43, p.368—378.
214. Cornwall J.M., Tiktopoulos G. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.D39, p.334—339.
215. Farakos K., Koutsoumbas G., Tiktopoulos G. — *Phys.Lett.*, 1990, vol.B248, p.163—169.
216. Ixaru L.Gr., Pantea D. — *Rev.Roum.Phys.*, 1988, vol.33, p.1079—1092; Ixaru L.Gr. — *Rev.Roum.Phys.*, 1988, vol.33, p.1093—1104; Ixaru L.Gr., Pantea D., Gravila P. — *Preprint Univ. of Bucharest FT-364-1989, 1989.*
217. Kemmer N. — *Helv.Phys.Acta*, 1937, vol.10, p.48; Fermi E., Yang C.N. — *Phys.Rev.*, 1949, vol.16, p.1739—1743.
218. Barut A.O., Kraus J. — *Phys.Lett.*, 1975, vol.B59, p.175—178; *J.Math.Phys.*, 1976, vol.17, p.506—508; *Phys.Rev.*, 1977, vol.D16, p.161—164.
219. Wong C.-Y., Becker R.L. — *Phys.Lett.*, 1986, vol.B182, p.251—255.
220. Barut A.O., Komy S. — *Fortschrift.Phys.*, 1985, vol.33, p.309—318; Barut A.O., Ünal N. — *Fortschrift.Phys.*, 1985, vol.33, p.319—332.
221. Geiger K. et al. — *Z.Phys.*, 1988, vol.A339, p.77—88.
222. Barut A.O. — *Z.Phys.*, 1990, vol.A336, p.317—320.
223. Dehnen H., Shanin M. — *Acta Phys.Polon.*, 1990, vol.B21, p.447—494.
224. Dehnen H., Shanin M. — *Int.Journ.Mod.Phys.*, 1991, vol.A6, p.1031—1049.
225. Lautrup B. — *Phys.Lett.*, 1976, vol.B62, p.103—104.
226. Krolikowski W. — *Acta Phys.Polon.*, 1979, vol.B10, p.439—444.
227. Jakubassa-Amundsen D.H. — *Phys.Lett.*, 1987, vol.A120, p.407—412.
228. Schäfer A. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B211, p.207—212.
229. Schramm et al. — *Mod.Phys.Lett.*, 1988, vol.A3, p.783—793.
230. Graf S. et al. — *J.Phys.*, 1989, vol.G15, p.1467—1494;
231. Stein E. et al. — *Z.Phys.*, 1991, vol.A340, p.377—384.
232. Pitkänen M. — *Int.J.Mod.-Phys.*, 1990, vol.29, p.275—298; Pitkänen M., Maronen P. — *Int.J.Mod.Phys.*, 1992, vol.31, p.229—244.
233. Celenza L.S. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.57, p.55—57.
234. Celenza L.S., Ji C.R., Shakin C.M. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.D36, p.2144—2148.
235. Caldi D.G., Chodos A. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.D36, p.2876—2879.

236. Ng Y.J., Kikuchi Y. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.D36, p.2880—2882; Kikuchi Y., Ng Y.T. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.D38, p.3578—3581.
237. Peccei R.D., Solá J., Wetterich C. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.D37, p.2492—2498.
238. Celenza L.S. et al. — *Nucl.Phys.*, 1988, vol.A489, p.751—762.
239. Kogut J.B., Dagotto E. — *Phys.Rev.Lett.*, 1988, vol.60, p.772—775.
240. Dagotto E., Wild H.W. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B205, p.73—78.
241. Chodos A., Owen D.A., Sommerfeld G. — *Phys.Lett.*, 1988, vol.B212, p.491—494.
242. Schäfer A et al. — *Int.J.Mod.Phys.*, 1988, vol.A3, p.1751—1756.
243. Wong C.W. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.D37, p.3206—3209.
244. Cea P. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.D39, p.340—342.
245. Caldi D.G. — *Comm.Nucl.Part.Phys.*, 1989, vol.19, p.137—153.
246. Caldi D.G. et al. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.D39, p.1432—1438.
247. Hirata G.Y.S., Minakata H. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.D39, p.2813—2816.
248. Klevansky S.P., Lemmer R.H. — *Nuovo Cim.*, 1990, vol.A103, p.941—947.
249. Hong D.V., Rajeev S.G. — *Phys.Lett.*, 1990, vol.B240, p.471—476.
250. Suva M., So H. — *Progr.Theor.Phys.*, 1990, vol.83, p.274—285.
251. Biswas S., Das L. — *Int. J.Theor.Phys.*, 1991, vol.30, p.789—806.
252. Inoue M. et al. — Preprint of Hiroshima Univ. HUPD-8809, Hiroshima, 1988; Inoue M. et al. — *Mod.Phys.Lett.*, 1990, vol.A5, p.309—314.
253. Арбузов Б.А. и др. — Препринт НИИЯФ МГУ-89-1/78, М., 1989; ТМФ, 1990, т.83, с.175—185.
254. Арбузов Б.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.50, с.236—238.
255. Arbuзов B.A. et al. — *Phys.Lett.*, 1990, vol.B240, p.477—480.
256. Arbuзов B.A. et al. — *Mod.Phys.Lett.*, 1990, vol.A5, p.1441—1449.
257. Arbuзов B.A. et al. — Preprint ИИЕР-90-124, Protvino, 1990.
258. Arbuзов B.A., Shichanin S.A., Savrin V.I. — *Phys.Lett.*, 1992, vol.B245, p.144—148.
259. von Neumann J., Wigner E. — *Phys.Zeits.*, 1929, t.30, s.365—367.
260. Stillinger F.H., Herrick D.R. — *Phys.Rev.*, 1975, vol.11, p.446—454.
261. Spence J.R., Vary J.P. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.B254, p.1—6.
262. Spence J.R., Vary J.P. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.B271, p.27—31.
263. Walet N.R., Klein A., Dreizler R.M. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.B273, p.1—5.
264. Троян Ю.А. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 13-85, Дубна, 1985, с.12—17; Препринт ОИЯИ Д1-88-339, 1988; P1-90-78, 1990; P1-90-79, 1990.
265. Zastavenko L.G. — *JINR Rapid Comm.*, No.2-92, Dubna, 1992, p.9—16.
266. Wong C.-Y. — *Phys.Rev.Lett.*, 1986, vol.56, p.1047—1050. Lipkin H.J. — *Phys.Rev.Lett.*, 1987, vol.58, p.425—426. Wong C.-Y. — *Phys.Rev.Lett.*, 1987, vol.58, p.427.
267. Mills A.P. — *Phys.Rev.Lett.*, 1981, vol.46, p.717—720; 1983, vol.50, p.671—674.
268. Müller B. et al. — *J.Phys.*, 1988, vol.G12, p.L109—112.
269. Ionesco T. et al. — *J.Phys.*, 1988, vol.G14, p.L143—152.
270. Griffin J.J. — *J.Phys.*, 1989, vol.G15, p.925—929; *J.Phys.Soc.Jap.*, 1989, vol.48, p.427; *Int.J.Mod.Phys.*, 1991, vol.A6, p.1985—2004; *Phys.Rev.Lett.*, 1991, vol.66, p.1426—1429.
271. Baldin A.M. — *JINR Rapid Comm.*, No.3-90, Dubna, 1990, p.4—10.
272. Скобельцын Д.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1938, 1-2, с.75—90; Степанова Е. — там же, с.91—98.
273. Skobeltzyn D., Stepanova E. — *Nature*, 1936, vol.137, p.234;256.
274. Скобельцын Д.В. — В кн.: Памяти С.И.Вавилова. М., АН СССР, 1952, с.292—306.
275. Громов К.Я. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ № 1—92, Дубна, 1992, с.28—35.
276. Покотилловский Ю.Н., Тахтамышев Г.Г. — Краткие сообщения ОИЯИ № 2-92, Дубна, 1992, с.29-34; ЯФ, 1992, т.55, с.2017—2022.
277. Hallin A.L. et al. — *Phys.Rev.*, 1992, vol.D45, p.3955—3960.