

# О возможности существования долгоживущего экзотома “нейтроний”

Ю.Л. Ратис<sup>1</sup>

**Аннотация**—Показано, что экзотом “нейтроний” представляет собой чрезвычайно узкий низколежащий резонанс в сечении упругого электрон-протонного рассеяния, обусловленный слабым взаимодействием, вызывающим переход начального состояния системы “электрон плюс протон” в виртуальную нейтрон-нейтринную пару. Из-за малой ширины и амплитуды этот резонанс невозможно обнаружить в прямом эксперименте по *ep*-рассеянию. Наличие третьей частицы при столкновении электрона с атомом водорода приводит к тому, что пропагатор атома водорода в возбужденном промежуточном состоянии входит в выражение для сечения рождения “нейтрония” под знаком интеграла. В результате ширина резонанса в сечении рождения нейтрония при столкновении электрона с атомом водорода на 14 порядков больше ширины аналогичного резонанса в упругом *ep*-рассеянии, и его свойства можно исследовать в эксперименте. Дана оценка размеров, времени жизни, энергетического порога и сечения рождения нейтрония. Показано, что порог рождения нейтрония лежит значительно ниже порога термоядерных реакций. Это означает, что нейтроноподобные ядерно-активные частицы могут рождаться в области сверхнизких энергий, и, следовательно, вызывать ядерные реакции, аналогичные реакциям, вызываемым нейтронами, именно тогда, когда ядерные реакции с заряженными частицами запрещены высоким кулоновским барьером.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

### А. Экспериментальные данные

Гипотеза о возможности существования экзотических нейтринных атомов “нейтрония” и “динейтрония” была сформулирована и частично обоснована в работах [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8]. Основанием для выдвижения столь экстравагантной гипотезы послужили экспериментальные данные о слиянии ядер при сверхнизких энергиях, при которых они запрещены высоким кулоновским барьером. Например, фактор проницаемости кулоновского барьера для пресловутого “холодного ядерного синтеза” при комнатной температуре по порядку величины равен  $P \sim 10^{-2740}$ . Поэтому за все время существования Вселенной ни одна реакция слияния ядер в холодном водороде не могла произойти по стандартным схемам  $d+d \rightarrow p+t$ , либо  $d+d \rightarrow n+{}^3_2\text{He}$ .

<sup>1</sup> Институт энергетики специального назначения, [ratis@rambler.ru](mailto:ratis@rambler.ru)

Основная критика многочисленных работ по “холодному синтезу” основана именно на приведенной оценке, а также связана с плохой воспроизводимостью результатов, полученных электрохимиками, материаловедцами и другими энтузиастами, не имеющими специфической профессиональной подготовки экспериментатора-ядерщика.

В то же время, существуют надежные экспериментальные данные, полученные в лучших научных лабораториях, неопровержимо указывающие на то, что “запрещенные” процессы имеют место. В связи с этим дословно приведем выводы академика И.В. Курчатова, озвученные на лекции, прочитанной 25 апреля 1956 г. на эпохальной конференции в английском атомном центре в Харуэлле: “Жесткое рентгеновское излучение возникает при прохождении больших токов через водород, дейтерий и гелий. Излучение при разрядах в дейтерии всегда состоит из коротких импульсов. Импульсы, вызываемые нейтронами и рентгеновскими квантами, могут быть точно сфазированы на осциллограммах. При этом оказывается, что они возникают одновременно. Энергия рентгеновских квантов, появляющихся при импульсных электрических процессах в водороде и дейтерии, достигает 300 - 400 кэВ. Следует отметить, что в тот момент, когда возникают кванты с такой большой энергией, напряжение, приложенное к разрядной трубке, составляет всего лишь 10 кВ”.<sup>1</sup> [9].

В той же работе указано, что наблюдаемые реакции нельзя считать термоядерными. Этот вывод относится, в первую очередь, к гелию, у которого заряд ядра вдвое больше, чем заряд протона, и преодолеть кулоновский барьер в исследованной в [9] области энергий невозможно.

Экспериментальные данные [9] по ядерным реакциям при сильноточном электрическом разряде в гелии согласуются с данными, полученными П.Л. Капицей на два года раньше, чем результаты Курчатова [10]. Таким образом, экспериментальные данные, полученные лучшими физиками XX века, четко указывают на существование до сих пор неизученных механизмов “нейтрализации” электрического заряда легчайших

<sup>1</sup> Нейтроны в работе [9] были зарегистрированы только при электрическом разряде в дейтерии. При сильноточном электрическом разряде в чистом водороде и гелии наблюдалось лишь жесткое рентгеновское излучение.

атомных ядер в области низких энергий. Однако этот факт не снижает накала страстей вокруг скандальной тематики.

### *В. Стандартные возражения противников LENR и ХЯС*

Зловещую роль в судьбе “холодного ядерного синтеза” сыграли “первооткрыватели”<sup>2</sup> (М. Флейшман и С. Понс), анонсировавшие сенсационные результаты в нарушение всех правил ведения научной дискуссии. Поспешность выводов и практически полное отсутствие знаний в области ядерной физики, продемонстрированные “авторами открытия”, привели к тому, что тематика “ХЯС” оказалась дискредитированной, и получила официальный статус лженауки во многих (но не во всех) странах, располагающих крупными центрами ядерных исследований.

Стандартные возражения, с которыми сталкиваются докладчики, рискнувшие озвучить результаты крамольных исследований на международных конференциях по ядерной физике, обычно начинаются с вопроса: “В каких рецензируемых научных журналах, имеющих высокий индекс цитируемости, опубликованы надежные результаты, неопровержимо доказывающие существование обсуждаемого явления?”. Ссылки на результаты солиднейших исследований, выполненных в университете Осака (Arata Y., and Zhang Y.-C. Formation of condensed metallic deuterium lattice and nuclear fusion. Proceedings of the Japan Academy. Ser. B: Physical and Biological Sciences. Vol. 78, No.3 (2002) pp.57-62.), и удостоенных Императорской премии по физике “За бесценный вклад в развитие науки и техники”, оппонентами обычно отклоняются, несмотря на то, что в Японии эта премия котируется чрезвычайно высоко. Иезуитская логика оппонентов лежит далеко за пределами научной этики, т.к. аргумент типа: “Не там опубликовано” не может быть отнесен к разряду достойных возражений уважающего себя эксперта (если не согласен с автором – возражай по существу; напомним, что Роберт Юлиус Майер опубликовал работу, в которой был сформулирован закон сохранения энергии, в фармацевтическом журнале).

На мой взгляд, наиболее достойным ответом упомянутой группе оппонентов является приводимый ниже список работ, опубликованных в лучших научных изданиях, и доложенных на самых престижных конференциях<sup>3</sup>:

<sup>2</sup>М. Флейшман и С. Понс не были первыми. Драматическая история исследований ХЯС началась в 1922 году с работы Wendt G.L. и Irgon S.E. Описанию драмы идей, развернувшейся в последующие годы, посвящена работа [2].

<sup>3</sup>Этот список нетрудно удвоить, а то и утроить публикациями в ДАН, ЖЭТФ и т.д. Я не включил перечисленные работы в общий список цитируемой литературы, так как они отражают лишь историю исследований ХЯС.

- И.В. Курчатов<sup>4</sup>, О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде. Атомная энергия. 3, 65 (1956).
- П.Л. Капица<sup>5</sup>, Плазма и управляемая термоядерная реакция, Нобелевская лекция - 1978, Эксперимент. Теория. Практика. (Наука, Москва, 1981), 493 с.
- S.E. Jones, E.P. Palmer, J.B. Czirr et al., Observation of cold nuclear fusion in condensed matter, Nature, 338, 737 (1989).
- В.А. Царев, Низкотемпературный ядерный синтез, УФН, 160, Вып. 11, сс.1-53 (1990).
- В.А. Царев, Аномальные ядерные эффекты в твердом теле (“холодный синтез”): вопросы все еще остаются. УФН, 162, Вып. 10, сс.63-91 (1992).
- Karabut A.B., Kucherov Ya.R., Savvatimova I.B. Nuclear product ratio for glow discharge in deuterium. Phys. Lett. A 170 (1992) 265-272.
- Rolfs C. Enhanced electron screening in metals: a plasma of a poor man. Nuclear Physics News. Vol. 16, No. 2, pp.9-11. (2006).
- Czerski K., Huke A., Heide P., Schiwietz G., Solid-state effects in d+d fusion reactions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 193 (2002) 183-187.
- Huke A., Czerski K., Heide P., Ruprecht G., Targosz N. and Zebrowski W. Enhancement of deuteron-fusion reactions in metals and experimental implications. Phys. Rev. C 78, 015803 (2008) 1-20.
- Raiola F., Burchard B. et al. Enhanced d(d,p)t fusion reaction in metals. Eur. Phys. J. A 27, s01, 79-82 (2006) DOI: 10.1140/epja/i2006-08-011-0.
- Raiola F., Burchard B. et al. Electron screening in d(d,p)t for deuterated metals: temperature effects. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31 (2005) 1141-1149.
- Цыганов Э.Н. dd-синтез в кристаллах. ЯФ, 2010, т. 73, №12, с.2036-2044.
- Цыганов Э.Н. Холодный ядерный синтез. ЯФ, 2012, т. 75, №1, с.1-7.
- Kim Y.E., Kim Y.J., Zubarev A.L. Optical theorem formulation of low-energy nuclear reactions. Phys. Rev. C. V.55. No.2 (1997) 801-809.
- Baranov D.S., Baranova O.D. Production of neutron-rich Bi isotopes by electric fields. International symposium on exotic nuclei (Exon-2009). AIP

<sup>4</sup>В цитируемой работе [9] зарегистрированы ядерные реакции. В этой же работе указано, что эти реакции нельзя считать термоядерными. В дальнейшем эти реакции связали с коллективными эффектами в плазме. Однако, сам механизм передачи энергии от коллективных степеней свободы отдельным ядрам, предложенный для объяснения наблюдаемых эффектов, так и не позволил количественно описать их, особенно при разряде в гелии.

<sup>5</sup>П.Л. Капица еще в 1950 году наблюдал аномальное энерговыделение при взаимодействии плазмоида, возникшего при СВЧ-разряде в гелии при низком давлении, с толстой стенкой кварцевого сосуда, которую он проплавил. В дальнейшем это наблюдение легло в основу теории шаровой молнии, созданной П.Л. Капицей, и положило начало его исследованиям в области управляемых СВЧ-термоядерных реакторов.

conference proceedings volume 1224 p.241-246, <http://proceedings.aip.org/>.

Ответы на другие аргументы противников LENR и "ХЯС" содержатся в сотнях работ, выполненных на деньги различных промышленных корпораций, включая таких гигантов, как Sony и Mitsubishi, и т.д. Результаты этих исследований, квалифицированно выполненных, и уже доведенных до выхода на рынок сертифицированной и коммерчески выгодной промышленной продукции (реакторов А. России) по-прежнему продолжает отрицать научное коммьюнити, и безоговорочно принимают на веру сторонники гонимого научного направления.

В то же время, вопросы веры лежат вне плоскости науки. Поэтому "официальная наука" серьезно рискует попасть в число религий, безумно отрицающих тезис о том, что "практика есть критерий истины". Однако у академической науки имеются весьма серьезные аргументы для подобного "безумия", так как даже перечисленные выше работы, в которых приведены не вызывающие никаких сомнений экспериментальные данные, уязвимы для критики, поскольку ее (критику) не выдерживает ни одна из упоминаемых в них теорий.

### *С. Физическая теория как инструмент дискредитации результатов эксперимента*

Несмотря на то, что упомянутые выше работы были опубликованы в авторитетнейших научных журналах, их объединяет один общий недостаток. Вместо того чтобы ограничиться публикацией экспериментальных данных и сосредоточиться на обосновании их несомненной достоверности и воспроизводимости, авторы переходили к их теоретическому истолкованию.

На сегодняшний день насчитывается не менее сотни "теорий LENR и ХЯС", ни одна из которых не совместима с известными, и абсолютно надежно установленными законами физики. В результате даже достоверные результаты экспериментов с ходу отбраковывались физиками, сумевшими дочитать упомянутые работы до описания теории.

Для того чтобы составить общее впечатление о многочисленных попытках теоретического описания LENR, упомянем наиболее известных авторов и основные особенности используемых ими подходов. Свою лепту в теорию LENR и ХЯС внесли следующие авторские коллективы и авторы: Бажутов; Hagelstein; Filimonov-Fukuhara; Филиппов; Hora-Miley; Fisher; Kim-Zubarev; Киркинский-Новиков; Kozima; Li; Preparata; Sinha-Meulenberg; Storms; Szpak; Takahashi; Widom-Larsen; Высоцкий<sup>6</sup>.

Подробный критический анализ работ каждого из перечисленных авторов представляет собой тему отдельной научной работы. Поэтому ниже я ограничусь

краткой характеристикой работ нескольких наиболее популярных авторов.

Одним из наиболее популярных лидеров "трансмутаологического коммьюнити" является Питер Хагельстайн, который за 20 лет предложил около 150 версий теории, в которых пытался объяснить, почему реакции слияния ядер при комнатной температуре идут при минимальном выходе нейтронов, лишь незначительно превышающим фон, и не сопровождаются жестким ионизирующим излучением. За эти годы им построено множество моделей, на основе которых были предприняты попытки воспроизведения многочисленных экспериментальных данных. Исследована роль фононов в процессах передачи виртуальных нейтронов между соседними узлами кристаллической решетки.

Характерное расхождение теории и эксперимента достигает десятков порядков, и она несовместима с тем фактом, что LENR протекает не только в твердом теле, но и в жидкостях, и в газах (см., например, [10]).

В модели Кима-Зубарева предполагается, что Бозе-конденсация ядер может понизить кулоновский барьер, и, таким образом, объяснить большинство наблюдаемых явлений LENR, как процесс слияния ядер дейтерия, имеющих целый спин  $S = 1$ , и, по теореме о связи спина со статистикой, являющихся бозонами. Главным указанием на неадекватность модели является ее непригодность для описания процессов в газах.

На сегодняшний день теория Видома - Ларсена является наиболее популярной среди исследователей LENR. Эти авторы считают, что в конденсированном веществе происходит локальное нарушение приближения Борна - Оппенгеймера, используемого для описания коллективных осцилляций кластеров изотопов водорода, находящихся на поверхности насыщенных гидридов металлов. При этом "включается" электромагнитное взаимодействие "тяжелых электронов" (surface plasmon polariton electrons) на поверхности металлов с ядерными степенями свободы. В результате происходит захват "тяжелых электронов" атомными ядрами. Абсурдность модели, в которой коллективное возбуждение (в котором принимают участие как электроны, так и узлы кристаллической решетки гидрида металла) поглощается ядром, самоочевидна.

В рамках приводимого анализа нет никакого смысла рассматривать другие теории LENR и ХЯС, у которых степень нарушения принципа соответствия существенно выше.

В работах [1]-[8] предложен подход, позволяющий описать LENR, не вступая в противоречие с известными законами физики. В этих работах сформулирована гипотеза о существовании нейтральной частицы "нейтроний". Эта гипотетическая частица представляет собой экзотический электрослабый резонанс в сечении упругого  $ep$ -рассеяния.

### *D. Теоретические аргументы pro и contra*

Главными претендентами на роль нейтральных частиц, отвечающих за ядерные реакции при низких

<sup>6</sup>Работы В.И. Высоцкого выполнены на высоком научном уровне. Обоснование неприменимости его подхода для описания LENR выходит далеко за пределы настоящей работы.

энергиях, являются “нейтроний” и “динейтроний” [1]-[8]. В соответствии с этим необходимо уточнить статус нейтринных экзоатомов в физике элементарных частиц.

В Таблице I дано описание вершин и линий фейнмановских диаграмм, используемых в дальнейшем при обсуждении проблемы существования нейтрония<sup>7</sup>.

Гипотетический экзотический нейтринный атом “нейтроний” рождается в результате столкновения свободного электрона с атомом водорода, а распадается он на протон и электрон [1]-[8]. Возможность рождения нейтринных экзоатомов связана с тем, что в гамильтониан *ep*-взаимодействия дает вклад не только электромагнитное, но и слабое взаимодействие (рис. 1).

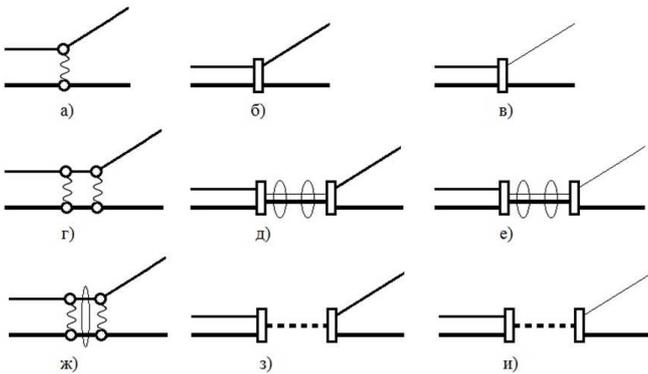


Рис. 1. Вклад электромагнитных и слабых процессов в амплитуды упругого рассеяния и ядерных реакций, протекающих при столкновениях электрона с протоном:  
 а) однофотонный обмен, упругое рассеяние;  
 б) обмен виртуальным  $Z^0$ -бозоном, упругое рассеяние;  
 в) обмен виртуальным  $W$ -бозоном, реакция  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ ;  
 г) двухфотонный обмен, упругое рассеяние;  
 д) регулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса в амплитуду рассеяния  $e^- + p \rightarrow e^- + p$ ;  
 е) регулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса в амплитуду реакции  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ ;  
 ж) вклад состояний дискретного спектра в упругое рассеяние;  
 з) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса (т.е., вклад полюса, соответствующий рождению нейтрония) в амплитуду упругого рассеяния  $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow e^- + p$ ;  
 и) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса (т.е., вклад полюса, соответствующий рождению нейтрония) в амплитуду реакции  $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow n + \nu_e$ .

На рис. 1 и всюду далее двухчастичный пропагатор, описывающий распространение виртуальной пары “нейтрино плюс нейтрон”, будем представлять в виде суммы регулярного и сингулярного членов (рис.2).

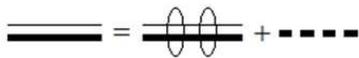


Рис. 2. Двухчастичный пропагатор виртуальной пары “нейтрино плюс нейтрон” (см. подписи к рис.1).

<sup>7</sup>В Таблице I использованы следующие сокращенные обозначения: КЭД — квантовая электродинамика; УВФ — универсальное взаимодействие Ферми; РКТ — релятивистская квантовая теория; СМ — стандартная модель.

Показанное на рис. 2 разбиение функции Грина соответствует тому, что при вычислении интеграла от нее используется теорема Сохоцкого, согласно которой

$$\int \frac{f(x)dx}{x - a - i0} = P \int \frac{f(x)dx}{x - a} + i\pi f(a)$$

причем символ  $P \int$  означает, что интеграл вычисляется в смысле главного значения.

В дальнейшем мы будем использовать нестандартное обозначение для вклада полюса

$$i\pi f(a) \equiv \hat{s} \int \frac{f(x)dx}{x - a - i0}$$

где  $\hat{s} \equiv singular$ , и вклада интеграла в смысле главного значения

$$P \int \frac{f(x)dx}{x - a} \equiv \hat{r} \int \frac{f(x)dx}{x - a - i0}$$

где  $\hat{r} \equiv regular$ . При этом в тексте будет упоминаться  $\hat{s}$ -вклад, и  $\hat{r}$ -вклад, соответственно.

Если энергия электрона-снаряда превышает порог реакции  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  (диаграмма 1в), то и нейтрон, и нейтрино в конечном состоянии являются реальными частицами.

В области низких энергий канал реакции  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  закрыт, но вклад диаграммы 1д) в амплитуду упругого рассеяния не равен нулю. Это означает, что пусть с небольшой, но не равной нулю вероятностью реальные электрон и протон превращаются в виртуальную нейтрон-нейтринную пару. Виртуальное нейтрино, взаимодействуя с кварками, входящими в состав виртуального нейтрона, на некоторое время задерживается внутри него. Эта задержка связана с тем, что эффективный потенциал  $n_\nu$ -взаимодействия, вне зависимости от того, находятся ли частицы на массовой поверхности, или вне ее, является глубоким. Поэтому время жизни такого экзотического подпорогового (т.е., выше порога распада на электрон и протон, но ниже порога распада на нейтрон и нейтрино) электрослабого резонанса достаточно велико. В физике частиц долгоживущие резонансы, обусловленные сильным взаимодействием, принято рассматривать, как отдельные элементарные частицы - адронные резонансы. В исследуемом случае лептонное квантовое число резонанса, обусловленного слабым взаимодействием, не равно нулю, поэтому его следует считать нейтринным экзоатомом.

Метаустойчивость экзоатома обусловлена тем, что его распад с испусканием мюона или  $\tau$ -лептона запрещен законом сохранения энергии. Канал распада нейтрония на нейтрон и нейтрино также закрыт в рассматриваемой области энергий. Поэтому о потенциалах, которые удерживают нейтрино в конфайнмированном состоянии внутри нуклона, можно говорить, только если речь идет о феноменологическом описании наблюдаемого эффекта. Поскольку в рассматриваемой области энергий непертурбативные эффекты велики,

Таблица I. Вершины и линии фейнмановских диаграмм

Символ	Интерпретация вершин и линий	Комментарий
	Слабое взаимодействие	УВФ, СМ
	Электромагнитное взаимодействие	КЭД
	Сильное взаимодействие (вершины $f_{nNN}$ , $f_{nN\Delta}$ , $f_{pNN}$ и $f_{pN\Delta}$ )	РКТ
	Фотон	КЭД
	$\pi$ - и $\rho$ - мезоны	РКТ
	Нейтрино	РКТ, СМ
	Электрон	КЭД, РКТ, СМ
	Нуклон	РКТ, СМ
	$\Delta$ - изобара	
	Внешняя линия – волновая функция атома водорода Внутренняя линия – двухчастичный пропагатор электрона и протона	КЭД, РКТ
	Регулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	РКТ, УВФ, СМ
	Внешняя линия – волновая функция нейтрония Сингулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	Гипотеза РКТ, УВФ, СМ

постольку всегда можно подобрать феноменологические потенциалы, позволяющие удерживать нейтрино внутри нейтрона. Однако, не все так просто.

Основной аргумент против существования экзотических нейтринных атомов, с которым постоянно приходится сталкиваться при обсуждении проблемы удержания нейтрино внутри нуклона, состоит в том, что комптоновская длина волны нейтрино намного больше размеров нуклона. В то же время существование истинно связанных состояний релятивистских частиц, комптоновская длина волны которых намного больше радиуса потенциала взаимодействия, строго запрещено соотношением неопределенностей Гейзенберга [11], [12], [13] <sup>8</sup>.

Сильнейшим контраргументом является тот факт, что нейтрон распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино, причем ни один из лептонов "не помещается" внутри протона по упомянутому критерию "соотношение неопределенностей  $\Leftrightarrow$  комптоновская длина волны лептона". В работе [13] В. Гейзенберг предложил рациональный выход из описанной выше логически тупиковой ситуации. Он постулировал, что в микромире соотношение между частью и целым радикально отличается от такового для макроскопических объектов. В этом смысле нейтроний (гипотетическая частица, у которой не равно нулю лептонное квантовое число) полностью аналогичен нейтрону, т.к. в обоих случаях открыт единственный канал - распада. Более того, нейтрон можно рассматривать, как экзотический электрослабый резонанс, рождение которого происходит, например, в реакции  $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ , если только энергия налетающего электрона превышает порог этой реакции. Обоснуем это утверждение.

<sup>8</sup>Согласно теореме Б.Н. Захарьева [14], при наличии связи каналов, по крайней мере, один из которых является открытым, ограничения на длину волны Комптона легкой частицы, удерживаемой тяжелой частицей длительное, но конечное время, отсутствуют. Однако такие состояния следует считать не связанными, а квазисвязанными. В соответствии с этим нейтроний представляет собой квазисвязанное состояние нейтрино и нейтрона, причем нейтрино удерживается нейтроном не  $n\nu$ -потенциалом, а переходным  $ep \Leftrightarrow n\nu$ -потенциалом.

Распад нейтрона  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  указывает на то, что он является не фундаментальной элементарной частицей, а электрослабым аналогом адронных резонансов [15]. Поясним эту аналогию на примере  $\Delta$ -изобары, то есть одного из наиболее изученных адронных резонансов.

Рассмотрим возбуждение  $\Delta$ -изобары в результате столкновения двух протонов промежуточных энергий. Этому процессу соответствует диаграмма, представленная на рис. 3.

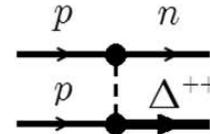


Рис. 3. Реакция перезарядки при  $pp$ -столкновениях в области возбуждения  $\Delta$ -изобары.

Из рис. 3 ясно, что во входном канале реакции перезарядки  $p+p \rightarrow n+\Delta^{++}$  имеются две стабильные частицы (протоны), а в выходном канале – две нестабильные частицы (нейтрон, распадающийся на барион и два лептона, и  $\Delta$ -изобара, распадающаяся на два адрона). Слабое взаимодействие приводит к распаду нейтрона за время, неизмеримо большее времени жизни  $\Delta^{++}$ -изобары. Поэтому на начальном этапе сопоставления свойств адронных и электрослабых резонансов его можно считать стабильной частицей. Что же касается  $\Delta^{++}(1232)$ -изобары, то ее распад на протон и  $\pi^+$ -мезон можно рассматривать как отдельный процесс только потому, что свойства этого резонанса не зависят от способа его возбуждения. То есть,  $\Delta^{++}(1232)$ -изобара, рожденная в реакции перезарядки  $p(p, n)\Delta^{++}$ , и распадающаяся на протон и  $\pi^+$ -мезон (рис. 4), ничем не отличается от  $\Delta^{++}(1232)$ -изобары, рожденной и распадающейся в цепочке реакций  $\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$  (рис. 5).

Именно инвариантность свойств адронных резонан-

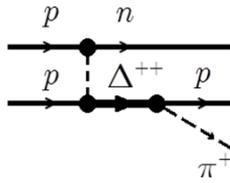


Рис. 4. Рождение  $\pi^+$ -мезонов в  $pp$ -соударениях в области возбуждения  $\Delta^{++}(1232)$ -изобары.

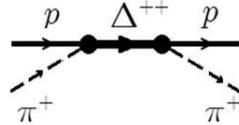


Рис. 5. Упругое  $\pi^+p$ -рассеяние в области возбуждения  $\Delta^{++}(1232)$ -изобары.

сов относительно механизма возбуждения привела физиков к консенсусу в вопросе об их статусе. Со времени открытия Э. Ферми  $\Delta^{++}(1232)$ -изобары адронные резонансы считают отдельными элементарными частицами.

Основной вывод, который можно сделать на основе сопоставления диаграмм на рис. 3, 4 и 5 состоит в том, что вопрос, считать ли линию на соответствующей диаграмме внешней, или внутренней, зависит от того, что считается продуктом реакции с участием адронного резонанса.

Если ищется ответ на вопрос о том, как долго живет  $\Delta^{++}(1232)$ -изобара, то жирную линию на диаграмме на рис. 6 следует считать внешней.

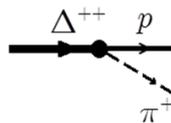


Рис. 6. Распад  $\Delta^{++}(1232)$ -изобары.

Если ищется форма  $\Delta$ -пика в сечении упругого  $\pi^+p$ -рассеяния или сечение реакции пинообразования при  $pp$ -соударениях в области возбуждения  $\Delta^{++}(1232)$ -изобары, то та же самая линия должна рассматриваться, как внутренняя.

Рассмотрим с этой точки зрения, в чем состоит сходство, и чем различаются прекрасно изученный нейтрон и гипотетический нейтроний. Для этого проведем сопоставительный анализ нескольких диаграмм.

Начнем с того, что одна и та же диаграмма, представленная на рис. 7, соответствует, как минимум, двум разным процессам

Совершенно очевидно, что одна и та же лептонная линия на диаграмме на рис. 7 может интерпретироваться по-разному. Например, если в начальном состоянии содержится только уединенный нейтрон, то рас-

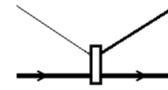


Рис. 7. Слабый процесс с участием лептонов и нуклонов.

сматриваемую диаграмму следует интерпретировать, как процесс его распада. В этом случае тонкая линия в левой части диаграммы описывает процесс вылета электронного антинейтрино:  $\bar{\nu}_e$ , а линия средней толщины (жирная линия) в правой части диаграммы соответствует вылету электрона (протона).

Если же начальное состояние (левая часть диаграммы на рис. 7) содержит не только нейтрон, но и электронное нейтрино (линия  $\nu_e$ ), то в этом случае, пусть и с небольшим, но отличным от нуля сечением, протекает реакция  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ . В силу СРТ-теоремы и кроссинг-инвариантности амплитуды упомянутых процессов совпадают [12], [16].

Рассмотрим рождение нейтрона в реакции  $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ . Диаграмма этого процесса (рис. 8) представляет собой обращенную во времени диаграмму, изображенную на рис. 7.

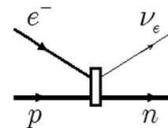


Рис. 8. Реакция рождения нейтрона при  $ep$ -соударениях.

В отличие от обсуждавшихся выше процессов, изображенных на рис. 7, эта реакция является пороговой. Если налетающий электрон имеет энергию, превышающую порог рассматриваемой реакции, то в выходном канале реакции наблюдаются реальные нейтрон и нейтрино. Поскольку нейтрон живет хоть и большое, но, все-таки, конечное время, постольку диаграмму на рис. 8 можно продолжить вправо по аналогии с диаграммой на рис. 3, являющейся продолжением диаграммы, представленной на рис. 2 (см. рис. 9).

Из сопоставления рис. 9 с рис. 4 буквально очевидно, что процесс рождения нейтрона в реакции  $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$  является электрослабым аналогом процесса возбуждения адронного резонанса. С математической точки зрения эта аналогия состоит в том, что нейтрон на рис. 9 изображен не как внешняя линия (свободная частица), а как одночастичный пропагатор.

Допустим, что на диаграмме, представленной на рис. 9, изображен  $\hat{s}$ -процесс, когда энергия налетающего электрона достаточна для рождения реального нейтрона. В этом случае, нереальном с точки зрения регистрации подобного процесса в физическом эксперименте, мы имеем дело с нейтроном, как электрослабым резонансом, возбуждающимся при квазиупругих  $ep$ -соударениях, сопровождающихся рождением  $\nu_e \bar{\nu}_e$ -пар.

При этом следует упомянуть, что в связи с чрезвычайной узостью такого резонанса вылет антинейтрино происходит с огромным запаздыванием, определяемым временем жизни нейтрона.

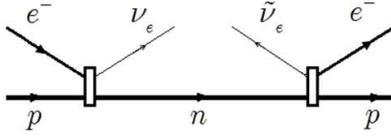


Рис. 9. Пролонгированная диаграмма реакции рождения нейтрона при  $ep$ -соударениях.

Если ту же самую диаграмму на рис. 9 рассматривать, как  $\hat{r}$ -процесс, когда энергия налетающего электрона недостаточна для рождения реального нейтрона, то внутренняя линия на этой диаграмме соответствует виртуальному нейтрону, а  $\nu_e \bar{\nu}_e$ -пара рождается практически мгновенно, без запаздывания.

Рассмотрим наиболее важный аспект обсуждаемой проблемы.

Учитывая, что слабые процессы СР-инвариантны, вылетающее на диаграмме на рис. 9 антинейтрино можно заменить налетающим нейтрино (рис. 10).

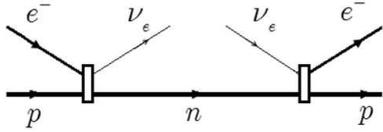


Рис. 10. Экзотический вариант реакции  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$  с участием реальных частиц.

Совершенно очевидно, что, в полном соответствии с концепцией виртуальных частиц, мы можем "склеить" разорванную линию нейтрино на диаграмме на рис. 10. Такая "склейка" возникает в том случае, когда энергия налетающего электрона недостаточна для того, чтобы родился реальный нейтрон. В результате операции "склейки" выходящей и входящей линий нейтрино на рис. 10 получается диаграмма, изображенная на рис. 11<sup>9</sup>.

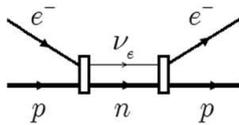


Рис. 11. Вклад слабого взаимодействия в упругое  $ep$ -рассеяние.

Как уже отмечалось выше, такая диаграмма дает вклад в амплитуду упругого  $ep$ -рассеяния тогда, когда энергии электрона ниже порога рождения нейтрона. В то же время, суммарная энергия такой виртуальной

<sup>9</sup>См. описание рис.1

$\nu n$ -пары не может быть меньше суммы энергий покоя электрона и протона.

Вклад изображенной на рис. 11 диаграммы в амплитуду упругого  $ep$ -рассеяния можно представить в виде суммы  $\hat{s}$ - и  $\hat{r}$ -вкладов (см. рис. 2). Эта процедура позволяет выделить в двухчастичном нейтрон-нейтринном пропагаторе резонанс, который и называется нейтронием.

Из вышесказанного однозначно следует, что и нейтрон, и нейтроний, в равной степени представляют собой экзотические электрослабые резонансы. В случае такого резонанса, как нейтрон, положение полюса в одночастичном пропагаторе определяет его (нейтрона) масса, а в случае нейтрония аналогичный полюс имеет двухчастичный нейтрон-нейтринный пропагатор.

Итак, мы доказали, что и нейтрон, и нейтроний является резонансами, а не стабильными связанными состояниями продуктов своего распада. Поэтому никаких ограничений на длину волны Комптона для нейтрино, "проскользнувшего" в двухчастичный нейтрон-нейтринный пропагатор нет, и быть не может (см. Приложение).

Вывод очевиден. Вопрос, состоит ли распадающаяся частица из продуктов распада, для нейтрония столь же корректен (или некорректен), как и для нейтрона. В рамках этого подхода рассмотрим свойства гипотетического резонанса "нейтроний", обозначаемого далее в тексте символом  $n_\nu$ , и исследуем основные следствия, вытекающие из этой гипотезы, подлежащие проверке в решающих экспериментах.

Целью настоящей работы является уточнение статуса "нейтринных экзотома", а также оценка времени жизни, энергетического порога, и сечения реакции образования нейтрония при столкновениях свободных электронов с атомами водорода.

## II. ОСНОВНОЙ ФОРМАЛИЗМ

Запишем гамильтониан слабого взаимодействия в виде [17]:

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int J^{\lambda+}(\vec{r}) \cdot \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_{\lambda}(\vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}', \quad (1)$$

где  $G$  – константа связи слабого взаимодействия,  $J_{\lambda}(\vec{r})$  – слабый ток, а  $\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}')$  – пропагатор. В области низких энергий слабое взаимодействие является локальным ( $\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$ ), так как масса  $W$ -бозона велика ( $m_W \sim 80 \text{ GeV}$ ) [17].

В работах [1]-[8] показан способ построения эффективного гамильтониана в пространстве нуклонов  $h''(\vec{r})$  на базе исходного гамильтониана  $H'$ :

$$h''(\vec{r}) = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2} \cdot L^{3/2}} \cdot e^{-i(\vec{e} \cdot \vec{r})} \cdot \sum_{\mu=+,-} \left[ i\hat{b}_4 - \lambda \cdot (\hat{b} \cdot \vec{\sigma}_N) \right]_{\mu} \cdot \tau_{+} \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_{n_{\nu}}) + h.c., \quad (2)$$

где  $G_{\beta} = \tilde{f}_1 \cdot G$ ,  $G$  – константа слабого взаимодействия,  $L^3$  – нормировочный объем [17], причем

$$(\hat{b}_\sigma)_\pm = (b_\sigma)_\pm \cdot \psi_\pm(\vec{r}_c). \quad (3)$$

Волновые функции (ВФ)  $\psi_\pm(\vec{r}_c)$  в (3) выражаются через эффективные ВФ “квазинейтрино” (лептонной проекции ВФ нейтриния), движущегося в центральном потенциале [17]

$$\begin{cases} \psi_+(r) = g_{-1}(r)/\sqrt{4\pi} \\ \psi_-(r) = if_1(r)\chi_{11/2m_\nu}^1(\vartheta, \phi) \end{cases} \quad (4)$$

Индекс  $N$  в (2) означает, что оператор  $\vec{\sigma}_N$  действует в пространстве нуклонов. В формулах (3), (4) использованы обозначения работ [1]-[8], [17], [18], [19].

### III. РАСПАД НЕЙТРОНИЯ

При описании экзотических электрослабых процессов типа рождения или распада нейтриния удобно использовать диаграммную технику Фейнмана (см., например, [16]). Распаду нейтриния соответствует диаграмма Фейнмана, представленная на рис. 12.

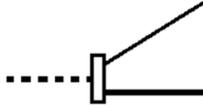


Рис. 12. Распад нейтриния.

Согласно “золотому правилу Ферми”, выражение для вероятности перехода в единицу времени в непрерывном спектре в общепринятых обозначениях имеет вид [19]:

$$dw_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \delta(E_f - E_i) \cdot |\langle f|V|i\rangle|^2 dn_f. \quad (5)$$

Следовательно, вероятность распада нейтриния в единицу времени на протон и электрон равна:

$$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{L^3 d\vec{p}_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{L^3 d\vec{p}_p}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \delta(E_i - E_f) \cdot \left\langle \left| \int \langle p|h''(\vec{r}')|n\rangle d\vec{r}' \right|^2 \right\rangle. \quad (6)$$

Внешние треугольные скобки в (6) означают усреднение по проекциям спинов ( $\underline{m}_{n_\nu}$ ,  $\underline{m}_p$ , ...) всех частиц в начальном состоянии и суммирование по ним в конечном состоянии. Волновые функции нуклонов обозначены через ВФ  $|p\rangle$  и  $|n\rangle$ , соответственно. Знак  $\frown$  над матричным элементом в формуле (6) означает, что переход происходит не из чистого состояния  $|n\rangle$ , а из суперпозиции состояний с разными проекциями спина  $\underline{m}_n$ , т.к. нейтриний имеет определенный спин.

В результате громоздких, но не слишком сложных преобразований, получаем выражение для вероятности распада нейтриния в единицу времени:

$$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-} = \frac{G_\beta^2 \cdot |\phi(j_{n_\nu})|^2}{2\pi\hbar^4 V_{eff}^{n_\nu}} m_e \sqrt{2m_e U_{n_\nu}} \cdot F_c(\eta). \quad (7)$$

Спиновой фактор  $\phi(j_{n_\nu})$  равен:  $\phi(0) = 1 + 3\lambda = 4.69$ ,  $\phi(1) = 1 - \lambda = -0.23$ . “Эффективный объем нейтриния”  $V_{eff}^{n_\nu}$  выражается через лептонную проекцию его ВФ [2]-[8]:

$$V_{eff}^{n_\nu} = 4\pi/g_{-1}^2(0), \quad (8)$$

а избыточная внутренняя энергия нейтриния  $U_{n_\nu} > 0$  равна

$$U_{n_\nu} = m_{n_\nu} c^2 - m_p c^2 - m_e c^2. \quad (9)$$

Множитель Ферми  $F_c(\eta)$  вводится в (7) для того, чтобы учесть влияние кулоновского поля на вылетающий  $\beta$ -электрон. В приближении точечного протона он равен:

$$F_c(\eta) = \pi\eta \cdot \exp(\pi\eta) \cdot sh^{-1}(\pi\eta), \quad (10)$$

где  $\eta$  - кулоновский параметр [17].

В Таблице II представлены значения величин  $w^0$  (без учета кулоновского усиления),  $w^c$  (с учетом кулоновского усиления) и времени жизни нейтриния  $\tau_{n_\nu}^c = 1/w_{n_\nu \rightarrow p+e^-}^c$ . В расчетах полагается, что  $\lambda = 1.23$ , а “эффективный объем нейтриния”  $V_{eff}^{n_\nu} \approx 2.7fm^3$  соответствует электромагнитному размеру протона  $r_0 = 0.86fm$  [17]. Поскольку  $V_{eff}^{n_\nu}$  является свободным параметром теории, постольку его значение в дальнейшем следует скорректировать с учетом появления новых экспериментальных данных.

Как видно из Таблицы II, в области низких энергий кулоновское взаимодействие может в два-три раза увеличивать скорость распада нейтриния. При энергиях  $T_e \sim 1 keV$  кулоновские эффекты малы, а время жизни синглетного нейтриния  $\tau_{n_\nu^{(s)}}$  по порядку величины равно

$$\tau_{n_\nu^{(s)}} \sim 4 \cdot 10^{-5} s, \quad (11)$$

и оно на порядок больше времени жизни мюона  $\tau_\mu = (2.197019 \pm 0.000021) \cdot 10^{-6} s$  [15].

В работе [20] описаны результаты экспериментов по исследованию электрического взрыва фольг из чистого материала в воде. В этой работе было обнаружено появление новых химических элементов и зарегистрировано “странное” излучение, которое не удалось идентифицировать (т.е., отнести к какому-либо из известных видов проникающей радиации). Напряжение на батарее конденсаторов, за счет разряда которой производились электровзрывы, не превышало 5 kV. Этот экспериментальный факт оправдывает оценку (11), и указывает на то, что порог рождения нейтриния лежит в диапазоне 0.1 - 1 keV. Дело в том, что ускоренные электрическим полем электроны, в столкновениях с которыми рождается нейтриний, успевают приобрести

Таблица I  
СКОРОСТЬ РАСПАДА И ВРЕМЯ ЖИЗНИ СИНГЛЕТНОГО ( $n_\nu^{(s)}$ ) И ТРИПЛЕТНОГО ( $n_\nu^{(t)}$ ) ЭКЗОТИЧЕСКИХ АТОМОВ НЕЙТРОНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ  $\beta$ - ЭЛЕКТРОНА

$T_e[eV]$	$w_{n_\nu^{(s)} \rightarrow p+e^-}^0$	$w_{n_\nu^{(s)} \rightarrow p+e^-}^c$	$\tau_{n_\nu^{(s)}}^c$	$w_{n_\nu^{(t)} \rightarrow p+e^-}^0$	$w_{n_\nu^{(t)} \rightarrow p+e^-}^c$	$\tau_{n_\nu^{(t)}}^c$
$10^2$	$8.8 \cdot 10^3$	$2.2 \cdot 10^4$	$4.5 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^1$	$5.4 \cdot 10^1$	$1.8 \cdot 10^{-2}$
$10^3$	$2.7 \cdot 10^4$	$3.8 \cdot 10^4$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$6.8 \cdot 10^1$	$9.5 \cdot 10^1$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
$10^4$	$8.8 \cdot 10^4$	$9.6 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^2$	$2.4 \cdot 10^2$	$4.2 \cdot 10^{-3}$

энергию в указанном диапазоне именно тогда, когда напряжение на электродах при электрическом разряде в воде составляет примерно 5 kV. Это означает, что порог рождения нейтрония лежит значительно ниже порога термоядерных реакций  $\sim 10keV$  [9], [10], [21].

Этот вывод является фундаментальным, ибо указывает на то, что нейтроноподобные ядерно-активные частицы могут рождаться в области сверхнизких энергий, и, следовательно, вызывать ядерные реакции, аналогичные реакциям, вызываемым нейтронами, именно тогда, когда ядерные реакции с заряженными частицами запрещены высоким кулоновским барьером.

#### IV. ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНИЯ В ГАЗОВЫХ МИШЕНЯХ

Согласно законам сохранения и правилам отбора, гипотетический "нейтроний" может образовываться в результате взаимодействия электрона либо со свободным протоном, либо с протоном, входящим в атом водорода. Рассмотрим возможные механизмы этой реакции.

Захват свободного или орбитального электрона протоном с образованием нейтрония (т.е. реакция  $e^- + p \rightarrow n_\nu$ ) строго запрещен законами сохранения энергии и импульса.

В амплитуде упругого рассеяния  $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow e^- + p$  в области низких энергий нейтроний присутствует, как виртуальная частица, которой соответствует диаграмма 1з, — узкий резонанс, который невозможно обнаружить в прямом эксперименте по рассеянию электронов на протонах по той простой причине, что, согласно предварительным оценкам (см. Таблицу II), его ширина чрезвычайно мала ( $\Gamma_{n_\nu} \leq 2.5 \cdot 10^{-11} eV$ ), а обусловленная слабым взаимодействием поправка к сечению  $ep$ -рассеяния, по самым оптимистичным оценкам, даже в окрестности максимума резонанса, на 20-30 порядков меньше сечения кулоновского рассеяния.

Радиационный захват  $e^- + p \rightarrow n_\nu + \gamma$  не запрещен законами сохранения. Однако его сечение подавлено, т.к. пропорционально постоянной тонкой структуры  $\alpha$ .

Рассмотрим реакцию захвата электрона из непрерывного спектра атомом водорода

$$H(e, e')n_\nu. \quad (12)$$

Вне зависимости от того, является гипотетический нейтроний реальной частицей, или это виртуальная частица, входящая в расчеты, как двухчастичный пропагатор, изображенный на рис. 2 (левая часть),  $eH$ -рассеяние и реакции с учетом влияния

слабого взаимодействия описываются диаграммами, представленными на рис. 13<sup>10</sup>, 14.

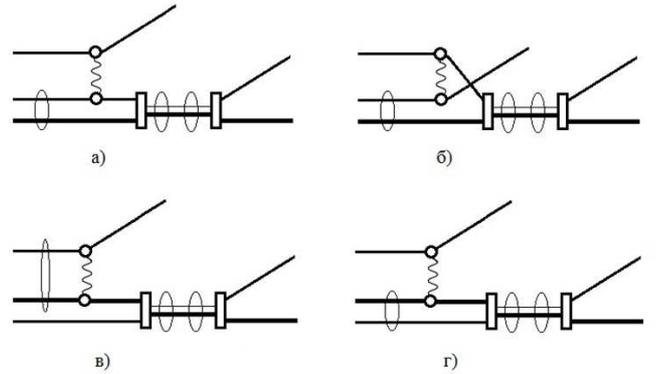


Рис. 13. Регулярный вклад слабого взаимодействия в амплитуду ионизации атома водорода.

Положение особенностей этого пропагатора на плоскости комплексных энергий неизвестно, так как непертурбативные эффекты в обсуждаемой области энергий велики, и расчет положения полюсов из первых принципов квантовой теории поля невозможен. Поэтому если гипотеза о существовании экзотических нейтринных атомов верна (т.е., особенности лежат на массовой поверхности в области энергий, меньших порога рождения реальных нейтрона и нейтрино), то процесс рождения нейтрония описывается суммой диаграмм, представленных на рис. 14.

Трехчастичность задачи о столкновении электрона с атомом водорода приводит к тому, что, в отличие от упругого  $ep$ -рассеяния  $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow e^- + p$ , двухчастичный пропагатор электрона и протона (атома водорода в возбужденном промежуточном состоянии) входит в выражение для сечения процесса  $e^- + H \rightarrow n_\nu + e^- \rightarrow p + 2e^-$  под знаком интеграла. Поэтому ширина обусловленного слабым взаимодействием резонанса в сечении этого процесса более чем на 14 порядков больше ширины аналогичного резонанса в упругом  $ep$ -рассеянии, и его, в принципе, можно обнаружить в эксперименте. Исчезающе малая ширина этого гипотетического резонанса указывает на то, что его можно считать реальной элементарной частицей.

<sup>10</sup>Расшифровка графиков идет справа налево, электромагнитное взаимодействие всегда предшествует слабому, т.к. имеет бесконечно большой радиус действия. Пропагатор виртуального атома водорода всегда берет свое начало в электромагнитной вершине, и заканчивается в слабой вершине.

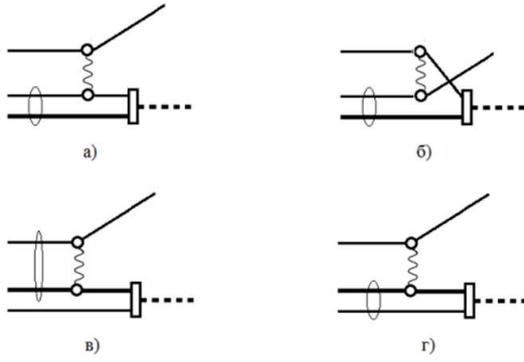


Рис. 14. Вклад слабого взаимодействия в амплитуду реакции рождения нейтрона.

Следует особо отметить, что в силу соотношения (9) реакция (12) является пороговой, причем порог рождения нейтрона  $\varepsilon_{tr}$  в приближении  $m_p \gg m_e$  равен

$$\varepsilon_{tr} \approx U_{n\nu} + \varepsilon_H. \quad (13)$$

где  $\varepsilon_H = 13.6eV$  - энергия связи электрона в атоме водорода.

Сечение реакции рождения нейтрона имеет вид:

$$\sigma_{H(e,e')n\nu} = \frac{2\pi L^3}{\hbar v_e} \int dn_f \delta(E_i - E_f) \cdot \left\langle \left| \hat{s} \int dn_v \frac{\int d\vec{r}' \cdot \overbrace{\langle n | h''(\vec{r}') | p \rangle} \cdot \langle e' + e + p | V_c | e + H \rangle}{E_i - E_v + i0} \right|^2 \right\rangle \quad (1)$$

причем  $v_e$  - скорость налетающего электрона в системе покоя протона, а  $dn_f$  и  $dn_v$  - плотность числа конечных и промежуточных состояний, соответственно. Потенциал  $V_c$  (на рис. 13, рис. 14 - это две электромагнитные вершины, соединенные фотонным пропагатором) в координатном представлении равен кулоновскому потенциалу

$$V_c(\vec{r}_p, \vec{r}_{e1}, \vec{r}_{e2}) = \frac{e^2}{|\vec{r}_e - \vec{r}_{e'}|} - \frac{e^2}{|\vec{r}_p - \vec{r}_e|}. \quad (15)$$

Рассмотрим процесс рождения “нейтрона” при столкновении электрона с энергией  $\sim 10^2 - 10^3 eV$  с атомом водорода. В этом случае дифференциальное и полное сечения реакции  $H(e, e')n\nu$  равны [1]-[8]:

$$\frac{d\sigma_{H(e,e')n\nu}}{d\Omega_{n\nu}} = \sigma_{H(e,e')n\nu}^{(0)} \cdot \sqrt{\xi_{n\nu}^2 - \xi_{\hat{n}\nu}^2} \cdot \sum_{+,-} \left\{ F_c^2(\eta^{(\pm)})(x_{n\nu}^{(\pm)})^2 \left| \Phi(x_{n\nu}^{(\pm)}) \right|^2 \right\}, \quad (16)$$

где

$$\sigma_{H(e,e')n\nu}^{(0)} = 2\tilde{\phi}^2(j_{n\nu}) \frac{G_\beta^2 \cdot \varepsilon_e^2}{\pi(\hbar c)^4} \frac{a_B^3}{V_{eff}^{n\nu}}. \quad (17)$$

В формулах (16), (17) использованы следующие обозначения:  $\tilde{\phi}(j_{n\nu}) = \sqrt{2j_{n\nu} + 1} \cdot \phi(j_{n\nu})$  - угловой фактор,  $a_B$  - боровский радиус,  $\varepsilon_e = m_e c^2$  - энергия покоя электрона,  $\xi_{n\nu}$  - косинус угла вылета нейтрона,  $\xi_{\hat{n}\nu}$  - граничный косинус угла вылета нейтрона,  $\eta^{(\pm)} = (x_{n\nu}^{(\pm)})^{-1}$  - кулоновский параметр. Если, как и ранее, считать, что  $V_{eff}^{n\nu} \approx 2.7 fm^3$ , то в этом приближении

$$\sigma_{H(e,e')n\nu}^{(0)} = 2\mu barn. \quad (18)$$

Безразмерный импульс  $x_{n\nu}^{(\pm)}$  зависит от энергии налетающего электрона и угла вылета нейтрона:

$$x_{n\nu}^{(\pm)} = x_e \cdot \left[ \xi_{n\nu} \pm \sqrt{\xi_{n\nu}^2 - \xi_{\hat{n}\nu}^2} \right], \quad (19)$$

где  $\vec{x}_e = \vec{k}_e a_B$ , а  $\vec{k}_e$  - волновой вектор налетающего электрона. Явный вид и алгоритм расчета формфакторов  $\Phi(x_{n\nu}^{(\pm)})$  приведены в работе [8].

Зависимость полного сечения рождения нейтрона от энергии имеет ярко выраженный резонансный характер (см. рис. 15, рис. 16).

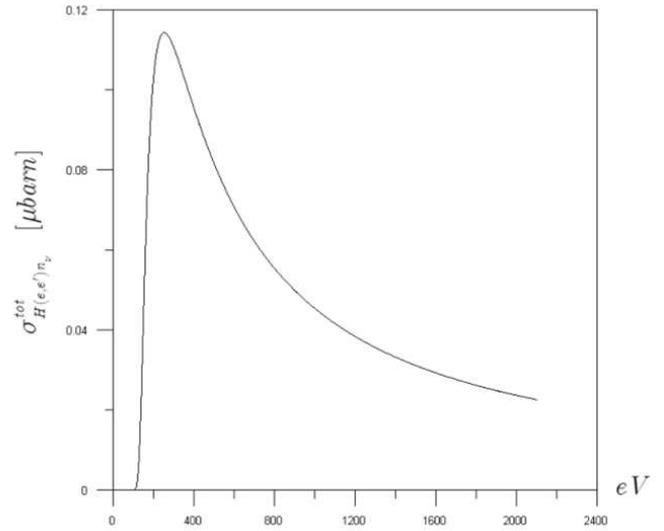


Рис. 15. Энергетическая зависимость полного сечения рождения нейтрона при энергетическом пороге  $\varepsilon_{tr} = 100 eV$ .

Из рис. 15, 16 видно, что форма резонанса существенно отличается от Брейт-Вигнеровской, и слабо зависит от  $\varepsilon_{tr}$ . Ширина резонанса (на полувысоте) в сечении реакции  $H(e, e')n\nu$  лежит в пределах  $1 \leq \Gamma_{H(e,e')n\nu} \leq 6 keV$ , откуда следует, что  $\Gamma_{H(e,e')n\nu} / \Gamma_{n\nu} \sim 10^{14} \gg 1$ .

При  $\varepsilon_{tr} \sim 0.1 keV$  сечение в окрестности максимума резонанса по порядку величины равно

$$\left[ \sigma_{H(e,e')n\nu}^{tot} \right]_{max} \sim 0.1 \mu barn. \quad (20)$$

При повышении энергетического порога до  $\varepsilon_{tr} \sim 1 keV$  максимальное значение сечения рождения нейтрона катастрофически уменьшается по закону, незначительно отличающемуся от степенного закона  $\left[ \sigma_{H(e,e')n\nu}^{tot} \right]_{max} \sim \varepsilon_{tr}^{-6}$ , вплоть до величины  $\left[ \sigma_{H(e,e')n\nu}^{tot} \right]_{max} \sim 6 \cdot 10^{-6} \mu barn$ .

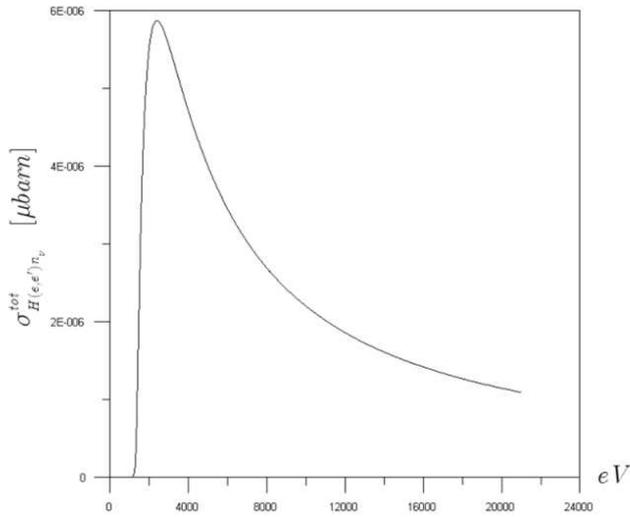


Рис. 16. Энергетическая зависимость полного сечения рождения нейтрония при энергетическом пороге  $\varepsilon_{tr} = 1000$  eV.

## V. АРГУМЕНТЫ В ПОЛЬЗУ РЕАЛЬНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕЙТРОНИЯ

В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные, позволяющие судить о свойствах гипотетического экзотома "нейтроний". Однако имеются данные экспериментов и метеорологических наблюдений [22], свидетельствующие в пользу обсуждаемой гипотезы.

Наиболее надежные данные, вселяющие уверенность в реальности существования нейтрония, были получены в работах группы И.В. Курчатова [9]. С точки зрения изложенной в настоящей работе теории экзотических электрослабых процессов (ЭЭП), полвека тому назад при электрическом разряде в чистом водороде наблюдались следующие процессы.

На первом этапе в реакции  $H(e, e')n_\nu$  образуются экзотома нейтрония. На втором этапе они вступают в реакцию с протонами, т.е., с ядрами атомов водорода, заполняющего разрядную камеру. В результате этой реакции



образуются экзотома "дейтрония", обозначенные в (21) символом  $d_\nu$ , представляющие собой связанное состояние протона и нейтрония. Процесс сопровождается жестким рентгеновским излучением ( $\varepsilon_\gamma \sim 300 - 400$  keV). Энергия  $\gamma$ -кванта соизмерима с энергией покоя электрона, поэтому масса дейтрония больше, чем масса дейтрона, но меньше суммы масс двух протонов и электрона. Поэтому открыт единственный канал распада<sup>11</sup>



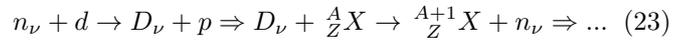
<sup>11</sup>Индекс  $\nu$  в (21) и далее означает, что в нейтринном экзоядре один протон замещен нейтронием. Выход энергии в реакции (22) равен примерно 1 МэВ.

а канал распада  $d_\nu \rightarrow p + p + e^-$  закрыт. Таким образом, в результате  $\beta$ -распада дейтрония образуются ядра атомов дейтерия, которые, в принципе, можно обнаружить в эксперименте.

Образование нейтрония также может происходить при ударах молний в грозу. При этом в реакциях (21), (22) в геосфере рождается дейтерий. В пользу этой гипотезы свидетельствует рождение жестких  $\gamma$ -квантов и нейтронов при грозах [22], [23], а также геофизические данные о широтном распределении дейтерия<sup>12</sup>.

Энергичные  $\gamma$ -кванты в [9] могли рождаться в реакциях, аналогичных радиационному распаду нейтрона [24]. При этом не исключено, что в экспериментах Курчатова наблюдалось тормозное рентгеновское излучение. Корректный ответ на вопрос о природе жесткого рентгена в [9] можно дать только на основе анализа результатов прецизионных измерений  $\gamma$ -спектров.

Отметим, что в смеси изотопов водорода нейтроний может дать начало цепочке реакций

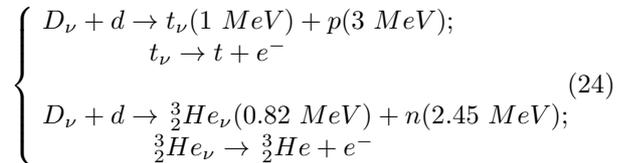


где  $D_\nu$  - динейтроний (связанное состояние нейтрона и нейтрония), а  $\frac{A}{Z}X$  - ядро-мишень. Во второй из реакций (23), как правило, выделяется энергия  $\sim 5$  МэВ. Поэтому ядерные реакции с участием нейтринных экзотома могут найти практическое применение.

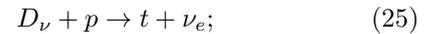
## VI. ПРОВЕРЯЕМЫЕ СЛЕДСТВИЯ ТЕОРИИ

Из всего вышеизложенного следует, что:

- 1) возможна эмуляция DD-синтеза в низкоэнергетических экспериментах [25]



- 2) возможен синтез дейтерия не только в известной реакции Бете  $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ , но и в цепочке реакций (21) - (22), не сопровождающейся рождением позитронов;
- 3) возможен синтез трития без эмиссии нейтронов в реакции



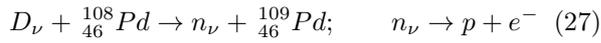
поэтому при образования трития при электролизе должно наблюдаться аномальное отношение выхода трития к нейтронам  $t/n \gg 1$  (см., например, [26]);

- 4) возможен синтез гелия без испускания жестких  $\gamma$ -квантов [27]:

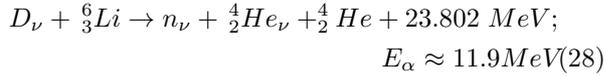


<sup>12</sup>В полярных широтах, где не бывает гроз, концентрация дейтерия в воде намного ниже, чем в тропиках.

- 5) возможно образование короткоживущих изотопов при сверхнизких энергиях [28]:



- 6) возможен выход высокоэнергетических  $\alpha$ -частиц при воздействии электронным пучком или рентгеновским излучением на дейтериды металлов [29], например, в реакциях типа



- 7) возможно нарушение экспоненциального закона радиоактивного распада для ядер тяжелых водородоподобных ионов, распадающихся в результате захвата орбитальных электронов [30].

К сожалению, в [25]-[30], в которых регистрировались подобные реакции, отсутствовала корректная теоретическая трактовка экспериментальных данных, и революционные результаты, полученные в этих работах, не были засчитаны широкой научной общественностью.

Теория ЭЭП позволяет с единых позиций объяснить имеющиеся экспериментальные данные по “холодному синтезу” и “низкоэнергетической трансмутации”, не выходя за рамки известных законов физики. Поэтому для подтверждения этой теории достаточно воспроизвести результаты любой из упомянутых работ. При этом контрольные эксперименты необходимо производить в крупных ядерных центрах независимыми группами исследователей не столько с целью воспроизведения работ [25]-[30], достоверность результатов которых несомненна, сколько с целью измерения свободных параметров теории ЭЭП, а именно, порога  $\varepsilon_{tr}$  и “эффективного объема нейтрона”  $V_{eff}^{n_\nu}$ .

## VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируем вышесказанное следующим образом.

- 1) Доказано, что нейтрон и нейтроний являются экзотическими электрослабыми резонансами.
- 2) Показано, что существование нейтрона является прямым следствием СРТ-теоремы.
- 3) Гипотетическая элементарная частица “нейтроний” электрически нейтральна.
- 4) Нейтроний является бозоном, т.е., имеет целый спин  $s_{n_\nu} = 0$  (возможно,  $s_{n_\nu} = 1$ ).
- 5) Нейтроний имеет полуцелый изоспин, причем  $T_{n_\nu} = 1/2$ ,  $(T_{n_\nu})_z = -1/2$ .
- 6) Барионное и лептонное квантовые числа нейтрона отличны от нуля ( $B = L_e = 1$ ).
- 7) Время жизни нейтрона имеет порядок  $\tau_{n_\nu} \sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ .
- 8) Масса покоя нейтрона равна  $m_{n_\nu} c^2 = m_p c^2 + m_e c^2 + U_{n_\nu} \lesssim 938.788 \text{ MeV}$ .
- 9) Ширина нейтрона при  $V_{eff}^{n_\nu} \approx 2.7 \text{ fm}^3$  приблизительно равна  $\Gamma_{n_\nu} \lesssim 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$ .

- 10) Сечение рождения нейтрона в максимуме резонанса не превосходит  $\sigma_{H(e,e')n_\nu}^{max} \sim 0.1 \mu\text{barn}$ .
- 11) Порог рождения нейтрона лежит в диапазоне  $\varepsilon_{tr} \sim 0.1 - 1 \text{ keV}$ , значительно ниже порога термоядерных реакций. Это означает, что нейтроноподобные ядерно-активные частицы (нейтроний и динейтроний) могут рождаться в области низких энергий, и, следовательно, вызывать ядерные реакции, аналогичные реакциям, вызываемым нейтронами, именно при тех энергиях, при которых ядерные реакции с заряженными частицами запрещены высоким кулоновским барьером.
- 12) Слабое взаимодействие может приводить к долговременной (по ядерным меркам времени) нейтрализации заряда протона, и, таким образом, играть роль “нейтринного катализатора” ядерных реакций при сверхнизких энергиях.
- 13) Дано качественное объяснение результатов экспериментов, выполненных в 50-х годах прошлого века под руководством И.В. Курчатова.
- 14) Предложены схемы проверки теории в решающих экспериментах.

## VIII. БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарю С.Г. Кадменского, В.И. Фурмана, Ю.В. Попова, И.Б. Савватимову и А.Я. Неймана за многочисленные плодотворные дискуссии.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Проблема связи каналов в квантовой теории рассеяния подробно рассматривалась многими авторами (см., например, монографию [14] и ссылки в ней). В упомянутой монографии, в частности, было показано, что в системе двух связанных каналов возможны состояния, когда один канал является открытым, а другой — закрытым. При этом не исключена ситуация, когда “выключение” связи каналов приводит к исчезновению связанного состояния в канале, который был закрыт при “включенной” связи каналов.

Поскольку проблема существования нейтрона связана именно с ограничениями, накладываемыми соотношением неопределенности Гейзенберга на комптоновскую длину волны легкой частицы в мелком потенциале, постольку логично на простом методическом примере пояснить, как работает теорема Захарьева в этой ситуации.

Для простоты рассмотрим систему двух связанных радиальных уравнений Шредингера для  $s$ -состояний двух нерелятивистских частиц с массами  $m_1$ ,  $m_2$  и энергиями  $E_1$ ,  $E_2$ , соответственно:

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{d^2 u_1}{dr^2} + V_1 u_1 + V_{12} u_2 = E_1 u_1 \\ -\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{d^2 u_2}{dr^2} + V_2 u_2 + V_{21} u_1 = E_2 u_2 \end{cases} \quad (29)$$

Рассмотрим случай, когда и обычные, и переходные потенциалы, представляют собой прямоугольные ямы, причем потенциал  $V_1$  - широкий и глубокий, и в нем

имеются связанные состояния, потенциал  $V_2$  - глубокий, но настолько узкий, что в нем отсутствуют связанные состояния, а переходные потенциалы  $V_{12} = V_{21}$  - узкие и глубокие.

Покажем, что при любой глубине потенциала  $V_2$  существует набор глубин потенциалов  $V_1$ ,  $V_{12}$  и  $V_{21}$ , при котором в потенциале  $V_2$  появляется связанное состояние, причем состояние частицы в первом канале представляет собой состояние непрерывного спектра:

$$E_1 > 0, E_2 < 0. \quad (30)$$

Рассмотрим набор потенциалов, удовлетворяющих условиям

$$V_1 = \begin{cases} -V_{10} & r < a_1 \\ 0 & r > a_1 \end{cases}. \quad (31)$$

$$V_2 = \begin{cases} -V_{20} & r < a_2 \\ 0 & r > a_2 \end{cases}. \quad (32)$$

$$V_{12} = \begin{cases} V_{12} & r < a_2 \\ 0 & r > a_2 \end{cases}. \quad (33)$$

причем  $a_2 \ll a_1$ , а глубины потенциалов  $V_{10} > 0$  и  $V_{20} > 0$  удовлетворяют условиям:

$$\begin{cases} V_{10} > \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m_1 a_1^2} \\ V_{20} < \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m_2 a_2^2} \end{cases}. \quad (34)$$

Условия (34) соответствуют тому, что наличие или отсутствие связанных состояний в том или ином потенциале зависит не столько от глубины или формы потенциальной ямы, сколько от размерности задачи, которая, в свою очередь, определяет граничные условия на радиусе канала. В связи с этим в Таблице III приведены результаты анализа влияния граничных условий на наличие (или отсутствие) связанных состояний в прямоугольной потенциальной яме [12].

Из Таблицы III хорошо видно, что ограничения на глубину и ширину потенциала, в котором имеется хотя бы один дискретный уровень, возникают только в трехмерном случае, когда граничное условие в нуле  $u(0) = 0, u'(0) < \infty$  совместимо с граничным условием на радиусе канала для логарифмической производной  $u'(a)/u(a) < 0$ .

Доказательство сформулированного выше утверждения сводится к поиску энергии  $E_1$ , при которой наблюдается резонанс в первом канале, в то время, как  $E_2 < 0$ , причем волновая функция (ВФ)  $u_2(r)$  монотонно убывает при  $r > a_2$  (более того,  $\lim_{r \rightarrow \infty} u_2(r) = 0$ ) и нормирована условием

$$\int_0^\infty |u_2(r)|^2 dr = 1. \quad (35)$$

Представим систему уравнений (29) в виде

$$\begin{cases} \frac{d^2 u_1}{dr^2} + \frac{2m_1}{\hbar^2}(E_1 - V_1)u_1 = \frac{2m_1}{\hbar^2}V_{12}u_2 \\ \frac{d^2 u_2}{dr^2} + \frac{2m_2}{\hbar^2}(E_2 - V_2)u_2 = \frac{2m_2}{\hbar^2}V_{21}u_1 \end{cases}. \quad (36)$$

Введем вспомогательные обозначения

$$\begin{cases} k = \sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2}E_1} \\ \alpha = \sqrt{-\frac{2m_2}{\hbar^2}E_2} \\ k_1 = \sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2}(E_1 + V_{10})} \\ k_2 = \sqrt{\frac{2m_2}{\hbar^2}(E_2 + V_{20})} \end{cases}. \quad (37)$$

В этих обозначениях система уравнений (36) принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{d^2 u_1}{dr^2} + k_1^2 u_1 = v_{12} u_2 \\ \frac{d^2 u_2}{dr^2} + k_2^2 u_2 = v_{21} u_1 \end{cases}. \quad (38)$$

где

$$\begin{cases} v_{12} = \frac{2m_1}{\hbar^2}V_{12} \\ v_{21} = \frac{2m_2}{\hbar^2}V_{21} \end{cases}. \quad (39)$$

Найдем корни характеристического уравнения для системы уравнений (38). Для этого проделаем очевидные преобразования.

Дважды продифференцируем первое уравнение системы (38)

$$\frac{d^4 u_1}{dr^4} + k_1^2 \frac{d^2 u_1}{dr^2} = v_{12} \frac{d^2 u_2}{dr^2}. \quad (40)$$

Подставим в (40) второе уравнение системы (38), и получим:

$$\frac{d^4 u_1}{dr^4} + k_1^2 \frac{d^2 u_1}{dr^2} = v_{12}(v_{21} u_1 - k_2^2 u_2). \quad (41)$$

Перепишем (41) в виде:

$$\frac{d^4 u_1}{dr^4} + k_1^2 \frac{d^2 u_1}{dr^2} = v_{12} v_{21} u_1 - k_2^2 v_{12} u_2. \quad (42)$$

Подставим в (42) первое уравнение системы (38). Получим:

$$\frac{d^4 u_1}{dr^4} + k_1^2 \frac{d^2 u_1}{dr^2} = v_{12} v_{21} u_1 - k_2^2 \left[ \frac{d^2 u_1}{dr^2} + k_1^2 u_1 \right]. \quad (43)$$

Представим (43) в виде:

$$\frac{d^4 u_1}{dr^4} + k_1^2 \frac{d^2 u_1}{dr^2} + k_2^2 \left[ \frac{d^2 u_1}{dr^2} + k_1^2 u_1 \right] - v_{12} v_{21} u_1 = 0. \quad (44)$$

Из (44) с очевидностью следует, что

$$\frac{d^4 u_1}{dr^4} + (k_1^2 + k_2^2) \frac{d^2 u_1}{dr^2} + (k_2^2 k_1^2 - v_{12} v_{21}) u_1 = 0. \quad (45)$$

Будем искать решение уравнения (45) в виде:

$$u_1(r) = e^{\pm i\kappa r}. \quad (46)$$

Таблица II  
Влияние размерности задачи на появление дискретных уровней в потенциале

Одномерная яма	Двумерная яма	Трехмерная яма
$\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))u = 0$	$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\psi}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(r))\psi = 0$	$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\psi}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(r))\psi = 0$
$\begin{cases} u(x) = A \cos Kx &  x  \leq a/2 \\ u(x) = \exp(-\kappa x) &  x  > a/2 \end{cases}$	$\begin{cases} \psi(r) = A J_0(Kr) & r \leq a \\ \psi(r) = H_0^{(1)}(i\kappa r) & r > a \end{cases}$	$\begin{cases} u(r) = A \sin Kr & r \leq a \\ u(r) = \exp(-\kappa r) & r > a \end{cases}; \psi = \frac{u}{r}$
$\kappa = K \cdot \operatorname{tg}(Ka/2)$	$[a \ln(\kappa a)]^{-1} \approx -K^2 a/2$	$K \cdot \operatorname{ctg} Ka = -\kappa$
$E \approx -\frac{ma^2}{2\hbar^2} U_0^2$	$E \sim -\frac{\hbar^2}{ma^2} \exp\left[-\frac{2\hbar^2}{ma^2 U_0}\right]$	$K_0 a > \frac{\pi}{2} \Rightarrow U_{0min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2}$

Подставляя (46) в (45), получаем характеристическое уравнение

$$\kappa^4 - (k_1^2 + k_2^2)\kappa^2 + (k_1^2 k_2^2 - v_{12} v_{21}) = 0. \quad (47)$$

которое имеет 4 корня:

$$\kappa_{1,2,3,4} = \pm \sqrt{\frac{k_1^2 + k_2^2}{2}} \pm \sqrt{\frac{(k_1^2 + k_2^2)^2}{4} - (k_1^2 k_2^2 - v_{12} v_{21})}. \quad (48)$$

или, по-другому:

$$\kappa_{1,2,3,4} = \pm \sqrt{\frac{k_1^2 + k_2^2}{2}} \pm \sqrt{\frac{(k_1^2 - k_2^2)^2}{4} + v_{12} v_{21}}. \quad (49)$$

Из (49) следует, что связь каналов приводит к сдвигу собственных значений и вариации собственных функций. Во избежание неоднозначности обозначений будем считать, что

$$\kappa_{3,4} = \pm \kappa_{1,2} \quad (50)$$

где

$$\begin{cases} \kappa_1 = \sqrt{\frac{k_1^2 + k_2^2}{2} + \sqrt{\frac{(k_1^2 - k_2^2)^2}{4} + v_{12} v_{21}}} \\ \kappa_2 = \sqrt{\frac{k_1^2 + k_2^2}{2} - \sqrt{\frac{(k_1^2 - k_2^2)^2}{4} + v_{12} v_{21}}} \end{cases}. \quad (51)$$

В соответствии с поставленной задачей будем считать заданными потенциал  $V_2$  и энергию  $E_2 < 0$ . Очевидно, что

$$u_1(r) = \begin{cases} A_{11} \sin \kappa_1 r + B_{11}(\cos \kappa_1 r - \cos \kappa_2 r) + \\ + C_{11} \sin \kappa_2 r & ; & r < a_2 \\ A_{12} \sin k_1 r + B_{12} \cos k_1 r & ; & a_2 < r < a_1 \\ F \sin(kr + \delta_0) & ; & r > a_1 \end{cases} \quad (52)$$

и

$$u_2(r) = \begin{cases} A_{21} \sin \kappa_1 r + B_{21}(\cos \kappa_1 r - \cos \kappa_2 r) + \\ + C_{21} \sin \kappa_2 r & ; & r < a_2 \\ A_{22} \exp(-\alpha r) & ; & r > a_2 \end{cases}. \quad (53)$$

Найдем значения коэффициентов, присутствующих в решениях (52), (53). Во-первых, заметим, что

$$u_1(r) = v_{21}^{-1} \cdot \left[ \frac{d^2 u_2}{dr^2} + k_2^2 u_2 \right], \quad (54)$$

откуда следует, что

$$u_1(r) = v_{21}^{-1} \cdot \frac{d^2}{dr^2} \left[ A_{21} \sin \kappa_1 r + B_{21}(\cos \kappa_1 r - \cos \kappa_2 r) + C_{21} \sin \kappa_2 r \right] + v_{21}^{-1} \cdot k_2^2 \cdot \left[ A_{21} \sin \kappa_1 r + B_{21}(\cos \kappa_1 r - \cos \kappa_2 r) + C_{21} \sin \kappa_2 r \right] \quad (55)$$

или, по-другому

$$u_1(r) = v_{21}^{-1} \cdot \left[ -A_{21} \kappa_1^2 \sin \kappa_1 r + B_{21}(-\kappa_1^2 \cos \kappa_1 r - \kappa_2^2 \cos \kappa_2 r) - C_{21} \kappa_2^2 \sin \kappa_2 r \right] + v_{21}^{-1} k_2^2 \cdot \left[ A_{21} \sin \kappa_1 r + B_{21}(\cos \kappa_1 r - \cos \kappa_2 r) + C_{21} \sin \kappa_2 r \right] \quad (56)$$

Граничные условия при  $r = 0$  гласят

$$\begin{cases} u_1(0) = 0 \\ u_2(0) = 0 \end{cases}. \quad (57)$$

Из (56) следует, что

$$u_1(0) = v_{21}^{-1} \cdot B_{21} \cdot (-\kappa_1^2 + \kappa_2^2) = 0. \quad (58)$$

В силу того, что  $(\kappa_2^2 - \kappa_1^2) \neq 0$ , мы получаем:

$$B_{11} = B_{21} = 0. \quad (59)$$

Таким образом:

$$u_2(r) = \begin{cases} A_{21} \sin \kappa_1 r + C_{21} \sin \kappa_2 r & r < a_2 \\ A_{22} \exp(-\alpha r) & r > a_2 \end{cases}. \quad (60)$$

Все коэффициенты в волновой функции  $u_2(r)$  определяются однозначно. В самом деле, как уже отмечалось выше, коэффициент  $B_{21} = 0$  в силу граничного условия  $u_1(0) = 0$ . Первое уравнение на коэффициенты  $A_{21}$  и  $C_{21}$  вытекает из условия непрерывности ВФ:

$$A_{21} \sin \kappa_1 a_2 + C_{21} \sin \kappa_2 a_2 = A_{22} \exp(-\alpha a_2). \quad (61)$$

Второе уравнение на коэффициенты  $A_{21}$  и  $C_{21}$  вытекает из условия гладкости ВФ:

$$A_{21} \kappa_1 \cos \kappa_1 a_2 + C_{21} \kappa_2 \cos \kappa_2 a_2 = -\alpha A_{22} \exp(-\alpha a_2). \quad (62)$$

В итоге мы приходим к системе уравнений

$$\begin{cases} A_{21} \sin \kappa_1 a_2 + C_{21} \sin \kappa_2 a_2 = A_{22} \exp(-\alpha a_2) \\ A_{21} \kappa_1 \cos \kappa_1 a_2 + C_{21} \kappa_2 \cos \kappa_2 a_2 = -\alpha A_{22} \exp(-\alpha a_2) \end{cases} \quad (63)$$

Определители для системы уравнений (63) имеют вид:

$$\begin{cases} \Delta_2 = \kappa_2 \cos \kappa_2 a_2 \sin \kappa_1 a_2 - \kappa_1 \cos \kappa_1 a_2 \sin \kappa_2 a_2 \\ \Delta_{A_{21}} = A_{22} \exp(-\alpha a_2) [\kappa_2 \cos \kappa_2 a_2 + \alpha \sin \kappa_2 a_2] \\ \Delta_{C_{21}} = -A_{22} \exp(-\alpha a_2) [\alpha \sin \kappa_1 a_2 + \kappa_1 \cos \kappa_1 a_2] \end{cases} \quad (64)$$

В соответствии с этим

$$\begin{cases} A_{21} = \frac{\Delta_{A_{21}}}{\Delta_2} \\ C_{21} = \frac{\Delta_{C_{21}}}{\Delta_2} \end{cases}. \quad (65)$$

Обратим внимание на то, что оба коэффициента ( $A_{21}$  и  $C_{21}$ ) пропорциональны ВФ  $u_2(r)$  на радиусе канала ( $u_2(a_2) = A_{22} e^{-\alpha a_2}$ ). Поэтому условие нормировки (34) является уравнением на коэффициент  $A_{22}$ . В итоге все три коэффициента, входящие в выражение для ВФ  $u_2(r)$  определены однозначно. Их явный вид не приводим из-за громоздкости выражений.

Итак, ВФ  $u_2(r)$  найдена во всей области определения. Перейдем к отысканию ВФ  $u_1(r)$ . Для этого представим соотношение (56) в виде:

$$u_1(r) = v_{21}^{-1} \cdot \left[ A_{21} (k_2^2 - \kappa_1^2) \sin \kappa_1 r + C_{21} (k_2^2 - \kappa_2^2) \sin \kappa_2 r \right] \quad (66)$$

Подставляя (66) в (52), получаем:

$$u_1(r) = \begin{cases} v_{21}^{-1} \cdot \left[ A_{21} (k_2^2 - \kappa_1^2) \sin \kappa_1 r + C_{21} (k_2^2 - \kappa_2^2) \sin \kappa_2 r \right] & r < a_2 \\ A_{12} \sin k_1 r + B_{12} \cos k_1 r & a_2 < r < a_1 \\ F \sin(kr + \delta_0) & r > a_1 \end{cases} \quad (67)$$

Учитывая, что функция  $u_1(r)$  является непрерывной и гладкой, а также то, что она однозначно задана при  $r < a_2$ , мы приходим к системе уравнений на коэффициенты  $A_{12}$  и  $B_{12}$ :

$$\begin{cases} A_{12} \sin k_1 a_2 + B_{12} \cos k_1 a_2 = u_1(a_2 - 0) \\ A_{12} k_1 \cos k_1 a_2 - B_{12} k_1 \sin k_1 a_2 = u_1'(a_2 - 0) \end{cases}. \quad (68)$$

Определители для системы уравнений (68) имеют вид:

$$\begin{cases} \Delta_1 = -k_1 \\ \Delta_{A_{12}} = -u_1(a_2 - 0) k_1 \sin k_1 a_2 - u_1'(a_2 - 0) \cos k_1 a_2 \\ \Delta_{B_{12}} = u_1'(a_2 - 0) \sin k_1 a_2 - u_1(a_2 - 0) k_1 \cos k_1 a_2 \end{cases} \quad (69)$$

Очевидно, что

$$\begin{cases} A_{12} = \frac{\Delta_{A_{12}}}{\Delta_1} \\ C_{12} = \frac{\Delta_{C_{12}}}{\Delta_1} \end{cases}. \quad (70)$$

Таким образом, мы нашли ВФ  $u_1(r)$  на отрезке  $a_2 < r < a_1$ .

Перейдем к заключительной части задачи. Для этого осуществим сшивку решений для ВФ  $u_1(r)$  на внешнем радиусе  $a_1$  канала 1. Очевидно, что условие сшивки имеет вид:

$$\begin{cases} F \sin(ka_1 + \delta_0) = u_1(a_1 - 0) \\ F k \cos(ka_1 + \delta_0) = u_1'(a_1 - 0) \end{cases}. \quad (71)$$

Легко видеть, что уравнение (71) определяет фазу рассеяния:

$$\begin{cases} k \cdot \text{ctg}(ka_1 + \delta_0) = \frac{u_1'(a_1 - 0)}{u_1(a_1 - 0)} \\ F = \frac{u_1(a_1 - 0)}{\sin(ka_1 + \delta_0)} \end{cases}. \quad (72)$$

Отметим, что если разбить фазу рассеяния на потенциальную и резонансную:

$$\delta_0 = -ka_1 + \delta_0^{res}, \quad (73)$$

то первое уравнение в (72) определяет энергии резонансов в канале 1, которые соответствуют квазисвязанному состоянию в канале 2. В самом деле, положению пика резонанса соответствует фаза

$$\delta_0^{res} = \frac{\pi}{2}, \quad (74)$$

и уравнение для энергии, при которой в канале 1 наблюдается резонанс, принимает вид:

$$\left. \frac{du_1}{dr} \right|_{r=a_1-0} = 0, \quad (75)$$

причем вторая производная ВФ  $u_1$  в точке сшивки должна быть отрицательной.

Подчеркнем, что при энергии  $E_1 = E_1^r$

$$F = u_1(a_1 - 0). \quad (76)$$

Амплитуду  $F$  ВФ  $u_1$  при  $r > a_1$  можно привести к стандартной нормировке состояний  $s$ -рассеяния:

$$\tilde{F} = \frac{1}{k} \exp(i\delta_0), \quad (77)$$

соответствующей условию унитарности  $S$ -матрицы.

В настоящей работе доказывается теорема существования, не более того. Поэтому всегда можно подобрать глубину потенциала  $V_1$  и радиус  $a_1$ , для которых условие (75) выполняется при энергии  $E_1^r$ , при которой нормировочный интеграл ВФ в канале 2 не превосходит единицу:

$$w = \int_0^\infty |u_2(r)|^2 dr \leq 1. \quad (78)$$

При такой постановке задачи все коэффициенты в ВФ  $u_1(r)$  и  $u_2(r)$  будут комплексными, а  $w$  в формуле (78) приобретает смысл вероятности возбуждения виртуального состояния частицы 2 в закрытом канале 2 при резонансном рассеянии частицы в канале 1.

Особо отметим, что в силу соотношений (66) и (67) мы всегда можем подобрать такую глубину переходного потенциала  $V_{12}$ , при которой условие (77) соответствует нормировке  $w = 1$ . В этом случае мы приходим к теореме Захарьева в ее классической формулировке.

В заключение этого раздела упомянем, что время задержки частицы 1 в квазисвязанном состоянии 2, возбуждающемся из-за наличия связи каналов, определяется соотношением

$$\tau = \frac{\hbar d\delta}{dE_1}. \quad (79)$$

Если резонанс в канале 1 является узким, то время задержки  $\tau$  за счет возбуждения канала 2 может быть очень большим.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю.Л. Ратис. Метастабильное ядерно-активное вещество динейтронов. Заявка на изобретение 2008147689 от 04.12.2008. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №062435 от 04.12.2008.
- [2] Ю.Л. Ратис. *Управляемый "термояд" или холодный синтез? Драма идей*. Изд-во СНЦ РАН, Самара, 2009.
- [3] Ю.Л. Ратис. *Прикладная физика*, 21(1), 2010.
- [4] Yu.L. Ratis. <http://es.arxiv.org/abs/0909.5561>.
- [5] Yu.L. Ratis. *The Old and New Concepts of Physics*, 6(4):525, 2009.
- [6] Yu.L. Ratis. *Proceedings of the LXII International Conference NUCLEUS 2012, Voronezh-2012. Ed. by A.K. Vlasnikov. (Saint-Petersburg University, Saint-Petersburg, 2012)*, page 62, 2012.
- [7] Yu.L. Ratis. *Abstracts of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR*, page 69, 2013.
- [8] Yu.L. Ratis. *Proceedings of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2013. (в печати)*.
- [9] И.В. Курчатов. *Атомная энергия*, (3):65, 1956.
- [10] П.Л. Капица. *Эксперимент. Теория. Практика*. Наука, Москва, 1981.
- [11] L.D. Landau, R. Peierls. *Zs. Phys.*, (62):188, 1930.
- [12] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Квантовая электродинамика. Теоретическая физика, т.4*. Наука, Москва, 1989.
- [13] В. Гейзенберг. *Физика и философия. Часть и целое*. Наука, Москва, 1989.
- [14] В.П. Жигунов, Б.Н. Захарьев. *Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния*. Атомиздат, Москва, 1974.
- [15] C. Amsler. Particle data group. *Phys. Lett. B*, (1):667, 2008.
- [16] Дж.Д. Бьеркен, С.Д. Дрелл. *Релятивистская квантовая теория. т.1. Релятивистская квантовая механика*. Наука, Москва, 1978.
- [17] И. Айзенберг, В. Грайнер. *Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия*. Атомиздат, Москва, 1973.
- [18] Д.А. Варшалович, А.Н. Москалев, В.К. Херсонский. *Квантовая теория углового момента*. Наука, Ленинград, 1975.
- [19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики. Т.3*. Наука, Москва, 1989.
- [20] А.С. Агапов, В.А. Каленский, Ч.Б. Кайтуков. Particle data group. *Прикладная физика*, (1):37, 2007.
- [21] Я.Б. Зельдович, С.С. Герштейн. Particle data group. *УФН*, 71(4):581, 1960.
- [22] H. Tsuchiya et al. Norikura cosmic-ray observatory report, 2009.
- [23] A.V. Grigoriev, O.R. Grigoryan, A.Y. Drozdov et al. *Journal of geophysical research*, (1):115, 2010.
- [24] R.U. Khafizov. *Particles and Nuclei, Letters.*, (5):45, 2001.
- [25] S.E. Jones, E.P. Palmer, J.B. Czirr et al. *Nature*, 338:737, 1989.
- [26] В.А. Царев. *УФН*, 162(10):63, 1992.
- [27] Y. Arata, Y.-C. Zhang. *Proceedings of the Japan Academy. Ser. B: Physical and Biological Sciences*, 78(3):57, 2002.
- [28] И.Б. Савватимова, А.Б. Карабут. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, (1):76, 1996.
- [29] А.Г. Липсон, И.П. Чернов, А.С. Русецкий. *ДАН*, 425(5):1, 2009.
- [30] Yu.A. Litvinov, F. Bosh et al. arXiv:0801.2079v1 [nucl-ex], (2008).