

ХОЛОДНЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

© 2012 г. Э. Н. Цыганов*

Юго-западный медицинский центр Техасского университета, Даллас, США

Поступила в редакцию 21.03.2011 г.; после доработки 01.07.2011 г.

Недавние эксперименты на ускорителях по синтезу различных элементов показали, что эффективные поперечные сечения таких реакций зависят от того, в каком материале размещены ядра частицы-мишени. В этих экспериментах наблюдалось существенное увеличение вероятности взаимодействия в тех случаях, когда ядра мишени внедрены или являются частью проводящего кристалла. Эти опыты позволяют совершенно по-новому взглянуть на проблему так называемого холодного ядерного синтеза.

1. ВВЕДЕНИЕ

Опыты Флейшмана и Понса, выполненные около 20 лет назад [1], поставили вопрос о возможности ядерного DD-синтеза при “комнатной” температуре. Противоречивые результаты последовавших за этим многочисленных опытов охладили первоначальную эйфорию, и научное сообщество очень быстро пришло к устоявшемуся мнению, что результаты работы [1] ошибочны. Одним из убедительных доводов скептиков было отсутствие в опытах по так называемому холодному синтезу ядерных продуктов распада образующегося промежуточного ядра. Было принято считать, что “если нет нейтронов, то нет и синтеза”. Однако довольно большой интернациональный коллектив физиков, на данный момент насчитывающий в общей сложности около 100–150 человек, продолжает работы в этом направлении. К настоящему времени этими энтузиастами накоплен значительный опыт в области так называемого холодного синтеза. Лидирующей группой физиков, работающих в этом направлении, по нашему мнению, является группа под руководством доктора М. Мак-Кубре [2]. Интересные результаты были получены также в группе доктора Й. Араты [3]. Несмотря на некоторые неудачи с повторяемостью результатов, исследователи уверены в существовании эффекта холодного ядерного синтеза, хотя и не вполне понимают его природу.

Некоторое время тому назад нами был предложен возможный механизм объяснения результатов работы по холодному синтезу дейтерия [4]. В работе [4] был рассмотрен механизм ускорения примесных атомов дейтерия в кристаллах благодаря взаимодействию этих атомов с длинноволновыми вибрациями кристаллической решетки в деформирован-

ных участках кристалла. Оценки показали, что, если даже очень небольшая часть примесных атомов ($\sim 10^{-5}$) получает в данном процессе энергию до нескольких кэВ, этого достаточно для описания энерговыделения, наблюдаемого в опытах [2].

В работе [4] также было выдвинуто предположение о том, что время жизни промежуточного ядра возрастает при уменьшении энергии его возбуждения, так что становится возможным так называемое безрадиационное охлаждение возбужденного ядра. В работе [5] нами было изложено более детальное рассмотрение процесса.

Сравнительно недавно в ускорительных экспериментах было обнаружено резкое увеличение вероятности синтеза различных элементов для случая, когда частица-мишень либо помещена в металлический кристалл, либо является частью этого проводящего кристалла. Эти опыты позволяют совсем по-новому взглянуть на проблему холодного синтеза.

2. НЕДАВНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ ЭЛЕМЕНТОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ

В отличие от столкновений “голых” ядер при столкновении атомов необходимо модифицировать формулу вероятности проникновения ядер через потенциальный кулоновский барьер, так как атомные электроны экранируют влияние заряда ядра. В так называемом статическом приближении Борна–Оппенгеймера такая модификация для изолированных атомных столкновений была выполнена в работе Ассенбаума с сотр. [6]. В рамках этого приближения было показано, что так называемый экранирующий потенциал выполняет роль добавочной энергии столкновения ядер в с.ц.м. В работе

*E-mail: edward.tsyganov@utsouthwestern.edu

Ассенбаума сделано заключение, что поправку к сечению синтеза

$$\sigma(E) = S(E)E^{-1} \exp(-2\pi\eta(E))$$

на экранирующий потенциал атомных электронов можно вычислить, введя так называемую эффективную энергию взаимодействия

$$E_{\text{eff}} = E + U_e,$$

где

$$U_e = e^2/R_a.$$

Здесь R_a — радиус атома. По-видимому, этот подход в целом равноценен учету толщины потенциального барьера, введенному в свое время для расчетов скорости квантовомеханического проникновения через потенциальные барьеры (Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн).

Экспериментальные результаты, проливающие дополнительный свет на эту проблему, были получены в сравнительно недавних работах Ролфса [7], Черского [8] и Раиолы [9]. Обзор работ по данной проблематике приводится в работе Богдановой [10]. В указанных работах было отмечено несколько необычное явление: подбарьерные сечения синтеза элементов существенно зависят от агрегатного состояния вещества, в котором происходит этот синтез. На рис. 1а приведены экспериментальные данные [7], демонстрирующие зависимость астрофизического фактора $S(E)$ для подпороговой ядерной реакции от агрегатного состояния вещества, содержащего ядро-мишень ${}^7\text{Li}$. На рис. 1б представлены аналогичные данные [8] для реакции DD, когда ядро мишени размещено в кристалле циркония.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные из работы Раиолы и др. [9] по измерению величины экранирующего потенциала в платине. Экранирующий потенциал для взаимодействия атомов дейтерия в платине получен равным 675 ± 50 эВ, что в 25 раз больше, чем для свободных атомов дейтерия. Это может означать, что в кристалле платины атомы дейтерия не испытывают кулоновского отталкивания до расстояний, в 25 раз меньших, чем размер самих атомов дейтерия.

Физическая природа возрастания сечения синтеза элементов в том случае, когда данный процесс происходит в кристаллической решетке проводника, пока еще не выяснена до конца. Очевидно, что это явление вызывается анизотропией электрических полей в кристаллической решетке и избытком электронов проводимости. В этих условиях, по-видимому, происходит возбуждение и деформация электронных оболочек примесных атомов и становится возможным сближение таких атомов на расстояние, существенно меньшее размера свободного атома, т.е. происходит чисто химический

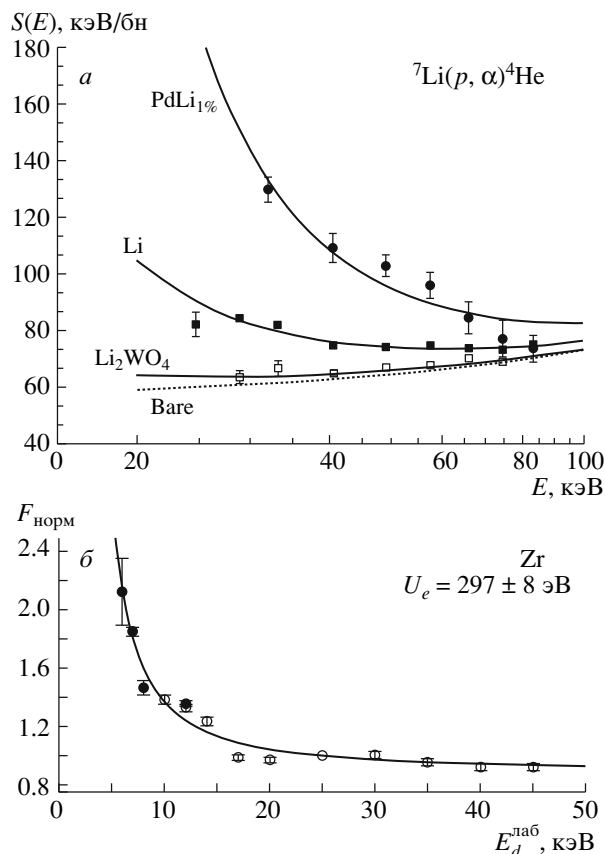


Рис. 1. а — Энергетическая зависимость S -фактора для подпороговой ядерной реакции от агрегатного состояния вещества, содержащего ядро ${}^7\text{Li}$. Экспериментальные данные взяты из [7]. б — Энергетическая зависимость $F_{\text{норм}}$ для реакции DD, когда ядро мишени размещено в кристалле циркония. Экспериментальные данные взяты из [8]. Значение $F_{\text{норм}}$ включает в себя экспериментальные нормировки измеряемых величин. Данные хорошо описываются введением экранирующего потенциала Ассенбаума величиной 297 эВ.

(каталитический) процесс с незначительной затратой энергии. При этом сближении уменьшается толщина потенциального кулоновского барьера между двумя ядрами дейтерия (или других примесных ядер), находящимися в одной кристаллической ячейке, и вероятность их проникновения через барьер резко возрастает. Насколько эта зависимость сильна, демонстрирует рисунок 3, где представлена зависимость поперечного сечения DD-синтеза от эффективной энергии взаимодействия E_{eff} . Суммарное значение астрофизического фактора здесь принято постоянным и равным 100 кэВ бн. Из рис. 3 видно, что эта зависимость в области малых значений экранирующего потенциала является очень резкой. Точки в диапазоне 3–6 кэВ иллюстрируют возможное значение E_{eff} для области μ -катализа, где, по-видимому, нельзя пренебрегать остаточной кинетической энергией дейтронов. В процессе μ -катализа необходимо учитывать коле-

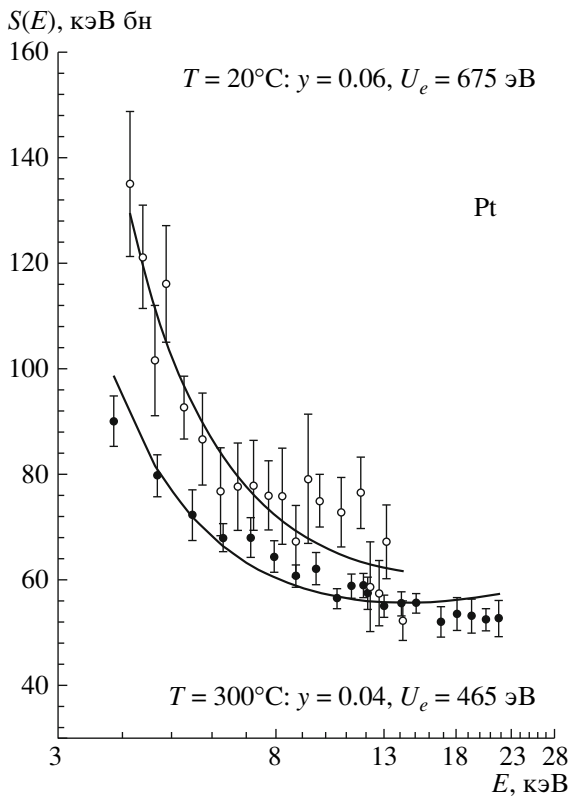


Рис. 2. Энергетическая зависимость S -фактора (экспериментальные данные из [9]) для экранирующего потенциала для DD-синтеза в платине. E — кинетическая энергия дейтронов. При комнатной температуре экранирующий потенциал Ассенбаума для платины составляет 675 ± 50 эВ.

бательную энергию дейтронов, остающуюся после их обменного “сжима” μ -мезоном.

Естественно предположить, что соответствующее расстояние сближения двух атомов дейтерия, находящихся в той же самой кристаллической ячейке проводящего кристалла, в случае экранирующих потенциалов 300–600 эВ оказывается существенно меньше молекулярных размеров дейтерия. В случае экранирующего потенциала 300 эВ расстояние сближения атомов дейтерия составит $\sim 5 \times 10^{-12}$ м, что примерно на порядок меньше, чем размер молекулы дейтерия, где экранирующий потенциал составляет 27 эВ. На рис. 4 весьма условно представлена схема, иллюстрирующая физику холодного DD-синтеза в проводящем кристалле палладия.

Как оказалось, скорость реакции DD-синтеза в этих условиях вполне достаточна, чтобы описать результаты опытов группы Мак-Кубре и др. [2]. Ниже нами приводится вычисление скорости процесса, аналогичного процессу μ -катализа, когда вместо обменного взаимодействия μ -мезона фактором, сближающим два дейтрона, является влияние электронов проводимости и решетки металлического кристалла.

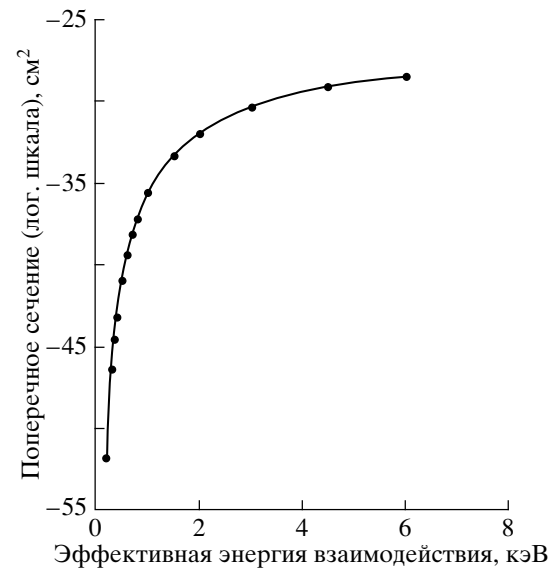


Рис. 3. Поперечное сечение DD-синтеза в зависимости от эффективной энергии взаимодействия $E_{\text{эф}}$.

3. РАСЧЕТЫ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ DD-СИНТЕЗА ДЛЯ “МЕТАЛЛО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО” КАТАЛИЗА

Как уже отмечалось выше, выражение для сечения синтеза при столкновении двух ядер можно записать в виде

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta}, \quad (1)$$

где для реакции DD-синтеза

$$2\pi\eta = \frac{31.4}{\sqrt{E}}.$$

Здесь энергия E приведена в с.с.м. в единицах кэВ; $S(E)$ — астрофизический фактор, который в области малых энергий можно считать постоянной величиной. Основная зависимость сечения синтеза от энергии содержится в выражении $e^{-2\pi\eta}$, которое определяет вероятность проникновения дейтрона через кулоновский барьер. Из приведенных выражений видно, что как в случае DD-столкновений, так и в случае DD μ -катализа физика процессов одна и та же. Мы воспользуемся этим обстоятельством, чтобы определить вероятность DD-синтеза для случая “металло-кристаллического” DD-катализа, используя экспериментальные данные по DD μ -катализу. Таким образом мы постараемся избежать неопределенностей, связанных с теоретическими вычислениями.

В случае DD μ -катализа размер мюонной молекулы дейтерия (иона +) составляет $\sim 5 \times 10^{-13}$ м. На такое расстояние сближаются ядра дейтерия при кинетической энергии ~ 3 кэВ. μ -Молекула после своего образования сохраняет значительную колебательную энергию до момента слияния ядер

(этот интервал времени является весьма коротким), и промежуточное ядро оказывается достаточно сильно возбужденным. Недостаточно точное знание энергии возбуждения промежуточного ядра при DD μ -катализе на данный момент вносит основную неопределенность в оценку скорости холодного синтеза в проводящих кристаллах при нормировке на DD μ -катализ. Мы выбрали для нормировки эффективную энергию в случае DD μ -катализа равной 4.5 кэВ и полагаем, что ошибка в скорости реакции холодного синтеза при такой нормировке составит фактор не более 10.

Используя выражение (1), мы нашли, что отношение $\sigma(4.5 \text{ кэВ})/\sigma(0.3 \text{ кэВ}) = 1.93 \times 10^{17}$. Любопытно отметить, что для свободной молекулы дейтерия соотношение $[\sigma(4.5 \text{ кэВ})/\sigma(0.027 \text{ кэВ})]$ составляет около 2.2×10^{74} .

В работе Хэйла [11] приведены экспериментальные оценки скорости синтеза (DD μ)⁺ для P-состояния (которая существенно меньше скорости синтеза для S-состояния — наш случай¹⁾). Таким образом, мы имеем:

$$\lambda_{f(4.5 \text{ кэВ})} \geq (4.1 \pm 0.1) \times 10^8 \text{ с}^{-1}.$$

Используя значение $\sigma(4.5 \text{ кэВ})/\sigma(0.3 \text{ кэВ})$, получаем для “металло-кристаллического” катализа оценку скорости DD-синтеза:

$$\lambda_{f(0.3 \text{ кэВ})} \geq 2.1 \times 10^{-9} \text{ с}^{-1}.$$

Достаточно ли это для объяснения опытов Мак-Кубре [2] по холодному синтезу? В 1 см³ (12.6 г) палладия содержится $6.02 \times 10^{23} \cdot (12.6/106.4) = 0.7 \times 10^{23}$ атомов. Фракция кристаллических ячеек со сдвоенным (или большим) количеством атомов дейтерия при соотношении D : Pd $\sim 1 : 1$, как это имеет место в опытах [2], составляет ~ 0.25 (например, при пуассоновском распределении). Ячейки кристалла с содержанием атомов дейтерия 0 или 1 в смысле реакции синтеза мы рассматриваем как “пассивные”. Таким образом, число “активных” дейтериевых ячеек в 1 см³ палладия равно 1.8×10^{22} . Пока пренебрежем тем обстоятельством, что механизм может оказаться зависимым от ориентации спиновых состояний электронов сближенных атомов дейтерия. В 1 см³ палладия скорость реакции составит

$$\begin{aligned} dN/dt &\geq 1.8 \times 10^{22} \cdot 2.1 \times 10^{-9} \text{ с}^{-1} \geq \\ &\geq 3.8 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}, \end{aligned}$$

что соответствует энерговыделению более 150 Вт. Это оказывается вполне достаточным для объяснения результатов опытов группы Мак-Кубре [2].

¹⁾На это обстоятельство наше внимание обратила Л.Н. Богданова.

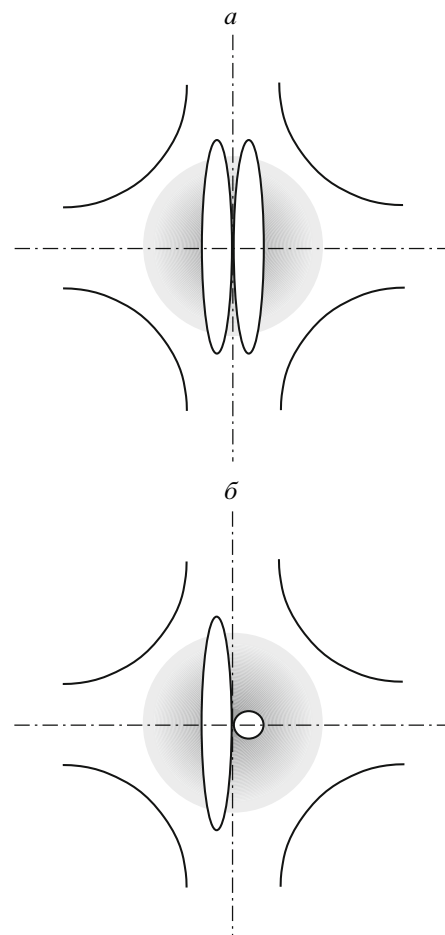


Рис. 4. *а, б* — Возможная схема процесса DD-синтеза в проводящем кристалле. Ядра атомов дейтерия стремятся занять центр кристаллической ячейки, их электроны вытолкнуты на периферию электронами проводимости. Устойчивые ориентации электронных орбит дейтерия привязаны к координатной системе ячейки. По-видимому, комбинация, изображенная на рис. *б*, является энергетически более устойчивой.

Наиболее обещающим вариантом для практических применений могло бы быть использование для DD-синтеза кристаллов платины, где экранирующий потенциал при комнатной температуре составляет 675 эВ. В этом случае скорость DD-синтеза приблизительно на восемь порядков больше, чем в случае палладия, и составляет

$$\lambda_{f(0.675 \text{ кэВ})} \geq 1.83 \times 10^{-1} \text{ с}^{-1}.$$

Дополнение при корректуре. Процесс DD-синтеза в кристалле можно рассматривать на основе представления о квазимолекуле дейтерия, захваченной в одну кристаллическую ячейку. Скорость ядерного синтеза в такой системе равна проходимости барьера, умноженной на частоту колебаний квазимолекулы: $\lambda = e^{-2\pi\eta} \times \nu$. Корректный расчет частоты колебаний такой системы в реальном потенциале кристаллической ячейки — довольно сложная задача. В качестве начального

приближения мы рассмотрели оценку $\nu = E/h$, где E — экспериментально измеренный потенциал экранирования. В таблице приводятся прямые

оценки скорости реакции DD-синтеза на основе такого подхода для кристаллов палладия, кобальта и платины.

Таблица

Тип кристалла	Потенциал экранирования, эВ	Частота колебаний ν , с^{-1}	Проницаемость барьера $e^{-2\pi\eta}$	Скорость реакции DD-синтеза λ , с^{-1}
Палладий	300	0.74×10^{17}	1.29×10^{-25}	0.95×10^{-8}
Кобальт	640	1.58×10^{17}	8.99×10^{-18}	1.42
Платина	675	1.67×10^{17}	2.52×10^{-17}	4.21

4. ПРОБЛЕМА “НЕРАДИАЦИОННОГО” ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Как мы уже отметили, одним из парадоксов с образованием ${}^4\text{He}$ в экспериментах [2] было практическое отсутствие обычных ядерных продуктов распада составного ядра. Мы попытались дать объяснение этому парадоксу в работе [4].

Как мы полагаем, после проникновения через кулоновский барьер при низких энергиях и материализации двух дейтронов в одной потенциальной яме эти дейтроны некоторое время сохраняют свою идентичность. Это время и определяет частоту дальнейших ядерных реакций.

Рисунок 5 схематически иллюстрирует механизм этого процесса. После проникновения в составное ядро при очень малых начальных энергиях дейтроны оказываются в квази-стабильном состоянии, находясь в противоположных потенциальных ямах. В принципе, такая система представляет собой сдвоенный “электро-ядерный” осциллятор. В

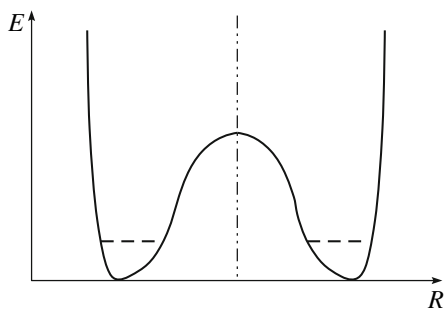


Рис. 5. Схематическая иллюстрация зависимости частоты ядерного перехода в составном ядре ${}^4\text{He}^*$ от энергии возбуждения сталкивающихся дейтронов. Диаграмма иллюстрирует форму потенциальной ямы составного ядра. Края потенциальной ямы определяются сильным взаимодействием, отталкивание на малых расстояниях обязано кулоновскому взаимодействию.

этом осцилляторе суммарная кинетическая энергия дейтронов переходит в потенциальную энергию осциллятора и наоборот. В случае очень низких энергий возбуждения амплитуда колебаний дейтронов мала и реакция обмена нуклонами подавлена.

Время жизни возбужденного ядра ${}^4\text{He}^*$ может быть рассмотрено в формализме обычного радиоактивного распада. В этом случае

$$N(t)/N_0 = e^{-t\nu}.$$

Здесь ν — частота распадов, т.е. величина, обратная времени распада τ . Согласно нашей гипотезе, частота распадов ν является функцией энергии возбуждения составного ядра E . Ограничиваясь первыми двумя членами разложения по полиномам, имеем:

$$\nu = \nu_0 + aE + \dots,$$

ν_0 — частота распадов при асимптотически малой энергии возбуждения. Согласно квантовомеханическим соображениям, перекрытие волновых функций дейтронов не исчезает полностью с уменьшением энергии, что иллюстрируется введением этого термина. Второй член разложения характеризует линейную зависимость частоты распадов от энергии возбуждения.

Характерная ядерная частота — это обычно около 10^{22} с^{-1} . Как уже указывалось выше, в реакциях слияния $\text{D} + \text{D} \rightarrow {}^4\text{He}$ есть широкий резонанс при энергии около 8 МэВ. Простые оценки из ширины этого резонанса и соотношения неопределенностей дают время жизни промежуточного состояния около $0.8 \times 10^{-22} \text{ с}$. При этом реализуется “ядерная” скорость реакций, которая приблизительно линейно падает с уменьшением энергии. Падение ядерной скорости реакций мало влияет на соотношение выходов каналов распада составного ядра, но — до определенного предела. После него составное ядро уже не является изолированной системой, так как виртуальные фотоны

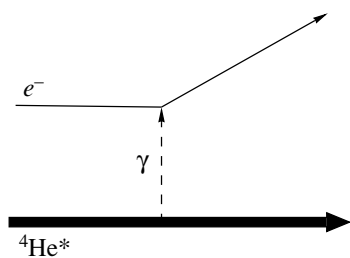


Рис. 6. Диаграмма процессов, обеспечивающих термализацию реакции DD-синтеза в кристаллах. Виртуальный фотон испускается составным ядром ${}^4\text{He}^*$.

от ${}^4\text{He}^*$ могут достигать ближайших электронов и уносить энергию возбуждения составного ядра. На рис. 6 схематически представлена диаграмма процесса передачи энергии возбужденного ядра электронам кристаллической решетки. Угловой момент, уносимый виртуальными фотонами, может принимать нулевое значение, так как он может быть направлен по оси времени, поэтому такой процесс не запрещен для ${}^4\text{He}^*$ с нулевым полным моментом.

Предполагается, что после обмена несколькими виртуальными фотонами с электронами окружающей среды сравнительно небольшая энергия возбуждения составного ядра ${}^4\text{He}^*$ (энергия двух дейтронов до столкновения) практически “затуляется”. В этом случае последовательный обмен виртуальными фотонами с электронами окружающей среды за время около 10^{-16} с приведет к потере составным ядром ~ 4 МэВ (после чего распады с вылетом нуклонов оказываются энергетически запрещенными), а затем и всей свободной энергии составного ядра (24 МэВ), и ядро ${}^4\text{He}$ окажется в основном состоянии. При наличии большого экранирующего потенциала в проводящем кристалле эти процессы, естественно, происходят значительно быстрее. Более подробную информацию о процессе могут дать расчеты квантовой электродинамики. Такие расчеты не являются тривиальной задачей и представляются абсолютной необходимостью.

На рис. 7 представлена оригинальная диаграмма Фейнмана [12], иллюстрирующая процессы, обеспечивающие параметры атома водорода. Необходимо понять, какие изменения возникнут, если на место стабильного протона поставить ${}^4\text{He}^*$. Аналогичные расчеты в настоящее время необходимы также для объяснения экспериментов по аномальному мюонному формфактору протона.

Механизм диссипации энергии составного ядра ${}^4\text{He}^*$ с помощью виртуальных фотонов естественным образом поднимает вопрос об электромагнитно-ядерной структуре возбужденного составного ядра. Рисунок 8 представляет возможную энергетическую структуру возбужденного ядра ${}^4\text{He}^*$ и изменения ее пространственной

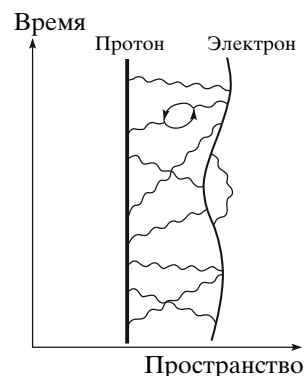


Рис. 7. Оригинальная диаграмма Фейнмана, иллюстрирующая процессы в атоме водорода.

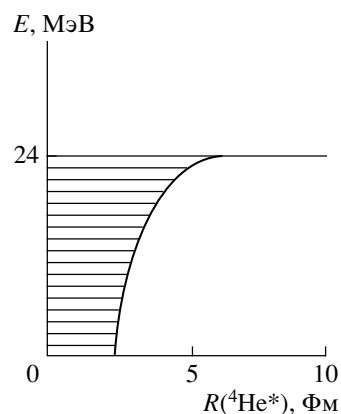


Рис. 8. Возможная энергетическая диаграмма возбужденного ядра ${}^4\text{He}^*$.

конфигурации в процессе высвечивания энергии возбуждения. Исследование этого процесса может оказаться интересным при изучении кварк-глюонной динамики и структуры ядра.

На рис. 9 представлены траектории электронов, возникающих в процессе диссипации энергии возбужденного ядра ${}^4\text{He}^*$ виртуальными фотонами при холодном DD-синтезе в кристалле палладия, рассчитанные методом Монте-Карло²⁾. На этом рисунке показаны траектории 10 электронов с энергией 60 кэВ, возникающих в результате DD-синтеза в палладии. Видно, что прямая регистрация процесса хотя и затруднительна из-за коротких пробегов возникающих электронов, но не является невозможной. В настоящее время обсуждается постановка такого эксперимента.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Как нам кажется, в затянувшейся истории холодного синтеза постепенно открывается тайна этого любопытного и загадочного феномена. Помимо практической пользы, которую, по-видимому,

²⁾Рисунок любезно предоставлен С.Н. Лобастовым.

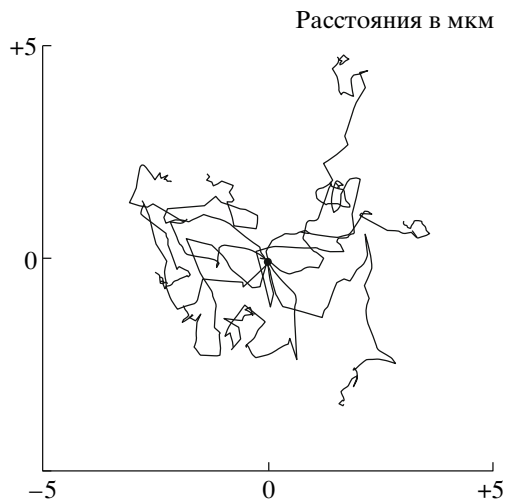


Рис. 9. Траектории электронов, генерирующихся в процессе холодного DD-синтеза в палладии.

может принести применение данного явления для будущей энергетики, научному сообществу полезно учесть социологические уроки, которые мы получили в процессе столь длительного отторжения этой блестящей и в значительной степени случайной научной находки. Хотелось бы выразить особую признательность ученым, не согласившимся с отрицательным вердиктом, поспешно вынесенным около 20 лет тому назад по отношению к их открытию подавляющим большинством ядерных физиков.

Автор благодарен С.Б. Дабагову, М. МакКубре, Ф. Танзеле, В.А. Кузьмину, Л.Н. Богдановой и Т.В. Тетеревой за помощь в работе и ценные обсуждения. Автор благодарен В.Г. Кадышевскому, В.А. Рубакову, С.С. Герштейну, В.Л. Аксенову, Н.Е. Тюрину, В.М. Самсонову, В.Б. Беляеву, И.М. Граменицкому, А.Г. Ольшевскому, В.Г. Барышевскому за помощь и полезные советы. Я благодарен В.М. Головатюку, М.Д. Бавижеву, Н.И. Зиминову, А.М. Таратину, И.А. Тяпкину за постоянную поддержку. Я также благодарен А. Толлеструпу, У. Амальди, В. Скандале, А. Сейдену, Р. Карригану, А. Королю, Дж. Хауптману, В. Гуиди, Ф. Саули, Г.В. Мицельмахеру, А. Такахашаи, К. Артру за полезные отзывы об этой работе. Постоянную поддержку в процессе этой работы мне оказывали мои коллеги и руководство Юго-западного

медицинского центра Техасского университета в г. Даллас, за что я особенно благодарен Р. Парки, Н. Рофски, Дж. Андерсону и Г. Арбику.

Особую благодарность я выражаю моей жене Н.А. Цыгановой за ее стимулирующие идеи и бескомпромиссную поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Fleischmann, S. Pons, M. W. Anderson, L. J. Li, and M. Hawkins, *J. Electroanal. Chem.* **287**, 293 (1990).
2. M. C. H. McKubre, F. Tanzella, P. Tripodi, and P. Hagelestein, in *Proceedings of the 8th International Conference on Cold Fusion, Lerici (La Spezia), 2000*, Ed. by F. Scaramuzzi (Italian Physical Society, Bologna, Italy, 2001), p. 3; M. C. H. McKubre, in *Condensed Matter Nuclear Science: Proceedings of the 10th International Conference on Cold Fusion, Cambridge, MA, USA, 21–29 Aug. 2003*, Ed. by P. L. Hagelestein and S. R. Chubb (World Sci., Singapore, 2006); M. C. H. McKubre, *Review of Experimental Measurements Involving DD Reactios*, presented at the *Short Course on LENR for ICCF-10, Aug. 25, 2003*.
3. Y. Arata and Y. Zhang, *J. High Temp. Soc.* **34**, 85 (2008).
4. Э. Н. Цыганов, *ЯФ* **73**, 2036 (2010) [*Phys. Atom. Nucl.* **73**, 1981 (2010)].
5. E. N. Tsyganov, in *Proceedings of the International Conference "Channeling 2010", Ferrara, Italy, Oct. 3–8, 2010* (submitted to *Nuovo Cimento*).
6. H. J. Assenbaum, K. Langanke, and C. Rolfs, *Z. Phys. A* **327**, 461 (1987).
7. C. Rolfs, *Nucl. Phys. News* **16** (2), 9 (2006).
8. A. Huke, K. Czernski, P. Heide, *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 015803 (2008).
9. F. Raiola, B. Burchard, Z. Fülöp, *et al.*, *J. Phys. G* **31**, 1141 (2005); *Eur. Phys. J. A* **27**, s01, 79 (2006).
10. L. N. Bogdanova, in *Proceedings of International Conference on Muon Catalyzed Fusion and Related Topics, Dubna, Jun. 18–21, 2007*, Preprint No. E4-15-2008-70, JINR (Dubna, 2008).
11. G. M. Hale, *Muon Catalyzed Fusion*, No. 5/6, 227 (1990/1991).
12. R. P. Feynman, in *QED – The Strange Theory of Light and Matter* (Princeton Univ. Press, 1985).

COLD NUCLEAR FUSION

E. N. Tsyganov

Recent accelerator experiments on fusion of various elements have clearly demonstrated that the effective cross sections of these reactions depend on what material the target particle is placed in. In these experiments, there was a significant increase in the probability of interaction when target nuclei are imbedded in a conducting crystal or are a part of it. These experiments open a new perspective on the problem of so-called cold nuclear fusion.