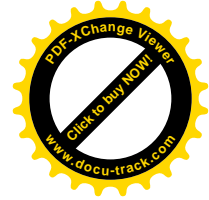


Самарский научный центр Российской академии наук
Институт систем обработки изображений РАН
Институт энергетики специального назначения

Ю.Л. Ратис

*Управляемый «термояд» или холодный синтез?
Драма идей.*

Самара 2009



Рецензенты

Доктор технических наук

Ю.И. Байбородов

Ратис Ю.Л.

Управляемый «термояд» или холодный синтез? Драма идей.

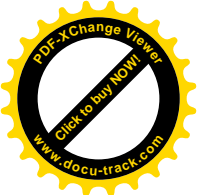
Самара, Издательство Самарского научного центра РАН, 2009, 92 с.: ил.

ISBN 978-5-93424-408-9

В работе дан обзор современного состояния проблемы холодного ядерного синтеза, и приведены аргументы в пользу новой модели этого явления, полностью согласующейся с известными законами ядерной физики.

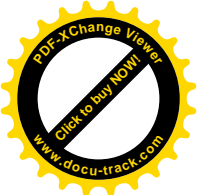
Монография предназначена для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в области физики и энергетики.

© Ю.Л. Ратис, 2009



Оглавление

| № | | Стр |
|----|---|-----|
| | Преамбула | 4 |
| 1 | Введение | 6 |
| 2 | Разрешенные процессы LENR и ХЯС | 10 |
| 3 | Подвиг инженера Филимоненко | 18 |
| 4 | Эксперименты Б.В. Дерягина | 19 |
| 5 | Эксперименты М. Флейшмана и С. Понса | 21 |
| 6 | Эксперименты И.Б. Савватимовой | 22 |
| 7 | Эксперименты Йосиаки Араты | 33 |
| 8 | Другие эксперименты | 40 |
| 9 | Феноменология Киркинского | 45 |
| 10 | Несостоятельность существующих теоретических подходов | 49 |
| 11 | Полумикроскопическое описание ХЯС | 50 |
| 12 | Микроскопическое описание ХЯС | 54 |
| 13 | Experimentum crucis | 64 |
| 14 | Периодическая система элементов Д.И. Менделеева | 65 |
| 15 | Наблюдательные данные | 65 |
| 16 | Схемы контрольных экспериментов | 66 |
| 17 | Критерии оценки результатов эксперимента | 68 |
| 18 | Холодный синтез в стакане воды | 70 |
| 19 | Использование холодного ядерного синтеза в энергетике | 71 |
| 20 | Применение динейтрона в других областях науки и техники | 72 |
| 21 | Заключение | 72 |
| 22 | Список литературы | 73 |
| 23 | Приложения | 77 |
| 24 | Благодарности | 91 |



Всем бедолагам, потратившим лучшие годы своей жизни на то, чтобы доказать почтенной ученой публике, что «река Волга впадает в Каспийское море, а лошади кушают овес», с глубокой благодарностью посвящается...

Ю.Л. Ратис

Преамбула

Официальная наука до сих пор считает невозможными превращения химических элементов в различных электроразрядных экспериментах с проволоками и фольгами, изготовленными из стабильных изотопов титана, вольфрама и других металлов. Научная общественность также отрицательно относится к трактовке результатов экспериментов с дейтерированным палладием, к интерпретации опытов по плавлению циркония электронным пучком и т.д. Редколлегия рейтинговых научных изданий обычно объявляют результаты исследований «низкоэнергетической трансмутации химических элементов» и «холодного ядерного синтеза» (ХЯС) лженаучными, или считают ошибкой эксперимента. «Крамольные» работы, как правило, не публикуют. На протяжении 80 лет фактически замалчиваются результаты нестандартных исследований, из которых следует однозначный вывод – и низкоэнергетическая трансмутация химических элементов, и холодный ядерный синтез существуют. И многочисленные группы энтузиастов в различных уголках земного шара продолжают проводить исследования этих феноменов.

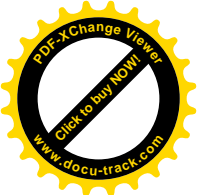
Согласно наиболее распространенному в научной и околонаучной литературе определению, низкоэнергетические ядерные реакции (общепринятая аббревиатура LENR, т.е. low energy nuclear reactions) – это такие ядерные реакции, при которых трансмутация химических элементов протекает при сверхнизких энергиях, и не сопровождается появлением жесткого ионизирующего излучения.

Под холодным ядерным синтезом [78] обычно понимают реакцию слияния ядер изотопов водорода при температуре $T_{cf} \sim 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ (*cf*- cold fusion), существенно меньшей, чем в термоядерных реакциях $T_{cf} = T_m \sim 10^8 - 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ (*tn*- thermonuclear, Приложение б).

К великому сожалению, основная масса физиков LENR от ХЯС не отличает.

Существует расхожее мнение, что такие процессы строго запрещены законами ядерной физики. Это мнение было даже узаконено решением комиссии по лженауке при Президиуме РАН в конце 90-х годов XX века, и озвучено тогдашним ее руководителем, академиком Э.П. Кругляковым. В результате к разряду лженауки оказались причислены классические научные работы. Например, под определение LENR, данное Комиссией, подпадает электронный захват, открытый Л.У. Альварецом в 1937 году [95]. Обратная реакция, так называемый β -распад в связанное состояние, также, несомненно, относится к LENR- процессам. Первое упоминание о нем датировано 1947 годом [15]. Теория β -распада в связанное состояние была создана в 1961 г. [10]. Этот процесс был исследован экспериментально коллаборацией GSI в 90-е годы XX века [12,27]. Кинетика реакций в холодной радиоактивной плазме, обусловленных β -распадом в связанное состояние, исследована в [45].

Но и это еще не все. В 1957 году в ядерном центре в Беркли было открыто явление μ -катализа ядерных реакций синтеза в холодном водороде! Группу экспериментаторов возглавлял все тот же неутомимый Л.У. Альварец [1]. Другими словами, согласно [95] и [1], как «низкоэнергетическая трансмутация химических элементов», так и «холодный ядерный синтез» (а это не совсем одно и то же) были открыты одним и тем же ученым. За



эти открытия он и был удостоен Нобелевской премии по физике в 1968 году. Так что российская Комиссия по лженауке слегка перестаралась в своей борьбе «за чистоту рядов». Случай, когда на столь высоком уровне оказалось де-факто аннулированным решение Нобелевского комитета, не имеет прецедентов в истории науки!

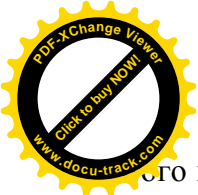
Девиантное поведение научного сообщества в отношении проблем LENR и ХЯС не заканчивается на пренебрежении мнением Нобелевского комитета. Если Вы откроете журнал «Успехи физических наук» т. 71. вып. 4. за 1960 год, то Вы найдете там обзор Я.Б. Зельдовича (академик, трижды Герой социалистического труда) и С.С. Герштейна (академик) под названием «Ядерные реакции в холодном водороде» [78]. В этом обзоре имеется краткое изложение предыстории открытия, а также ссылка на практически недоступную работу А.Д. Сахарова [93]¹.

В обзоре [78] упоминается, что явление ХЯС (т.е. μ -катализ в холодном водороде) было предсказано Ф.Ч. Франком [18] (член Лондонского Королевского общества), а также А.Д. Сахаровым (академик, трижды Герой социалистического труда, лауреат Нобелевской премии мира) [93] и упомянутым выше Я.Б. Зельдовичем [80]. К слову, великое трио советских ученых – создатели отечественного термоядерного оружия. И, несмотря на это, академик Э.П. Кругляков объявил ХЯС лженаукой, хотя о μ - катализе и пьезоядерных реакциях в статье «Ядерные реакции в холодном водороде» написано достаточно ясно и подробно для того, чтобы понять, что таковые существуют (см. Приложение 1).

Единственное, что может в какой-то степени служить оправданием чрезмерно вольного обращения с терминологией, используемой Комиссией по лженауке в научной и политической полемике, так это то, что ее нападки на «трансмутаологов» в основном были направлены на пресечение любых исследований в конкретной области ядерной физики – работ по реакциям холодного ядерного синтеза в конденсированных средах (CMNR - condensed matter nuclear reactions). К сожалению, при этом «под раздачу» попали весьма перспективные научные направления. Как показал анализ истории CMNR, уничтожение этого научного направления Комиссия по лженауке при Президиуме РАН осуществляла отнюдь не бескорыстно. Расправа велась с очень опасным конкурентом, победа которого в научном споре могла означать полное прекращение бюджетного финансирования работ по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС). В условиях экономического кризиса 90-х годов это означало бы закрытие многих НИИ, входящих в структуры РАН. Академия наук допустить этого не могла, и не стеснялась в выборе средств борьбы с конкурентами. Но и это – только одна, и, похоже, не самая главная причина, по которой ХЯС оказался «гадким утенком» от ядерной физики. Любой специалист, хорошо знакомый с проблемой УТС, может подтвердить, что теоретические запреты на явления LENR и ХЯС являются столь серьезными, что преодолеть их не представляется возможным. Именно этот аргумент повлиял на отношение большинства физиков к обсуждаемой проблеме. Именно ясное понимание того, насколько серьезны аргументы теоретиков, заставляло многих, даже в высшей степени квалифицированных физиков, с порога отмечать любые сообщения об экспериментальном обнаружении LENR, ХЯС или CMNR.

Продолжительное игнорирование большинством физиков экспериментально подтвержденного факта существования низкоэнергетических ядерных процессов является прискорбным заблуждением. Описываемые процессы многие ученые до сих пор относят к разряду несуществующих по известному принципу: «этого не может быть, потому, что

¹ На отчет 1948 года «Пассивные мезоны» широко ссылаются во всей мировой литературе по мюонному катализу. Этот отчет объемом 5 страниц был немедленно засекречен сразу же после его появления на свет. Первое упоминание о нем появилось в печати в 1957 году в совместной работе Зельдовича и Сахарова «О реакциях, вызываемых мю-мезонами в водороде», а затем в 1960 году в обзоре [78] Зельдовича и Герштейна «Ядерные реакции в холодном водороде». После скоростной смерти Андрея Дмитриевича отчет нашли в архивах ФИАНа. С него сняли гриф секретности, и он был опубликован в 1995 году.



«...его не может быть никогда». К этому следует добавить, что кроме «эффекта шорности», заставлявшего профессиональных физиков-ядерщиков скептически относиться к самой возможности низкоэнергетической трансмутации химических элементов и холодного ядерного синтеза, зловещую роль в прохладном отношении профессионалов к излагаемой тематике сыграли различного рода «трансмутологи», претендовавшие на изобретение нового «философского камня». Непрофессионализм «новых алхимиков» и вызываемое ими раздражение у профессионалов, хорошо знакомых с сутью проблемы, привели к тому, что исследования в перспективной области человеческого знания оказались замороженными на десятилетия.

Однако в процессе яростной критики работ «трансмутологов» ученые, высказывавшие официальную точку зрения на проблему холодного ядерного синтеза, нечаянно подзабыли, что термин «лженаука» означает скорее похвалу, нежели осуждение. Ведь давно известно, что вся современная наука родом из лженауки. Физика – из метафизики, химия – из алхимии, медицина – из знахарства и шаманства. Думаю, нет особого смысла перечислять многочисленные конкретные примеры. Но то, что идеи Джордано Бруно, Галилео Галилея и Николая Коперника считались их современниками не просто лженаучными, а сущей ересью, забывать не стоит. Так уже бывало и в новейшей истории. При И.В. Сталине в СССР с генетикой (продажная девка империализма) и кибернетикой (прислужница буржуазии). В настоящее время в похожую историю попала физика холодного ядерного синтеза и низкоэнергетической трансмутации химических элементов, и отнюдь, не в одной России!

Справедливости ради надо отметить, что комиссия по лженауке, аналогичная российской, имеется и в США. Работает она точно так же, как и в РФ. Причем в законопослушной Америке запрет на федеральное финансирование «лженаучных» исследований является абсолютным, а в России эти запреты некоторые особо ушлые деятели науки ухитряются каким-то образом обходить. Впрочем, и в других странах тоже.

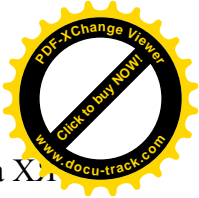
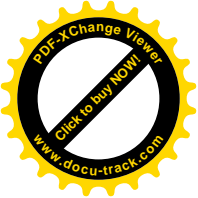
Пока официальная российская наука избавлялась от лжеученых, американские, французские и японские конкуренты не теряли времени даром. Например, в Соединенных штатах Америки исследования холодного синтеза были объявлены лженаукой только для гражданских лиц. В лабораториях военно-морского флота США исследования велись с начала 90-х годов XX века. Более 300 физиков и инженеров практически вслепую, не имея сколько-нибудь приемлемой теории ХЯС, почти 20 лет работали в Ливерморе над созданием установок холодного ядерного синтеза. Их усилия увенчалась созданием опытных образцов энергетических реакторов ХЯС мощностью около 1 МВт.

В настоящее время в США налажен выпуск промышленных образцов генераторов на палладий-дейтериевых элементах. Они работают на Аляске, и снабжают электрической энергией базовые станции мобильной связи. ХЯС – это уже давным-давно не наука. Это инженерная практика, притом, успешная. И только в России по-прежнему пресекаются любые попытки гласной государственной поддержки научных работ в этом направлении.

Сверхзадачей настоящей работы является демонстрация принципиальной возможности описания LENR, ХЯС и CMNR в терминах ортодоксальной ядерной физики.

1. Введение

Основные особенности процессов низкоэнергетической трансмутации химических элементов (т.е., реакции электронного захвата) общеизвестны [95]. Менее изученный β -распад в связанное состояние (также представляющий собой LENR- процесс) достаточно подробно описан в работах [10, 12,15,27,45]. То, что комиссия по лженауке при Президиуме РАН дала определение LENR, согласно которому запрещенным оказался процесс, описанный во всех учебниках физики,- не более чем забавный курьез, свидетельствующий о том, что люди, слишком долго занимающиеся административной работой, выходят из



состояния компетентности. В настоящей работе обсуждается, в основном, проблема ХЯС. Данные по LENR анализируются лишь в той степени, в которой это требуется для исследования ХЯС.

Взгляды научной общественности на проблему LENR и ХЯС сформировались на основе консенсуса в отношении трех стандартных теоретических запретов на явление низкоэнергетической трансмутации химических элементов (см. [37]):

1. невозможность прохождения кулоновского барьера;
2. предельно малые сечения слабых процессов;
3. малые вероятности многочастичных столкновений.

Для того чтобы в последующих рассуждениях опираться только на твердо установленные факты, ниже мы приведем численные оценки вероятностей указанных процессов в приближении «голых ядер», т.е. без учета экранировки положительного заряда ядра облаком отрицательного заряда, образованным орбитальными электронами.

Кулоновский барьер сильно влияет на величину сечения ядерных реакций при низких энергиях:

$$\sigma_r = \mathcal{B} \cdot |\psi_C(\mathbf{R})|^2, \quad (1.1)$$

где $|\psi_C(\mathbf{R})|^2$ – квадрат кулоновской волновой функции относительного движения ядер, определяющий вероятность прохождения кулоновского барьера, \mathcal{B} – сечение ядерной реакции при «выключенном» кулоновском барьере, а \mathbf{R} – радиус канала.

В наивной кластерной модели [21,38,81] проницаемость кулоновского барьера в квазиклассическом приближении определяется формулой:

$$|\psi_C(\mathbf{R})|^2 \sim \exp \left[-2 \int_{\mathbf{R}}^{\mathbf{Z}_1 \mathbf{Z}_2 e^2 / E} \mathbf{dr} \cdot \mathbf{k}(\mathbf{r}) \right], \quad (1.2)$$

где $\mathbf{k}(\mathbf{r})$ – волновой вектор дейтрона под барьером:

$$\mathbf{k}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{\mathbf{Z}_1 \mathbf{Z}_2 e^2}{R} - E \right)}, \quad (1.3)$$

\hbar – постоянная Планка, m – приведенная масса сталкивающихся ядер, E – их кинетическая энергия в системе центра масс, \mathbf{Z}_1 и \mathbf{Z}_2 – зарядовые числа ядер, e – модуль заряда электрона.

Более точная оценка проницаемости барьера гласит [38]:

$$P_I \approx \frac{\rho}{G_I^2(\rho, \eta)} = \zeta_I \cdot \exp(-2 \cdot C_I), \quad (1.4)$$

где $G_I(\rho, \eta)$ – нерегулярная кулоновская функция, а ζ_I и C_I рассчитываются по формулам:

$$\zeta_I = \left(L^2 + \frac{1}{4} x^2 - \rho^2 \right)^{1/2}, \quad (1.5)$$

и

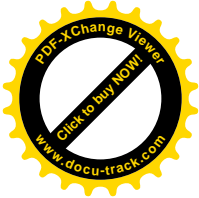
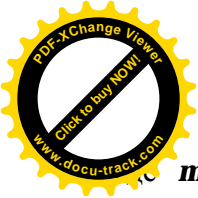
$$C_I = \eta \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin \left(\frac{\eta - \rho}{\sqrt{\eta^2 + L^2}} \right) \right] - \zeta_I + L \cdot \ln \left(\frac{L \zeta_I + L^2 + x^2 / 8}{\rho \sqrt{\eta^2 + L^2}} \right), \quad (1.6)$$

причем $L = I + \frac{1}{2}$ и $x = (8\rho\eta)^{1/2}$. Кроме того, согласно [38]:

$$\rho = kR = 0.21954 \cdot m^{1/2} \cdot E^{1/2} \cdot R \quad (1.7)$$

$$\eta = 0.158052 \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot m^{1/2} E^{-1/2} \quad (1.8)$$

$$x^2 = 8\rho\eta = 0.069396 \cdot m \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot R \quad (1.9)$$



$m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ - приведенная масса в единицах массы протона; Z_1 и Z_2 - заряды взаимодействующих частиц в единицах модуля заряда электрона; E - энергия относительного движения частиц в системе центра тяжести, выраженная в МэВ, R - радиус канала в единицах ферми.

Для теплового дейтрона $E \approx 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ MeV}$, радиус канала $R \sim 2 \text{ fm}$, $m = 1$, $Z_1 = Z_2 = 1$. Следовательно $\rho \approx 6.9 \cdot 10^{-5}$, $\eta \approx 10^3$, $x = 0.373$. Поэтому в оценочных расчетах следует положить

$$\begin{cases} C_I \approx \pi \eta \approx 3140 \\ \zeta_I \approx 0.5 \end{cases}, \quad (1.10)$$

откуда немедленно вытекает оценка проницаемости кулоновского барьера:

$$P_I \sim 0.5 \cdot \exp(-6280) \sim 10^{-2730} \quad (1.11)$$

Вероятность ядерной реакции в единицу времени, отнесенная к одному дейтрону-снаряду, определяется формулой:

$$W_n \approx n v \sigma_r, \quad (1.12)$$

где n - концентрация дейтронов-мишеней, а v - скорость столкновения ядер при энергии E . При малых (в том числе, тепловых) энергиях $v \approx \text{const}$.

Даже если предположить, что для тепловых дейтронов величина $n v$ не мала, то фактор проницаемости барьера P_I при $E \approx 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ MeV}$ все равно настолько мал, что за все время существования Вселенной не может произойти ни одной реакции dd на тепловых дейтронах. Еще раз подчеркнем, что в оценке (1.11) не учтен эффект экранировки.

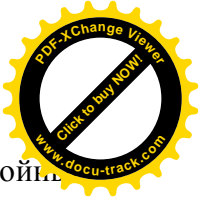
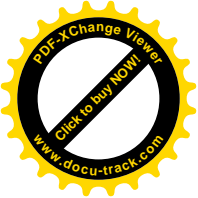
Влияние экранировки на сечение реакции синтеза ядер, входящих в состав атомов в молекулах и мезомолекулах изотопов водорода, исследовалось еще в начале 50-х годов XX века [78]. Расчеты показали, что в холодном газе, состоящем из молекул водорода H_2 или из молекул, содержащих тяжелые изотопы водорода, - дейтерий или тритий - реакция синтеза невозможна. Напротив, в мезомолекулах $pd\mu$, $dd\mu$ и $pt\mu$ эффект экранировки электрического заряда ядер мюонным облаком приводит к столь сильному увеличению проницаемости кулоновского барьера для протонов, дейтронов и тритонов, что реакция холодного синтеза наблюдается экспериментально [1].

Оценка влияния экранировки на сечение реакции ХЯС в конденсированных средах в рамках феноменологической модели Киркинского - Новикова была получена в работах [33-36]. Она оказалась весьма значительной, но совершенно недостаточной для того, чтобы без нарушения известных законов физики объяснить явление ХЯС.

Таким образом, общий вывод о радикальном характере кулоновского запрета холодного синтеза на данном этапе рассмотрения остается в силе. Исключение составляют реакции в холодном водороде, протекающие за счет μ - катализа, а также так называемые пьезоядерные реакции, идущие при высоких давлениях [78].

Обсудим теперь величину скоростей реальных слабых процессов. Для того чтобы избежать сложных теоретических расчетов, будем исходить из размерных соображений и опытных значений времен жизни радиоактивных ядер, захватывающих электрон. Время жизни многих ядер, нестабильных по отношению к электронному захвату, измеряется годами. Однако существуют и такие ядра, время жизни которых составляет минуты, и даже секунды. Например, ядро вольфрама $^{173}_{74}\text{W}$ захватывает электрон, и превращается в $^{173}_{73}\text{Ta}$, за 16.5 минуты [94]. Для порядковой оценки примем, что скорость электронного захвата составляет один переход в секунду. Выражение для скорости β - перехода в соответствии с принципом физической размерности имеет вид [37]:

$$W_w : \mu \Delta E / \hbar, \quad (1.13)$$



ΔE - энергия, высвобождающаяся при переходе, а μ - безразмерная константа. Двойные и тройные β - переходы будут определяться второй и третьей степенью μ , то есть μ^2 и μ^3 . Применим соотношение (1.13) для анализа результатов [65], согласно которым при электровзрыве титановой фольги изотопный состав титана меняется почти на 4%.

Постоянная Планка в единицах МэВ·с равна $\hbar = 0.65817 \cdot 10^{-21} \text{ MeV} \cdot \text{s}$. Отсюда для $W_w = 1 \text{ s}^{-1}$ и $\Delta E = 1 \text{ MeV}$ мы получаем $\mu : 10^{-21}$. Характерное время протекания тока при электровзрыве составляет примерно 10^{-5} s . Поэтому даже при такой высокой скорости слабых переходов трансмутировать может не более тысячной доли процента ядер титана. Если же учесть, что по современным представлениям при трансмутации происходит, два слабых перехода на ядро, то скорость двойных переходов составляет : 10^{-21} s^{-1} . Этого явно недостаточно для внятного объяснения наблюдавшихся в работе [65] изменений изотопного состава титана [37].

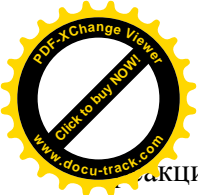
Последний запрет – кинематический, определяется малым размером ядер даже для трехчастичных соударений. В самом деле, вероятность попадания пары частиц в объем V , занимаемый третьей частицей, составляет V^2/V_{tot}^2 , где V_{tot} полный объем, занимаемый N частицами. Количество двойных комбинаций из N частиц будет равно $N^2/2$. Таким образом, в объеме V всегда находится $V^2 n^2/2$ троек частиц. Для оценки порядка частоты трехчастичных соударений нужно последнюю величину разделить на характерное время нахождения в этом объеме [37]:

$$W_K : V^2 n^2 / 2\tau. \quad (1.14)$$

Поскольку у нас имеется два параметра с размерностью длины: размер R , определяющий объем V , и среднее расстояние между частицами $n^{-1/3}$, то характерное время τ определяется интервалом от $n^{-1/3}/v$ до R/v . Для оценок примем завышенную частоту трехчастичных соударений по самому короткому времени $\tau = R/v$, и используем это значение для оценки экспериментальных результатов [65]. Оценивая размер ядра R в 10^{-12} sm , кинетическую энергию ядер титана в 1 eV , и подставляя в формулы плотность металлического титана, получаем $W_K : 10^{-14} / \text{сек}$. Поэтому вероятность трехчастичных столкновений, отнесенная к одному атому, за время эксперимента будет иметь масштаб $\sim 10^{-19}$, тогда как наблюдаемое значение ~ 0.01 . То есть трехчастичных соударений также недостаточно для образования наблюдаемого количества элементов – продуктов ядерных превращений [37].

Из приведенных выше оценок следует однозначный вывод. Для того чтобы ХЯС из несбыточной мечты об источнике даровой энергии превратился в физическую реальность, пригодную для использования инженерами и технологами, необходимо, чтобы, по каким-то причинам, либо размеры атомов дейтерия и их ядер-дейтронов стали близки по порядку величины, либо заряд дейтронов был практически полностью экранирован. Лишь в этом случае волновые функции дейтронов - ядер атомов дейтерия, входящих в состав дейтерированных веществ,- могут перекрыться достаточно сильно даже при тепловых энергиях.

Подводя итоги краткого введения в проблему можно сказать, что перечисленные выше запреты на LENR- и ХЯС- процессы (с некоторыми оговорками) представляются принципиально непреодолимыми! В то же время в настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал, однозначно свидетельствующий о том, что кроме реакции электронного захвата, β - распада в связанное состояние, μ - катализа и пьезоядерных



реакций, существуют и другие LENR - и ХЯС - процессы, включая такие, которые можно использовать для создания новых технологий.

В соответствии с вышесказанным в цели настоящей работы входит:

- 1) критический анализ результатов экспериментов, в которых было заявлено обнаружение LENR и ХЯС;
- 2) критический анализ существующих теорий этих явлений;
- 3) объяснение результатов LENR- и ХЯС- экспериментов на основе известных законов физики;
- 4) разработка схем относительно недорогих экспериментов, позволяющих исследовать особенности реакции холодного ядерного синтеза в условиях небольшой лаборатории.
- 5) оценка перспектив использования ХЯС при создании новых технологий в энергетике.

2. Разрешенные процессы LENR и ХЯС

Далее везде для краткости будем говорить о LENR и ХЯС в чистом дейтерии и в дейтерированных веществах, хотя многие выводы из дальнейшего анализа применимы и к другим изотопам водорода.

В соответствии с оценками и выводами, сделанными во Введении, имеются следующие «законные» возможности осуществления реакций ядерного синтеза:

а) сообщить взаимодействующим дейтронам скорость, достаточную для преодоления кулоновского барьера. Разогнать дейтроны можно путем нагрева плазмы (неуправляемые термоядерные реакции, управляемый термоядерный синтез), а также с помощью ускорителей заряженных частиц. Термоядерное оружие создано в начале 50-х годов XX века. Проблема УТС не решена и поныне. Затраты энергии на разгон дейтронов на ускорителях настолько велики, что их использование для получения энергии с помощью реакций ядерного синтеза нецелесообразно. КПД таких установок отрицателен.

б) уменьшить размеры атомов настолько, чтобы волновые функции нуклонов в ядрах соседних атомов в молекуле дейтерия перекрылись даже при температуре $T \sim 300 \text{ }^\circ\text{K}$, и реакция синтеза пошла с достаточной для практического использования вероятностью. Такую возможность дают мюонный катализ и сверхвысокое давление ($\sim 10^8 - 10^9 \text{ atm}$).

В первом случае энергетический выход реакции не покрывает затрат энергии на создание мюонов на ускорителях (мезонных фабриках) [78].

Во втором случае огромное внешнее давление, необходимое для того, чтобы сжать электронные оболочки атомов до нужных размеров, возникает, как правило, в недрах звезд под действием силы тяжести. С принципиальной точки зрения такое высокое давление в земных условиях можно создать на короткое время с помощью взрывчатых технологий. В частности, процесс «сахаризации» позволил в начале 50-х годов прошлого века создать термоядерное оружие, размеры которого допускают доставку до цели при помощи авиационной или ракетной техники. Однако в термоядерной бомбе протекает неуправляемая термоядерная реакция, не имеющая отношения к проблеме ХЯС. Обжим образцов дейтерированных веществ при помощи взрыва неядерных зарядов в открытой научной литературе практически никогда не обсуждался. О пьезоядерных реакциях при высоких давлениях вкратце упоминается в обзоре [78] (см. ниже). Но самое любопытное – это то, что «лазерный термояд», за создание которого принималась команда советских физиков под руководством лауреата Нобелевской премии, к величайшему сожалению, ныне покойного, бывшего директора всемирно известного ФИАНа, академика Николая Геннадьевича Басова, в гораздо большей степени относится к пьезоядерным реакциям, чем к термоядерным. Ведь главная идея лазерного синтеза состояла как раз в том, чтобы в результате взаимодействия лазерного излучения с облаткой, внутри которой находится

дейтерий, внешние оболочки буллета испарились, а импульс отдачи сжал его содержание до плотности, необходимой для начала реакций ядерного синтеза с участием дейтронов.

в) любым способом экранировать заряд дейтрона настолько, чтобы он уменьшился до величины, при которой туннелирование теплового дейтрона через кулоновский барьер происходит с достаточной для наблюдения реакции вероятностью².

г) используя известные законы физики, реализовать каким-либо образом комбинацию перечисленных выше механизмов осуществления ядерных реакций при низких и сверхнизких энергиях.

Перейдем к анализу перечисленных выше возможностей.

2.1. Мюонный катализ

Впервые на возможность ядерных реакций между изотопами водорода, связанными в мезомолекулу, указал Ф.Ч. Франк [18]. Эта идея была высказана в связи с опытами, в которых были открыты π - мезоны, точнее, установлено их отличие от μ - мезонов.

До 1947 г. π - и μ - мезоны, наблюдавшиеся в космических лучах, принимались за одну и ту же частицу. В 1947 г. Поуэлл, Латтес и Оккиалини обнаружили на нескольких фотопластинках треки мезонов, у которых из точки остановки выходил новый след, принадлежащий мезону с энергией $\sim 5 \text{ MeV}$ (рис. 1).

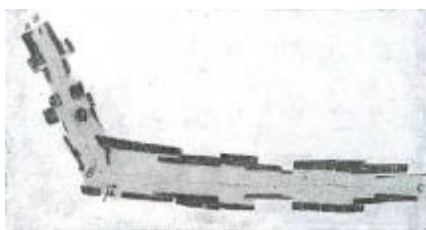


Рис. 1. Следы мезонов в фотоэмульсии, полученный Поуэллом, Латтесом и Оккиалини в 1947 г.

Эти случаи были интерпретированы Поуэллом, Латтесом и Оккиалини на основе гипотезы о существовании двух типов мезонов. Они предположили, что первоначальный след оставил π - мезон, который, после остановки, распался на μ - мезон с энергией $E_{\mu} \sim 5 \text{ MeV}$ и нейтрино.

Сэр Ф.Ч. Франк рассмотрел различные возможности интерпретации фотографий Поуэлла, Латтеса и Оккиалини. В частности, он отметил, что если бы в эмульсии фотопластинок могли образовываться мезомолекулы pd , то в них возможна была бы ядерная реакция $p + d \rightarrow {}^3_2\text{He}$ с передачей энергии 5.4 MeV мезону «внутренней конверсии».

Систематическое изучение ядерных реакций, вызываемых мюонами в дейтерии, начинается с работы А.Д. Сахарова [93]. Он рассмотрел реакцию $d + d + \mu \rightarrow {}^4_2\text{He} + \mu$, и оценил время жизни мезомолекулы $dd\mu$, как 10^{-11} s . В 1953 г. Я.Б. Зельдович независимо исследовал явление катализа ядерных реакций μ^- - мезонами и привел первые подробные оценки связанных с этим процессом явлений [80]. В работе [80] было показано также, что вероятность ядерной реакции на лету мала, а образование мезомолекулы с вероятностью, близкой к единице, приводит к ядерной реакции. В [80] были рассмотрены механизмы и рассчитаны вероятности образования мезомолекул. В нулевом приближении был найден спектр уровней мезомолекул водорода, а также указано на возможность существования резонанса, увеличивающего вероятность образования мезомолекул и ядерной реакции на лету в том случае, когда у нее (мезомолекулы) имеется возбужденный уровень с малой энергией связи.

В 1957 году явление μ - катализа было открыто в прямом эксперименте [1].

² Разность абсолютных величин заряда дейтрона и экранирующего заряда называют эффективным зарядом.

Геометрия задачи и эффекты экранировки чрезвычайно важны для понимания природы ХЯС. Поэтому мы остановимся на анализе μ -катализа более подробно. Основная идея работ А.Д. Сахарова и Я.Б. Зельдовича состоит в том, что в мезомолекуле ядра атомов расположены гораздо ближе друг к другу, чем в молекуле обычного или тяжелого водорода. В самом деле, расстояние между ядрами атомов в обычной молекуле водорода или дейтерия примерно равно:

$$r_{p-p}^e \sim r_{d-d}^e \sim 2a_e \tag{2.1}$$

где боровский радиус a_e

$$a_e = \frac{h^2}{m_e e^2} = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{ sm} , \tag{2.2}$$

а m_e - масса электрона. Из (2.2) ясно видно, что в мезоатоме водорода, в котором электрон замещен мюоном, боровский радиус существенно меньше:

$$a_\mu = \frac{h^2}{m_\mu e^2} = 0.256 \cdot 10^{-10} \text{ sm} = 256 \cdot 10^{-13} \text{ sm} = 256 \text{ fm} , \tag{2.3}$$

и вследствие этого дейтроны в мезомолекуле $dd\mu$ находятся на расстоянии

$$r_{p-p}^\mu \sim r_{d-d}^\mu \sim 2a_\mu \sim 500 \text{ fm} \tag{2.4}$$

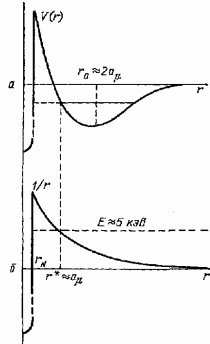


Рис. 2. Схема преодоления кулоновского барьера при синтезе ядер в мезомолекуле (а) и при столкновении ядер (б), r^* - классическая точка поворота [73].

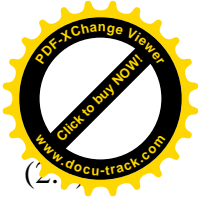
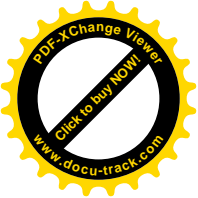
Для сближения ядер дейтерия на такое расстояние в ускорительном эксперименте требуется кинетическая энергия относительного движения порядка **3 keV** (см. рис. 2). В температурной шкале это соответствует $T \sim 3 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$, что близко к критерию Лоусона [95], определяющему порог термоядерной реакции. Поэтому практически мгновенно, сразу после образования мезомолекулы $dd\mu$, происходит реакция слияния ядер, обусловленная сильным взаимодействием нуклонов



Характерное время реакции синтеза (2.5) составляет $\tau_r \sim 10^{-9} - 10^{-12} \text{ s}$, что существенно меньше времени жизни мюона $\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$

$$\tau_r = \tau_\mu \cdot \tag{2.6}$$

Очевидно, что другие изотопы водорода, входящие в состав мезомолекул, также участвуют в реакциях синтеза. Дополнительным фактором, способствующим повышению вероятности именно реакции $dd\mu$, является «рыхлость» дейтрона, в результате которой «хвост» его волновой функции является аномально длинным. В самом деле, дейтрон имеет энергию связи [84]:



$$|E| = 2.22452 \pm 0.00010 \text{ MeV} .$$

В расчетах сечений и вероятностей различных процессов с участием дейтронов чаще всего используют радиальную³ волновую функцию (ВФ) Хюльтена (см., напр., [66])

$$\chi_d(\mathbf{r}) = [2\alpha(\alpha + \mu)(2\alpha + \mu)]^{1/2} \mu^{-1} \exp(-\alpha r) [1 - \exp(-\mu r)], \quad (2.8)$$

являющуюся точным решением радиального уравнения Шредингера

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2m_d}{\hbar^2} (E - V_h(r)) \right] \chi_d(r) = 0 \quad (2.9)$$

с граничными условиями $\chi_d(0) = \chi_d(\infty) = 0$. В уравнении (2.9) $m_d = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n} \approx \frac{m_N}{2}$ -

приведенная масса, m_p , m_n и $m_N = (m_p + m_n)/2$ - масса протона, нейтрона и нуклона, соответственно, а $V_h(\mathbf{r})$ - потенциал Хюльтена [66]:

$$V_h(\mathbf{r}) = -V_0 \exp(-\mu r) [1 - \exp(-\mu r)]^{-1} \quad (2.10)$$

где $\alpha = \sqrt{m_N |E|} / \hbar \approx 0.232 \text{ fm}^{-1}$, $\mu \approx 1.101 \text{ fm}^{-1}$, $V_0 = 71.2 \text{ MeV}$ [66]. Заметим, что глубина потенциала Хюльтена примерно вдвое больше глубины прямоугольной ямы $V_0 = 35.4 \text{ MeV}$ радиуса $r_0 \approx 1.7 \text{ fm}$. Прямоугольная потенциальная яма также нередко используется при проведении оценок сечений процессов с участием дейтронов.

Свойства мезоатомов и мезомолекул к настоящему времени изучены досконально. Исследование μ - катализа не входит в цели настоящей работы, поэтому ниже приведены только те справочные данные, которые нам понадобятся в дальнейшем.

Атомы мезоводорода, мезодейтерия и мезотрития имеют водородоподобный спектр. Энергии нижних уровней указанных мезоатомов представлены в таблице 1.

Таблица 1

Энергии 1s- уровня мезоатомов водорода (в эВ) [78]

| Бесконечно тяжелое ядро | $P\mu$ | $d\mu$ | $t\mu$ |
|-------------------------|--------|--------|--------|
| 2800 | 2531 | 2666 | 2714 |

Первые работы, в которых были рассчитаны спектры мезомолекул, датированы серединой 50-х годов XX века (подробности см. в обзоре [78]). В частности, уровни мезомолекул $pp\mu$, $pd\mu$, $dd\mu$, $pt\mu$, $dt\mu$ и $tt\mu$ были впервые вычислены в диссертации С.С. Герштейна с помощью аппроксимации потенциалов взаимодействия функцией Морза:

$$V_{a-b}^\mu(\mathbf{x}) = D \cdot [\exp(-2\alpha x) - 2 \cdot \exp(-\alpha x)], \quad (2.11)$$

где $\mathbf{a}, \mathbf{b} = p, d, t$, $\mathbf{x} = \mathbf{R} - \mathbf{R}_0$. Набор параметров потенциала Морза подгонялся для каждого уровня мезомолекулы (см. табл. 2).

Таблица 2

Параметры потенциала Морза для вращательных уровней мезомолекулы $dd\mu$ [78]

| K | R_0 | α | D |
|-----|-------|----------|-------|
| 0 | 2.09 | 0.67 | 0.104 |
| 1 | 2.34 | 0.69 | 0.080 |
| 2 | 2.76 | 0.75 | 0.046 |

Подчеркнем, что все параметры (энергии и расстояния) в таблице 2 приведены в мезоатомных единицах. Значения энергии связи мезомолекул представлены в таблице 3.

³ ВФ дейтрона $\psi_d(\mathbf{r}) = [\chi_d(\mathbf{r}) / r] \cdot Y_{00}(\mathbf{r})$ не содержит вклада d - компоненты (т.е., члена с $l = 2$).

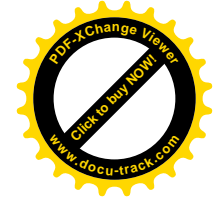
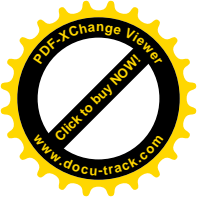


Таблица 3

Энергии связи мезомолекул⁴ (эВ) [78]

| Вращательный уровень | $K = 0$ | $K = 0$ | $K = 1$ | $K = 2$ |
|-----------------------|---------|---------|---------|---------|
| Колесательный уровень | $v = 0$ | $v = 1$ | $v = 0$ | $v = 0$ |
| $pp\mu$ | 247 | - | 100 | - |
| $pd\mu$ | 219 | - | 92 | - |
| $dd\mu$ | 323 | 40 | 225 | 85 |

В обзоре [78] отмечается, что в случае мезомолекулы $pp\mu$ глубины потенциальной ямы немного не хватает для существования связанного колебательного уровня $K = 0$, $v = 1$. Поэтому для мезомолекулы $pp\mu$ существует виртуальный уровень, приводящий к резонансу в рассеянии мезоатомов $p\mu$ на протонах. Еще в работе [80] было показано, что наличие связанного или виртуального уровня мезомолекулы с энергией, близкой к нулю, приводит при столкновении частиц малой энергии к резонансу, существенно увеличивающему вероятность образования мезомолекул и возможность ядерной реакции на лету. Из таблицы 3 видно, что уровень $K = 0$, $v = 1$ в мезомолекуле $dd\mu$ является резонансом.

За последующие полвека по проблеме μ - катализа было опубликовано не менее тысячи работ. Однако ни в одной из них не были опровергнуты качественные выводы и порядковые оценки, полученные в пионерских работах А.Д. Сахарова и Я.Б. Зельдовича. Поэтому при анализе ХЯС мы ссылаемся только на концептуальные работы классиков по проблеме μ - катализа.

2.2. Ядерные реакции в мезомолекулах

В настоящей работе рассмотрение μ - катализа производится лишь в минимальном объеме, необходимом для анализа феномена ХЯС. Поэтому мы приводим оценки сечений и вероятностей только для ядерных реакций с участием дейтронов. Кроме того, в данном параграфе при расчетах вместо теоретических значений матричных элементов мы будем использовать соответствующие экспериментальные данные [78].

При малых энергиях относительного движения сталкивающихся ядер эффективное сечение реакции, идущей с образованием компаунд-ядра, имеет вид:

$$\sigma = C \cdot |\psi(0)|^2 / v, \quad (2.12)$$

где $\psi(0)$ - значение волновой функции, описывающей относительное движение ядер для расстояний между ядрами порядка радиуса действия ядерных сил, а v - относительная скорость ядер на бесконечности (плотность вероятности в падающей волне предполагается нормированной на единицу). В приближении нулевого радиуса действия ядерных сил, для реакций между заряженными частицами при достаточно малой энергии

$$|\psi(0)|^2 = 2\pi\eta(e^{2\pi\eta} - 1)^{-1}; \quad 2\pi\eta \cdot e^{-2\pi\eta}, \quad (2.13)$$

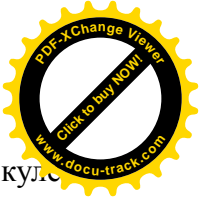
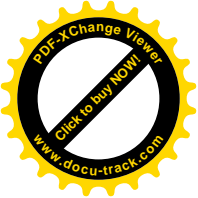
где $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$ (см. формулу (1.1)). Для ядер водорода и дейтерия $Z_1 = Z_2 = 1$, а множитель $e^{-2\pi\eta}$ есть фактор проницаемости кулоновского потенциального барьера.

Если эффективное сечение реакции измерено в области малых энергий, то по экспериментально известному эффективному сечению можно вычислить константу реакции C . Согласно работе [7], энергетическая зависимость эффективного сечения реакций $d + d = t + p$ и $d + d = {}^3\text{He} + n$ при энергиях ниже 50 KeV следует формуле (2.12).

При этом оба канала реакции практически равновероятны, и константа реакции равна [78]

$$C_{d-d} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (2.14)$$

⁴ Значения получены усреднением результатов расчетов, приведенных в [78].



Зная эту константу, можно оценить вероятность ядерной реакции в мезомолекуле

$$w = C_{d-d} \cdot |G(0)|^2, \quad (2.15)$$

где $G(0)$ - значение волновой функции, описывающей относительное движение ядер в мезомолекуле при $R = 0$ (не путать с нерегулярной кулоновской функцией $G_l(\eta, \rho)$).

В работах [14,78] показано, что потенциал $d-d$ взаимодействия вблизи минимума R_0 можно в грубом приближении заменить осциллятором потенциалом. Тогда радиальная функция $g(R) = R \cdot G(R)$ для основного состояния осциллятора должна иметь вид:

$$g(R) = (\alpha/\pi)^{1/4} \exp(-\alpha \cdot (R - R_0)^2 / 2) \quad (2.16)$$

где в мезоатомных единицах $\alpha = 2M_{12}E_0$, $M_{12} = M_1M_2 / (M_1 + M_2)$ - приведенная масса ядер (в случае dd -реакций $M_1 = M_2 \approx m_p + m_n$, $M_{12} \approx m_N$), E_0 - энергия основного уровня, отсчитываемая от дна потенциальной ямы, а R_0 - расстояние, соответствующее минимуму потенциальной энергии. В ВКБ-приближении радиальная ВФ под барьером имеет вид:

$$g(R) = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^{1/2} |Q(R)|^{-1/2} \cdot \exp\left(-\int_{R_1}^R |Q(r)| dr\right), \quad (2.17)$$

где в мезоатомных единицах $Q(r) = \sqrt{2M_{12}(E - V(R))}$, R_1 - классическая точка поворота ($Q(R_1) = 0$), а в $Q(R)$ необходимо заменить центробежную энергию $I(I+1)/(2M_{12}R^2)$ на $(I+1/2)^2/(2M_{12}R^2)$. Такая замена обеспечивает правильную фазу квазиклассической функции на больших расстояниях, а также ее правильное поведение вблизи $R = 0$. Для малых R потенциальный барьер является кулоновским. Поэтому при замене Лангера $I(I+1) \rightarrow (I+1/2)^2$ ВКБ-приближение с хорошей точностью применимо к кулоновскому полю отталкивания вплоть до $R \rightarrow 0$, а не только для $R > h^2/(M_{12}e^2)$. С учетом этой поправки, радиальная ВФ в подбарьерной области имеет вид [78]:

$$g(R) = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^{1/2} R \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\lambda(R)\right), \quad (2.18)$$

причем показатель подбарьерного фактора $\lambda(R)$ равен

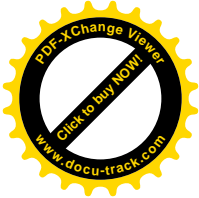
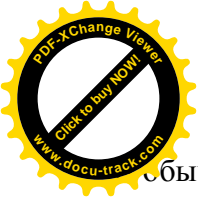
$$\lambda(R) = \int_R^{R_1} \left[\sqrt{2M_{12}(E_g(r) - E_0) + \frac{1}{4r^2} - \frac{1}{2r}} \right] dr + \ln R_1, \quad (2.19)$$

где $E_g(r)$ - потенциал взаимодействия ядер изотопов водорода в мезомолекуле (например, в $dd\mu$), рассчитанный в адиабатическом приближении для состояния, четного по отношению к перестановке ядер [78]. В обзоре [78] приведены результаты расчетов $\lambda(R_N)$ для мезомолекул $pd\mu$, $dd\mu$ и $dt\mu$. В таблице 4 представлены значения величины $\lambda(R_N)$ для мезомолекул $dd\mu$. При этом в качестве радиуса действия ядерных сил брались значения в мезоатомных единицах $R_N = 0; 0.02; 0.05$ ($0; 0.5 \cdot 10^{-12}; 1.2 \cdot 10^{-12}$ см., соответственно).

Таблица 4

Показатель экспоненты в барьерном множителе $\lambda(R_N)$ [78]

| R_N | $d + d$ |
|-------------------------|---------|
| 0 | 8.3 |
| $5 \cdot 10^{-13}$ sm | 7.6 |
| $1.2 \cdot 10^{-12}$ sm | 6.9 |



Обычных размерных величинах ВФ $G(\mathbf{R})$ в области действия ядерных сил имеет вид:

$$G(\mathbf{R}_N) = \frac{1}{(4\pi a_\mu^3)^{1/2}} \left[\frac{g(\mathbf{R})}{\mathbf{R}} \right]_{\mathbf{R}=\mathbf{R}_N} \quad (2.20)$$

Тогда вероятность реакции в единицу времени равна

$$w = \frac{C_{d-d}}{4\pi a_\mu^3} \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right) \exp(-\lambda). \quad (2.21)$$

Вероятности реакций $d + d$ в единицу времени представлены в таблице 5.

Таблица 5

Вероятность ядерной реакции в мезомолекулах $dd\mu$ (в сек⁻¹) [78]

| R_N | $d + d$ |
|---------------------------------|----------------------|
| 0 | $0.35 \cdot 10^{11}$ |
| $5 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$ | $0.7 \cdot 10^{11}$ |
| $1.2 \cdot 10^{-12} \text{ sm}$ | $1.41 \cdot 10^{11}$ |

Вероятность ядерной реакции в мезомолекуле определяется отношением

$$w / (w + \lambda_0) = w\tau / (1 + w\tau), \quad (2.22)$$

где w - вероятность ядерной реакции в единицу времени, $\tau = \lambda_0^{-1} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ - время жизни μ - мезона. Из таблицы 5 видно, что образование мезомолекулы $dd\mu$ должно практически всегда приводить к ядерной реакции.

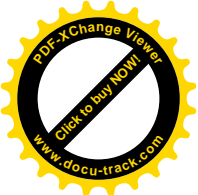
Главным недостатком μ - катализа ХЯС является энергетическая и экономическая нецелесообразность его использования, как в энергетике, так и в других промышленных и технологических приложениях.

2.3. Пьезоядерные реакции

Основные реакции, в которых принимают участие только ядра изотопов водорода: $p + p = d + e^+ + \nu_e$, $p + d = {}^3\text{He} + \gamma$, $d + d = t + p$, $d + d = {}^3\text{He} + n$, $d + d = {}^4\text{He} + \gamma$, $d + t = {}^4\text{He} + n$, $p + t = {}^4\text{He} + \gamma$ и $t + t = {}^4\text{He} + 2n$. Поскольку нас интересуют только реакции с участием дейтронов, постольку мы и будем далее обсуждать процессы $d + d$.

Для того чтобы реакция слияния ядер пошла, необходимо сблизить реагирующие ядра на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил. Это, в свою очередь, требует преодоления кулоновского барьера между заряженными частицами. Поэтому реакции синтеза в обычных условиях идут только при сообщении ядрам кинетической энергии. Однако эта энергия значительно меньше, чем высота кулоновского барьера, и реакции начинают идти с заметной вероятностью за счет туннельного эффекта. Действительно, для всех упомянутых выше реакций высота кулоновского барьера составляет сотни КэВ, в то время как реакция $t + t = {}^4\text{He} + 2n$ наблюдается на ускорителях уже при энергиях порядка $1 - 10 \text{ KeV}$ и выше. Термоядерные реакции, даже при высокой температуре $T = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$, при которой средняя кинетическая энергия частиц составляет $\varepsilon \approx 10 \text{ KeV}$, также идут, в основном, за счет подбарьерных переходов⁵.

⁵ Для термоядерной реакции наиболее существенна область распределения Максвелла, которая при учете барьерного фактора $\exp(-2\pi e^2 Z_1 Z_2 / \hbar v)$ дает максимум в экспоненте $(-Mv^2 / 2kT - 2\pi e^2 Z_1 Z_2 / \hbar v)$, т.е. вблизи скорости, равной $v_0 = (2\pi e^2 Z_1 Z_2 kT / M\hbar)^{1/2}$. Значение «эффективной» энергии $\varepsilon_0 = Mv_0^2 / 2$ для $d + d$ - реакции при $T = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ равно 30 KeV , что значительно ниже высоты кулоновского барьера.



Отметим важную особенность подбарьерных переходов. В работе [78] показано, что ВКБ-фактор проницаемости барьера гораздо более чувствителен к изменению ширины барьера, нежели к изменению его высоты. В самом деле, общеизвестно, что коэффициент прохождения потенциального барьера равен:

$$B = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2M(U(x) - E)} dx \right] = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2M\bar{U}} \cdot (x_2 - x_1) \right], \quad (2.23)$$

где \bar{U} - некая средняя высота барьера. Из формулы (2.23) хорошо видно, что показатель экспоненты линейно зависит от ширины барьера, и только как квадратный корень от его высоты. Поэтому ядерные реакции начинают идти с заметной вероятностью при таких энергиях, когда высота барьера практически еще не снижена, однако наиболее трудная для прохождения область больших расстояний преодолена за счет кинетической энергии частиц. В силу этого реакции синтеза в холодном водороде могут идти при весьма малой кинетической энергии относительного движения взаимодействующих ядер, если они сближаются на достаточно малое расстояние за счет внешнего давления, либо других внешних воздействий.

Из (2.23) следует, что при обычных межатомных расстояниях в молекуле водорода ядерная реакция невозможна. Барьерный множитель в этом случае, грубо говоря, равен

$$B \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} (2Me^2 r_0)^{1/2} \right], \quad (2.24)$$

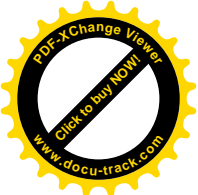
где M - приведенная масса ядер водорода, r_0 - расстояние между ядрами в молекуле. По порядку величины r_0 равно боровскому радиусу электрона $a_e = \hbar^2 / m_e e^2$. Следовательно

$$B = \exp \left[-k \sqrt{M / m_e} \right], \quad (2.25)$$

причем \hbar и e сокращаются, а k - численный множитель порядка 3 – 3.3. Таким образом, проницаемость кулоновского барьера в обычных молекулах водорода крайне мала.

Подсчет вероятности ядерной реакции в молекуле HD , проделанный в работе [78] Я.Б. Зельдовичем и С.С. Герштейном, дает для 1 m^3 жидкого водорода/дейтерия HD 10^{-21} реакций в год. Однако если бы расстояние между ядрами водорода было всего в 5 – 10 раз меньше, чем в молекуле водорода, то выход реакции мог бы составить вполне заметную величину. Например, в 1 kg дейтерия при давлении $P \approx 6 \cdot 10^8 \text{ atm}$ (которому соответствует плотность $80 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ и среднее расстояние между частицами всего в два раза меньше, чем в молекуле H_2) должна наблюдаться одна реакция в минуту. Однако сжать чистый водород до такой плотности в земных условиях абсолютно нереально. В этом случае химия также бессильна, так как во всех известных химических соединениях водорода расстояние между ядрами водорода больше, чем в молекуле H_2 . Из этого факта был сделан вывод о том, что межатомные расстояния в обычных молекулах чрезмерно велики для того, чтобы выход подбарьерных ядерных реакций между изотопами водорода мог иметь сколько-нибудь заметную величину [78].

В дальнейшем Яков Борисович Зельдович в работах по астрофизике неоднократно возвращался к проблеме пьезоядерных реакций, так как именно они «зажигают звезды» [79]. Однако в оценках, проделанных классиками отечественной физики в 50-х годах прошлого века, не учитывался ни эффект экранировки электрического заряда дейтронов электронами в конденсированных средах, ни электрически нейтральные метастабильные промежуточные состояния типа атомов динейтрона, которые образуются в результате реакции захвата дейтронами электронов из непрерывного спектра. Да и ядерной физики, в том виде, в котором она в наше время изложена в учебниках, еще не существовало.



2.4. Резюме

Даже в самых ранних оценках вероятности реакции холодного синтеза, в которых еще не учитываются физические эффекты, обнаруженные гораздо позже, не отрицается возможность ядерных реакций в холодном водороде. Более того, хорошо известного μ -катализа оказывается вполне достаточно для того, чтобы преодолеть немислимый фактор запрета в **2730** порядков!!! Из этого факта следует абсолютно неопровержимый вывод: кулоновский барьер, который препятствует реакциям слияния ядер в холодном водороде, чрезвычайно уязвим. Поэтому скоростью реакции холодного синтеза можно управлять, изменяя внешние условия, в которых находится макроскопическое количество изотопов водорода. При этом, с принципиальной точки зрения, не только хорошо известный μ -катализ, но и другие внешние воздействия могут привести к осуществлению ядерного синтеза при температуре $300 < T < 1500 \text{ }^\circ\text{K}$, достаточно близкой к комнатной. Поэтому вопрос состоит не в том, существует холодный ядерный синтез, или нет, а в том, можно ли предложить какой-нибудь мало-мальски технически приемлемый способ повышения проницаемости кулоновского барьера при энергиях дейтрона менее **1 eV**.

3. Подвиг инженера Филимоненко

Советские ученые, как всегда, оказались впереди планеты всей, много лет тому назад создав опытно-промышленную энергетическую установку «теплого синтеза» [77]. Эта установка появилась на свет в результате исследований, проводившихся в 50-х годах в СССР в рамках государственной программы научно-технического прогресса.

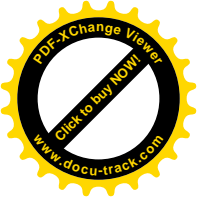
Молодой, энергичный и очень талантливый физик И.С. Филимоненко создал гидролизную энергетическую установку, предназначенную для получения энергии от реакций «теплого» ядерного синтеза, идущих при температуре всего **1150 °C**. Топливом для реактора служила тяжелая вода. Реактор представлял собой металлическую трубу диаметром 41 мм и длиной 700 мм, изготовленную из сплава, содержавшего несколько граммов палладия.

В 1962 году И.С. Филимоненко подал заявку на изобретение СССР № 717239/38 «Процесс и установка термоэмиссии» [99]. Но государственная патентная экспертиза ВНИИГПЭ отказала в признании заявленного технического решения изобретением на том основании, что термоядерные реакции не могут идти при столь низкой температуре [19].

Основной результат работ Филимоненко состоял в том, что он экспериментально установил, что после разложения тяжелой воды электролизом на кислород и дейтерий, растворяющийся в палладии катода, в катоде происходят реакции ядерного синтеза. При этом отсутствует как нейтронное излучение, так и радиоактивные отходы. Филимоненко предложил идею экспериментов еще в 1957 г, работая в оборонной промышленности. Идея была воспринята и поддержана его непосредственным руководством. Было принято решение о начале исследований, и в кратчайшие сроки получены первые положительные результаты.

Революционные эксперименты И.С. Филимоненко высоко оценили академики И.В. Курчатов, М.В. Келдыш и С.П. Королев, а также маршал Г.К. Жуков. Их авторитет был непререкаем, и в результате усилий великого квартета, направленных на укрепление обороноспособности Советского Союза, было принято секретное Постановление Совета Министров СССР и ЦК КПСС № 715/296 от 23.07.1960 года, в котором предписывалось на базе предложений Филимоненко осуществить «разработку стратегически значимых принципов»:

- 1) получения энергии;
- 2) получения тяги без отброса массы;



3) защиты от ядерных излучений.

По ходу экспериментов И.С. Филимоненко обнаружил, что его реактор при работе испускает какое-то излучение, которое резко сокращает период полураспада радиоактивных изотопов. Отсюда и появился третий пункт Постановления.

Конструкция и принцип действия установки до сих пор остаются засекреченными.

Из вышесказанного следует, что советские учёные на полвека обогнали американских специалистов в решении проблемы ХЯС. Более того, вскоре после публикации скандально известных результатов М. Флейшмана и С. Понса выяснилось, что «американец» С. Понс вплоть до 80-х годов был гражданином СССР. В 1970 г. он был экспертом по новейшим советским ядерным установкам, и привлекался к обсуждению работ И.С. Филимоненко.

Работы по «теплому термояду» остановились, когда И.С. Филимоненко в 1968 г. был отстранен от работ по холодному ядерному синтезу за политическую нелояльность, как «выскочка», «переступивший дорогу» научным авторитетам по развитию управляемого термоядерного синтеза [87].

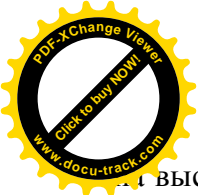
Прошли годы, и скандальная пресс-конференция М. Флейшмана и С. Понса подвигла руководство СССР на реабилитацию опального ученого. В 1989 г. было принято решение воссоздать в подмосковном НПО «Луч» 3 термоэмиссионные гидролизные энергетические установки мощностью по 12.5 кВт каждая. Это решение было мгновенно претворено в жизнь под руководством И.С. Филимоненко. Все три установки были подготовлены к сдаче в опытную эксплуатацию в 1990 г. При этом на каждый киловатт, вырабатываемый энергетическими установками теплового синтеза, приходилось всего 0.7 грамма палладия, на котором, как выяснилось позже, свет клином не сошелся. Но установки остались лежать на складе, так и не дойдя до конечного потребителя – Чернобыльской АЭС...

В 1991 г. Волгодонское отделение Ядерного общества (исполнительный секретарь Бакумцев Н.И.) организовало координационное совещание с ПО «Атоммаш», Ростовской АЭС и международным фондом «Перестройка Естествознания» по вопросу создания опытно-промышленной установки И.С. Филимоненко на Ростовской АЭС, которая в тот период была законсервирована на волне «радиофобии» и политической борьбы [88]. На нем были приняты все мыслимые и немыслимые положительные решения. Однако через пару дней случилось ГКЧП. Великая держава распалась. Лишившись государственной поддержки, наука и промышленность надолго остановились в своём развитии. Но, несмотря на всяческие передрыги начала 90-х, Иван Степанович Филимоненко, будучи настоящим бойцом и подвижником, продолжал интенсивно работать в условиях катастрофического обвала экономики. Решения упомянутого выше координационного совещания были выполнены, и в результате в 1992 году на свет появилось сообщение «Демонстрационная термоэмиссионная установка для ядерного синтеза» [98]. Похоже, что это была последняя попытка Ивана Степановича достучаться до разума властей.

В настоящее время И.С. Филимоненко отошел от активной деятельности в науке, связанной с работой на оборонную промышленность.

4. Эксперименты Б.В. Дерягина

Эффект аномального увеличения выхода нейтронов неоднократно наблюдался в опытах по колке дейтериевого льда. В 1986 году академик Б.В. Дерягин с сотрудниками опубликовал статью [75], в которой были приведены результаты серии экспериментов по разрушению мишеней из тяжелого льда с помощью металлического бойка. В этой работе сообщалось, что при выстреле в мишень из тяжелого льда D_2O при начальной скорости бойка 100 – 200 м/с регистрировалось 0.4 ± 0.08 отсчета нейтронов. При выстреле в мишень из обычного льда H_2O регистрировалось всего 0.15 ± 0.06 отсчета нейтронов. Указанные значения были приведены с учетом поправок, связанных с наличием фонового потока нейтронов. В экспериментах Дерягина космический фон составлял 0.17 отсчета



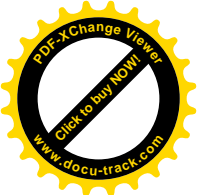
г выстрел. Авторы статьи связывали рождение нейтронов с реакцией $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$. Возможность этой реакции обосновывалась в работе [75] наличием в зоне разрушения твердого тела электрических полей напряженностью $10^6 - 10^7 \text{ V/sm}$. По мнению Б.В. Дерягина и сотрудников, эти поля ускоряют дейтроны до достаточно больших энергий. Но это не так, потому что, даже при энергии дейтрона-снаряда 10 KeV , выход нейтронов в реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ составляет всего порядка 10^{-11} на дейтрон. Даже приняв среднюю длину разгона дейтрона равной 10^{-6} sm (на самом деле, на порядок меньше), мы приходим к оценке энергии ядра-снаряда $1 - 10 \text{ eV}$. Поэтому электрические поля в кристалле принципиально не способны разогнать дейтроны до энергий, при которых ХЯС протекает со скоростью, достаточной для экспериментального обнаружения.

Для того чтобы как можно точнее позиционировать пионерские работы академика Б.В. Дерягина по проблеме ХЯС, отметим, что для типичных «горячих» ядерных реакций характерны энергии порядка нескольких МэВ. Поскольку энергия 10 KeV соответствует температуре всего около $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$, постольку ядерные реакции при таких энергиях все еще следует относить к разряду «холодных». Для осуществления «горячей» реакции ядерного синтеза в чистой дейтерии температура должна быть на порядок выше.

В дальнейшем качественные результаты работы [75] были подтверждены в работе [86]. Для объяснения этих результатов авторы работ [75,86] использовали гипотезу о том, что электрические поля в кристалле не только ускоряют дейтроны, но и понижают высоту кулоновского барьера. Очевидно, что вероятность протекания реакции ХЯС заметно увеличивается за счет этого эффекта. Однако расчеты показывают, что и в этом случае проницаемость барьера все еще очень мала, и явно недостаточна для того, чтобы объяснить наблюдаемый выход нейтронов. Поэтому даже с поправкой на «электростатическую» интерпретацию экспериментов Б.В. Дерягина и его сотрудников, эту работу можно смело отнести к числу важнейших решающих экспериментов, подтверждающих сам факт существования низкоэнергетических ядерных реакций. Другими словами, если не принимать во внимание ранней работы [61], результаты которой так никогда и никем не были воспроизведены, и закрытых работ И.С. Филимоненко, то можно считать, что холодный ядерный синтез был официально открыт именно в России.

К великому сожалению, широкая научная общественность с недоверием отнеслась к результатам работ [75,86], несмотря на то, что Б.В. Дерягин был академиком, работа [86] была опубликована в Письмах в ЖЭТФ, а уровень превышения сгенерированного потока нейтронов над фоном в экспериментах [75,86] исключал возможность объяснения полученных результатов статистической погрешностью эксперимента. В конце концов, рождение загадочных нейтронов при колке дейтериевого льда было полностью отнесено на счет электростатического ускорения дейтронов и повышения прозрачности барьера. В конце прошлого века никто так и не смог найти более вразумительного объяснения результатов решающего эксперимента в физике, осуществленного советскими учеными.

Справедливости ради к вышесказанному надо добавить, что первые результаты советских ученых в области физики ядерного синтеза были получены в начале 50-х годов прошлого века. В связи с этим дословно приведем выводы академика Игоря Васильевича Курчатова, озвученные на лекции, прочитанной 25 апреля 1956 года на эпохальной конференции в английском научно-исследовательском атомном центре в Харуэлле: «Было обнаружено, что импульсный разряд является источником не только нейтронов, но и жестких рентгеновских лучей. 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 рентгенов-



скими 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. Оценивая перспективы различных направлений, которые могут привести к решению задачи получения термоядерных реакций большой интенсивности, мы не можем сейчас полностью исключить дальнейшие попытки достигнуть этой цели путем использования импульсных разрядов» [85].

В историческом докладе И.В. Курчатова были доложены результаты, относящиеся к области энергий, необходимых для осуществления управляемых термоядерных реакций. Однако 10 КэВ по ядерным масштабам – это все еще область низких энергий. Кроме того, рентгеновское излучение в области **300 – 400 KeV** является жестким лишь в том смысле, что оно является ионизирующим. Каналы фотоядерных реакций чаще всего открываются при более высоких энергиях.

5. Эксперименты М. Флейшмана и С. Понса

Первое упоминание о явлении «низкоэнергетической трансмутации химических элементов» датировано 1922 годом [61], однако эта работа С. Айриона и Дж. Вендта не была воспринята научным сообществом, в том числе и потому, что Э. Резерфорду так и не удалось воспроизвести полученные ими результаты [47].

Непродолжительный интерес к чрезвычайно важным с сегодняшней точки зрения результатам, полученным сотрудниками (и соратниками) И.В. Курчатова быстро затух после безвременной кончины Игоря Васильевича в 1960 году. В дальнейшем все усилия физиков были направлены на решение проблемы управляемого термоядерного синтеза, а также мюонного катализа [73,78]. Упомянувшиеся чуть выше результаты работ группы академика Б.В. Дерягина не имели широкого резонанса в мировой научной печати.

Ажиотажный взрыв интереса к обсуждаемой проблеме возник только после того, как М. Флейшман и С. Понс на пресс-конференции 23 марта 1989 года сообщили об обнаружении ими нового явления в науке, известного сейчас как холодный ядерный синтез (или синтез при комнатной температуре) [17]. Они электролитическим путем насыщали палладий дейтерием (попросту, воспроизвели результаты серии работ И.С. Филимоненко, доступ к которым имел С. Понс) - проводили электролиз в тяжелой воде с палладиевым катодом. При этом наблюдалось выделение избыточного тепла, рождение нейтронов, а также образование трития. В том же году было сообщение об аналогичных результатах, полученных в работе С. Джонса, Е. Палмера, Дж. Цирра и др. [26].

За прошедшее время было опубликовано более 3000 статей и предложено около 50 теоретических моделей для интерпретации полученных результатов. В многочисленных статьях описаны эксперименты, в которых наблюдались изменения элементного состава вещества при таких слабых внешних воздействиях на дейтерированные материалы, что с точки зрения современной теоретической физики не может быть и речи об объяснении наблюдавшихся явлений ядерными реакциями в конденсированных средах. Тем не менее, в экспериментах с дейтерированными веществами выделяется тепло, регистрируется эмиссия нейтронов, трития и гелия. Элементный состав вещества при этом меняется. Эти факты могут подтвердить немногие счастливицы. Другим же исследователям не удастся получить каких-либо устойчивых результатов. Незначительная модификация конструкции экспериментальной установки и предельно малые вариации условий эксперимента влекут за собой кардинальные изменения результатов измерений.

В экспериментах нет повторяемости, поэтому считается, что ахиллесовой пятой ХЯС и LENR является плохая воспроизводимость результатов.

6. Эксперименты И.Б. Савватимовой

Однако далеко не все эксперименты, в которых исследовались явление ХЯС и LENR, являются невоспроизводимыми. Например, не вызывает сомнений достоверность и воспроизводимость представленных в работе [92] результатов регистрации остаточной радиоактивности методом автордиографии поверхности катодных фольг **Pd**, **Nb**, **Ti**, **Ag** и их сочетаний после облучения ионами дейтерия в тлеющем разряде для плотности тока $10 - 50 \text{ mA}\cdot\text{cm}^2$ и напряжения $50 - 500 \text{ В}$. Она составляла $5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}\cdot\text{cm}^2$ β -частиц в первые 2-20 ч после эксперимента. Спустя 2-4 ч после окончания облучения в работе [92] наблюдалось возрастание активности в 2-10 раз для первых двух слоев сложных катодов, состоящих из набора **Ti**- и **Pd**- фольг толщиной $\sim 100 \text{ мкм}$. Авторы работы [92] пришли к выводу, что радиоактивность фольг связана с распадом изотопов.

Для сложного составного катода **Ti – Pd – Ti – Pd** в работе [92] было отмечено, что (см. рис. 3):

1. Возрастание активности в 2-10 раз для первых двух слоев составных катодов, состоящих из набора фольг толщиной $\sim 100 \text{ мкм}$ каждая (на облучаемом **Ti**- и лежащем ниже **Pd**- образцах) спустя 2-4 ч после прекращения разряда до $5 \cdot 10^5$ и $5 \cdot 10^6 \beta \text{ см}^{-2}$ для **Ti** и **Pd**, соответственно.
2. Спустя 100 часов после окончания облучения активность катодов снижалась до $5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \beta$ - частиц для **Ti** и **Pd**, соответственно.
3. Превышение на порядок активности палладиевой фольги (второй слой, экранированный от непосредственного воздействия разряда).
4. На основании результатов измерений, проведенных через 2-4 часа после окончании облучения электродов, была получена оценка периода полураспада искомого изотопа ($T_{1/2} \approx 13.8$ часов). Согласно имеющимся данным [94], β - активность облученных фольг обусловлена β - распадом изотопа $^{109}_{46}\text{Pd}$.
5. Выявление в зоне облучения пятен с довольно большей интенсивностью излучения, до $5 \cdot 10^5 \beta \text{ сек}^{-1}\cdot\text{cm}^2$ и $5 \cdot 10^6 \beta \text{ сек}^{-1}\cdot\text{cm}^2$ для **Ti** и **Pd**, соответственно.

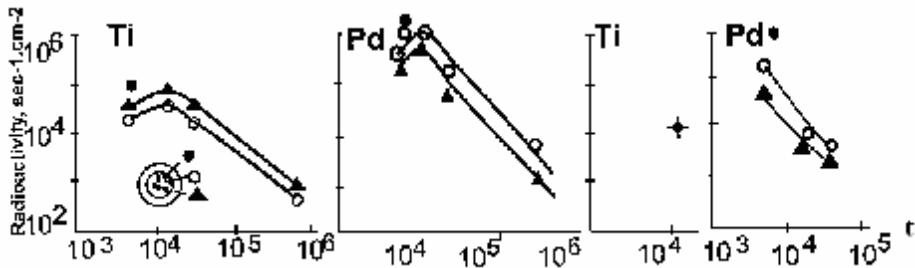


Рис. 3. Остаточная радиоактивность фольг составных катодов (**Ti – Pd – Ti – Pd**) после облучения ионами дейтерия: \tilde{N} – облученная центральная часть образца; \blacktriangle – площадь под экраном; \bullet – пятна с большой активностью. По оси абсцисс отложено время (в секундах) с момента прекращения тлеющего разряда.

Для сложного катода **Nb – Pd – Nb – Pd – Nb – Pd** были выделены следующие характерные особенности [92] (см. рис. 4):

1. Наличие активности только для первого образца ниобия, подвергавшегося непосредственному облучению, и отсутствие активности – почернения пленки (в пределах чувствительности метода) – для лежащих ниже третьего и пятого **Nb**- образцов.
2. Близкие по величине и возрастающие значения активности второго, четвертого и шестого от поверхности образцов **Pd** после 6,38 ч и уменьшающиеся после 12,5 часов по мере удаления от облучаемой поверхности (рис. 4), причем для шестого образца активность в 5-10 раз меньше, чем для второго.

3. Разброс значений активности по мере удаления от облучаемой поверхности также увеличивается, т.е. для шестого образца величина разброса активности составляет более порядка.

4. Активность облученной ионами фольги ниобия приблизительно на два порядка меньше, чем лежащего ниже необлученного палладия. Для одной и той же серии образцов проведено облучение ионами водорода, дейтерия, водорода и дейтерия, а также аргона. Эксперименты этой серии проводили с близкими параметрами разряда. Исследования остаточной радиоактивности палладиевых катодов после облучения ионами аргона показали, что активность образцов была выше, чем после облучения ионами водорода и дейтерия и составляла $\sim 7 \cdot 10^5 - 10^6 \beta \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Причем зона разряда давала очень слабое почернение пленки, а максимальная активность $7 \cdot 10^5 - 10^6 \beta \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ была характерна для экранированной зоны.

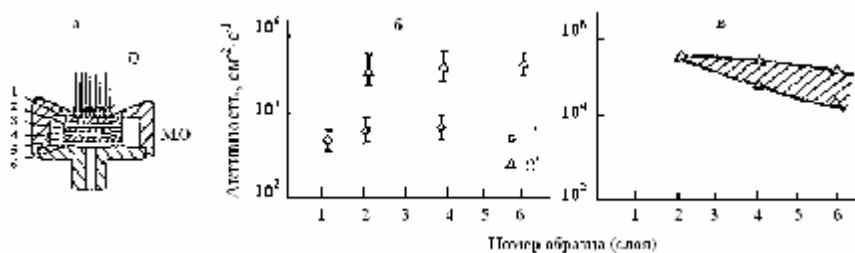
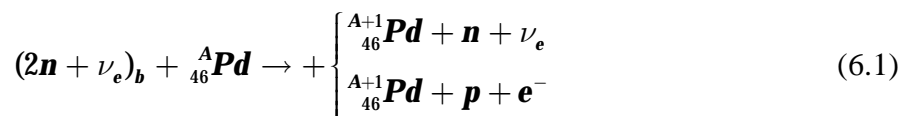


Рис. 4. Остаточная радиоактивность фольг составных катодов ($Nb - Pd - Nb - Pd - Nb - Pd$) после облучения ионами дейтерия. а – Схема эксперимента: 1,3,5 – Nb , 2,4,6, – Pd ; 1 – облученный образец, 2-6 – необлученные образцы; б – $2,3 \cdot 10^4$ сек после эксперимента, в – $4,5 \cdot 10^4$ сек после эксперимента, 1' – Облучаемая площадь, 2' – экранированная площадь.

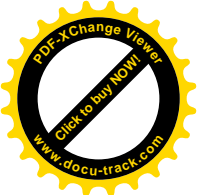
Фактор проницаемости кулоновского барьера в опытах И.Б. Савватимовой и А.Б. Карабута ($P_f \sim 10^{-870}$ без учета экранировки, поскольку для ядра Pd заряд $Z = 46$) гораздо меньше, чем в экспериментах академика Б.В. Дерягина. Его значение ничтожно мало для объяснения обнаруженного уровня β - активности облученных электродов.

Результаты работы [92] были подтверждены в независимых экспериментах. Они легко воспроизводимы, и однозначно свидетельствуют в пользу существования процессов типа LENR и ХЯС. Но самое замечательное в экспериментах И.Б. Савватимовой и А.Б. Карабута состоит в том, что они относятся к числу решающих. Ниже будет показано, что за явление холодного слияния ядер отвечает реакция электронного захвата, в результате которой образуется новая нейтральная частица – динейтроний, которая представляет собой связанное состояние двух нейтронов и электронного нейтрино. Многослойные электроды в эксперименте Савватимовой и Карабута представляли собой набор листов металлической фольги, в числе которых были палладиевые, содержащие природную смесь изотопов $^{104}_{46}Pd$, $^{105}_{46}Pd$, $^{106}_{46}Pd$ и $^{108}_{46}Pd$.

В дейтерированном Pd - катодe в результате реакции захвата дейтроном электрона из квазинепрерывного спектра образовывался метастабильный атом динейтрония. Этот атом, который мы далее будем обозначать как $(2n + \nu_e)_b$ (b - bound) вступал в реакцию с изотопами $^{106}_{46}Pd$ и $^{108}_{46}Pd$:



где $A = 106, 108$, сопровождающуюся образованием изотопов $^{107}_{46}Pd$, $^{109}_{46}Pd$. Именно эти изотопы были обнаружены в [92].



Формула (6.1) дает исчерпывающий ответ на вопрос, почему в реакциях холодного синтеза чрезвычайно редко регистрируются нейтроны. Нейтрино – это очень легкая частица, а палладий – очень тяжелая частица. В реакции передачи нейтрона остаток $(n + \nu_e)_f$ практически не взаимодействует с ядром палладия. Распад составной частицы - остатка $(n + \nu_e)_f$, как правило, возможен только по каналу $p + e^-$. Свободные нейтрон и нейтрино не могут появиться в выходном канале реакции, так как это запрещено законом сохранения энергии и импульса. Это связано с тем, что нейтрино уносит очень большую энергию, и очень маленький импульс. Так закрывается канал. Напротив, обе частицы в канале $p + e^-$ обладают электрическим зарядом, что позволяет им обмениваться энергией и импульсом с ядром палладия, электрон гораздо тяжелее нейтрино, и потому он уносит не только энергию, но и импульс. В результате канал распада $p + e^- + {}_{46}^A Pd$ становится открытым.

В своем стремлении к постижению истины И.Б. Савватимова не остановилась на достигнутом. В работе [53] она показала, что изменение количества примесей химических элементов и изотопного соотношения палладия, содержащихся в Pd - катод, изменяется в результате облучения его поверхности ионами в плазме тлеющего разряда. Величина этих изменений зависит от структуры материала катода, химического состава газовой среды, в которой происходит тлеющий разряд, а также от плотности потока ионов и расположения облученного слоя относительно поверхности катода. Для регистрации эффекта использовались масс-спектрометрия вторичных ионов (МСВИ) и микрорентгеноспектральный анализ (МРСА).

В [53] была найдена зависимость соотношения примесей химических элементов и их концентрации от вида ионов, воздействию которых подвергалась поверхность катода. Обнаружено, что в Pd - катод после его облучения в сходных условиях ионами H , D и $Xe + Ar$ появляются определенные примеси. Наблюдалось появление таких элементов, как Cl , P , Sc , Ti , V , Br , Ge , As , Kr , Sr , Y , Cd , In , Xe . Количество химических элементов-примесей после облучения катода ионами уменьшалось в следующем порядке: D , H , $Xe + Ar$. Максимум появления указанных примесей качественно коррелировал с максимумом выделения тепла в процессе облучения Pd - катодов ионами в плазме тлеющего разряда.

Поскольку в настоящем обзоре обсуждается только динейтрониевый механизм реакций холодного синтеза, постольку в данном разделе рассматривается лишь та часть работы [53], которая посвящена облучению катодов ионами дейтерия в плазме тлеющего разряда.

В работе [53] отмечено, что радиоактивные изотопы были обнаружены в палладию методом радиографического анализа, которым исследовался Pd - катод после облучения дейтронами в плазме тлеющего разряда [48,49]. В работах [28,29,51,92] было продемонстрировано изменение изотопного соотношения и образование 4_2He в Pd - катодах после облучения дейтронами. В работах [28-31] зарегистрирована эмиссия нейтронов, заряженных частиц, а также γ - квантов, как во время горения тлеющего разряда в разрядной камере, так и после его прекращения (после прекращения разряда регистрируются, в основном, γ - кванты). При определенных условиях наблюдалось выделение тепла [92].

В состав экспериментальной установки [53] входила вакуумная камера, в которой были закреплены анод и катод. Подробное описание установки, а также диагностической и калориметрической аппаратуры, которой она была оборудована, имеется в работах [28,29]. Камера, откачанная до давления $10^{-2} Pa$, была заполнена газом под давлением $300 - 1000 Pa$. В качестве рабочего газ использовались дейтерий, протий, аргон, ксенон,

а также их комбинации. Облучение образцов производилось при плотности тока $10 - 5$ мА/см^2 и напряжении $50 - 600$ В. Длительность тлеющего разряда составляла 1-4 часа. Катоды имели диаметр 20 мм и толщину $\cong 100$ микрон. Площадь облучаемой поверхности составляла примерно $\sim 1 \text{ см}^2$. Для получения максимально возможного объема информации использовались многослойные катоды, составленные из листов фольги толщиной 100 микрон каждый.

Анализ изменения элементного состава примесей и изотопного соотношения в металле катода проводился методом масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ), а также при помощи микрорентгеноспектрального анализа. Исследование элементного состава материала катода проводилось при помощи сканирующего электронного микроскопа Hitachi S-800, сопряженного с устройством для спектрального анализа Link Analytical LS-5. Анализ проводился в зоне бомбардировки ионов. Площадь анализируемой зоны поверхности составляла $\sim 30 \times 30$ микрона при глубине исследуемого слоя ~ 1 микрон. Чувствительность аппаратуры позволяла обнаруживать примесь примерно 10^{-2} % атомов. Концентрация примесей химических элементов в металлических фольгах определялась посредством измерения интенсивности наиболее интенсивных линий рентгеновского спектра. Рентгеновские спектры образцов, полученные до облучения катода ионами в плазме тлеющего разряда, вычитались из спектров того же катода после облучения. На рис. 5 представлены результаты анализа разностных спектров. Кроме того, изотопное соотношение для трех различных участков поверхности каждого исходного образца и того же образца, облученного ионами при различных условиях, были получены МСВИ - методом. Анализ **Pd** - катодов методом МСВИ проводился на масс-спектрометре MS-7201 M. Исследуемые образцы бомбардировались ионами аргона с энергией 6 кэВ. Зона облучения представляла собой эллипс с осями 1.5 и 3 мм. В процессе анализа с поверхности образцов удалялся слой толщиной приблизительно 100 нм. Поэтому химические элементы, которые попадали в облученный образец из оснастки экспериментальной установки и остаточной атмосферы, не искажали результатов измерений.

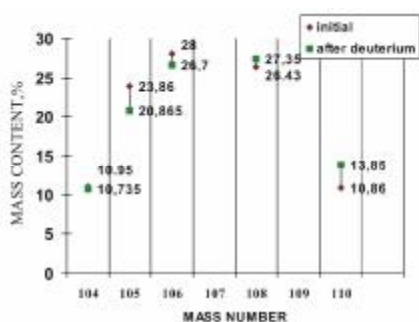


Рис. 5. Изотопный состав **Pd**- катода до и после облучения дейтронами.

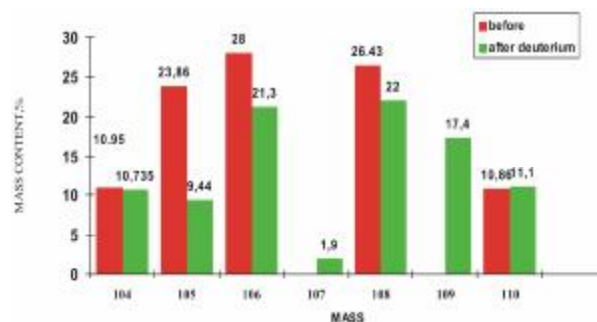


Рис. 6. Изотопный состав **Pd**- катода до и после облучения дейтронами, включая 107 и 109 массы.

Вторая группа экспериментов проводилась на специальном МСВИ- оборудовании. В этом случае спектр масс исследовался после удаления поверхностного слоя фольги пучком ионов на глубину приблизительно ~ 100 нм. Травление образцов осуществлялось пучком ионов N_2^+ с энергией 4.5 кэВ и плотностью тока 10^{-5} А/см^2 . В эксперименте были зарегистрированы атомные массы от 1 до 27 и от 92 до 250.

Изменение изотопного соотношения было рассчитано из отношения интенсивности каждого изотопа к сумме интенсивностей всех изотопов палладия. Изотоп $^{102}_{46}\text{Pd}$ был исключен из результатов серии измерений, и не принимался во внимание при расчетах, т.к. его интенсивность была чрезвычайно мала.

Количество примесных химических элементов менялось при изменении условий эксперимента. На рис. 7а представлены 5 спектров от пяти различных анализируемых мест облученной площади палладия. Можно видеть, что количество и состав добавочных элементов на разных участках анализа изменяются. Однако основные примесные элементы повторяются.

Для каждого элемента была принята амплитуда, пропорциональная числу всплесков максимальной интенсивности. Данные по интенсивности нескольких линий спектра для каждого элемента не усреднены и представлены на одном интервале на оси абсциссы. Преобладали примеси: **Al, P, Zn, Ga, Ge, Br, Kr, Rb, Sr, Y, Zr, Ru, Ag, Cd, Yn, Sb, Xe, Cs, Ba**. Такие элементы как **Al, P, Zn, Br, Kr, Ag, Cd** появлялись в количестве 0.1 – 1%. Такие элементы как **Sc, V, Cd, B, P, Cl, Br, Ge, As, Kr, Sr, Y, Ru** никогда не присутствуют в разрядной камере. Ксенон отсутствовал в разрядной камере перед экспериментами с дейтерием. Присутствие внесенных в список элементов не было обнаружено в необлученных образцах.

Диаграммы изменения примесей химических элементов в **Pd** - катодах под действием бомбардировки ионами дейтерия показывают, что:

1. Микрорентгеновские спектры после облучения палладия дейтронами подобны;
2. Появление основных регистрируемых элементов воспроизводимо;
3. Имеется корреляция между результатами микрорентгеновского анализа, МСВИ-анализа и ранее опубликованными данными, полученными методом искровой масс-спектрометрии;
4. Максимальное увеличение количества регистрируемых примесей соответствует максимальному выделению тепла в процессе облучения **Pd** - катодов дейтронами в плазме тлеющего разряда [30].

Если бы увеличение содержания в **Pd** - катодах элементов - примесей объяснялось предпочтительным распылением отдельных элементов или их диффузией, то количество регистрируемых элементов зависело бы от типа бомбардирующих катод ионов в последовательности **Ar + Xe, D** и **H**. То есть, более значительное распыление и переосаждение элементов происходило бы для тяжелых ионов. В эксперименте же всегда наблюдалось максимальное количество добавочных элементов и разнообразие их изотопного состава в случае облучения катода ионами дейтерия (рис. 7).

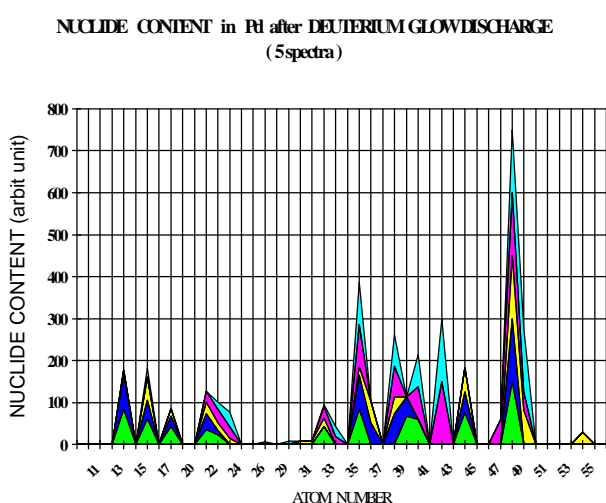


Рис. 7. Содержание примесей в **Pd** - катоде после облучения ионами в тлеющем разряде в дейтерии (анализ по 5 спектрам) [53].

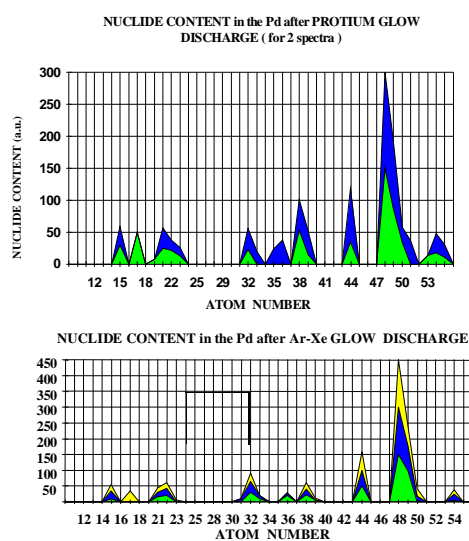
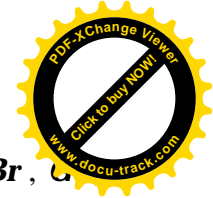
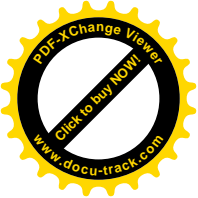


Рис. 8. Содержание примесей в **Pd** - катоде после облучения ионами в тлеющем разряде в протии (вверху, анализ по 2 спектрам) и смеси аргона с ксеноном (внизу, анализ по 3 спектрам) [53].



Основные элементы - примеси, включая *Sc*, *Ti*, *V*, *Ag*, *Cd*, *B*, *P*, *Cl*, *Br*, *C*, *As*, *Kr*, *Sr*, *Y*, *Ru*, *Xe* наблюдались для всех типов ионов-снарядов. Элементы с порядковым номером $Z = 26 - 31$ (*Fe*, *Cu*, *Zn*, *Ga*) и *Zr* ($Z = 40$) образовывались при облучении *Pd*- катода дейтронами. Анализ изменения изотопного соотношения после облучения *Pd*- катода ионами дейтерия был осуществлен методом искровой масс-спектрометрии, а соответствующие результаты были опубликованы. При этом для нескольких элементов наблюдалось отличие изотопного соотношения от аналогичного соотношения, полученного на основе данных о естественной распространенности изотопов, в два, а то и в три раза, например, $^{10}_5\text{B} / ^{11}_5\text{B}$; $^{12}_6\text{C} / ^{13}_6\text{C}$; $^{60}_{28}\text{Ni} / ^{61}_{28}\text{Ni} / ^{62}_{28}\text{Ni}$; $^{40}_{20}\text{Ca} / ^{44}_{20}\text{Ca}$; и $^{90}_{40}\text{Zr} / ^{91}_{40}\text{Zr}$ [48]. Отклонение от естественной распространенности изотопов серебра (отношение $^{109}_{47}\text{Ag} / ^{107}_{47}\text{Ag}$ изменилось от 3/1 до 9/1) и изменение изотопного соотношения палладия в катоде наблюдалось методом искровой масс-спектрометрии [48]. Максимум интенсивности 109 массы был меньше в анализах образцов, у которых удалили 100 нм поверхностный слой.

Наблюдался статистический разброс положения максимума при облучении *Pd*- катодов ионами *Ar* и *Xe*. Этот факт является дополнительным аргументом в пользу того, что наблюдаемые эффекты обусловлены ядерными реакциями.

В экспериментах с дейтерием отмечено уменьшение содержания $^{105}_{46}\text{Pd}$ и увеличение количества $^{110}_{46}\text{Pd}$. При этом наблюдаемое изменение изотопного соотношения для *Pd*, облученного дейтронами, существенно превысило изменение аналогичных соотношений, полученных в сопоставимых условиях эксперимента с другими типами ионов.

Облучение низкоэнергетическими ионами в плазме тлеющего разряда вызывает изменение структурных и механических свойств материала катодов. Возрастает подвижность элементов матрицы и количество примесей. Образуются такие дефекты, как поры, пузыри, винтовые дислокации, краевые дислокации и области концентрации дислокаций. Эти дефекты являются высокотемпературными ловушками, как для изотопов водорода, так и для атомов вновь образующихся элементов - примесей. Наличие указанных дефектов может влиять на фонное взаимодействие в кристаллической решетке. Кроме того, авторы работ [8,9,50] ранее показали, что кристаллическая решетка находится в состоянии псевдоплавления в течение ее бомбардировки ионами в тлеющем разряде с высокой плотностью ионов при температуре, меньше чем 0.5 температуры плавления. При возрастании плотности тока увеличивается плотность дислокаций, являющихся высокотемпературными водородными ловушками. Однако при повышении температуры катода увеличиваются подвижность дейтерия, и его десорбция, соответственно. При облучении дейтронами при температурах выше $0,5 T_{пл}$ с увеличением скорости десорбции дейтерия примеси образуются лишь в тонких поверхностных слоях. Процесс ядерных превращений в *Pd*- катоде в плазме тлеющего разряда - сложное явление, и структура вещества влияет на этот процесс лишь отчасти. К числу наиболее значимых факторов относятся: нестационарность процесса, тип бомбардирующих ионов и плотность потока ионов.

Во всех исследованных случаях максимальное изменение элементного состава примеси наблюдалось в образцах, подвергнутых облучению ионами дейтерия. Суммарное количество добавочных примесных элементов после экспериментов с дейтерием десятикратно превышало количество примесных элементов после экспериментов, проводившихся в других газовых средах. Нарушение природного изотопного соотношения наблюдается, главным образом, в слоях, лежащих вблизи поверхности, что, соответственно, указывает на то, что ядерные реакции происходят, в основном, в пределах ~1 микрона от поверхности катода.

Сравнение результатов, полученных с использованием различных аналитических методов, показало, что нарушение изотопного соотношения для 107 и 109 масс нельзя

Объяснить формированием гидридов и дейтеридов изотопов серебра. Можно предположить, что 107 и 109 массы могли быть изотопами палладия (рис. 6). Период полураспада $^{109}_{46}\text{Pd}$ составляет $T_{1/2} \sim 13.5$ часов, и грубо коррелирует с характерным временем уменьшения радиоактивности образца, измеренным по засвечиванию рентгеновской пленки [92]. Некоторые образцы оказались источниками γ -излучения, которое в области энергий в несколько десятков кэВ превышало фон в 10 – 70 раз и примерно вдвое превосходило фоновое значение вплоть до энергий порядка 1 МэВ. Измерения проводились **GeLi**-детектором через ~15 минут после прекращения разряда и извлечения катода из разрядной камеры.

В образцах, которые были проанализированы МСВИ-методом через несколько недель после облучения в аргоне и ксеноне, были обнаружены обе массы (107 и 109) с различным изотопным соотношением. Их количество в образцах не соответствовало естественной распространенности соответствующих элементов, и их соотношение составляло 1 : 3 и 1 : 9, соответственно. В образцах, которые анализировались несколькими месяцами позже, присутствовала только масса 107. По-видимому, за это отвечает изотоп $^{107}_{46}\text{Pd}$, период полураспада которого равен $T_{1/2} > 10^6$ лет. Это дает основания предположить, что изотоп $^{107}_{46}\text{Pd}$ является продуктом ядерной реакции.

В дополнение к сказанному отметим, что изменения элементного и изотопного состава катода после электролиза наблюдались также в работах [46,57]. В этих экспериментах исследователи, как и авторы настоящей работы, регистрировали образование в катоде легкой и тяжелой групп элементов.

Чрезвычайно информативные исследования процессов трансмутации химических элементов в палладии [53] были продолжены в работе [52] применительно к вольфраму. В этих экспериментах использовалась современная измерительная аппаратура.

В работе [52], так же как и в [53] проводились эксперименты по облучению катодов ионами в плазме тлеющего разряда. На рис. 9 представлена фотография экспериментальной установки. Для измерения спектров рентгеновского и γ -излучения изотопов **W** и **Ta**, как до, так и после облучения ионами в плазме тлеющего разряда, использовался **CdTe**-детектор **XR – 100T – CdTe (Amptec)**. Интенсивность рентгеновского и γ -излучения измерялась в отсчетах в секунду (cps) для различных условий тлеющего разряда в дейтерии. При этом γ -спектры измерялись по γ -квантам, проходившим от разрядной камеры до детектора сквозь двойную кварцевую трубку. Средняя интенсивность рентгеновского γ -излучения была оценена как полное число отсчетов, поделенное на время экспозиции.

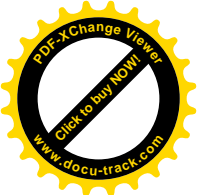


Рис. 9. Фотография установка И.Б. Савватимовой. Цифрой 1 указано расположение детектора рентгеновского излучения [52]



Рис. 10. Детектор **XR – 100T – CdTe** с помощью которого измерялась величина потока γ -квантов из зоны тлеющего разряда в дейтериевой плазме [52]

Расстояние между бериллиевым окном детектора и вольфрамовой фольгой в процессе ее облучения ионами в плазме тлеющего разряда составляло ~ 50 мм (6 мм - толщина двойной кварцевой трубки + 3 мм слой потока охлаждающей воды + 40 мм газообразного дейтерия под давлением ~ 5 Торр). После облучения вольфрамовой фольги ионами дейтерия в плазме тлеющего разряда, катод подвергался рентгеновской и γ -спектрометрии при



помощи детектора **$XR-100T-CdTe$** . Для этого облученная фольга-катод помещалась вблизи бериллиевого окна детектора на расстоянии приблизительно ~ 1 мм. Диаметр катода, как и зона облучения фольги дейтронами, составлял примерно **20** мм.

В работе [52] подробно описана методика эксперимента, включая мелкие детали настройки и калибровки измерительной аппаратуры. Из этого описания следует, что эксперимент был тщательно подготовлен и все измерения были выполнены очень аккуратно. Поэтому далее подвергаются анализу и интерпретации только результаты этого эксперимента.

В [52] была измерена эмиссия рентгеновского и γ -излучения, как во время, так и после бомбардировки вольфрамовых и танталовых катодов ионами дейтерия в плазме тлеющего разряда. При помощи детектора **$XR-100T-CdTe$** было выполнено 5 серий измерений интенсивности рентгеновского и γ -излучения, испускаемого вольфрамовой или танталовой фольгой:

- 1 - во время облучения ионами дейтерия (фольга находится в разрядной камере);
- 2 - после облучения ионами дейтерия (фольга находится в разрядной камере);
- 3 - после облучения ионами дейтерия (фольга находится вне разрядной камеры);
- 4 - до облучения ионами дейтерия (фольга находится вне разрядной камеры);
- 5 - измерение фона (фольга отсутствует).

В первом и втором случаях исследуемая фольга из вольфрама находилась внутри кварцевой разрядной камеры с двойными стенками. При этом детектор **$XR-100T-CdTe$** размещался в непосредственной близости от внешней стенки камеры (см. рис. 9).

В третьем и четвертом случаях вольфрамовая фольга помещалась вблизи (~ 1 мм) бериллиевого окна датчика рентгеновского излучения.

В пятом случае набиралась статистика отсчетов, обусловленных наличием фонового излучения.

В [52] продемонстрирована воспроизводимость рентгеновских и γ -спектров, полученных в близких условиях эксперимента на небольших временных интервалах. Сравнение энергий пиков в спектрах γ -излучения вольфрама и тантала, подвергнутых бомбардировке дейтронами, показало воспроизводимость их положения для различных фольг, как во время тлеющего разряда, так и после его прекращения.

Наличие в обожженных фольгах изотопов, дающих вклад в ряд главных пиков γ -излучения, проверялось при помощи масс-спектрометрии.

Интенсивность γ -излучения различных фольг зависела от экспозиционной дозы, плотности тока и других экспериментальных параметров.

Наиболее интенсивные пики в энергетическом спектре рентгеновского и γ -излучения, испускаемого основными изотопами, присутствующими в металле облучаемых катодов, были воспроизведены в различных экспериментах, и идентифицированы по эталонным спектрам γ -излучения при помощи **$CdTe$** -детектора. Было показано, что эмиссия рентгеновских и γ -лучей продолжается после прекращения облучения фольг дейтронами.

Энергетические спектры рентгеновского и γ -излучения, испускаемого **W** и **Ta** во время тлеющего разряда в дейтериевой плазме, и после его прекращения представлены на рис. 11-13, причем рис. 11 носит методический характер.

На рисунке 12 представлены спектры рентгеновского и γ -излучения фольги **W** (#1817) после облучения дейтронами (а и б); с - энергия в keV, отложенная по оси абсцисс;

- а) после облучения катода в течение 16000 секунд; скорость счета ~ 0.195 CPS;
- б) после облучения катода в течение 12000 секунд; скорость счета ~ 0.217 CPS.

Из рис. 12 видно, что имеет место хорошая воспроизводимость положения главных пиков в энергетическом спектре рентгеновского и γ -излучения **W** для различных интервалов времени (12000 с и 16000 с).

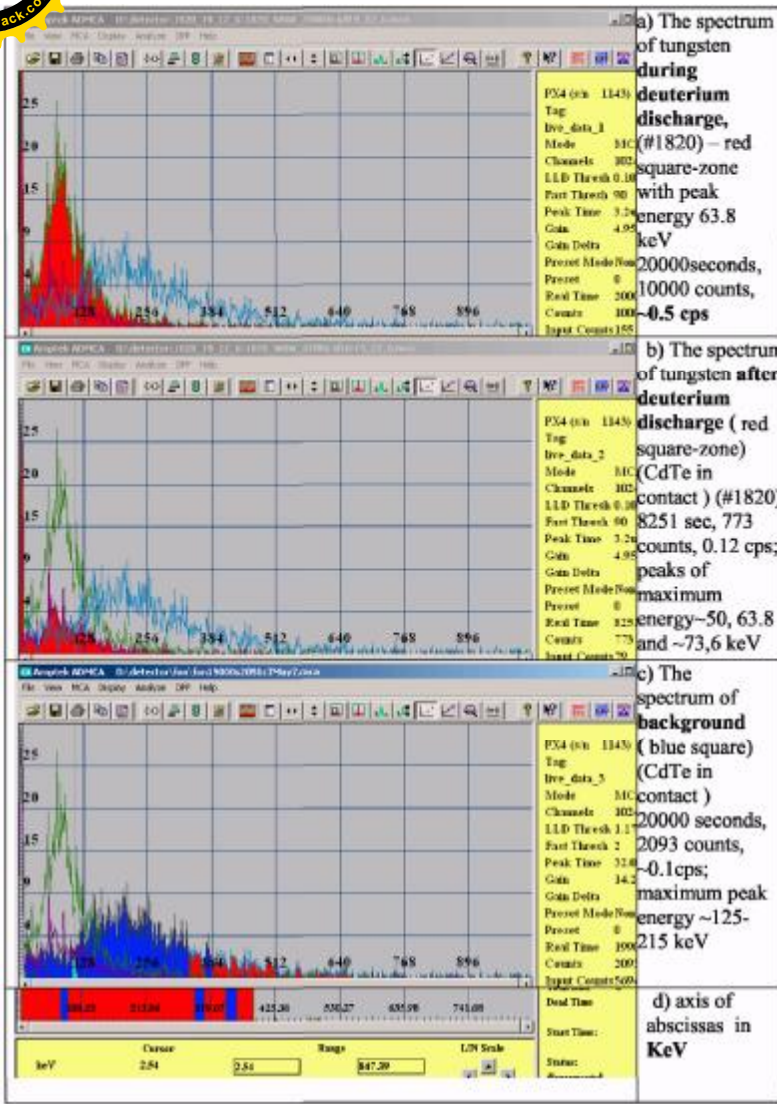


Рис. 11. Рентгеновские и γ - спектры W для различных условий во время тлеющего разряда, после его прекращения, и спектр фонового излучения

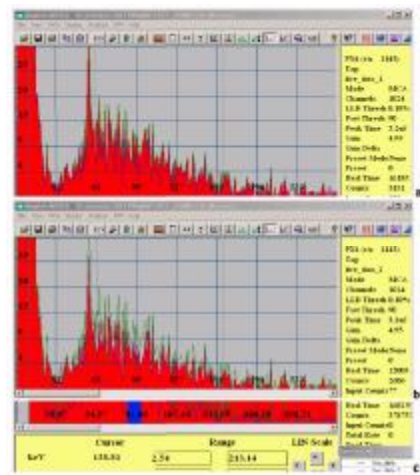


Рис. 12. Рентгеновские и γ - спектры W для различных условий после прекращения тлеющего разряда



Рис. 13. Рентгеновские и γ - спектры W для различных условий во время тлеющего разряда

Результаты исследования изотопного состава фольги-катода до эксперимента, во время его обжига в разрядной камере, и после облучения дейтронами в плазме тлеющего разряда, полученные методом рентгено- и γ - спектрального анализа, сопоставлялись с данными, полученными методом термоионизационной масс-спектрометрии (ТИМС). Сравнение этих данных позволяет однозначно утверждать, что пики, наблюдаемые в спектре γ - излучения, принадлежат изотопам $^{169}_{70}\text{Yb}$, $^{171m}_{70}\text{Yb}$, $^{172}_{72}\text{Hf}$, $^{178}_{70}\text{Yb}$, $^{180}_{70}\text{Yb}$, $^{180m}_{72}\text{Hf}$. Эти изотопы образуются при различных параметрах тлеющего разряда в дейтериевой плазме. Корреляция результатов ТИМС- анализа и данных рентгено- и γ - спектрометрии четко указывает на то, что распад тяжелых изотопов вольфрама и тантала происходит после прекращения разряда.

Ко всему, что было сказано выше, необходимо также добавить, что все основные изотопы гафния и иттербия наблюдались в многочисленных экспериментах с фольгами из вольфрама и тантала для разных интервалов времени облучения катодов дейтронами в плазме тлеющего разряда.

Таблица

Положение основных пиков в спектрах рентгеновского и γ - излучения вольфрамовых и танталовых катодов, подвергнутых бомбардировке ионами дейтерия в плазме тлеющего разряда (для первой группы изотопов, после прекращения разряда)

| W | W | W | Ta | Изотоп | E_γ (КэВ) | $T_{1/2}$ | Мода распада | I_γ (%) | Масса |
|----------|----------|----------|-----------|-------------------------|---------------------|-----------|-----------------|----------------|-------|
| 1817* | 1820 | 1818 | 1824 | | | | | | |
| КэВ | | | | | | | | | |
| | 20.7 | 20.7 | 20.7±1 | $^{169}_{70}\text{Yb}$ | 20.75 | 32 д | ϵ | 0.19 | 169 |
| 42±1 | 43 | 42 | 42.18 | $^{169}_{70}\text{Yb}$ | 42.76 | 32 д | ϵ | 0.25 | 169 |
| 50±1 | 51.2 | 50.44 | 51 | $^{169}_{70}\text{Yb}$ | 51.1 | 32 д | ϵ | 0.018 | 169 |
| 63±1 | 63 | 62.83 | 63,5±0.5 | $^{169}_{70}\text{Yb}$ | 63,12 | 32 д | ϵ | 44.2 | 169 |
| 19±1 | 19.89 | 19.06 | 19.1 | $^{171m}_{70}\text{Yb}$ | 19,39 | 5.25 мс | IT | 14.8 | 171 |
| 22.5±1 | 23.19 | 23.19 | 23.2 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 23.4 | 1.87 г | ϵ | | 172 |
| 24±1 | 24 | 24.02 | 24.84 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 23.93 | 1.87 г | ϵ | 20.3 | 172 |
| 60±1 | 60.5 | 60.35 | 60.5±0.5 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 60.65 | 1.87 г | ϵ | 1.1 | 172 |
| 67±1 | 63 | 62.35 | 67.5 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 67.3 | 1.87 г | ϵ | 5.3 | 172 |
| 91±1 | 91±1 | 91.74 | 91 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 91.3 | 1.87 г | ϵ | 0.11 | 172 |
| 115±1 | 114 | 114.03 | 114.03 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 114.06 | 1.87 г | ϵ | 2.6 | 172 |
| 115±1 | | 115 | 115.6 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 116.1 | 1.87 г | ϵ | 0.034 | 172 |
| 119±1 | 119 | 118.99 | 119.8 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 119 | 1.87 г | ϵ | | 172 |
| 129.03 | 129 | 127.25 | 127.5 | $^{172}_{72}\text{Hf}$ | 127.9 | 1.87 г | ϵ | 1.46 | 172 |
| 42±1 | 43 | 42 | 42.18 | $^{178}_{70}\text{Yb}$ | 42.4 | 74 м | β^- | 6.7 | 178 |
| 13±1 | 14.1 | 14.1 | 13.3 | $^{180}_{70}\text{Yb}$ | 13.9 | 2.4 м | β^- | | 180 |
| 57±1 | 58.7 | 57.05 | 57.88 | $^{180m}_{72}\text{Hf}$ | 57.555 | 5.5 ч | IT | 48.0 | 180 |

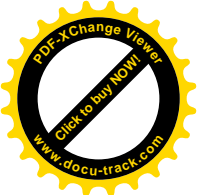
Таблица 7

Положение основных пиков в спектрах рентгеновского и γ - излучения вольфрамовых и танталовых катодов, подвергнутых бомбардировке ионами дейтерия в плазме тлеющего разряда (для второй группы изотопов, после прекращения разряда)

| W | W | W | Ta | Изотоп | E_γ (КэВ) | $T_{1/2}$ | Мода распада | I_γ (%) | Масса (ТИМС) |
|----------|----------|----------|-----------|------------------------|---------------------|-----------|----------------------|----------------|-----------------|
| 1817 | 1820 | 1818 | 1824 | | | | | | |
| КэВ** | | | | | | | | | |
| 45±1 | 45.10 | 44.46 | 46.46 | $^{170}_{72}\text{Hf}$ | 44.52 | 16.01 д | $\epsilon + \beta^+$ | 0,32 | 170 |
| 55.4 | 55.5 | 55.4 | 55.4 | $^{170}_{72}\text{Hf}$ | 55.2 | 16.01 д | $\epsilon + \beta^+$ | 1.1 | 170 |
| 99.9 | 99.0 | 100.8 | 100.8 | $^{170}_{72}\text{Hf}$ | 99.93 | 16.01 д | $\epsilon + \beta^+$ | 2 | 170 |
| 113.2 | 113.3 | 113.2 | 113.2 | $^{170}_{72}\text{Hf}$ | 113.9 | 16.01 д | $\epsilon + \beta^+$ | 0.18 | 170 |
| 115.6 | 115.0 | 115.7 | 115.6 | $^{170}_{72}\text{Hf}$ | 115.5 | 16.01 д | $\epsilon + \beta^+$ | 0.2 | 170 |
| 133.0 | 132.0 | 132.2 | 132.7 | $^{170}_{72}\text{Hf}$ | 132.2 | 16.01 д | $\epsilon + \beta^+$ | 0.044 | 170 |
| 138.81 | 138.5 | 138.0 | 138.8 | $^{170}_{72}\text{Hf}$ | 139.2 | 16.01 д | $\epsilon + \beta^+$ | 0.018 | 170 |

* CPS.

** Измерения проводились в условиях контакта фольги с бериллиевым окном детектора.



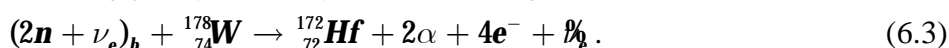
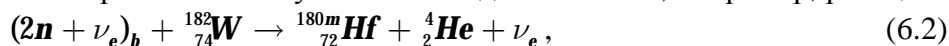
На основании данных, приведенных выше, в работе [52] были сделаны следующие выводы:

1. Эмиссия рентгеновского и γ -излучения начиналась во время бомбардировки металлических фольг дейтронами в плазме тлеющего разряда при напряжении на электродах 1000 ± 200 В и продолжалась после отключения напряжения и прекращения разряда.
2. Как во время разряда в разрядной камере, так и после его прекращения, в фольге появлялись одни и те же изотопы, несмотря на то, что условия эксперимента существенно менялись от серии к серии.
3. Сравнение данных термоионизационной масс-спектрометрии и результатов рентгено- и γ -спектрального анализа позволило сделать вывод о том, что пики, наблюдаемые в спектрах γ -излучения, принадлежат изотопам $^{169}_{70}\text{Yb}$, $^{171m}_{70}\text{Yb}$, $^{172}_{72}\text{Hf}$, $^{178}_{70}\text{Yb}$, $^{180}_{70}\text{Yb}$ и $^{180m}_{72}\text{Hf}$.
4. Корреляция результатов ТИМС-анализа и данных рентгено- и γ -спектрометрии однозначно указывает на то, что тяжелые изотопы вступают в ядерные реакции при столкновениях с дейтронами низких энергий в плазме тлеющего разряда.

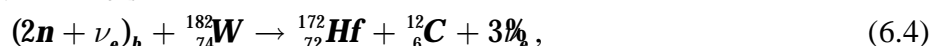
Суммируя результаты серии работ И.Б. Савватимовой, можно сказать следующее.

В настоящий обзор вошло не более 10% классических результатов, полученных Ириной Борисовной за последние 20 лет. Результаты экспериментов, полученные для различных образцов с использованием нескольких методов анализа, лежат за границами коридора ошибок. Экспериментальные данные, полученные И.Б. Савватимовой в [52,53,92] и других работах, не оставляют сомнений: холодный синтез – это технически реальный способ получения энергии и изотопов, как стабильных, так и радиоактивных.

Что касается экспериментов с **W** и **Ta**, то наиболее вероятными претендентами на роль основных источников примесей в облученных катодах являются, например, реакции



Огромная энергия связи α -частицы открывает канал реакции (6.3), а четыре электрона в выходном канале реакции появляются из-за того, что два из них рождаются в слабых процессах, а еще два отделяются от дочернего атома $^{172}_{72}\text{Hf}$ в результате распада сложной возбужденной системы $(^{184}_{74}\text{W} + \nu_e)_b$. Впрочем, возможна ядерная реакция



также не запрещенная известными законами сохранения. К этому необходимо добавить, что с формальной точки зрения в выходном канале реакции типа (6.3) могут появляться позитроны, а не антинейтрино. При этом образуется не $^{172}_{72}\text{Hf}$, а $^{172}_{71}\text{Lu}$.

Необходимо также отметить, что некий вклад в искажение исходного изотопного состава катодов могут давать ядерные реакции, протекающие в веществе, заполняющем пространство между фольгами катода. Например, под действием потоков динейтрона могут протекать реакции слияния ядер с участием легких элементов (бор, углерод, азот), которые всегда присутствуют в лабораторных установках в следовых количествах.

Подводя итоги двадцати лет работы И.Б. Савватимовой над проблемой холодного ядерного синтеза, можно сказать, что ею получены наиболее надежные, без каких-либо проблем воспроизводимые данные, на основе анализа которых можно уточнить массу покоя нейтрино, и получить информацию о свойствах динейтрона. Эти данные нужны для создания энергетических реакторов холодного ядерного синтеза и промышленного производства изотопов.

Исследования И.Б. Савватимовой имеют статус решающих экспериментов.

7. Эксперименты Йосиаки Араты

7.1. Методика

Весной 2008 года заслуженный профессор в отставке Йосиаки Арата (Yoshiaki Arata, рис. 14) из университета Осака, и его китайская коллега и неизменная соратница, профессор Юэчан Чжан (Yue-Chang Zhang) из Шанхайского университета, в присутствии многочисленных журналистов представили широкой общественности очень красивый эксперимент. На глазах у изумленной публики было продемонстрировано выделение энергии и образование гелия, не предусмотренные известными законами физики.



Рис. 14. Y. Arata, почетный профессор Университета Осака. Лауреат Императорской премии по физике. В Японии эта премия котируется выше Нобелевской премии



Рис. 15. Реакторная ячейка Араты. Не прошло и 20 лет с начала исследований, как у Й. Араты и Ю. Чжан заработал один из первых на Земле реакторов холодного ядерного синтеза

В эксперименте Араты - Чжан в специальную ячейку (см. рис. 15) был помещен размолотый до размеров 50 ангстрем порошок, состоящий из палладиевых нанокластеров, диспергированных внутри ZrO_2 – матрицы. Исходный материал был получен посредством отжига аморфного сплава палладия с цирконием $Zr_{65}Pd_{35}$ (см. рис. 16). После этого в ячейку под высоким давлением был закачан газообразный дейтерий.

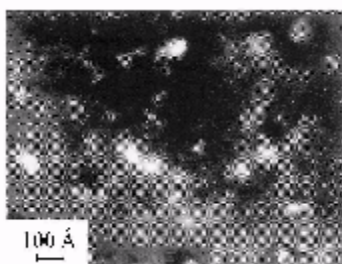


Рис. 16. Электронно-микроскопическая фотография палладиевых нанокластеров (~ 50 Å в диаметре), диспергированных внутри ZrO_2 – матрицы.



Рис. 17. Смесь внутри ячейки абсорбировала дейтерий. В результате абсорбции внутри нанокластеров Pd образовался сверхплотный русnodeuterium.

Таким образом, в реактор Араты было введено некоторое количество вещества, состоящего из сверхнасыщенных дейтерием наночастиц. В описываемом опыте в каждой частице порошка на 1 атом палладия приходилось примерно 3 атома дейтерия.

После подачи дейтерия в экспериментальную ячейку температура внутри нее поднялась с 20 до 70 градусов по Цельсию. После того, как поступление газа прекратилось, температура вещества, заключенного в ячейке, оставалась выше комнатной в течение 50 часов. Кроме того, Арата и Чжан обнаружили, что по ходу эксперимента внутри ячейки появилось некоторое количество гелия-4, который принципиально не может образоваться из палладия и дейтерия в результате химической реакции. На основании этих фактов ими было сделано заключение: внутри экспериментальной ячейки протекает реакция ядерного синтеза. По мнению Араты и Чжан, реакция холодного ядерного синтеза с образованием гелия и выделением энергии начинается потому, что дейтроны в палладиево-дейтериевых кластерах расположены очень близко друг к другу.

Поскольку эксперименты Араты относятся к числу решающих экспериментов в физике, постольку мы детально опишем его методику, изложенную в работе [6].

а) Измерение количества водорода/дейтерия (H_2/D_2), поглощенного кластерами палладия, внедренными в частицы порошка диоксида циркония (ZrO_2), находящегося в вакуумированном сосуде.

Эксперимент проводился в две стадии.

На первой стадии эксперимента порошок, содержащий наночастицы палладия, (т.е. **Pd**- кластеры диаметром $\sim 50 \text{ \AA}$) выдерживался в течение двух суток в вакуумированном сосуде из нержавеющей стали при давлении приблизительно 10^{-7} Торр, после чего этот сосуд помещался в воду при комнатной температуре $22.2 \text{ }^\circ\text{C}$.

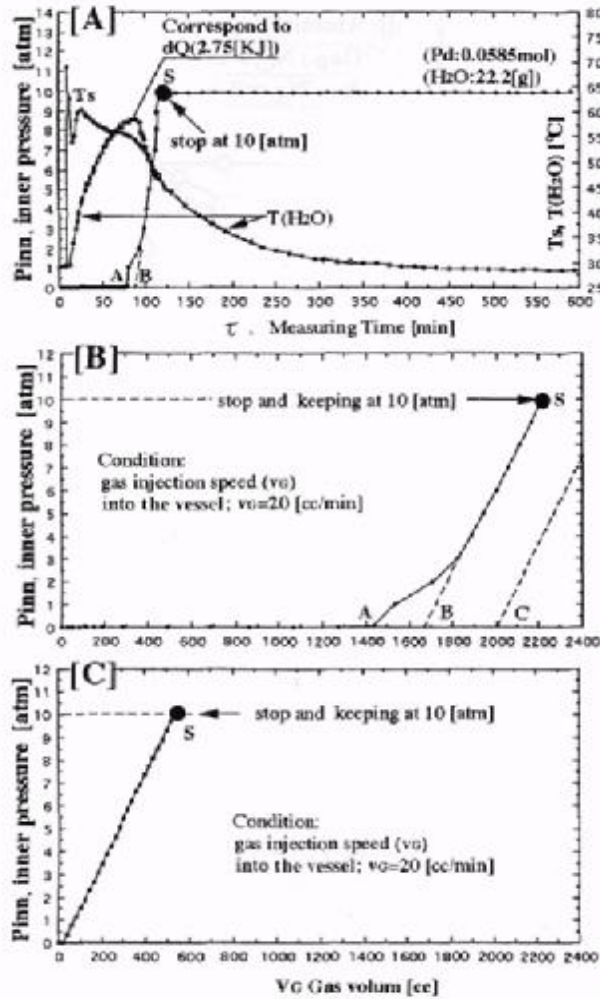
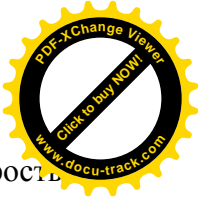
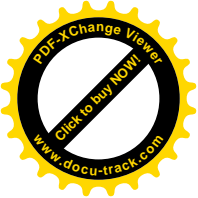


Рис. 18. Абсорбция водорода/дейтерия в нанокластерах **Pd** ($\varnothing \sim 50 \text{ \AA}$), содержащихся в порошке диоксида циркония ZrO_2 , заключенного внутри сосуда из нержавеющей стали, погруженного в воду при начальной температуре $T(H_2O) = 22.2 \text{ }^\circ\text{C}$.

[A] Давление газа внутри сосуда P_{inn} , температура порошка (T_s), энергия, выделяющаяся в результате химической реакции абсорбции (dQ), и температура воды ($T(H_2O)$), как функции времени τ .

[B] Зависимость между давлением P_{inn} и объемом газа V_G , абсорбированного нанокластерами палладия, при постоянной скорости подачи $v_G = 20 \text{ cc/min}$.

[C] Зависимость между давлением P_{inn} и объемом газа V_G , введенным в сосуд с диоксидом циркония ZrO_2 без примеси **Pd**.



На второй стадии эксперимента смесь газов H_2/D_2 с постоянной скоростью $v_G = 20 \text{ cc/min}$ поступала в эвакуированный сосуд ($1 \text{ cc} \equiv 1 \text{ sm}^3$). При этом давление внутри сосуда ($P_{inn} [\text{atm}]$), температура палладиевых кластеров ($T_s [^\circ\text{C}]$) и температура охлаждающей воды ($T(H_2O) [^\circ\text{C}]$) изменялись с течением времени ($\tau [\text{min}]$), как показано на рис. 18А. Так как вводимый газ немедленно поглощался кластерами **Pd**, давление внутри сосуда оставалось практически нулевым ($P_{inn} \sim 0$) вплоть до начала насыщения кластеров палладия атомами H_2/D_2 , внедряющимися в наночастицы металла. Давление нарастало до момента полного насыщения кластеров, что соответствует точкам **A** ($P_{inn} = 1 \text{ atm}$) и **B** ($P_{inn} \sim 3 \text{ atm}$) на рис. 18А. Полный объем введенного в сосуд газа ($V_G [\text{cc}]$) равен $v_G [\text{cc/min}] \times \tau [\text{min}]$. Поэтому объем газа, поглощенного кластерами **Pd**, равен $V_G = v_G \cdot \tau_A$ и $V_{GB} = v_G \cdot \tau_B$, соответственно (здесь τ_A и τ_B соответствует времени τ в точках **A** и **B** на рис. 18А).

Концентрация атомов газа, поглощенных кластерами металла-абсорбента, может быть найдена следующим образом. Точке **A** на рис. 18А (72 минуты, при $P_{inn} = 1 \text{ atm}$) соответствует точка **A** на рис. 18В (1440 **cc**), а точке **B** на рис. 18А (83.5 минуты при $P_{inn} \sim 3 \text{ atm}$) – точка **B** на рис. 18В (1670 **cc**). Тогда объемам поглощенного газа $V_{GA} = 1440 \text{ cc} = 1.44 \text{ l}$ и $V_{GB} = 1670 \text{ cc} = 1.67 \text{ l}$ соответствует количество молей молекулярного газа $n_{MA} = \frac{1.44 \text{ l}}{22.4 \text{ l/mol}} \approx 0.0643 \text{ mol}$ и $n_{MB} \approx 0.0745 \text{ mol}$, соответственно,

и/или вдвое большее количество молей атомарного газа ($n_A = 2n_{MA} \approx 0.128 \text{ mol}$ и $n_B = 2n_{MB} \approx 0.149 \text{ mol}$). Упомянутые выше **Pd**-кластеры поглощали большое количество **H/D**- атомов, в то время как содержащий эти кластеры порошок диоксида циркония **ZrO₂** не поглощал их вообще (см. в рис. 18С).

Из рис. 18А и 18В видно, что кластеры **Pd** поглощали большое число молекул H_2/D_2 , в то время как из рис. 18С явствует, что порошок **ZrO₂** не поглощал их вообще.

Если на число молей $n [\text{mol}]$ поглощенных атомов **H/D** (n_A и n_B в точках **A** и **B**) приходится $n_H [\text{mol}]$ молей атомов палладия в кластерах металла-абсорбента ($n_H = 0.0585 \text{ mol}$ для использовавшегося образца **Pd**), то соотношение между этими числами дается формулой $n^* = n/n_H$, где $n_A^* = n_A/n_H$ и $n_B^* = n_B/n_H$, и при давлении внутри сосуда менее **10 atm** оно имеет вид:

$$n_A^* = 2.18, \text{ or } n_A^* \geq 200\%, P_{inn} = 1 \text{ atm} . \quad (41)$$

$$n_B^* = 2.55, \text{ or } n_B^* \geq 250\%, P_{inn} \approx 3 \text{ atm} . \quad (42)$$

Этот результат показывает, что молекулы H_2/D_2 быстро поглощаются кластерами палладия. Концентрации атомов водорода/дейтерия в них достигает от **200%** до **250%**. Если давление P_{inn} значительно меньше атмосферного, то величина $n_A^* \approx 200\%$. При давлении около трех атмосфер концентрация n_B^* возрастает до **250%**, и она продолжает расти вплоть до **300%**, что соответствует точке **C** (**2000 cc**) на рис. 18В при давлении P_{inn} , превышающем **100 atm**.

b) Измерение зависимости веса кластеров палладия от давления газа H_2 / D_2 .

Вес частицы, находящейся в газовой среде H_2 / D_2 под давлением P_{inn} , возрастает вместе с числом внедрившихся в нее H / D атомов по закону Зивертца (Sievertz). Была исследована зависимость веса Pd - кластера от давления. Изменение веса Pd - кластера было измерено и калибровано по отношению концентрации⁶ внедрившихся в частицу атомов к концентрации атомов в частицах металла-абсорбента $n^* = H / Pd, D / Pd$.

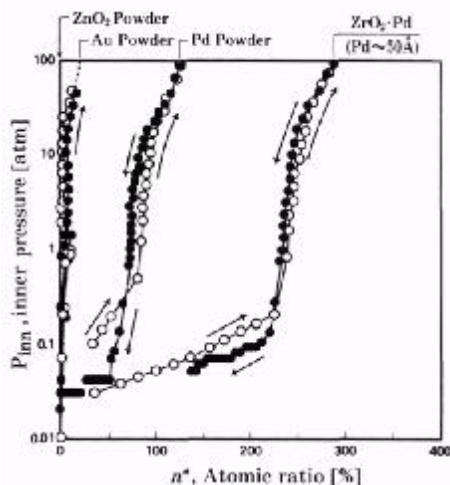


Рис. 19. Зависимость между давлением газа и отношением числа абсорбированных атомов водорода/дейтерия к числу атомов в исходной частице металла-абсорбента (атомным отношением).

На рис. 19 представлена зависимость между давлением в сосуде и атомным отношением. Из рисунка видно, что при давлении около **100 atm** почти **300%** атомов H / D поглощаются кластерами палладия. Из этого следует, что результаты экспериментов, представленные на рис. 18 и рис. 19, практически совпадают.

7.2. Сверхплотный металлический дейтерий/водород

a) Решетка металлического дейтерия (водородная решетка).

Процесс формирования решетки металлического дейтерия (далее под дейтерием подразумевается смесь дейтерий/водород) показан на рис. 20. На этом рисунке в качестве типичного примера решетки металла-абсорбента изображена **fcc** (face-centered cubic, т.е. кубическая гранецентрированная) решетка. На рис. 20В показано расположение «межатомного промежутка», т.е. свободного пространства между узлами кристаллической решетки металла-абсорбента. Местоположение, занимаемое атомами дейтерия/водорода (рис. 20С - 20G) соответствует положению «межатомных промежутков» на рис. 20В. На рис. 20С приведен пример расположения атомов дейтерия для случая, когда их число равно числу молей атомов металла-абсорбента ($n^* = 100\%$). Точно также, на рис. 20D, 20E, 20F и 20G указано расположение атомов дейтерия для случаев $n^* = 200\%$, $n^* = 250\%$, $n^* = 300\%$ и $n^* = 400\%$, соответственно. Специфической особенностью заполнения атомами дейтерия ячеек кристаллической решетки, изображенных на рисунках 20F ($n^* = 300\%$) и 7G ($n^* = 400\%$) является то, что возможны 3 варианта их внедрения в межатомное пространство, а именно: (a), (b) и (c). Достижение экстремально высокой концентрации в **300%** и **400%** наиболее вероятно для решетки типа (a). Однако наиболее вероятно, что концентрация **300%** достигается в смеси состояний **200%**-, **300%**- и **400%**- решеток. Точно так же, случай $n^* = 250\%$, представленный на рис. 20E, скорее всего, реализуется в виде смеси решеток (**200%**) и (**300%**) типов.

⁶ В данном случае под концентрацией понимается число молей вещества в единице объема.

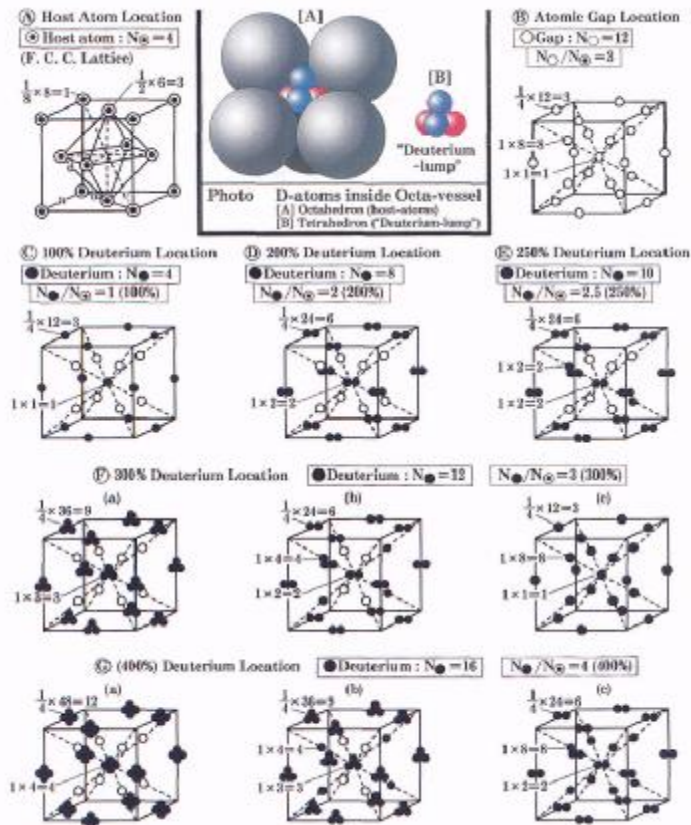
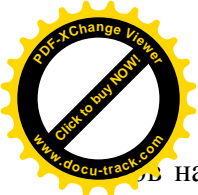


Рис. 20. Модель октаэдральной структуры отдельной ячейки кристаллической решетки металла-абсорбента и «глыбы дейтерия» сверхвысокой плотности (просто «глыбы пикнодейтерия»), имеющей форму тетраэдра, сосредоточенного внутри октаэдра, на гранях которого находятся атомы металла-абсорбента. В данной модели использованы реальные пропорции между диаметрами атомов **Pd** и **D**.



Рис. 21. Формирование конденсированного состояния – кристаллической решетки металлического дейтерия, имеющей объемно-центрированную кубооктаэдральную структуру ($14 = 8 + 6$ поверхностей). Черный круг (●) соответствует грани октаэдра. На каждой такой грани может находиться от 1 до 4 атомов дейтерия (этот случай мы назовем окта-сосудом). Грани тетраэдра обозначены белыми кругами (○). Каждая грань такого тетра-сосуда может принять не более 1 атома дейтерия, и удерживает его там с трудом. См. фото на рис. 11.

Из рис. 21 видно, что плотность атомов в металлическом дейтерии намного выше, чем плотность атомов металла-абсорбента. Это обусловлено тем, что каждая отдельная ячейка «решетки металлического дейтерия», которая включает в себя локальные «глыбы пикнодейтерия», образует правильную объемно-центрированную кубооктаэдрическую структуру ($14 = 8 + 6$ поверхностей), встроенную в палладиевоподобную **fcc** ячейку кристаллической решетки металла-абсорбента. Такая «глыба пикнодейтерия» - коагулят внутри «решетки металлического дейтерия», - является главной причиной возникновения реакции холодного синтеза, в то время как отдельные ячейки кристаллической решетки металла-абсорбента выполняют функцию поддержания этой реакции. Вспомогательная роль **Pd** - матрицы обусловлена большим количеством электронов внутри каждой ячейки кристаллической решетки металла-абсорбента. Они существенно уменьшают объемный положительный заряд «глыбы пикнодейтерия». Если бы не столь сильное влияние электро-



на процессы в ячейке кристаллической решетки металла-абсорбента, то невозможно было бы создать не только «глыбы пикнодейтерия», но и сами ячейки «решетки металлического дейтерия», так как для удержания «глыбы пикнодейтерия» необходимо создать внутри ячейки давление порядка 10^9 atm .

На рис. 21 каждый черный круг в ячейке кристаллической решетки металлического дейтерия указывает расположение граней октаэдра, а каждый белый круг – положение граней тетраэдра. Если области пространства вокруг черного и белого кругов обозначить, как окта - сосуд и тетра - сосуд, соответственно, то окта-сосуд вмещает от 1 до 4 атомов дейтерия, а в тетра - сосуде помещается не более 1 атома дейтерия.

Специфика окта - сосуда состоит в том, что возможность его заполнения 1 ~ 2 атомами дейтерия почти такая же, как и 3 ~ 4 атомами, но вероятность присутствия в нем 3 ~ 4 атомов гораздо меньше, чем в предыдущем случае (1 ~ 2). В общем случае, атомы дейтерия могут перемещаться внутри тетра - сосуда, но маловероятно, чтобы они находились там постоянно. При выполнении условий, при которых атом дейтерия может устойчиво оставаться в тетра - сосуде, 4 атомам гораздо легче проникать в окта - сосуд, и оставаться в нем, как «глыба пикнодейтерия». В этом случае «глыба пикнодейтерия» должна иметь форму тетраэдра, вложенного в октаэдр (окта-сосуд), как показано на фото вверху рис. 20. Плотность дейтерия в ней может считаться сверхвысокой, и по оценкам она равна примерно 10 g/cc . Столь высокая плотность пикнодейтерия более чем 50 раз превышает плотность твердого кристаллического дейтерия, имеющего при сверхнизкой температуре гексагональную решетку. Похоже, что эта плотность близка к ожидаемому порогу, при котором начинается реакция пикноядерного синтеза. Поэтому холодный ядерный синтез под действием колебаний решетки (т.е., взаимодействия дейтронов с Pd -фононами) легко протекает в конденсированной «глыбе пикнодейтерия», расположенной локально внутри элементарной ячейки кристаллической решетки металла-абсорбента. Как будет показано далее, именно по этой причине, при протекании реакций ядерного синтеза в твердом теле каждая отдельная ячейка решетки металла-абсорбента представляет собой миниреактор ХЯС.

б) Механизм формирования решетки металлического дейтерия

Хорошо известно, что параметры, характеризующие физико-химические свойства наночастиц (атомных кластеров металла-абсорбента, или просто кластеров абсорбента), сильно отличаются от аналогичных параметров обычных металлов. Например, если мы рассмотрим поведение сплава, в котором при комнатной температуре протекает процесс замещения атомов металла-абсорбента Au атомами Cu , то оказывается, что скорость диффузии атомов меди в кластерах золота более чем в 10^9 раз выше скорости диффузии атомов меди в макроскопическом слитке золота [41]. Скорость диффузии при этом столь высока, что $> 300\%$ атомов Cu могут практически мгновенно раствориться в кластере Au - абсорбента [63]. Это явление получило название «эффекта мгновенного сплавления» в металлических кластерах. Эксперимент показал, что атомы D/H влияют на кластеры металла-абсорбента сильнее, чем на слиток обычного металла, и большее число атомов D/H внедряется в Pd - матрицу. Кластеры металла-абсорбента, в пересчете на число молей вещества, поглощают $> 300\%$ атомов D/H (см. выше). Поскольку коэффициент заполнения элементарной ячейки гранецентрированной кубической кристаллической решетки (fcc) атомами абсорбента для обычного металла составляет 0.74 , то для того, чтобы достичь высокой плотности D/H , необходимо существенное разупорядочивание атомов абсорбента (растяжение решетки) в большей части объема кристалла. В работе [20] сообщается, что в кластерах металла-абсорбента (т.е., в наночастицах) коэффициент заполнения элементарной ячейки fcc - решетки уменьшается от 0.74 до приблизительно

0.64. То есть, доля свободного пространства между атомами абсорбента увеличивается от 0.26 до 0.36, и, как локальная объемная энергия связи, так и локальная поверхностная энергия, существенно изменяются от центра кластера к его периферии. При этом барьер, препятствующий распространению растворяемых атомов (D/H) заметно уменьшается за счет смягчения фононных мод, и в результате зигзагообразные цепочки атомов D/H динамически группируются вокруг некоторого среднего положения. В результате, атомы раствора (большое количество атомов D/H) мгновенно проникают внутрь кластеров, образованных атомами абсорбента-растворителя. Предложенная концепция образования сверхплотного металлического дейтерия подтверждается экспериментом (см. выше рис. 18 и рис. 19).

Поверхность металлического слитка ведет себя наподобие совокупности тонких двумерных кластеров, образованных атомами металла-абсорбента. Эти кластеры имеют минимальную толщину (не более нескольких атомных слоев). В силу этого объем зоны поверхностной кластеризации чрезвычайно мал по сравнению с полным объемом слитка. Отсюда вытекает вывод о том, что в качестве кластеров металла-абсорбента необходимо использовать металлический порошок, состоящий из наночастиц диаметром менее 150 \AA (реально $\varnothing \sim 50 \text{ \AA}$ во вкраплениях абсорбента в матрицу). Однако только поверхностная зона частиц порошка диаметром 200 \AA или чуть более ведет себя наподобие двумерных кластеров металла, и она не абсорбирует дейтерий в таких же количествах, как кластеры абсорбента размером $\varnothing \sim 50 \text{ \AA}$. Так что крупинки металла диаметром $200 - 500 \text{ \AA}$ - это своего рода «серая зона» между металлическими кластерами и монолитным металлом.

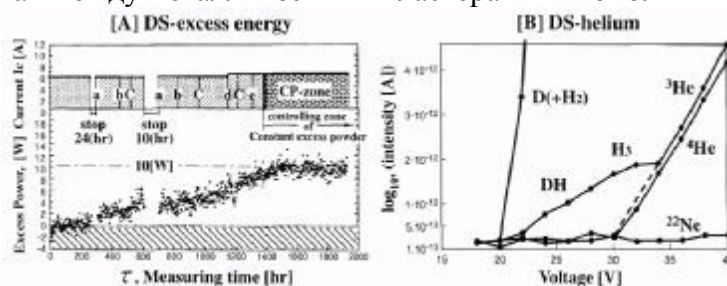
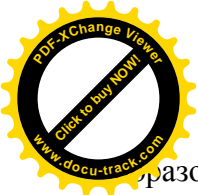


Рис. 22. Выход энергии и изотопов (${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$), образующихся внутри «ДС- катода открытого типа», для которого можно проводить непрерывное измерение внутрикатодного давления, называемый для краткости «ДС – выход энергии» и «ДС- гелий». [А] ДС- выход энергии; [В] ДС- гелий. Примечание. Левая часть диаграммы: а) текущая остановка; б) тест внутрикатодного газа; в) тест внутрикатодного газа; д) добавка 20 cc ; е) добавка 10 cc ; CP зона - это контролируемая зона, в которой происходит выделение энергии при постоянной мощности.

В опытах Араты в качестве кластеров металла-абсорбента наилучшие результаты показали наночастицы Pd размером $\varnothing \sim 50 \text{ \AA}$, внедренные в ZrO_2 - матрицу. Поэтому ожидается, что наибольшее количество «глыб пикнодейтерия» ультравысокой плотности образуется внутри отдельной ячейки кристаллической решетки металлического дейтерия с концентрацией $n^* = 400\%$ (как показано на рис. 20G) при высоком давлении газа D_2 , в диапазоне от нескольких сотен до тысяч атмосфер. В своем эксперименте Йосиаки Арата и Юэчан Чжан использовали именно такие Pd - кластеры в качестве абсорбента внутри DS- катода с D_2O - электролитом. На рис. 22 представлен один из последних результатов, определенно указывающих на протекание «ядерного синтеза в твердом теле». Рис. 22А демонстрирует DS- выход избыточной энергии, а на рис. 22В показано образование DS- гелия. С другой стороны, из сказанного следует, что в монолитном палладии невозможно



образование «глыб пикнодейтерия», и, следовательно, осуществление «ядерного синтеза в твердом теле».

В заключение этого раздела следует упомянуть еще об одном чрезвычайно важном результате описываемых исследований. В ходе эксперимента Араты–Чжан установлено, что процессы ХЯС, протекающие в реакторной ячейке, практически не сопровождаются рождением нейтронов. Этот результат вполне согласуется с результатами экспериментов Савватимовой - Карабуга.

8. Другие эксперименты

Кроме упомянутых экспериментов И.Б. Савватимовой и Й. Араты, безоговорочно подтверждающих принципиальную осуществимость холодного синтеза в лабораторных условиях, было проведено множество других исследований. В одном обзоре невозможно описать всю драму идей, разворачивавшуюся последние полвека вокруг проблемы ХЯС. В связи с этим далее будут приведены только справочные сведения о наиболее известных группах исследователей ХЯС и наиболее значимых результатах, полученных, в основном, в России и в СНГ.

Особо отметим, что в этой части обзора используются материалы Интернет-версии работы «Русская мозаика LENR», написанной В.А. Жигаловым (г. Москва), и любезно предоставленной мне в качестве частного сообщения. Фрагменты работы В.А. Жигалова и цитаты из работ М.И. Солина и других авторов, упоминаемых в «Русской мозаике LENR», выделены мелким шрифтом и курсивом.

Основная цель данного раздела состоит в том, чтобы дать представление о широте зоны научного (или псевдонаучного) поиска, а также об уровне интеллектуального хаоса, в котором до последнего времени находился обсуждаемый раздел ядерной физики.

Начнём с результатов, которые были получены ещё в 80-е годы, результатов, которые по отношению к ядерной физике были совершенно «не от мира сего», поскольку никаким образом не могли быть объяснены официальными теориями, и не объяснены до сих пор. Реактор М.И. Солина (г. Екатеринбург) представляет собой обычную вакуумную плавильную печь, где электронным лучом с ускоряющим напряжением 30 кВ расплавлялся цирконий [96]. При определённой массе жидкого металла начинались реакции, которые сопровождались аномальными электромагнитными эффектами, выделением энергии, превышающей подводимую, а после анализа образцов вновь застывшего металла там были найдены «чужеродные» химические элементы и странные структурные образования.

Автор (М.И. Солин) пишет:

«В зоне плавки возникают объемно распространяющиеся дальнедействующие силы, существенно влияющие на распределение векторов сил давления в жидкой фазе, изменение формы ее свободной поверхности и обуславливающие переход массы вещества из состояния устойчивого равновесия системы в состояние упорядоченного и ускоренного движения. При этом в центре жидкой массы, хотя ввод энергии магнитного поля известными методами не производился, происходит образование динамических возмущений в виде волновой ряби на ее поверхности, а в последующем - самопроизвольное искривление и перемещение границы раздела поверхности жидкой фазы с вакуумным пространством плавильной камеры. Сравнительно большая масса жидкой фазы в этом процессе упорядоченно скапливается на участке воздействия на нее электронным лучом и с ускорением движется вверх в виде бегущей уединенной волны, приобретая форму конуса и белое яркое свечение, которое по своему оттенку отчетливо выделяется от свечения жидкого циркония (рис. 23).

...Согласно оценочным расчетам, учитывающим вышеописанные аномальные гидродинамические, ударно-звуковые и взрывные эффекты, происходящие в объеме жидкой фазы с большой массой, общее количество выделяемой в ней энергии в 1000 и более раз больше, чем исходная вводимая энергия электронного луча.

...Обычный процесс расплава металлических заготовок не имеет ничего общего с такими процессами: обычно жидкость остаётся спокойной, с гладкой горизонтальной поверхностью, с видимым следом электронного луча. Именно так себя и ведёт расплав в начале плавки, до достижения критической массы жидкого циркония. А факт чрезмерного выделения энергии проверяется крайне просто - по резкому возрастанию скорости плавления заготовок.

...После того, как жидкая масса застыла, в ней наблюдаются аномальные образования - псевдосферы и цилиндры, извилистые "червоточины", включения-самородки, а сама структура металла существенно отличается от структуры обычного циркония.

...Одна группа дефектов представляет собой протяженные трубчатые каналы различной конфигурации. Они показывают возникновение в затвердевшем металле полостей в виде соединенных между собой синусоидальных волновых и прямолинейных дыр, пустотелой треугольной волновой петли-цепочки, состоящей из регулярно повторяющихся полукруглых звеньев. Эти каналы представляют собой также концентрические кольцевые дыры. Кроме того, в их конфигурации присутствуют элементы формы меандра и регулярно повторяющихся симметричных геометрических фигур (рис. 24).

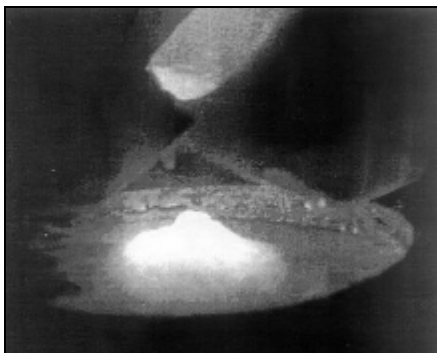
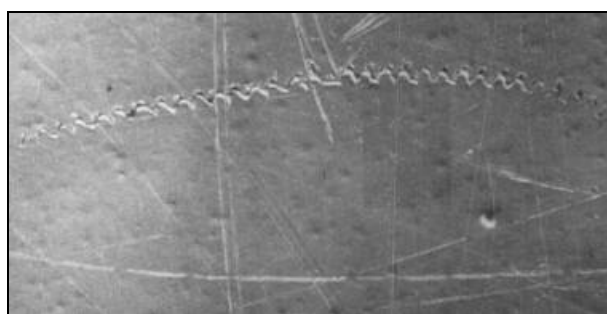
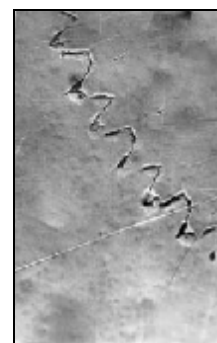


Рис. 23. Уединенная волна в период образования выступа. В результате неких странных явлений жидкий металл начинает вести себя подобно лемовскому Солярису, периодически, то вспучиваясь, то образуя ямы, рябь и стоячие волны. В жидкости образуются вихри, а также уединённые устойчивые волны (солитоны). При некоторых режимах эти процессы разгоняются, и количество выделяемой энергии становится так велико, что приходится останавливать процесс выключением электронного луча [96].

...На основе детальных исследований структуры и форм каналов было выяснено, что показанные канализированные дефекты имеют собственные оболочки очень малой толщины, т.е. представляют собой образования в виде изогнутых трубочек с вышеописанными конфигурациями. Материал их стенок в отличие от материала основной массы слитка циркония, состоит из более хрупкого вещества. Он обладает повышенной микротвердостью (210 кг/мм) и находится в напряженном состоянии. Поэтому при оказании на эти стенки незначительного внешнего воздействия (давления, укола и т.д.) в дальнейшем происходит самопроизвольное разрушение их стенки.



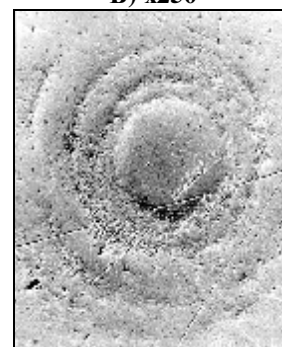
а) x75



б) x250

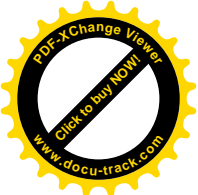


в) x250



г) x400

Рис. 24. Трубчатые каналы в слитке циркония: (а) и (б) – в виде синусоидальных дыр, (в) – в виде пустотелой треугольной волновой петли, (г) – в виде концентрических кольцевых дыр [96].



...Исследования методом вторичной ионной масс-спектрометрии показали присутствие в обнаруженных продуктах-самородках лития, бериллия, бора, бария и элементов ряда лантаноидов. Этих элементов в исходном материале (в переплавляемом цирконии) нет. Как показали результаты анализа химического состава в обнаруженных в слитке циркония продуктах – самородках, в отличие от исходного циркония, значительно выше (на 2-3 порядка) содержание натрия, магния, алюминия, кремния, калия, кальция, титана, хрома, марганца и железа. Методами рентгеноспектрального микроанализа и Оже-спектрометрии установлено обогащение вышеуказанными химическими элементами, а также углеродом, азотом и кислородом материала цилиндрических и сферических оболочек и вышеуказанных обнаруженных продуктов.

...В частности, содержание химических элементов в отдельных зонах цилиндрической и сферической оболочки составило: натрий - до 5 масс. %, магний - до 2 масс. %, алюминий - до 5 масс. %, кремний - от 10 до 45 масс. %, калий - до 11 масс. %, кальций - до 3 масс. %, хром - до 3 масс. %, железо - от 15 до 43 масс. %. Установлено также повышенное содержание этих химических элементов и присутствие бария (0,60 масс. %) в материалах стенок каналов в виде трубчатых образований, показанных на рис. 24».

Комментировать работы М.И. Солина крайне сложно, поскольку результаты типа представленных на рис. 23 и 24 фотографий представляют собой не экспериментальные, а наблюдательные данные. В [96] и других работах Солина продемонстрировано полное отсутствие знаний в области ядерной физики. Описание установки и схем экспериментов эклектично, и не может быть использовано в инженерной практике.

Результаты конструкторской деятельности М.И. Солина представлялись на многих выставках, как инновационно – прорывные, но дальше ПИАР- кампании дело не пошло.

Положительным моментом в работах М.И. Солина является то, что полученные в них качественные выводы не противоречат фундаментальным результатам решающих экспериментов Й. Араты (совместно с Юэчан Чжан) и И.Б. Савватимовой.

Едва ли не самые скандально известные результаты в области LENR получены в работах группы Леонида Ирбековича Уруцкоева. Вот как это описано в обзоре Влада Жигалова.

В конце 90-х годов Л.И.Уруцкоевым (компания РЭКОМ, дочернее предприятие Курчатковского института) были получены необычные результаты электровзрыва титановой фольги в воде. Здесь открытие было сделано по классической схеме - получались неправдоподобные результаты обычных экспериментов (энергетический выход электровзрыва был слишком большим), и команда исследователей решила разобраться, в чём тут дело. То, что они нашли, их сильно удивило.

Рабочий элемент экспериментальной установки Уруцкоева состоял из прочного стакана из полиэтилена, в который была залита дистиллированная вода, в воду погружалась тонкая титановая фольга, приваренная к титановым электродам. Electroды выводились наружу через плотную полиэтиленовую крышку. Через фольгу пропускался импульс тока от конденсаторной батареи. Энергия, которая разряжалась через установку, была около 50 кДж, напряжение разряда - 5 кВ. Первое, что привлекло внимание экспериментаторов, было странное светящееся плазменное образование, которое возникало над крышкой стакана. Время жизни этого плазменного образования оказалось около 5 мс, что было значительно больше времени разряда (0,15 мс). Эксперименты показали, что это не пробой от подводящих кабелей. Самое интересное началось, когда сняли спектр этого светящегося образования [97]:

«...Идентификация линейчатой части спектра привела к двум неожиданным результатам. Во-первых, не было зарегистрировано наличие азотных и кислородных линий (они очень слабо были выражены лишь в отдельных “выстрелах”), а именно эти линии всегда видны при электроразряде в воздухе. Во-вторых, обилие линий (более 1000 линий в отдельных “выстрелах”), а, соответственно, и значительное количество химических элементов, которым они соответствуют. Из анализа спектров следовало, что основу плазмы составляют Ti, Fe (наблюдаются даже самые слабые линии), Si, Zn, Cr, Ni, Ca, Na. Если присутствие в спектре линий Si и Zn можно объяснить скользящим разрядом по конструкционным элементам установки и подводящим силовым кабелям, то присутствие остальных элементов в плазме не поддавалось интерпретации. Изменение условий эксперимента, в частности изменение массы взрывающейся фольги, приводило лишь к перераспределению интенсивности линий спектра, элементный же его состав менялся незначительно.

...Когда затем подвергли нескольким методам спектроскопии содержимое продуктов взрыва внутри стаканов, оказалось, что там действительно есть продукты ядерных превращений: появились элементы, которых там не было до взрыва, существенно возросло количество элементов, которые в качестве примесей обнаруживались в исходных образцах, а также изменился изотопный состав титана.

Экспериментаторы, понимая, что они столкнулись с чем-то необъяснимым, добились максимальной ... тоты эксперимента, а образцы исходных материалов и продуктов реакции подвергли независимому анализу в различных лабораториях. Результаты полностью подтвердились, и сомнений не оставалось - при электровзрыве происходят ядерные реакции».

Подобные результаты к тому времени были получены не только Уруцкоевым (обзор и книга В.Ф. Балакирева и В.В. Крымского [68,69] описывают около десяти исследований с аналогичными результатами при электромагнитных воздействиях). Но именно группа Уруцкоева пошла дальше и впервые нашла ещё один отличительный признак новых ядерных реакций – «странное излучение» при отсутствии обычного для ядерных реакций жёсткого излучения. Вкратце это излучение можно охарактеризовать следующим образом. Оно не походит ни на один известный вид радиоактивности, оно биологически активно, оно влияет на скорость бета-распада, распространяется от установки со скоростью 20-40 м/с, и оно порождает определённой формы треки на фотоэмульсии. Очень странные треки. Эти треки напоминают след трактора - они имеют периодический характер. Они идут в плоскости, перпендикулярной направлению на место взрыва фольги (при этом, видимо, они «скользят» строго в плоскости фотоэмульсии). Эти треки не могут быть треками электрически заряженных частиц. В то же время на их характер влияет магнитное поле.

«...Первые же эксперименты показали, что форма треков в эмульсиях очень различна: это и непрерывные прямые треки, гантелеобразные («гусеничные») треки и длинные треки сложной формы, напоминающие спирали и решетки. На рис. 25 (а) представлен типичный очень длинный (1-3 мм) трек, напоминающий след гусеницы или протектора автопокрышки. Для этого типа треков характерно наличие второго параллельного следа, отличающегося по интенсивности почернения и длине от основного. След, представленный на 25 (а), образовался на флюорографической пленке РФ - ЗМП, толщина эмульсии которой составляет 10 мкм. На 25 (б) представлен увеличенный фрагмент трека, из которого хорошо видно, что трек имеет затыливый узор. Обращает на себя внимание тот факт, что при размере зерна $D \sim 1$ мкм, ширина трека составляет $d \sim 20$ мкм. Оценка энергии частицы, сделанная по площади почернения, в предположении кулоновского механизма торможения составляет $E \sim 700$ МэВ.»

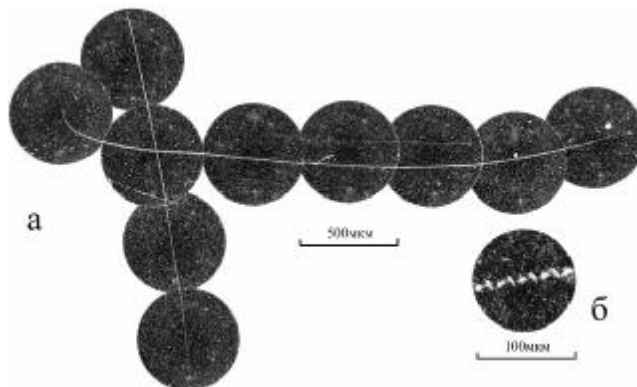


Рис.25. Типичный трек на фотопленке [97].

«...Затем было сделано следующее. Воду и остатки фольги после взрыва вынули из установки и поместили в чашку Петри, а на расстоянии 10 см поставили фотоплёнку, перпендикулярно направлению на продукты реакции, и через 18 часов экспозиции посмотрели результат. На рис. 26 видно, что были получены те же самые треки от продуктов реакции, что и от самого электровзрыва».

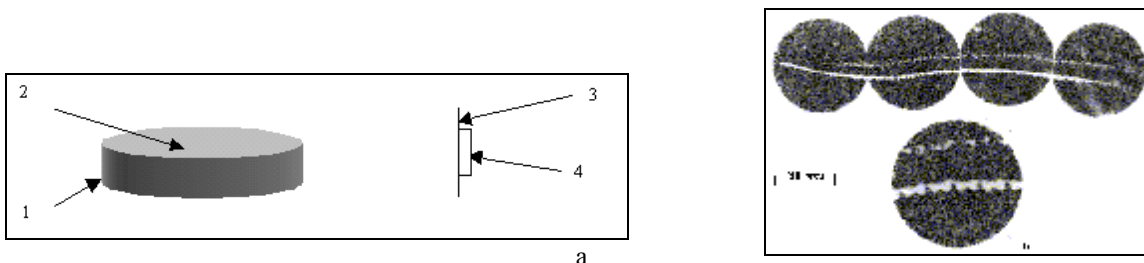


Рис.26. а) Схема опыта: 1 - чашка Петри; 2 - проба; 3 - фотопленка; 4 - стекловолокно.
б) Трек и его увеличенный фрагмент [97].

«...Детектирование точно таких же треков с помощью ядерных эмульсий толщиной 100 мкм позволяет утверждать, что источник, вызывающий почернение, летит строго в плоскости фотоэмульсии, так как начало трека отличается по глубине эмульсии от конца трека не более чем на 10-15 мкм.»

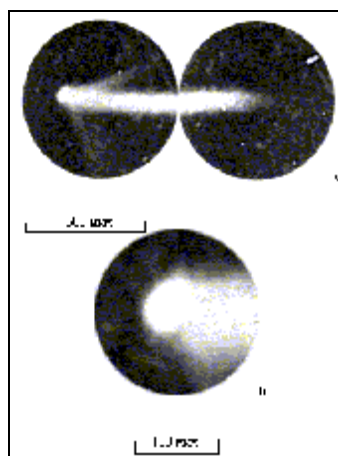


Рис. 27. а) След типа “кометы”; б) Увеличенный фрагмент “головы кометы” [97].

«...При наложении магнитного поля треки приобретают вид кометы (рис. 27). Всё это заставило Уруцкоева предположить, что эти треки принадлежат электрически нейтральным частицам, обладающим магнитным зарядом (магнитные монополи). Лёгкие монополи были предсказаны французским теоретиком Жоржем Лошаком ещё в 80-е годы как развитие дираковских идей о магнитном монополе. По теории Лошака магнитный монополи является безмассовым магнитно-возбуждённым нейтрино. Для проверки этой гипотезы были использованы ловушки из фольги изотопа ^{57}Fe , помещённой на S- и N-полюсах магнита. Эксперимент показал, что при воздействии на фольгу “странный излучения” фольга на S-полюсе показала мессбауэровское отклонение в спектре в одну сторону, а на N-полюсе - в другую.»

«...Результаты проведенных измерений показали, что в фольгах, помещенных на N-полюсе, абсолютная величина сверхтонкого магнитного поля увеличилась на 0,24 кГс. На другой же фольге (S) оно уменьшилось примерно на такую же величину 0,29 кГс. Ошибка измерений 0,012 кГс.»

Группа Л.И. Уруцкоева объясняет это связанным состоянием монополей Лошака с ядром железа.

Комментировать работы Леонида Ирбековича практически невозможно. Это очень грамотный физик, прекрасный организатор, но все работы его группы построены по принципу: «Заинтересовать инвестора». Результаты его экспериментов воспроизводимы, и представляют большой интерес для теоретиков, но теория, развитая по этому поводу Д.В. Филипповым, теоретиком из группы Л.И. Уруцкоева, не признана широкой научной общественностью. Попытка осмыслить эксперименты Л.И. Уруцкоева на основе идей Жоржа Лошака пока что не привела к построению последовательной теории, которую можно было бы проверить в прямом решающем эксперименте.

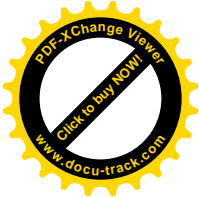
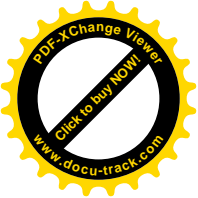
Кроме упомянутых выше М.И. Солина и Л.И. Уруцкоева в России и СНГ проблемой LENR и ХЯС занимались Н.Г. Ивойлов, С.В. Адаменко, В.А. Кривицкий, В.И. Высоцкий, А.А. Корнилова, Р.И. Нигматулин, В.Ю. Великодный, Ю.Н. Бажутов, В.А. Киркинский и многие другие. Большой вклад в теорию LENR и ХЯС внес Ф.А. Гареев.

Перечень зарубежных исследователей холодного синтеза и основных результатов, ими полученных, приведен в Приложении 4.

Все без исключения исследователи проблемы ХЯС, включая действительных членов Российской академии наук, не входящих в Комиссию по лженауке при Президиуме РАН, в один голос утверждают – холодный синтез есть объективная реальность, данная нам в виде предчувствия светлого энергетического будущего всего человечества.

В настоящее время оружейные приложения обсуждаемой тематики разрабатываются в крупных ядерных центрах США и других промышленно развитых стран.

Гражданские аспекты применения ХЯС в плановом порядке исследуются в Томском атомном центре (Россия, г. Томск, ул. Вершинина, 24в, тел./факс: (3822) 43-52-19, e-mail: tomskatom@mail.ru) и на Сибирском химическом комбинате (Россия, Томская область, г. Северск, ул. Курчатова, 1) в соответствии с утвержденными научно-исследовательскими программами РАН. Информация об адресах, телефонах, электронной почте и тематике исследований ТАЦ и СибХимКомбината размещена в Интернете на официальных сайтах этих государственных предприятий (см. Приложение 5).



9. Феноменология Киркинского

Отдельные экспериментаторы предпринимали попытки не только получить выход энергии и различных изотопов в экспериментах с дейтерированными веществами, но и построить теорию наблюдаемых эффектов.

Модель динамической деформации электронных орбит (ДДЭО) была предложена В.А. Киркинским и Ю.А. Новиковым [33-36]. Она позволяет описать процессы холодного ядерного синтеза в дейтериде палладия на феноменологическом уровне. В основу этой модели положена гипотеза о том, что заряд дейтронов, внедрившихся в кристаллическую решетку металла-абсорбента, экранируется электронами внешних электронных оболочек атомов металла. При расчетах в [33-36] использовались следующие постулаты:

- Электроны на атомных оболочках движутся по непрерывным траекториям $\phi(\mathbf{r}, t)$ в течение длительного времени. Вероятность присутствия электрона⁷ в объеме $d\Omega$ равна пределу отношения времени $\Delta t(\phi(\mathbf{r}, t))$ пребывания электрона в этом объеме к полному времени наблюдения T :

$$\int_{d\Omega} |\psi|^2 d\mathbf{r} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{\phi(\mathbf{r}, t) \in d\Omega} \Delta t(\phi(\mathbf{r}, t)). \quad (9.1)$$

- Кулоновский потенциал описывает взаимодействие всех заряженных частиц – электронов, дейтронов и ядер атомов металла.
- В расчетах эффекта динамического экранирования учитываются только валентные электроны атомов металла. Роль электронов внутренних оболочек атомов металла-абсорбента сводится к тому, что в расчетах присутствует эффективный заряд ядер этих атомов.
- Движение электронов, дейтронов и т.д. описывается с помощью классических уравнений динамики со стохастическим членом $\Delta \mathbf{F}_{stoch}^i(\mathbf{r}_{e_i}(t))$, который учитывает случайное взаимодействие с внешними (по отношению к уже учтенным в модели в явном виде) атомами и электронами:

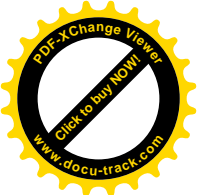
$$m \frac{d^2 \mathbf{r}_{\{e_i, D_j\}}}{dt^2} = \sum_k \left[(1 - \delta_{k\{e_i, D_j\}}) \mathbf{F}_{k\{e_i, D_j\}}(\mathbf{r}_k(t), \mathbf{r}_{\{e_i, D_j\}}(t)) \right] + \Delta \mathbf{F}_{stoch}^i(\mathbf{r}_{e_i}(t)). \quad (9.2)$$

В (9.2) $\mathbf{r}_{\{e_i, D_j\}}(t)$ означает координату i -го электрона или j -го дейтрона в момент t , $\delta_{k\{e_i, D_j\}}$ - δ -символ Кронекера, $(1 - \delta_{k\{e_i, D_j\}})$ - фактор, позволяющий исключить самодействие частиц, $\Delta \mathbf{F}_{stoch}^i(\mathbf{r}_{e_i}(t))$ - это случайная внешняя сила, действующая на i -й экранирующий электрон на внешних оболочках атомов металла, $\mathbf{F}_{k\{e_i, D_j\}}^i$ - сила, которая действует на i -й электрон или j -й дейтрон со стороны k -й заряженной частицы (электрона, дейтрона или эффективного заряда ядра атома металла):

$$\mathbf{F}_{k\{e_i, D_j\}}^i(\mathbf{r}_k(t), \mathbf{r}_{\{e_i, D_j\}}(t)) = \frac{Z_k Z_{\{e_i, D_j\}}}{|\mathbf{r}_{\{e_i, D_j\}}(t) - \mathbf{r}_k(t)|^3} (\mathbf{r}_{\{e_i, D_j\}}(t) - \mathbf{r}_k(t)) \quad (9.3)$$

Интегрируя систему уравнений (9.2) при различных начальных условиях (т.е., значениях координат $\mathbf{r}_{\{i, j\}}^0 = \mathbf{r}_{\{e_i, D_j\}}(t=0)$, и скоростей электронов и дейтронов $\mathbf{v}_{\{i, j\}}^0 = \mathbf{v}_{\{e_i, D_j\}}(t=0)$ при $t=0$), можно рассчитать наиболее вероятное расстояние максимального сближения двух дейтронов \mathbf{r}_{min}^i .

⁷ Интеграл от квадрата модуля волновой функции электрона $|\psi|^2$ по объему $d\Omega$.



Для оценки скорости реакции ядерного синтеза при сближении двух дейтронов на расстояние r_{\min} можно воспользоваться модельным потенциалом взаимодействия V_{D-D} – кулоновским потенциалом, уменьшенным на величину энергии экранировки $E_{\text{screening}}$:

$$\begin{cases} V_{D-D} = \frac{e^2}{r} - E_{\text{screening}} \\ E_{\text{screening}} = \frac{e^2}{r_{\min}} - \frac{m_D}{2} (|\mathbf{v}_{D_1}^0|^2 + |\mathbf{v}_{D_2}^0|^2) \end{cases} \quad (9.4)$$

Скорость реакции λ_1 для результирующего потенциала имеет вид:

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{n_1 n_2}{\mu}} \cdot \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad (9.5)$$

n_1, n_2 - плотности, а μ - приведенная масса изотопов, ε обозначает кинетическую энергию относительного движения сближающейся пары, $f(\varepsilon)$ - функция распределения пар по энергиям (здесь используется распределение Больцмана), сечение $\sigma(\varepsilon) = \frac{S_0}{\varepsilon} \cdot P(\varepsilon)$, S_0 - обычный спектроскопический фактор для соответствующего типа реакции [11,13], $P(\varepsilon)$ - фактор проницаемости барьера в приближении ВКБ:

$$P(\varepsilon) = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_n}^{r_0} \sqrt{2\mu (V_{D-D}(\mathbf{r}) - \varepsilon)} d\mathbf{r} \right]. \quad (9.6)$$

где r_0 соответствует классической точке поворота для модельного потенциала $V_{D-D}(\mathbf{r})$ при энергии ε , а r_n - радиус действия ядерных сил.

Вероятность единичной реакции в работах [33-36] по отдельности вычислялась для каждого значения, полученного в результате вычислительного эксперимента, после чего проводилось усреднение по всем событиям. При вычислении скорости реакции в рамках предложенной модели принималось во внимание то, что в стационарном состоянии в ней участвуют только частицы, способные преодолеть потенциальный барьер между ямами.

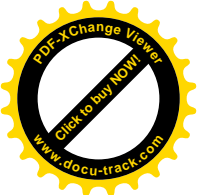
Формула, определяющая долю таких частиц – «странников» имеет вид:

$$f_{\text{itin}} = \exp \left[-\beta \left(\Delta\Phi - \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\Phi''}{m_D}} \right) \right] \quad (9.7)$$

где m_D - масса дейтрона, $\Delta\Phi$ - высота потенциального барьера между соседними ямами, и Φ'' - кривизна потенциала в окрестности локального минимума в яме, – параметры поля однородной кристаллической решетки, значения которых для некоторых металлов даны в работе [59], β - температурный коэффициент $1/kT$.

Эффективный заряд атома-остатка в кристаллической решетке металла и вероятность движения электрона по конкретной траектории для заданных начальных условий вычислялись по формуле (9.1) с учетом данных по электронной структуре металлов [59]. Расчеты были выполнены для дейтерида палладия, так как для него имеются обширные экспериментальные данные по выходу избыточной энергии (см. [3-5,16,40,55,56]).

Для сокращения времени вычислений использовался метод предварительного компьютерного моделирования [33,36], с помощью которого в рамках модели ДДЭО были определены наиболее благоприятные начальные условия сближения двух дейтронов в кристаллической решетке палладия. Оказалось, что эта область расположена на границе двух соседних граней октаэдра (O - граней), если частицы симметрично приближаются друг к другу относительно ребра, которое разделяет O - грани ячейки кристаллической решетки. Все вычисления были выполнены для малой окрестности начальных условий,



наиболее благоприятных для сближения частиц. Далее, была найдена относительная доля частиц в дейтериде палладия, которые удовлетворяют этим выбранным благоприятным условиям. Рассчитанная в рамках ДДЭО- модели скорость реакции была скорректирована на фактор, пропорциональный вероятности возникновения упомянутых благоприятных условий. В рассматриваемом случае почти симметричного сближения частиц относительно границы двух O - граней и отклонении их начального положения от оптимума менее чем на $\pm 0.1 \text{ \AA}$, поправочный фактор приблизительно равен $\chi = 10^{-10} - 10^{-12}$.

С учетом этой поправки скорость реакции, усредненная по множеству случайных модельных событий, равна

$$\lambda = \frac{f^2 \cdot \chi}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n \lambda_i \quad (9.8)$$

В работе [36] моделировалось движение двух дейтронов, находящихся на O - гранях в эффективном поле двух атомов Pd , расположенных на границе соседних O - граней. Каждый из этих атомов Pd участвовал в динамическом экранировании одним из своих $4d$ электронов. Начальная траектория $4d$ электрона задавалась в виде эллипса, в одном из фокусов которого находился атом Pd с эффективным зарядом Z_{Pd} . Большая и малая оси эллипса вычислялись по потенциалу ионизации. При этом предполагалось, что усредненный по времени максимум плотности электронов экранировки соответствует максимуму радиальной плотности d - электронов в Pd .

При расчете траекторий заряженных частиц для различных начальных условий присутствовали следующие параметры:

- 1) эффективный электрический заряд пассивного остова атомов металла-абсорбента;
- 2) начальные условия для эллиптических траекторий электронов экранировки, включая отличные от наиболее вероятных;
- 3) координаты и скорости сближающихся дейтронов.

Начальные условия для уравнения (9.2) задавались генератором случайных чисел в диапазоне значений, близких к наиболее благоприятным для максимального сближения дейтронов.

Для того чтобы вычислить возможную скорость $D - D$ - реакции синтеза, в работе [36] было проделано три серии вычислительных экспериментов (> 40000 событий) при различных условиях сближения дейтронов. Дейтерий является наиболее интересным из всех изотопов водорода с точки зрения сравнения результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными.

В первой серии вычислительных экспериментов была рассчитана вероятность сближения дейтронов при энергии $0.23 \pm 0.005 \text{ eV}$ (высота потенциального барьера для случая диффузии дейтерия в палладии) для начальных условий, максимально близких к наиболее благоприятным (случай сближения, почти симметричного относительно ребер, разделяющих O - грани) для случайных начальных координат $4d$ электронов. Результаты расчетов в этой серии служат основой для сравнения с результатами расчетов второй и третьей серии.

Среднее расстояние максимального сближения дейтронов составляло 0.676 \AA во всех сериях. В пределах точности вычислений, оно соответствовало среднему расстоянию между дейтронами в молекуле $D - D$. Однако около 19% всех событий, разыгранных в монте-карловском вычислительном эксперименте, соответствовало сближению дейтронов на расстояние менее 0.1 \AA . При этом средняя скорость реакции синтеза для первой серии экспериментов составляла $10^{-10} - 10^{-12} \text{ s}^{-1}$ на одну $D - D$ - пару.

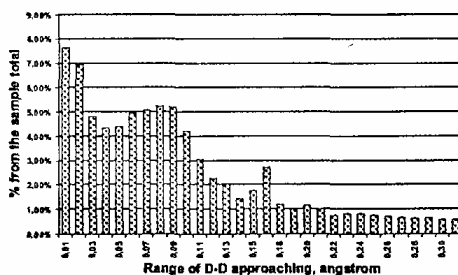


Рис. 28. Распределение $D - D$ - пар по величине минимального расстояния друг от друга в случае наиболее благоприятных начальных условий.

Во второй серии монте-карловских расчетов в модели ДДЭО условия первой серии дополнялись стохастическим возмущением траекторий электронов экранировки. Среднее расстояние максимального сближения дейтронов во всех сериях составляло 0.676 \AA , что соответствует положению минимума молекулярного потенциала $D - D$ - взаимодействия. Более 19% событий, наблюдавшихся в вычислительном эксперименте, соответствовало сближению дейтронов на расстояние менее 0.1 \AA . Вычисленная средняя скорость реакции также составляет $10^{-10} - 10^{-12} \text{ s}^{-1}$ на одну $D - D$ - пару. Это означает, что в среднем влияние стохастических возмущающих факторов на результаты моделирования эффекта динамического экранирования заряда взаимодействующих дейтронов $4d$ - электронами атомов палладия в рамках ДДЭО- модели является несущественным.

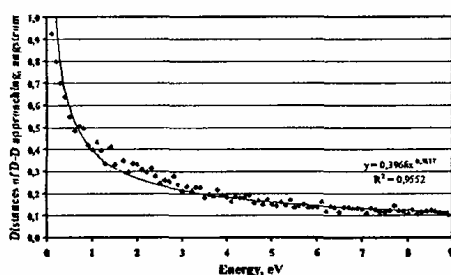


Рис. 29. Усредненный экранированный потенциал $D - D$ взаимодействия в дейтериде палладия согласно ДДЭО- модели (для наиболее благоприятных начальных условий).

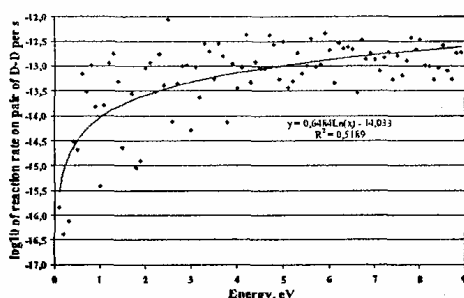
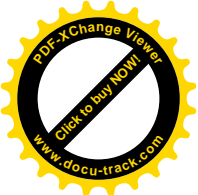


Рис. 30. Энергетическая зависимость скорости $D - D$ реакции в дейтериде палладия согласно расчетам на основе ДДЭО- модели (для наиболее благоприятных начальных условий).

В третьей серии (в дополнение ко второй серии вычислительных экспериментов) была смоделирована энергетическая зависимость расстояния максимального сближения дейтронов в диапазоне энергий $0.001 - 9.0 \text{ eV}$.

На рис. 28 представлено распределение дейтронов по расстоянию максимального сближения. Отдельные исходы стохастических расчетов расстояния максимального сближения и скорости $D - D$ - реакции в ДДЭО - модели были разбиты на однородные груп-



пы событий с шагом 0.1 eV по начальным кинетическим энергиям дейтронов, и затем усреднены. Усредненные данные по расстоянию максимального сближения двух дейтронов на границе граней октаэдра в дейтериде палладия, полученные в результате модельных расчетов, показаны на рис. 29. Энергетическая зависимость скорости $D - D$ -реакции синтеза в дейтериде палладия представлена на рис. 30. На упомянутых рисунках 28-30 представлены результаты расчетов для случая наиболее благоприятных начальных условий без учета поправочного фактора χ в формуле (9.8).

Суммируя результаты работ [33-36], можно с уверенностью сказать, что в них дано четкое доказательство того, что экспериментальные данные по выходу энергии и гелия в реакции ХЯС в дейтериде палладия можно смоделировать в приближении динамической деформации электронных орбит. Однако сама модель Киркинско-Новикова основана на гипотезе *ad hoc*, поскольку в явном виде содержит подгоночные параметры. Наиболее уязвимыми особенностями модели ДДЭО являются:

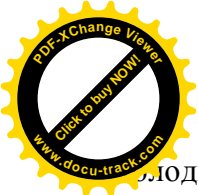
- экспоненциальная чувствительность результатов расчетов к вариациям параметров экранированного потенциала дейтрон - дейтронного взаимодействия;
- пренебрежение законами квантовой механики.

10. Несостоятельность существующих теоретических подходов

Перечисленные во Введении теоретические запреты на LENR- и ХЯС- процессы убедили основную массу физиков в ошибочности работ по экспериментальной проверке «сумасшедших» идей. Однако в стандартных рассуждениях теоретиков имеются огрехи, обусловленные тем, что оценки вероятности реакций LENR и ХЯС вплоть до последнего времени основывалась на постулате об одноступенчатом туннельном механизме реакций. Исключение составляют теоретические работы П. Хагельстейна [24], а также А. Видома и Л. Ларсена [62] и более поздние работы упомянутых авторов. Однако предположения, использованные в работах [24] и [62], также являются ошибочными.

Например, для объяснения результатов эксперимента [17] П. Хагельстейн в работе [24] использовал гипотезу, согласно которой реакция передачи нейтрона от ядра-донора к ядру-акцептору происходит через промежуточное виртуальное состояние непрерывного спектра. Согласно [24] виртуальный переход нейтрона, находящегося в ядре-доноре, из связанного состояния в непрерывный спектр, обусловлен низкочастотными электрическим и магнитным полями. Последующий захват упомянутого виртуального нейтрона ядром-акцептором возможен по причине делокализации волновой функции нейтрона, обусловленной его взаимодействием с кристаллической решеткой. Основным недостатком работы [24] состоит в использовании многочисленных гипотез *ad hoc*. Если бы механизм Хагельстейна действительно реализовывался в Природе, то он проявил бы себя, в первую очередь, в спонтанных реакциях ХЯС в металлическом литии (изотоп ${}^6_3\text{Li}$).

В ядре ${}^6_3\text{Li}$ вокруг имеющего огромную энергию связи α -остова формируется слабо связанное нейтронное гало. В этом случае делокализация волновой функции внутриядерного нейтрона максимальна, и если уж речь зашла о поиске нового физического эффекта, то искать его следует там, где он может проявиться наиболее ярко. Например, в образце ${}^6_3\text{Li}$, помещенном в сильное магнитное поле. Однако изотоп ${}^6_3\text{Li}$ используется в качестве одного из компонентов дейтерида лития, являющегося основным реагентом в неуправляемой реакции ядерного синтеза, протекающей при термоядерном взрыве. Все основные свойства веществ, являющихся компонентами оружейных систем, изучены досконально. Любое упоминание о том, что «начинка» термоядерного устройства фонит сама по себе, за 55 лет, прошедших со времени первого испытания термоядерного оружия, наверняка просочилось бы в печать. Однако информация о спонтанных реакциях



Холодного синтеза в дейтериде лития отсутствует. Но самое главное то, что по оценкам, проделанным Хагельстейном в работе [24], частота виртуальных переходов в дейтериде палладия составляет порядка $\omega_{cold\ fusion} \sim 10^{-60} \text{ sec}^{-1}$, что совершенно недостаточно для объяснения обсуждаемого феномена.

В еще большей степени подвержены критике работы А. Видома и Л. Ларсена (см. [62] и последующие работы этих авторов). Для объяснения результатов экспериментов Й. Араты [6] в работе [62] (и в дальнейших работах) было сделано предположение о том, что электрон внутри кристалла пикнодейтерия «тяжелее» настолько, что может быть захвачен протоном. В результате реакции электронного захвата образуется нейтрон и электронное нейтрино. Весь дефицит энергии, необходимой для того, чтобы открылся канал реакции $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, авторы [62] списывают на перенормировку массы электрона. К сожалению, подход Видома и Ларсена не согласуется с общеизвестным фактом отсутствия β -активности у обычной дистиллированной воды высокой степени очистки. В силу этого банального обстоятельства гипотеза Видома - Ларсена не может быть признана правильной. Другими словами, концепция этих авторов является изначально ошибочной.

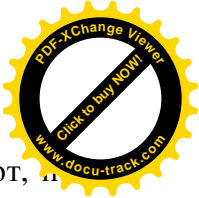
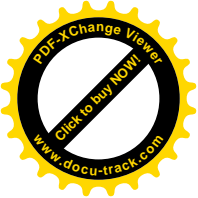
Несколько лучше выглядит феноменологический подход, предложенный в работах В.А. Киркинского и Ю.А. Новикова [33-36]. Но, как уже упоминалось ранее, и эти работы содержат гипотезу *ad hoc*. По мнению авторов, ослабление кулоновского отталкивания ядер дейтерия в палладиевой матрице связано с эффектом экранировки. Однако оценки эффекта экранировки сделаны с использованием абсолютно неочевидных допущений, требующих дополнительного обоснования. Другими словами, теоретическое объяснение реакции холодного синтеза, предложенное в работах [33-36], не может быть признано адекватным физике изучаемого явления.

За последние 20 лет кроме упомянутых выше теорий холодного ядерного синтеза было предложено два-три десятка подходов, ни один из которых никак не вписывается в известные законы ядерной физики. В рамках современных теоретических представлений процессы низкоэнергетической трансмутации химических элементов в принципе не могут быть объяснены, поскольку доля изменяющихся ядер столь ничтожна, что не может быть обнаружена экспериментально.

Суммируя результаты теоретических работ, посвященных проблеме ХЯС, можно сказать, что в настоящее время в научной литературе отсутствуют публикации, в которых было бы дано приемлемое объяснение накопленных за десятилетия экспериментальных данных на основе общепринятых подходов. К сожалению, в запале отнюдь не научной бурной полемики была упущена практически единственная возможность нормального объяснения явления ХЯС в рамках ортодоксальной ядерной физики. По непонятной до сих пор причине никем не рассматривались ядерные процессы, в которых принимают участие метастабильные нейтральные составные частицы, долгоживущие по ядерным масштабам времени. Именно с этих позиций мы и обсудим возможность объяснения ХЯС на основе известных законов физики.

11. Полумикроскопическое описание ХЯС

Факт существования метастабильных химических элементов, которые образуются в результате ядерных реакций, установлен давно и надежно. В ядерной физике к таковым относятся, прежде всего, радиоактивные изотопы, принадлежащие семействам урана и тория, а также трансураны. Всемирно известные научные школы и направления в ядерной физике занимаются теоретическими предсказаниями [54], а также экспериментальной проверкой существования так называемых «островов стабильности» [44]. В рамках этих научных направлений изучаются ядерные реакции и распады, в которых метастабильным оказывается либо «голое» положительно заряженное ядро, либо атом с частично или пол-

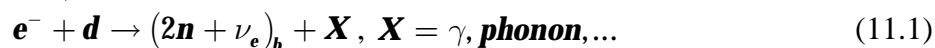


ностью заполненными электронными оболочками. В научной литературе нет работ, посвященных проблеме образования метастабильных электрически нейтральных атомов, в которых роль электрона выполняет нейтрино, удерживаемое в течение определенного времени слабым взаимодействием внутри нуклонного кластера (ди- или тринейтрона).

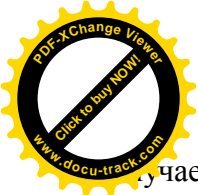
Реакция электронного захвата относится к числу очень хорошо изученных слабых процессов. Однако в настоящее время теория электронного захвата разработана лишь для реакции ${}^A_Z\mathbf{X} \rightarrow {}^A_{Z-1}\mathbf{Y} + \nu_e$, то есть для случая, когда в конечном состоянии регистрируется ядро отдачи. Если говорить о проблеме ХЯС, то даже в наиболее близких по идеологии работах Видома и Ларсена в расчет принимаются только реальные нейтрино в конечном состоянии [62]. В то же время не существует каких-либо принципиальных запретов на возможность образования связанных состояний $({}^A_{Z-1}\mathbf{Y} + \nu_e)_b$ в слабых процессах [91]. Эти процессы элементарно выкидываются из рассмотрения в силу того, что все специалисты в области ядерной физики всегда выполняют расчеты в приближении нейтрино нулевой массы, которые принципиально не могут образовывать связанных состояний. Волновые функции безмассовых нейтрино всегда считаются плоскими волнами.

Что касается многоступенчатых ядерных реакций, то такие процессы идут через виртуальные промежуточные состояния. Причем у ядерных процессов, обусловленных слабым взаимодействием, имеется редко встречающаяся в ядерной физике специфика. Основная проблема экспериментального исследования многоступенчатых процессов, в которых виртуальное промежуточное состояние ядра образуется в результате реакции виртуального захвата электрона с электронной оболочки материнского атома, состоит в том, что в итоге регистрирующие приборы могут обнаружить только ничтожно малое изменение первоначального химического состава вещества. Эти реакции, как правило, не сопровождаются появлением жесткого ионизирующего излучения. Зарегистрировать же низкоэнергетические нейтрино, которые рождаются в обсуждаемых слабых процессах в строгом соответствии с законами физики, невозможно в принципе. Эта ненаблюдаемость нейтрино обусловлена небольшой интенсивностью их потока, а, главное, невообразимо малой величиной сечения реакции $\nu_e + {}^A_Z\mathbf{X} \rightarrow {}^A_{Z+1}\mathbf{Y} + e^-$. Учитывая данную особенность слабых процессов, мы начнем изложение нового взгляда на проблему ХЯС с анализа мысленного эксперимента с химически чистым дейтерием.

При нормальных условиях дейтерий находится в газообразном состоянии. Этот газ состоит из двухатомных молекул ${}^2_1\mathbf{H}_2$ (по-другому \mathbf{D}_2). Химически чистый газообразный дейтерий при температуре приблизительно $T \approx 21 \text{ K}^\circ$ испытывает фазовый переход, и переходит в жидкое состояние, а при $T \approx 14 \text{ K}^\circ$ сжиженный дейтерий кристаллизуется. Брусок твердого дейтерия представляет собой поликристалл с гексагональной решеткой. Рассмотрим дейтрон, находящийся в узле кристаллической решетки в кристалле твердого дейтерия. Предположим, что на него налетает квазисвободный электрон, и происходит инклюзивная ядерная реакция.



В результате реакции (11.1) образуется связанное состояние динейтрона с электронным нейтрино (назовем его динейтронием). Образование связанного состояния двух нуклонов с электронным нейтрино не запрещено законами ядерной физики, поскольку оно имеет отличную от нуля массу покоя $m_{\nu_e} \sim 1 \text{ eV}$ [2]. Этот несколько необычный электрически нейтральный компаунд не отталкивается от соседних узлов кристаллической решетки по закону Кулона. Электростатическое взаимодействие перестает удерживать динейтроний в узле кристаллической решетки, и он начинает свободно блуждать по кристаллу. В этом



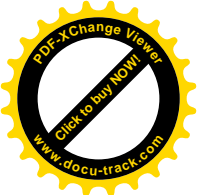
Учае мы имеем полную физическую аналогию между поведением динейтрония в кристаллах твердого дейтерия и движением куперовских пар в сверхпроводниках.

Как реакция образования атома динейтрония $e^- + d \rightarrow (2n + \nu_e)_b$ (для краткости далее мы опускаем слагаемое X , обозначающее нерегистрируемые частицы в конечном состоянии реакции (11.1)), так и реакция его распада $(2n + \nu_e)_b \rightarrow d + e^-$, обусловлены слабым взаимодействием. Поэтому характерное время жизни электрически нейтрального атома $(2n + \nu_e)_b$ достаточно велико по сравнению с характерным временем протекания ядерных реакций, обусловленных сильным взаимодействием.

Теоретические расчеты, подкрепленные результатами анализа экспериментальных данных, показывают, что время жизни динейтрония столь велико ($\tau_{(2n+\nu_e)_b} \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$), что он успевает сместиться на заметное расстояние от своего равновесного положения в узле решетки кристаллического дейтерия. При этом эффективная длина пробега атома динейтрония относительно исходного положения материнского дейтрона оказывается соизмеримой с периодом кристаллической решетки. Этого вполне достаточно для того, чтобы его волновая функция перекрылась с волновой функцией дейтрона, находящегося в одном из узлов кристаллической решетки. В результате происходит ядерная реакция $d + (2n + \nu_e)_b \rightarrow t + n + \nu_e$, которая сопровождается значительным выходом энергии $E_t \approx 3.25 \text{ MeV}$. Тот же механизм работает и в реакции $d + (2n + \nu_e)_b \rightarrow t + p + e^-$, в которой примерно 3 MeV высвобождающейся энергии приходится на заряженные частицы. В дальнейшем β^- -распад ядра трития приводит к появлению ${}^3_2\text{He}$, который неоднократно регистрировали экспериментаторы, работавшие с образцами дейтериевого льда, и к дополнительному выделению энергии.

Особо отметим, что существенный вклад процесса $d + (2n + \nu_e)_b \rightarrow t + p + e^-$ в сечение реакции синтеза трития с участием динейтрония приводит к резкой асимметрии выхода трития и нейтронов, наблюдаемой в реакциях холодного ядерного синтеза.

Необходимо также отдельно указать на то, что для дейтрона, закрепленного в узле кристаллической решетки, в отличие от свободного дейтрона, открыт канал инклюзивной реакции $d + (2n + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + X$, $X = e^-, \nu_e, \gamma \dots$. Столь «наглое» нарушение законов сохранения в этой экзотической реакции обусловлено тем, что дейтроны, образующие кристалл, погружены в «море» коллективизированных электронов. Поэтому они могут взаимодействовать как два ядра атома дейтерия, а также как дейтрон и динейтроний, и как два атома динейтрония. Следовательно, образование ${}^4_2\text{He}$ из двух соседних «узловых» дейтронов, сопровождающееся рождением перечисленных выше лептонов, не запрещено законами сохранения электрического или лептонного зарядов. Кроме того, при низких температурах весь импульс отдачи может принимать кристалл льда. Поэтому в реакции $d + (2n + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + X$ законы сохранения энергии и импульса не нарушаются. Мы имеем полную аналогию с эффектом Мёссбауэра, когда весь импульс отдачи принимает кристалл, как единое целое. Существенное отличие реакции $d + (2n + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + X$ на уединенном дейтроне от эффекта Мёссбауэра состоит в том, что эта реакция не запрещена законами сохранения энергии и импульса. Например, если энергия дейтрона превышает порог реакции, то в реакциях с выходом мюонов ее сечение не равно нулю. Оно просто невелико из-за малости масс нерегистрируемых лептонов. Поглощение импульса отдачи кристаллом приводит к резкому увеличению сечения реакции $d + (2n + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + X$.



Характерными особенностями реакции синтеза ${}^4_2\text{He}$ в кристалле дейтерия так являются:

- 1) практически полное отсутствие нейтронов в потоке частиц, рождением которых сопровождается образование ядер ${}^4_2\text{He}$;
- 2) огромный удельный выход энергии, составляющий приблизительно **24 MeV** на один атом гелия [84].

В рамках развиваемого подхода результаты Араты и Чжан получают естественное объяснение. Механизм этой реакции идентичен механизму генерации нейтронов в блоке дейтериевого льда. Единственное существенное отличие состоит в том, что у Араты - Чжан дейтериевые кластеры удерживает в связанном состоянии не низкая температура льда, а палладиевая матрица. Поэтому атомы динейтрона успевают вступить в реакцию с дейтронами за время его жизни $\tau_{(2n+\nu_e)_b}$.

Отсутствие потока нейтронов обусловлено тем, что холодный ядерный синтез в реакторной ячейке происходит в результате реакции $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + \mathbf{X}$. В этой реакции нейтроны не образуются, а обнаружить низкоэнергетические нейтрино, которые рождаются в условиях эксперимента Араты, абсолютно нереально. Да их там никто и не искал!

И последнее очень важное обстоятельство. Соотношение между вкладами основных каналов в сечение реакции холодного ядерного синтеза $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow \mathbf{t} + \mathbf{n} + \nu_e$, $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow {}^3_2\text{He} + \mathbf{p} + \mathbf{e}^-$ и $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + \mathbf{X}$ определяется средним расстоянием $\langle l_d \rangle$ между атомами дейтерия в веществе-абсорбенте. В опытах Й. Араты это расстояние существенно меньше, чем в экспериментах Б.В. Дерягина $\langle l_d \rangle_{arata} = \langle l_d \rangle_{deryagin}$. Именно с этим обстоятельством связано то, что в одном случае не было зафиксировано рождения нейтронов, а в другом случае дейтериевый лед не испускал α -частиц.

Еще одним важным фактором, повлиявшим на отличие механизмов реакций Б.В. Дерягина и Й. Араты, является различие в массах ядер кислорода и палладия. Тяжелый палладий может поглотить весь избыток импульса, появляющийся в реакции $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + \mathbf{X}$, а легкий кислород не в состоянии принять на себя большой импульс при малой передаче энергии. Эксперименты Араты и Дерягина проводились при температурах, достаточно близких к комнатной. Поэтому механизм поглощения импульса кристаллической решеткой (эффект Мёссбауэра) в этих реакциях, в отличие от реакций в кристаллическом дейтерии, не работал. Именно поэтому в опытах по колке дейтериевого льда открытыми оказались только каналы реакций $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow \mathbf{t} + \mathbf{n} + \nu_e$ и $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow {}^3_2\text{He} + \mathbf{p} + \mathbf{e}^-$. Рождение α -частиц в этих реакциях строго запрещено законами сохранения энергии и импульса.

Следует отметить, что ядерные реакции, аналогичные описанным выше, протекают и в газообразном, и в жидком дейтерии. Однако в этом случае вероятность реакций синтеза трития $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow \mathbf{t} + \mathbf{n} + \nu_e$, $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow \mathbf{t} + \mathbf{p} + \mathbf{e}^-$ и изотопов гелия $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow {}^3_2\text{He} + \mathbf{n} + \mathbf{e}^-$ и $\mathbf{d} + (2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow {}^4_2\text{He} + \mathbf{X}$ существенно меньше, чем в кристаллическом дейтерии. Столь необычная зависимость вероятности элементарного процесса от агрегатного состояния дейтерия связана с тем, что время жизни динейтрона $(2\mathbf{n} + \nu_e)_b$ достаточно велико только по ядерным меркам. Характерная длина его пробега

$$l_{eff} = p_r \cdot \langle v \rangle \cdot \tau_{(2n+\nu_e)_b}, \quad (11.2)$$

$\langle \mathbf{v} \rangle$ - средняя скорость дейтрония, а \mathbf{p}_r - вероятность реакции синтеза, соизмерима с периодом кристаллической решетки \mathbf{a} . Об этом свидетельствуют экспериментальные данные, косвенно подтверждающие факт существования холодного ядерного синтеза.

Плотность дейтронов-мишеней в жидкой, и, в особенности, в газообразной фазе, гораздо меньше, чем в твердой фазе. Поэтому волновая функция дейтрония-снаряда не успевает достаточное число раз перекрыться с волновой функцией дейтрона-мишени за время его жизни $\tau_{(2n+\nu)_b}$. Другими словами, поскольку среднее расстояние $\langle l_d \rangle$ между дейтронами-мишенями слишком велико ($\langle l_d \rangle \gg l_{eff}$), то для осуществления реакции ХЯС с достаточной для ее осуществления вероятностью необходимо, чтобы было выполнено условие

$$l_{eff} \geq \langle l_d \rangle. \quad (11.3)$$

В заключение этого раздела отметим, что вероятность реакции холодного синтеза можно регулировать, сообщая ускорение образцу дейтерированного вещества. В этом случае силы инерции приводят к росту скорости движения дейтронов относительно дейтронов, и, следовательно, к увеличению длины их пробега $l_{eff} = \mathbf{p}_r \cdot \langle \mathbf{v} \rangle \cdot \tau_{(2n+\nu)_b}$. Это обстоятельство делает реакцию холодного ядерного синтеза управляемой!

12. Микроскопическое описание ХЯС

Как уже упоминалось выше, физические законы не накладывают принципиальных теоретических запретов на реакции холодного ядерного синтеза, в которых можно было бы каким-либо способом «нейтрализовать» заряд хотя бы одного из ядер.

В качестве примера эффективного механизма «нейтрализации» заряда дейтрона можно привести уже упоминавшуюся инклюзивную реакцию $e^- + d \rightarrow (2n + \nu)_b + X$, где $X = \gamma$ для свободного дейтрона, либо $X = \text{phonon}$ для дейтрона, внедренного в кристаллическую решетку металла-абсорбента, скажем, палладия.

Существование метастабильного связанного состояния двух нейтронов и нейтрино $(2n + \nu)_b$ не запрещено законами физики, поскольку электронное нейтрино имеет массу покоя, отличную от нуля $m_{\nu_e} : 1 \text{ eV}$ [2].

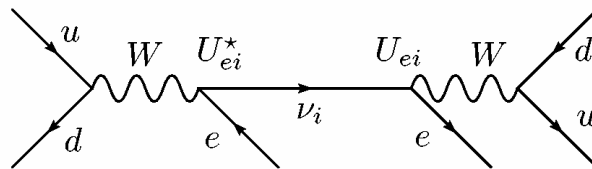


Рис. 31. Типичная диаграмма электрослабого процесса, приводящего к осцилляциям нейтрино [32,39]

Взаимодействуя с кварками, входящими в состав нуклона, нейтрино на некоторое время задерживается внутри нуклона, так как потенциал $N\nu$ - взаимодействия (см. рис. 31), обусловленный обменом W - бозоном, является короткодействующим, но зато очень глубоким. Его глубина слишком мала для того, чтобы бесконечно долго удерживать внутри нейтрона антинейтрино, электрон и протон, но уже достаточна для того, чтобы на кварковом уровне можно было рассматривать нейтрон, как связанное состояние протона, электрона и антинейтрино. Ведь хорошо известно, что трехтельные эффекты зачастую приводят к образованию связанных состояний трех (и более) частиц, парные потенциалы взаимодействия которых имеют глубину, недостаточную для образования двухчастичных связанных состояний. С этих позиций мы рассмотрим гипотетический атом дейтрония, представляющий собой связанное состояние двух нейтронов и электронного нейтрино.

Целью настоящего раздела работы является оценка массы, размеров и времени жизни метастабильных атомов дейтрония.

Рассмотрение начнем с анализа гамильтониана слабого взаимодействия, которое отвечает за слабые процессы в атомных ядрах. Первоначально оно было предложено Ферми. Этот подход с некоторыми модификациями остается справедливым и в настоящее время.

Запишем гамильтониан слабого взаимодействия в виде

$$\mathbf{H}' = \frac{\mathbf{G}}{\sqrt{2}} \int \mathbf{J}^{\lambda+}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}_{\lambda}(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \quad (12.1)$$

где \mathbf{G} - константа слабого взаимодействия, $\mathbf{J}_{\lambda}(\mathbf{r})$ - полный слабый ток, а $\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ - пропагатор. Введем обозначения [67]

$$\begin{cases} \mathbf{J}^{\lambda+} = (\mathbf{J}_{\lambda})^+, & \lambda = 1, 2, 3 \\ \mathbf{J}^{4+} = -(\mathbf{J}_4)^+ \end{cases} \quad (12.2)$$

и, аналогично, для других операторов 4- тока. В стандартной модели слабое взаимодействие обусловлено обменом \mathbf{W} - бозоном, имеющим массу около 90 ГэВ. Поэтому при рассмотрении низкоэнергетических процессов его массу можно считать бесконечной. В соответствии с этим, будем считать взаимодействие точечным ($\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$) и, следовательно

$$\mathbf{H}' = \frac{\mathbf{G}}{\sqrt{2}} \int \mathbf{J}^{\lambda+}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{J}_{\lambda}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}. \quad (12.3)$$

Реакции β - распада нейтрона соответствует гамильтониан [67]

$$\mathbf{H}' = \frac{\mathbf{G}}{\sqrt{2}} \int [\bar{\psi}_n(\mathbf{r}) \gamma^{\lambda} (1 + \gamma_5) \psi_p(\mathbf{r})]^+ \cdot [\bar{\psi}_e(\mathbf{r}) (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e}(\mathbf{r})] d\mathbf{r}. \quad (12.4)$$

Для применения в ядерной физике необходим гамильтониан $\mathbf{h}'(\mathbf{r})$, в котором состояния нуклонов описываются нерелятивистскими волновыми функциями (ВФ).

Вид гамильтониана $\mathbf{h}'(\mathbf{r})$ установлен в ранних работах Ферми, Гамова и Теллера, и имеет вид [67]:

$$\mathbf{h}'(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{G}}{\sqrt{2}} \{ \mathbf{i} \beta [\mathbf{f}_1 \gamma_{\lambda} + \mathbf{f}_2 \sigma_{\lambda\rho} \mathbf{k}_{\rho} + (\mathbf{g}_1 \gamma_{\lambda} + \mathbf{i} \mathbf{g}_2 \mathbf{k}_{\lambda}) \gamma_5] \}^+ \mathbf{j}^{\lambda}(\mathbf{r}, t) + \text{h.c.} \quad (12.5)$$

Здесь $\mathbf{j}^{\lambda}(\mathbf{r}, t)$ - лептонный ток, выражающийся через соответствующие спинорные ВФ лептонов:

$$\mathbf{j}^{\lambda}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{i} \bar{\psi}_l(\mathbf{r}) \gamma^{\lambda} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_l}(\mathbf{r})] \cdot \exp \left(-\frac{\mathbf{i}}{\hbar} (\mathbf{E}_{\nu_l} - \mathbf{E}_l) t \right), \quad (12.6)$$

где величины \mathbf{E} обозначают энергию соответствующих частиц или отрицательную энергию для античастиц, а \mathbf{f}_1 , \mathbf{f}_2 , \mathbf{g}_1 , \mathbf{g}_2 - формфакторы.

В многочисленных работах по β - процессам волновые функции заряженных лептонов в выражении (12.6) выбирают в виде плоских волн с импульсом \mathbf{l} . В этом случае ток лептонов (12.6) будет иметь вид

$$\mathbf{j}_{\lambda}(\mathbf{r}, t) = L^{-3} \mathbf{b}_{\lambda} \exp(\mathbf{i} \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \cdot \exp \left(-\frac{\mathbf{i}}{\hbar} (\mathbf{E}_{\nu} - \mathbf{E}_l) t \right) \quad (12.7)$$

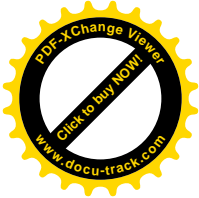
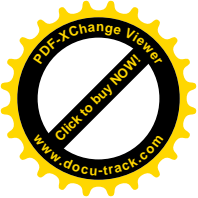
где $\mathbf{k} = \frac{\mathbf{r}}{\nu} - \mathbf{l}$ - волновой вектор импульса, переданного лептонами, L^3 - нормировочный объем,

$$\mathbf{b}_{\lambda} = \mathbf{i} (\bar{\mathbf{u}}_l \gamma_{\lambda} \mathbf{w}_{\nu}) \quad (12.8)$$

причем

$$\mathbf{w}_{\nu} = (1 + \gamma_5) \mathbf{u}_{\nu}. \quad (12.9)$$

В используемом нами представлении этот спинор имеет вид:



$$\mathbf{w}_\nu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \cdot (1 - (\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\nu})) \cdot \chi^{\pm 1/2} \quad (12.10)$$

где $\chi^{\pm 1/2}$ соответствует спину нейтрино «вверх» или «вниз».

Согласно «золотому правилу Ферми», скорость процесса $(2n + \nu_e)_b \rightarrow d + e^-$, то есть, вероятность распада в единицу времени атома динейтрония на дейтрон и электрон равна

$$w[(2n + \nu_e)_b \rightarrow d + e^-] = \frac{2\pi}{\mathbf{h}} \int \frac{\mathbf{L}^3 d\mathbf{p}_e}{(2\pi\mathbf{h})^3} \cdot \delta(\mathbf{E}_\alpha - \mathbf{E}_\beta - \mathbf{E}_e) \cdot \left\langle \left| \int \langle \beta | \mathbf{h}'(\mathbf{r}') | \alpha \rangle d\mathbf{r}' \right|^2 \right\rangle \quad (12.11)$$

Внешние треугольные скобки означают усреднение по проекциям спинов частиц в начальном состоянии и суммирование по ним в конечном состоянии. В формуле (12.11) α и β обозначают начальные и конечные состояния ядра, $(\hat{\mathbf{p}}_e, i\mathbf{E}_e/c)$ и $(\hat{\mathbf{p}}_\nu = 0, i\mathbf{m}_\nu c)$ - 4-импульсы электрона и нейтрино.

В ядерных матричных элементах представляют интерес только разрешенные переходы. Поэтому, отбрасывая в (12.7) члены порядка $\mathbf{hk}/(Mc)$, \mathbf{p}/Mc и \mathbf{kR} , и учитывая, что $\hat{\nu} = 0$, получаем нерелятивистский предел гамильтониана слабого взаимодействия в пространстве нуклонов в приближении плоских волн [67]:

$$\mathbf{h}' = \frac{\mathbf{G}}{\sqrt{2} \cdot \mathbf{L}^3} \sum_{j=1}^A \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j) \cdot (\tau_+)_j \left[i\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{b}_4 - \mathbf{g}_1 (\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}) \right]_j \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) + \dots, \quad (12.12)$$

\mathbf{G} - константа универсального взаимодействия Ферми, $\hat{\mathbf{k}} = \hat{\nu} - \hat{\mathbf{e}}$ - волновой вектор импульса, переданного лептонами ($\hat{\nu}$ - волновой вектор нейтрино, $\hat{\mathbf{e}}$ - волновой вектор электрона), \mathbf{L}^3 - нормировочный объем. В гамильтониане (12.12) суммирование идет по всем нуклонам, дающим вклад в изучаемый процесс, а повышающий и понижающий изоспиновые операторы выражаются через матрицы Паули:

$$\begin{cases} \tau_+ = \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\tau_{+1} \\ \tau_- = \frac{1}{2}(\tau_1 - i\tau_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\tau_{-1} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tau_+ |p\rangle = 0 \\ \tau_+ |n\rangle = |p\rangle \\ \tau_- |n\rangle = 0 \\ \tau_- |p\rangle = |n\rangle \end{cases}, \quad (12.13)$$

Записанные выше выражения используем в качестве отправной точки для рассмотрения ядерных операторов β - процессов с участием дейтронов и динейтрония. Во-первых, учтем, что масса покоя динейтрония меньше, чем удвоенная масса нейтрона. То есть, нейтрино в атоме динейтрония находится в связанном состоянии. Поэтому гамильтониан (12.12) принимает вид

$$\mathbf{h}'(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{G}_\beta}{\sqrt{2} \cdot \mathbf{L}^{3/2}} \psi_\nu(\mathbf{r}) \cdot \left\{ \sum_{i=1}^2 e^{-i\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) [i\mathbf{b}_4 - \lambda \cdot (\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(i)})] \tau_+^{(i)} \right\} + \mathbf{h.c.}, \quad (12.14)$$

где $\psi_\nu(\mathbf{r})$ - ВФ нейтрино, причем в ее аргумент входят только пространственные координаты $\hat{\mathbf{r}}$.

Подставляя гамильтониан (12.14) в формулу (12.11) для вероятности перехода в единицу времени, получаем:

$$w[(2n + \nu_e)_b \rightarrow d + e^-] = \frac{|\mathbf{G}_\beta|^2}{24\pi^2 \mathbf{h}^4} \int \delta(\mathbf{E}_\alpha - \mathbf{E}_\beta - \mathbf{E}_e) \cdot \left[\sum_{\mu,\rho=1}^4 \mathbf{B}_{\mu\rho} \sum_{M_f=-1}^1 N_\mu N_\rho^* \right] d\mathbf{p}_e \quad (12.15)$$

где

$$\mathbf{N}_\mu = \begin{cases} -\lambda \langle \beta | \sigma_\mu | \alpha \rangle & \mu = 1, 2, 3 \\ \mathbf{i} \langle \beta | \mathbf{1} | \alpha \rangle & \mu = 4 \end{cases}, \quad (12.16)$$

причем в матричных элементах (МЭ) (12.16) подразумевается сумма по всем нуклонам, дающим вклад в вероятность распада, а $\mathbf{B}_{\mu\rho}$ - сумма квадратов модулей лептонных МЭ по проекциям спинов нейтрино и электрона $\underline{\mathbf{m}}_\nu$, $\underline{\mathbf{m}}_e$:

$$\mathbf{B}_{\mu\rho} = \frac{1}{2} \sum_{\underline{\mathbf{m}}_\nu, \underline{\mathbf{m}}_e} (\bar{\mathbf{u}}_e \gamma_\mu (\mathbf{1} + \gamma_5) \mathbf{u}_\nu) (\bar{\mathbf{u}}_e \gamma_\rho (\mathbf{1} + \gamma_5) \mathbf{u}_\nu)^+, \quad (12.17)$$

причем нижнее подчеркивание проекции спина введено для того, чтобы не путать ее с массой соответствующего лептона.

Преобразуем (12.17), используя стандартную технику вычисления следов матриц Дирака:

$$\mathbf{B}_{\mu\rho} = \frac{1}{2} \sum_{\underline{\mathbf{m}}_\nu, \underline{\mathbf{m}}_e} (\bar{\mathbf{u}}_e \gamma_\mu (\mathbf{1} + \gamma_5) \mathbf{u}_\nu) (\mathbf{u}_\nu^\dagger (\mathbf{1} + \gamma_5) \gamma_\rho \beta \mathbf{u}_e). \quad (12.18)$$

Согласно [67]:

$$\mathbf{B}_{\mu\rho} = \frac{\mathbf{c}^2}{\mathbf{E}_\nu \mathbf{E}_e} [(\mathbf{p}_\nu)_\mu (\mathbf{p}_e)_\rho - \delta_\mu^\rho ((\mathbf{p}_\nu)_\tau (\mathbf{p}_e)_\tau) + (\mathbf{p}_e)_\mu (\mathbf{p}_\nu)_\rho - \varepsilon_{\mu\xi\eta}^\rho (\mathbf{p}_\nu)_\xi (\mathbf{p}_e)_\eta] \quad (12.19)$$

В случае β -распада динейтрония ВФ начального и конечного состояний имеют вид:

$$\begin{cases} |\alpha\rangle = \psi_{2n}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \chi_{00}(\mathbf{S}) \chi_{1-1}(\mathbf{T}) \\ |\beta\rangle = \psi_d(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \chi_{1m_d}(\mathbf{S}) \chi_{00}(\mathbf{T}) \end{cases} \quad (12.20)$$

т.е. мы имеем дело с Гамов-Теллеровским переходом. Другими словами, в формуле (12.15) индексы μ и ρ пробегает значения от 1 до 3. Временеподобная компонента в сумме (12.15) автоматически зануляется. В результате $\mu \neq 4$, $\rho \neq 4$, и соответствующие коэффициенты $\mathbf{B}_{\mu\rho}$ в формуле (12.19) интереса не представляют, а

$$\mathbf{B}_{ik} = \delta_{ik}, \quad \mathbf{i}, \mathbf{k} = 1, 2, 3. \quad (12.21)$$

В формуле (12.15) остаются только диагональные слагаемые, и она принимает вид

$$\mathbf{w}[(2n + \nu_e)_b \rightarrow \mathbf{d} + \mathbf{e}^-] = \frac{|\mathbf{G}_\beta|^2}{24\pi^2 \mathbf{h}^4} \sum_{M_T=-1}^1 \int \delta(\mathbf{E}_\alpha - \mathbf{E}_\beta - \mathbf{E}_e) \sum_{k=1}^3 |\mathbf{N}_k|^2 d\mathbf{p}_e, \quad (12.22)$$

где

$$\mathbf{N}_k = -\lambda \left\langle \beta \left| \int \psi_\nu^*(\mathbf{r}) \sum_{i=1}^2 e^{i\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_i} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \sigma_k^{(i)} \tau_+^{(i)} d\mathbf{r} \right| \alpha \right\rangle \quad (12.23)$$

Электроны, рождающиеся при распаде динейтрония, являются низкоэнергетическими, поэтому с огромной степенью точности выполняется условие:

$$|\mathbf{e}^{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}_i| = 1, \quad (12.24)$$

и формула (12.23) упрощается

$$\mathbf{N}_k = -\lambda \left\langle \beta \left| \int \psi_\nu(\mathbf{r}) \sum_{i=1}^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \sigma_k^{(i)} \tau_+^{(i)} d\mathbf{r} \right| \alpha \right\rangle. \quad (12.25)$$

Спиновый и изоспиновый матричные элементы вычисляются тривиально (см. Приложение 2). Подставляя их значения в (12.25), получаем:

$$\mathbf{N}_k = -\frac{\lambda}{\sqrt{2}} \left\langle \psi_d(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \left| \sum_{i=1}^2 \psi_\nu(\mathbf{r}_i) \right| \psi_{2n}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \right\rangle. \quad (12.26)$$

учетом того, что при расчетах используется «нормировка в ящике», а якобиан перехода от переменных $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ к координатам центра масс \mathbf{R} и относительной координате \mathbf{r} равен единице (см. Приложение 3), величина N_k равна

$$N_k = -\sqrt{2} \cdot \lambda \cdot \int \psi_d^*(\mathbf{r}) \psi_\nu(\mathbf{r}/2) \psi_{2n}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (12.27)$$

При переходе от формулы (12.26) к (12.27) мы воспользовались пространственной четностью волновой функции динейтрона ($\psi_{2n}(\mathbf{r})$), дейтрона ($\psi_d^*(\mathbf{r})$) и нейтрино ($\psi_\nu(\mathbf{r})$), а также тем, что в системе центра инерции динейтрония $\mathbf{r}_1 = -\mathbf{r}/2, \mathbf{r}_2 = +\mathbf{r}/2$.

В целях придания максимально ясного физического смысла величинам, входящим в задачу, введем обозначение

$$f_{\text{overlap}}^{(d \leftrightarrow 2n)} = \int \psi_d^*(\mathbf{r}) \psi_\nu(\mathbf{r}/2) \psi_{2n}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \equiv (V_{\text{eff}}^{(2n+\nu)_b})^{-1/2}. \quad (12.28)$$

В этих обозначениях

$$w[(2n + \nu)_b \rightarrow \mathbf{d} + \mathbf{e}^-] = \frac{|G_\beta|^2 |\lambda|^2}{4\pi^2 \hbar^4} \int (V_{\text{eff}}^{(2n+\nu)_b})^{-1} \cdot \delta(E_\alpha - E_\beta - E_e) d\mathbf{p}_e, \quad (12.29)$$

откуда с очевидностью следует, что

$$w[(2n + \nu)_b \rightarrow \mathbf{d} + \mathbf{e}^-] = \frac{|G_\beta|^2 \cdot |\lambda|^2}{\pi \hbar^4 c^3 V_{\text{eff}}^{(2n+\nu)_b}} \cdot \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} \cdot E_e \quad (12.30)$$

Если отвлечься от кулоновских поправок, связанных с затягиванием волновой функции β -электрона во внутреннюю область дочернего ядра – дейтрона, то для вычисления вероятности распада динейтрония в единицу времени необходимо найти величину $f_{\text{overlap}}^{(d \leftrightarrow 2n)}$, квадрат модуля которой имеет смысл обратной величины от эффективного объема атома динейтрония.

Интеграл перекрытия $f_{\text{overlap}}^{(d \leftrightarrow 2n)}$ определяется формулой (12.28). Для оценок примем, что все связанные частицы, принимающие участие в реакции $(2n + \nu)_b \rightarrow \mathbf{d} + \mathbf{e}^-$, имеют орбитальный момент, равный нулю, и, в очевидных обозначениях, имеют вид:

$$\begin{cases} \psi_d(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\chi_d(\mathbf{r})}{r} \\ \psi_{2n}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\chi_{2n}(\mathbf{r})}{r} \\ \psi_\nu(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\chi_\nu(\mathbf{r})}{r} \end{cases} \quad (12.31)$$

Строго говоря, из трех подынтегральных функций в (12.28) известна только одна. Это внутренняя радиальная волновая функция дейтрона. В расчетах вероятностей различных процессов с участием дейтронов чаще всего используют радиальную волновую функцию (ВФ) Хюльтена (2.8) являющуюся решением радиального уравнения Шредингера (2.9):

$$\chi_d(\mathbf{r}) = A_d \exp(-\alpha_d \mathbf{r}) [1 - \exp(-\mu \mathbf{r})], \quad (12.32)$$

где нормировочная константа A_d равна

$$A_d = [2\alpha_d(\alpha_d + \mu)(2\alpha_d + \mu)]^{1/2} \mu^{-1}. \quad (12.33)$$

В ВФ дейтрона не учитывается \mathbf{d} -компонента (т.е., член с $l = 2$), поскольку в грубых оценочных расчетах не имеет смысла принимать во внимание вклад эффектов второго порядка. Все ВФ в формуле (12.28) являются вещественными, т.к. динейтроний является хотя и нестабильной, но связанной системой. По ядерным масштабам времени атом динейтрония стабилен, поскольку в рассматриваемой области энергий закрыт канал инклюзивной реакции распада $(2n + \nu)_b \rightarrow \mathbf{n} + \mathbf{X}$.

Естественно предположить, что радиальная ВФ динейтрона является дейтрономдобной, и имеет вид:

$$\chi_{2n}(\mathbf{r}) = A_{2n} \exp(-\alpha_{2n}r) [1 - \exp(-\mu r)], \quad (12.34)$$

причем нормировочная константа A_{2n} равна

$$A_{2n} = [2\alpha_{2n}(\alpha_{2n} + \mu)(2\alpha_{2n} + \mu)]^{1/2} \mu^{-1}. \quad (12.35)$$

При помощи параметра μ учитывается наличие «кора нуклона». Поэтому нет оснований для того, чтобы при оценках порядков величин принимать во внимание отличие этого параметра для дейтрона и динейтрона.

Наконец, для простоты положим

$$\chi_\nu(\mathbf{r}) = A_\nu \exp(-2\kappa r), \quad (12.36)$$

где

$$A_\nu = [4\kappa]^{1/2}. \quad (12.37)$$

Учитывая все вышесказанное, представим (12.28) в виде:

$$f_{\text{overlap}}^{(d \Leftrightarrow 2n)} = \frac{2}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty \frac{\chi_d(\mathbf{r}) \chi_\nu(\mathbf{r}/2) \chi_{2n}(\mathbf{r})}{r} d\mathbf{r}. \quad (12.38)$$

Для ВФ (12.32), (12.34) и (12.36) интеграл перекрытия (12.38) вычисляется аналитически

$$f_{\text{overlap}}^{(d \Leftrightarrow 2n)} = \frac{A_{2n} A_d A_\nu}{\sqrt{\pi}} \ln \left(\frac{(\alpha_{2n}^{(\nu)})^2}{(\alpha_{2n}^{(\nu)})^2 - \mu^2} \right). \quad (12.39)$$

где $\alpha_{2n}^{(\nu)} = \kappa + \alpha_d + \alpha_{2n} + \mu$.

Согласно (12.28), эффективный объем атома динейтрония равен:

$$V_{\text{eff}}^{(2n+\nu)_b} = \left(f_{\text{overlap}}^{(d \Leftrightarrow 2n)} \right)^{-2}. \quad (12.40)$$

Явление образование динейтрония относится к субатомным процессам. Поэтому из-за иерархии масштабов времени протекания реакций (нуклон гораздо инертнее, чем электрон или нейтрино) вероятнее всего выполняется приближенное равенство

$$\chi_d(\mathbf{r}) \approx \chi_{2n}(\mathbf{r}), \quad (12.41)$$

то есть размеры дейтрона и динейтрония равны по порядку величины ($\alpha_{2n} \sim \alpha_d$).

Оценим величину $V_{\text{eff}}^{(2n+\nu)_b}$ в грубом приближении

$$\alpha_{2n} = \alpha_d. \quad (12.42)$$

Как уже упоминалось, величины $\alpha_d = 0.232 \text{ fm}^{-1}$ и $\mu \approx 1.101 \text{ fm}^{-1}$ хорошо известны.

Распадающийся динейтроний образовался в результате реакции захвата электрона протоном, входившим в состав исходного дейтрона. Поэтому естественно предположить, что он в некотором смысле «размазан» по превратившемуся в динейтроний «дейтрон-захватчику». Из этого предположения немедленно вытекает оценка

$$\kappa = \alpha_{2n} = 0.232 \text{ fm}^{-1}. \quad (12.43)$$

Значения констант (\mathbf{h} , \mathbf{c} , \mathbf{G}_β , λ, \dots) известны из литературы [2,66,67]. Они равны $\mathbf{G}_\beta = 8.76 \cdot 10^{-5} \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$, $\mathbf{h} = 0.66 \cdot 10^{-21} \text{ MeV} \cdot \text{s}$, $\mathbf{c} = 3 \cdot 10^{23} \text{ fm/s}$, $\lambda \approx 1.23$.

В приближении (12.43) величина $V_{\text{eff}}^{(2n+\nu)_b} \approx 20 \text{ fm}^3$. Подставляя эти значения в формулу (12.30), получим:

$$w_{(2n+\nu)_b \rightarrow d+e^-}^0 \approx 1.6 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{T_e} \text{ s}^{-1}, \quad (12.44)$$

где T_e - кинетическая энергия β -электрона, выраженная в МэВ.

Наконец, необходимо отметить, что в полученные выше выражения необходимо ввести стандартные кулоновские поправки:

$$w_{(2n+\nu_e)_b \rightarrow d+e^-}^c = \frac{|G_\beta|^2 \cdot |\lambda|^2}{\pi h^4 c^3 V_{eff}^{(2n+\nu)_b}} \cdot \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} \cdot E_e \cdot F_F(E_e). \quad (12.45)$$

Множитель $F_F(E_e)$ называется функцией Ферми и вводится для того, чтобы приближенно учесть влияние кулоновского поля на вылетающий электрон. Для точечного ядра она дается выражением [76]

$$F_F(E_e) = 2(1 + \gamma) \left(\frac{2|\mathbf{p}_e| R}{h} \right)^{2(\gamma-1)} \exp(\pi\eta) \cdot \left| \frac{\Gamma(\gamma + i\eta)}{\Gamma(2\gamma + 1)} \right|^2, \quad (12.46)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - Z^2 \alpha^2}$, $\alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры, $\eta = \frac{\alpha Z E_e}{c |\mathbf{p}_e|}$, Z - заряд дочернего ядра, а R - его радиус. Функция Ферми учитывает увеличение вероятности β -распада за счет возрастания ВФ электрона у ядра, обусловленного электростатическим взаимодействием. В нашем случае $Z = 1$, и потому $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2}$, $\eta = \frac{\alpha E_e}{c |\mathbf{p}_e|}$. В области легких ядер значение параметра $\gamma \approx 1$. Поэтому выражение (12.46) существенно упрощается в приближении точечного ядра:

$$F_F(E_e) = \frac{\pi\eta \cdot \exp(\pi\eta)}{\text{sh}(\pi\eta)}. \quad (12.47)$$

Отсюда вытекает выражение для вероятности распада динейтрона в единицу времени с учетом кулоновских поправок

$$w_{(2n+\nu_e)_b \rightarrow d+e^-}^c = \frac{|G_\beta|^2 \cdot |\lambda|^2}{\pi h^4 c^3 V_{eff}^{(2n+\nu)_b}} \cdot \frac{2\pi\alpha E_e^2}{1 - \exp(-2\pi\eta)}. \quad (12.48)$$

В таблице 8 представлены результаты расчетов величин w^0 и w^c , а также время жизни динейтрона $\tau_{(2n+\nu_e)_b}^c = \frac{1}{w_{(2n+\nu_e)_b \rightarrow d+e^-}^c}$ в приближении (12.41).

Таблица 8

Вероятность распада динейтрона в единицу времени и время жизни в зависимости от энергии β -электрона

| T_e [eV] | $w_{(2n+\nu_e)_b \rightarrow d+e^-}^0$ | $w_{(2n+\nu_e)_b \rightarrow d+e^-}^c$ | $\tau_{(2n+\nu_e)_b}^c$ |
|------------|--|--|-------------------------|
| 0.1 | 5.5 | $3.6 \cdot 10^2$ | $2.8 \cdot 10^{-3}$ |
| 1.0 | $1.6 \cdot 10^1$ | $3.6 \cdot 10^2$ | $2.8 \cdot 10^{-3}$ |
| 10 | $5.0 \cdot 10^1$ | $3.6 \cdot 10^2$ | $2.8 \cdot 10^{-3}$ |
| 10^2 | $1.6 \cdot 10^2$ | $4.0 \cdot 10^2$ | $2.5 \cdot 10^{-3}$ |
| 10^3 | $5.0 \cdot 10^2$ | $7.0 \cdot 10^2$ | $1.4 \cdot 10^{-3}$ |
| 10^4 | $1.6 \cdot 10^3$ | $1.8 \cdot 10^3$ | $5.6 \cdot 10^{-3}$ |
| 10^5 | $6.2 \cdot 10^3$ | $6.5 \cdot 10^3$ | $1.6 \cdot 10^{-4}$ |

Как видно из таблицы 8, в области низких энергий кулоновское взаимодействие может почти на два порядка увеличивать вероятность распада динейтрона в единицу времени. При энергиях $T_e > 1 \text{ KeV}$ кулоновские эффекты становятся несущественными.

Из представленного ниже рис. 32 хорошо видно, что влияние кулоновского притяжения β -электрона к дочернему дейтрону приводит к почти полному исчезновению зависимости w от энергии при $T_e \leq 1 \text{ KeV}$. Поэтому если атом динейтрона образовался,

то живет он достаточно долго. В настоящий момент энергетический порог его рождения неизвестен. Ясно только то, что этот порог составляет $T_{resh} = 10 \text{ KeV}$, т.е. он намного ниже порога термоядерных реакций.

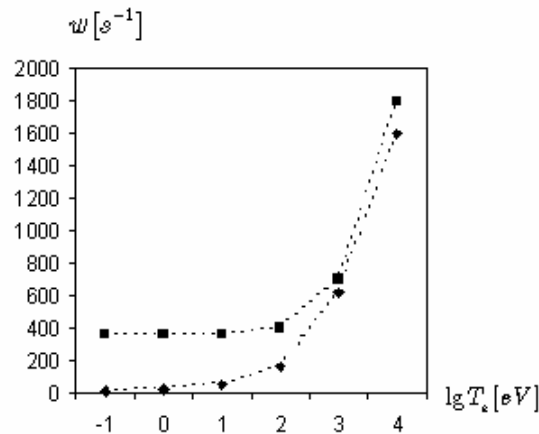


Рис. 32. Зависимость скорости распада динейтрония $w[\text{s}^{-1}]$ от энергии β -электрона $T_e [\text{eV}]$

- ◆- без учета кулоновских поправок
- с учетом кулоновских поправок

Исследуем зависимость времени жизни динейтрония от его размеров. Эту зависимость необходимо учитывать, поскольку триплетная длина нейтрон-нейтронного рассеяния намного превышает эффективный радиус дейтрона r_d .

В таблице 9 приведены результаты расчетов зависимости величин $w_{(2n+\nu_e)_b \rightarrow d+e^-}^c$ и $\tau_{(2n+\nu_e)_b}^c$ от отношения параметров α_d / α_{2n} для $T_e = 10 \text{ eV}$ в приближении $\kappa = \alpha_{2n}$.

Таблица 9

Зависимость скорости распада атомов динейтрония от параметра α_d / α_{2n}

| α_d / α_{2n} | $w_{(2n+\nu_e)_b \rightarrow d+e^-}^c$ | $\tau_{(2n+\nu_e)_b}^c$ |
|--------------------------|--|-------------------------|
| 1 | $3.6 \cdot 10^2$ | $2.8 \cdot 10^{-3}$ |
| 10 | $10.4 \cdot 10^2$ | $9.6 \cdot 10^{-2}$ |
| 10^2 | $1.2 \cdot 10^{-1}$ | 8.2 |

Из таблицы 9 видно, что если бы размеры атома динейтрония были того же порядка, что и у мезоатома дейтерия, то его время жизни составляло бы почти 10 секунд. В этой связи особый интерес представляет эксперимент, осуществленный в Дармштадте коллаборацией GSI. В этом эксперименте наблюдались осцилляции скорости реакции захвата электронов тяжелыми водородоподобными ионами $^{140}_{59}\text{Pr}$ и $^{142}_{61}\text{Pm}$ (см. рис. 33).

В работе [32] представлен обзор многочисленных безуспешных попыток объяснить наблюдаемые осцилляции эффектом смешивания нейтрино (см. рис. 31). В этой работе показано, что если эффект действительно существует, то он объясняется гипотетическими внутренними возбуждениями материнских ионов ($\sim 10^{-15} \text{ eV}$).

Для корректного истолкования результатов работы [39] и их теоретического объяснения в работе [32] следует отметить, что на ускорителе коллаборации GSI в Дармштадте можно создавать и в течение длительного времени хранить в экспериментальном накопительном кольце моноизотопные пучки тяжелых многозарядных ионов. В эксперименте [39] с помощью времяпролетного масс-спектрометра Шоттки измерялась скорость захвата электронов тяжелыми водородоподобными ионами $^{140}_{59}\text{Pr}$ и $^{142}_{61}\text{Pm}$, как функция времени с момента инжекции пучка многозарядных ионов в накопительное кольцо. Пре-

Экспериментальное измерение времени жизни ионов $^{140}_{59}\text{Pr}$ и $^{142}_{61}\text{Pm}$ привело к открытию отклонения закона электронного захвата от экспоненциального. Из рис. 33 видно, что на экспоненциальный закон убывания ионов $^{140}_{59}\text{Pr}$ и $^{142}_{61}\text{Pm}$, обусловленный обычной реакцией электронного захвата, накладываются синусоидальные колебания с периодом приблизительно $T \sim 7 \text{ s}$. Систематическая погрешность эксперимента очень мала. Для ее уменьшения в [39] осуществлялся квазинепрерывный контроль ионов. Случайные флуктуации, которые могли бы имитировать наблюдаемый эффект, исключены с доверительной вероятностью 99 % [39].

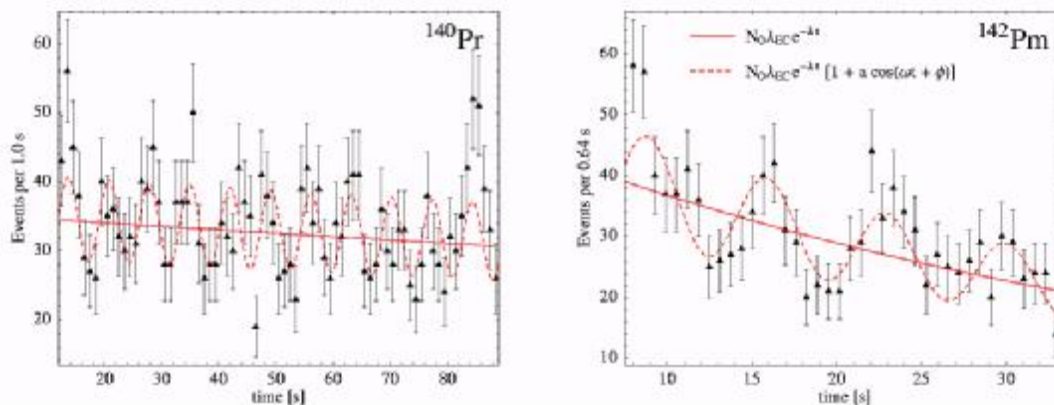
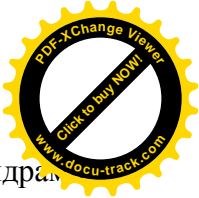
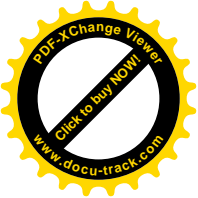


Рис. 33. Скорость реакции захвата электронов водородоподобными тяжелыми ионами $^{140}_{59}\text{Pr}$ и $^{142}_{61}\text{Pm}$ как функция времени с момента инъекции ионов в ускорительно - накопительное кольцо. Экспериментальные данные [39].

Если предположить, что внутренние возбуждения материнских ионов $^{140}_{59}\text{Pr}$ и $^{142}_{61}\text{Pm}$ представляют собой нейтринные атомы типа описанного выше динейтрона, то наблюдаемый эффект находит естественное объяснение. Методика описываемого эксперимента такова, что масс-спектрометр Шоттки «не видит» нейтринных атомов. В то же время, рождение и распад нейтринных атомов сопровождаются изменением скорости счета. В результате наблюдаются осцилляции скорости электронного захвата тяжелыми водородоподобными ионами прометия и празеодима.

Линейные размеры ядер $^{140}_{59}\text{Pr}$ и $^{142}_{61}\text{Pm}$ в несколько раз больше аналогичных размеров дейтрона. Поэтому можно предположить, что при «уменьшении» размеров нейтринных атомов этих элементов до размеров дейтрона время их жизни «сократилось» бы из-за перенормировки в 40 – 80 раз. Кроме эффекта объема при сопоставлении теории с экспериментом необходимо учитывать существенное различие волновых функций Кулона для дискретного и непрерывного спектра. Затягивание волновой функции электрона из непрерывного спектра внутрь дейтрона приводит к увеличению вероятности e^- захвата примерно в 20 раз при энергии $T_e = 1 \text{ eV}$. Для волновых функций Кулона дискретного спектра эффект усиления проявляется существенно меньше. Поэтому при перерасчете данных работы [39] на случай динейтрона следует ввести корректировочный фактор $\sim 0.5 \cdot 10^{-3}$. В результате учета всех упомянутых факторов можно оценить время жизни атома динейтрона $T_{(2n+\nu)_b}^{\text{exp}} \sim 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$.

Энергетическая зависимость скорости реакции электронного захвата в области низких энергий отсутствует, и пересчет результатов эксперимента [39] на случай атомов динейтрона приводит к оценке $\alpha_d / \alpha_{2n} \sim 1$, что представляется достаточно разумным (см. табл. 9).



Макроскопические проявления взаимодействия потоков динейтрона с ядрами других атомов обычно наблюдаются в различного рода экспериментах по трансмутации химических элементов в области энергий $0.025 < T_{(2n+\nu_e)_b} < 10 \text{ eV}$.

Тепловые дейтроны ($T_d \approx 0.025 \text{ eV}$) движутся со средней скоростью примерно $v_d \sim 10^3 \text{ m/s}$. Среднее расстояние между ближайшими ядрами-мишенями составляет в образце дейтерированного вещества порядка $\langle l_d \rangle \sim 10^{-10} \text{ m}$. Введем коэффициент $k = \frac{r_{2n}}{r_d}$, где r_{2n} - эффективный радиус динейтрона, а r_d - эффективный радиус дейтрона.

Вероятность p_{int} того, что при пролете единичного атома динейтрона мимо достаточно далеко отстоящих друг от друга ядер дейтерированного вещества волновые функции снаряда и отдельного ядра-мишени сильно перекроются, и это приведет к реакции слияния ядер, равна

$$p_{int} = \zeta_{in} \cdot k^2 \cdot \left(\frac{r_d}{\langle l_d \rangle} \right)^2, \quad (12.49)$$

причем ζ_{in} - коэффициент неупругости, введенный для учета того, что вклад в ядерные реакции дают только неупругие каналы взаимодействия атомов динейтрона с ядрами. Вклад упругих каналов в полное сечение рассеяния динейтрона на ядрах, по-видимому, намного больше вклада неупругих каналов. Поэтому в оценках мы полагаем, что $10^{-2} < \zeta_{in} < 1$. Строго говоря, коэффициент неупругости ζ_{in} подлежит определению в эксперименте. «Разбухание» дейтрона до размеров динейтрона в результате e -захвата учитывается при помощи коэффициента $k \sim 1$ (см. табл. 9).

Для оценок предположим, что $(r_d / \langle l_d \rangle)^2 \sim 10^{-9}$. Это соответствует примитивной геометрической модели атома, согласно которой «площадь поперечного сечения ядра» примерно в миллиард раз меньше «площади поперечного сечения атома». В этом случае вероятность единичной реакции ядерного синтеза при отсутствии кулоновского барьера равна $p_r \sim 10^{-11} - 10^{-9}$. Отметим, что нижняя оценка $p_r \sim 10^{-11}$ по порядку величины совпадает с оценкой вероятности единичных ядерных реакций в термоядерных процессах, т.е. при энергиях дейтронов $T_d \sim 10 \text{ KeV}$.

С учетом всех сделанных выше замечаний, оценка времени жизни динейтрона, полученная на основе экспериментальных данных по реакциям ХЯС гласит:

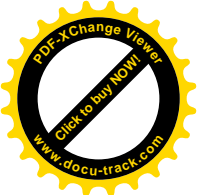
$$\tau_{(2n+\nu_e)_b}^{eff} \sim \frac{\langle l_d \rangle}{p_r v_d} \sim 10^{-2} - 10^{-4} \text{ s}, \quad (12.50)$$

что согласуется с результатами теоретических расчетов, представленными в таблице 8, и указывает на жизнеспособность обсуждаемого механизма слияния ядер при сверхнизких энергиях.

Сопоставим возможности практического использования нейтринного катализа и μ -катализа реакций холодного ядерного синтеза.

Явление μ -катализа было открыто в Беркли в 1957 году, и его не используют для осуществления холодного синтеза только из-за больших затрат энергии на создание пучка мюонов, поскольку вероятность ядерной реакции p_r в мезомолекуле $dd\mu$ практически равна единице. Его бесполезность связана с тем, что КПД реактора μ -каталитического ядерного синтеза является отрицательным.

Атом динейтрона является метастабильным. Время его жизни $\tau_{(2n+\nu_e)_b}$ составляет приблизительно



$$\tau_{(2n+\nu_e)_b} \sim 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}, \quad (12.51)$$

и оно на три порядка больше времени жизни мюона [2]:

$$\tau_{\mu} = (2.197019 \pm 0.000021) \cdot 10^{-6} \text{ s}. \quad (12.52)$$

Проблема получения атомов динейтрония и их применения в технике сводится к преодолению порога образования метастабильных состояний типа $(2n + \nu_e)_b$ и созданию оптимальных условий для вступления атомов динейтрония в реакции с ядрами-мишенями, поскольку для нейтринного катализа, который протекает только «на лету», величина $p_r = 1$.

Согласно представленным выше оценкам, для генерации потоков динейтрония требуются электроны с энергией менее 10 eV , что не представляет никакой технической проблемы.

Вопрос об оптимизации условий осуществления нейтринного катализа остается открытым.

13. Experimentum crucis

Наиболее убедительные экспериментальные данные, неоспоримо подтверждающие факт существования динейтрония, получены несколько лет тому назад Г.П. Хандориным и В.Н. Шадриним в Томском атомном центре [100].

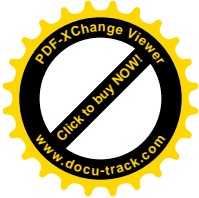
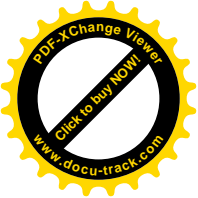
В рамках плановых исследований РАН, направленных на поиск новых источников энергии, группа томских ученых исследовала взаимодействие электронов с дейтронами. В результате этих исследований был предложен новый способ получения атомной энергии [100]. Согласно заявке на изобретение, поданной Г.П. Хандориным и В.Н. Шадриним, этот способ получения атомной энергии включает в себя генерацию нейтроноподобных частиц с избыточным значением внутренней энергии.

Из текста формулы изобретения и реферата следует, что авторы воздействовали на атомы дейтерия пучком электронов. Атомы дейтерия инжестировались в стационарный пучок электронов с силой тока около 2.5 A , и энергией электронов, изменяющейся вдоль их траектории по формуле

$$E(\mathbf{x}) = \begin{cases} E_0 & \text{if } 0 < \mathbf{x} \leq \mathbf{x}_0 \\ E_0 \cdot \left[1 + k \cdot \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}_0}{\mathbf{x}_p - \mathbf{x}_0} \right] & \text{if } \mathbf{x} > \mathbf{x}_0 \end{cases}. \quad (13.1)$$

где $1 < k < 2$ - безразмерный коэффициент, определяющий градиент энергии электронов пучка вдоль его транспорта; $E_0 = 12 - 13 \text{ eV}$ - начальная энергия электронов; \mathbf{x} - текущая координата транспорта пучка электронов; \mathbf{x}_0 - координата точки, в которой начинается возрастание энергии электронов пучка; \mathbf{x}_p - координата точки, в которой заканчивается превращение атома дейтерия, дрейфующего вдоль пучка, в нейтроноподобную частицу.

В экспериментах Хандорина и Шадрина поток атомов дейтерия инжестировался в околоспучковое пространство в точке \mathbf{x}_0 непосредственно перед участком возрастания энергии электронов. В результате наблюдалось явление превращения атомов дейтерия в нейтроноподобные частицы в точке \mathbf{x}_p . К сожалению, результаты эксперимента [100] не были интерпретированы должным образом, так как в 2006 году отсутствовала теория, способная объяснить эффект исчезновения электрического заряда у дейтрона на основе известных законов физики. Теория экзотических электрослабых процессов, в которой нейтроноподобные частицы с избыточной внутренней энергией интерпретируются как метастабильные атомы динейтрония, была создана только в 2008 году.



14. Периодическая система элементов Д.И. Менделеева

Открытие нового химического элемента всегда порождает проблему: «В какую клеточку Периодической системы Менделеева его следует поместить?». Ответ предельно прост. Динейтроний, как и нейтрон, следует разместить в нулевой строке Периодической системы Менделеева. Отныне она начинается с нулевого периода.

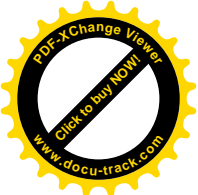
Таблица Менделеева

| периоды | ряды | группы элементов | | | | | | | | | |
|---------|------|--------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|---------------------------------|---|--------------------------------|---------------------------------|
| | | I | II | III | IV | V | VI | VII | VIII | | |
| 0 | 0 | | | | | | | | 0 $(2n + n_e)_b$ 1,00879 нейтрон | | |
| I | 1 | | | | | | | | 2 He 4,002602 гелий | | |
| II | 2 | 3 Li 6,9412 литий | 4 Be 9,01218 бериллий | 5 B 10,812 бор | 6 C 12,0108 углерод | 7 N 14,0067 азот | 8 O 15,9994 кислород | 9 F 18,9984 фтор | 10 Ne 20,179 неон | | |
| III | 3 | 11 Na 22,98977 натрий | 12 Mg 24,305 магний | 13 Al 26,98154 алюминий | 14 Si 28,086 кремний | 15 P 30,9737 фосфор | 16 S 32,06 сера | 17 Cl 35,453 хлор | 18 Ar 39,948 аргон | | |
| IV | 4 | 19 K 39,0983 калий | 20 Ca 40,08 кальций | 21 Sc 44,9559 скандий | 22 Ti 47,90 титан | 23 V 50,9415 ванадий | 24 Cr 51,996 хром | 25 Mn 54,9380 марганец | 26 Fe 55,847 железо | 27 Co 58,9332 кобальт | 28 Ni 58,70 никель |
| | | 29 Cu 63,546 медь | 30 Zn 65,38 цинк | 31 Ga 69,72 галлий | 32 Ge 72,59 германий | 33 As 74,921 мышьяк | 34 Se 78,96 селен | 35 Br 79,904 бром | 36 Kr 83,80 криптон | | |
| V | 5 | 37 Rb 85,4678 рубидий | 38 Sr 87,62 стронций | 39 Y 88,9059 иттрий | 40 Zr 91,22 цирконий | 41 Nb 92,906 ниобий | 42 Mo 95,94 молибден | 43 Tc 98,9062 технеций | 44 Ru 101,07 рутений | 45 Rh 102,9055 родий | 46 Pd 106,4 палладий |
| | | 47 Ag 107,868 серебро | 48 Cd 112,41 кадмий | 49 In 114,82 индий | 50 Sn 118,69 олово | 51 Sb 121,75 сурьма | 52 Te 127,60 теллур | 53 I 126,904 йод | 54 Xe 131,30 ксенон | | |
| VI | 6 | 55 Cs 132,9054 цезий | 56 Ba 137,33 барий | 57 La 138,9 лантан × | 72 Hf 178,49 гафний | 73 Ta 180,94 тантал | 74 W 183,85 вольфрам | 75 Re 186,207 рений | 76 Os 190,2 осмий | 77 Ir 192,22 иридий | 78 Pt 195,09 платина |
| | | 79 Au 196,9665 золото | 80 Hg 200,59 ртуть | 81 Tl 204,37 таллий | 82 Pb 207,2 свинец | 83 Bi 208,9 висмут | 84 Po 209 полоний | 85 At 210 астат | 86 Rn 222 радон | | |
| VII | 7 | 87 Fr 223 франций | 88 Ra 226,0 радий | 89 Ac 227 актиний ×× | 104 Rf 261 резерфордий | 105 Db 262 дубний | 106 Sg 266 сиборгий | 107 Bh 269 борий | 108 Hs 269 хассий | 109 Mt 268 мейтнерий | 110 Ds 271 дармштадтий |
| | | 111 Rg 272 рентгений | 112 285 | | 114 289 | | | | | | |

| | | | | | | | | | | | | | | |
|-----------------------------|----------------------------|----------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|------------------------------|--------------------------------|-----------------------------|--------------------------------|-------------------------------|----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 57 La 138,9 лантан | 58 Ce 140,1 церий | 59 Pr 140,9 празеодим | 60 Nd 144,2 неодим | 61 Pm 145 прометий | 62 Sm 150,4 самарий | 63 Eu 151,9 европий | 64 Gd 157,3 гадолиний | 65 Tb 158,9 тербий | 66 Dy 162,5 диспрозий | 67 Ho 164,9 гольмий | 68 Er 167,3 эрбий | 69 Tm 168,9 тулий | 70 Yb 173,0 иттербий | 71 Lu 174,9 лютеций |
| 89 Ac 227 актиний | 90 Th 232,0 торий | 91 Pa 231,0 протактиний | 92 U 238,0 уран | 93 Np 237 нептуний | 94 Pu 244 плутоний | 95 Am 243 амерсий | 96 Cm 247 курий | 97 Bk 247 берклий | 98 Cf 251 калфорний | 99 Es 252 эйнштейний | 100 Fm 257 фермий | 101 Md 258 менделеев | 102 No 259 нобелий | 103 Lr 262 луэренсий |

Рис. 34. Периодическая таблица Менделеева

Во всех справочниках по свойствам изотопов в нулевой клеточке Периодической таблицы Менделеева всегда помещают нейтрон. Нейтральные атомы, в которых нет ни одного электрона, движущегося вокруг ядра, известны с 1932 г. Вопрос о существовании каких-либо аналогов нейтрона, как атома, в научной литературе обсуждался только при анализе свойств нейтронных звезд и возможности существования полинейтронов.



15. Наблюдательные данные

Одним из главных аргументов в пользу жизнеспособности предложенного выше механизма ядерного синтеза является степень распространенности в Природе трития - сверхтяжелого изотопа водорода. Согласно [94] она составляет $r \sim 10^{-10}$ (в процентах). Если учесть массу воды в реках, морях и океанах Земли, то оказывается, что в геосфере постоянно находится не менее 10^{11} килограммов трития. Период полураспада трития $T_{1/2} \approx 12.262$ года [94]. Распространенность изотопов в Природе стабильна. Поэтому на Земле ежегодно распадается и образуется порядка 10^{10} кг трития. По закону Архимеда сверхтяжелая вода не поднимается из морских глубин. Скорость перемешивания воды за счет испарительно-конденсационных процессов и океанических течений невелика. Поток космических лучей бесконечно мал для того, чтобы за год сгенерировать 10^{10} кг трития. Примесей радиоактивных изотопов в морской воде явно недостаточно для объяснения наблюдаемой величины $r \sim 10^{-10}$.

Перечисленные выше аргументы говорят о том, что основной источник трития в водах Мирового океана – это реакция холодного ядерного синтеза. В качестве примера такой реакции можно привести двухступенчатый макроскопический процесс. На первой стадии этого процесса в реакции $e^- + d \rightarrow (2n + \nu_e)_b + \gamma$ образуется динейтроний, а на второй стадии атом динейтрония вступает в реакцию синтеза $(2n + e^-)_b + d \rightarrow t + p + e^-$. Мировой океан является открытой системой. Солнечное излучение, воздействуя на атомы и молекулы вещества в поверхностном слое воды в океане, вырывает из них электроны (внешний фотоэффект). В морской воде, являющейся хорошим проводником, появляется большое количество свободных электронов. Эти электроны разгоняются электрическим полем Земли. Ускоренные электроны сталкиваются с дейтронами, входящими в состав тяжелой воды. В результате образуется динейтроний, который является ядерно-активным, и вызывает ядерные реакции, приводящие к эволюции изотопного состава морской воды, и, таким образом, всей геосферы. Таков механизм холодного нуклеосинтеза в земных условиях.

Процесс выгорания дейтерия в реакциях холодного ядерного синтеза приводит к тому, что его содержание в воде Мирового океана ежегодно уменьшается примерно на $10^{-7}\%$. Убыль дейтерия в геосфере, вызванная реакциями холодного ядерного синтеза, восполняется за счет его поступления из космоса вместе с микрометеитами, метеоритами, потоками солнечного ветра и т.п. Поэтому относительное содержание дейтерия в воде Мирового океана слабо зависит от времени.

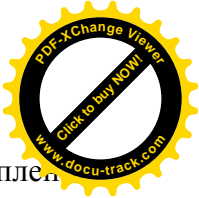
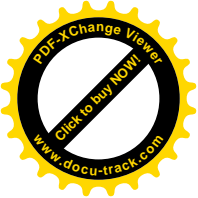
Это утверждение можно проверить экспериментально посредством изучения изотопного состава антарктических льдов в разные геологические эпохи. К этому следует добавить, что данные о распространенности радиоуглерода $^{14}_6C$, радиофосфора $^{32}_{15}P$, и о потоках нейтронов у поверхности Земли также свидетельствуют о том, что холодный ядерный синтез вносит заметный вклад в процесс нуклеосинтеза в земных условиях.

16. Схемы контрольных экспериментов

Обсудим полученные результаты с точки зрения возможности их всесторонней экспериментальной проверки.

Для того чтобы синтезировать атом динейтрония, который представляет собой связанное состояние двух нейтронов и одного нейтрино, необходимо любым способом осуществить инклюзивную реакцию





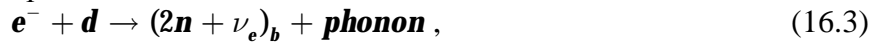
причем $\mathbf{X} = \gamma$ для свободного дейтрона, и $\mathbf{X} = \gamma, \textit{phonon}, \dots$, если дейтрон закреплен в узле решетки кристаллического дейтерия или заключен внутри ячейки кристаллической решетки вещества-абсорбента.

Реакция на свободных дейтронах



была осуществлена в 2006 г. в Томском атомном центре в ускорительном эксперименте с пучками электронов и дейтронов [100]. В этом эксперименте Г.П. Хандорин и В.Н. Шадрин открыли явление образования электрически нейтральных частиц с большим запасом внутренней энергии. К сожалению, авторы [100] не смогли установить физическую природу и исследовать характеристики нейтроноподобных частиц в полном объеме.

Инклюзивная ядерная реакция



имеет отличное от нуля сечение лишь тогда, когда дейтрон находится конденсированной среде. Имеются многочисленные экспериментальные данные, косвенно подтверждающие факт образования динейтрония в конденсированных средах (см., например, [6]). Однако в экспериментах Й. Араты и Ю. Чжан регистрировалось выделение тепла и образование изотопа ${}^4_2\text{He}$. И то, и другое есть результат ядерных реакций с участием динейтрония. Но это лишь косвенное подтверждение правильности излагаемой теории. Прямое измерение интенсивности динейтрониевого излучения в [6] не проводилось. Авторы [6] не имели ни соответствующей аппаратуры, ни теории, которая могла бы им подсказать, что и как надо измерять.

Существуют две возможности для осуществления инклюзивной реакции (16.1). Первая – это рождение динейтрония из атома дейтерия $(\mathbf{d} + \mathbf{e}^-)_b \rightarrow (2\mathbf{n} + \nu_e)_b$. Вторая – рождение в результате захвата электрона из непрерывного спектра. При этом необходимо иметь в виду, что состояние динейтрония может быть как реальным, так и виртуальным. Это обстоятельство чрезвычайно важно, как для понимания природы холодного ядерного синтеза, так и для создания методики контрольных экспериментов.

Рассмотрим реакцию (16.1) в лабораторной системе отсчета. Предположим, что электрон налетает на покоящийся дейтрон. Тогда сечение реакции (16.1) имеет вид

$$\sigma_{\mathbf{e}^- + \mathbf{d} \rightarrow (2\mathbf{n} + \nu_e)_b + \mathbf{X}} \approx 4\pi \mathbf{r}_d^2 \kappa \frac{\mathbf{v}_{(2\mathbf{n} + \nu_e)}}{\mathbf{v}_e} \mathbf{F}_F(\eta) , \quad (16.4)$$

где \mathbf{v}_e - скорость налетающего электрона, $\mathbf{v}_{(2\mathbf{n} + \nu_e)}$ - скорость атома динейтрония после столкновения, $\mathbf{F}_F(\eta)$ - кулоновский поправочный фактор, а κ - резонансный коэффициент усиления.

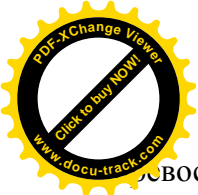
Для создания динейтрония требуются электроны с энергией порядка 1 eV , что не представляет никакой технической проблемы. В области энергий $T_e < 1 \text{ eV}$, пригодной для осуществления реакции синтеза динейтрония $\mathbf{F}_F(\eta) \sim 20 - 70$, и, следовательно

$$\sigma_{\mathbf{e}^- + \mathbf{d} \rightarrow (2\mathbf{n} + \nu_e)_b + \mathbf{X}} \sim (10 - 30) \cdot \kappa \text{ mbarn} . \quad (16.5)$$

Даже при $\kappa \sim 1$ сечение реакции синтеза динейтрония имеет порядок $10 - 30 \text{ mbarn}$.

Этого достаточно для того чтобы использовать динейтроний в технических устройствах. Практическому применению динейтрония способствует и то, что время его жизни при низких энергиях, когда закрыт канал распада $(2\mathbf{n} + \nu_e)_b \rightarrow \mathbf{n} + \mathbf{X}$, за который отвечает сильное взаимодействие, существенно больше времени жизни мюона.

В этой связи отметим, что реакция образования динейтрония из невозбужденного атома дейтерия $(\mathbf{d} + \mathbf{e}^-)_b \rightarrow (2\mathbf{n} + \nu_e)_b$ идет с нулевой вероятностью, так как динейтроний является, хотя и короткоживущим, но реально существующим атомом, масса которого



превосходит массу атома дейтерия. Если же говорить о вкладе виртуального динейтрония в ядерные процессы, то он пренебрежимо мал, как минимум, по двум причинам.

Во-первых, сечения двухступенчатых слабых процессов с участием дейтронов пропорциональны $|G_\beta|^4$. Уже один этот факт указывает на чрезвычайную малость сечения подобных процессов.

Во-вторых, выражение для вероятности образования виртуального динейтрония содержит фактор $(r_N/a_e)^3 \sim 4 \cdot 10^{-15}$, где $r_N \approx 0.86 \text{ fm}$ - размер нуклона, а a_e - боровский радиус.

Перечисленные выше факторы приводят к тому, что в газообразном (и даже в сжиженном) дейтерии при отсутствии внешних воздействий образование динейтрония невозможно по причине отсутствия достаточного количества свободных электронов, имеющих энергию порядка $T_e \sim 1 \text{ eV}$. Напротив, в конденсированных средах (например, в дейтерированном палладии) подобные процессы вполне осуществимы.

Перспективное поле деятельности для экспериментальной проверки теоретических результатов, полученных в настоящей работе, дает также явление сонолюминесценции. Весьма перспективны эксперименты по изучению ядерных превращений в металлических электродах, между которыми происходит тлеющий разряд в дейтериевой плазме. Интерес представляют также опыты по электроразрядному взрыву металлических проволок и фольг в тяжелой воде, а также эксперименты по «кавитационной деструкции материи» (см., например, [72]).

Несомненный интерес представляет поиск пороговых и резонансных эффектов в сечениях электрон - дейтронного рассеяния в области сверхнизких энергий. Результаты подобных экспериментов могут дать новый импульс для привлечения идей, лежащих в основе стандартной модели, для создания последовательной микроскопической теории холодного ядерного синтеза.

17. Критерии оценки результатов эксперимента

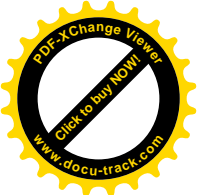
17.1. Что есть истина?

Одной из причин, по которым научное сообщество в течение продолжительного времени отвергало «трансмутаологическую» интерпретацию экспериментов Й. Араты и других исследователей, являлось отсутствие (или чрезвычайная малость) выхода нейтронов в заявленных реакциях холодного синтеза.

Физики настолько привыкли к тому, что в ядерных реакциях деления и слияния практически всегда рождаются нейтроны, что не проводили оценки вклада конкретных каналов в сечения реакции ХЯС по принципу «и так все ясно». А ясно далеко не все.

Дело в том, что экстраполяция наших интуитивных представлений, сложившихся на основе опыта работы с ядерными реакциями в области энергий порядка нескольких МэВ, в область низких и сверхнизких энергий, является заведомо некорректной. Это обусловлено существенным различием энергетической зависимости сечений реакций синтеза $d + d \rightarrow {}^4_2\text{He} + X$, $d + d \rightarrow t + n + \nu_e$, $d + d \rightarrow {}^3_2\text{He} + p + e^-$ в области низких энергий, связанным, в первую очередь, с наличием порога у анализируемых реакций.

Пороговые эффекты по самой своей сути проявляются лишь при низких энергиях, в частности, в реакциях холодного синтеза в конденсированных средах. Именно поэтому критерием истины – есть эффект, или нет эффекта – в области сверхнизких энергий (ХЯС) должны служить не только потоки нейтронов, но и других частиц, например, α - частиц. В экспериментах Араты они фиксировались – в катоде его установки был обнаружен ${}^4_2\text{He}$. В этой связи имеет смысл напомнить историю рождения ядерной физики.



17.2. Гелий и трансмутация

В 1908 году Шведская академия наук удостоила родоначальника ядерной физики Эрнста Резерфорда Нобелевской премии по химии.

В ответ на поздравительные тосты на банкете в королевском дворце «с простотой, полной грации» он произнес речь: «Мне приходилось иметь дело с весьма различными трансмутациями, обладавшими разной продолжительностью во времени, но быстрейшая из всех, какие я встречал, это моя собственная трансмутация из физика в химика - она произошла в одно мгновение...».

... каждый лауреат должен был выступить в Стокгольме с лекцией по своей научной дисциплине. И на следующий день, 11 декабря, Резерфорду предстояло в самом деле обернуться химиком - не на мгновение, а на целый лекционный час⁸.

Еще в Манчестере он решил говорить, конечно же, об альфа-частице - о десятилетней истории ее открытия и изучения. Надо было только сделать химикоподобным название лекции. Это не составило труда: «Химическая природа альфа-частиц радиоактивных субстанций».

Вообще-то говоря, суть такого сообщения могла быть исчерпана коротким словом: «гелий». Но только слово коротко, а смысл долго.

Как нельзя более кстати, за месяц до отъезда в Стокгольм он сумел получить безусловное доказательство полной идентичности газа из альфа-частиц и обыкновенного гелия. Не косвенное, не расчетное, не логическое, а самое вещественное доказательство - как для суда. Со временем оно сделалось в физике притчей - притчей о гении и простоте.

Это была одна из работ, проведенных Резерфордом совместно с магистром Ройдсом, к которому он питал особые чувства: подобно ему самому, молодой Ройдс был стипендиатом 1851 года. Но что крайне важно - два физика сотрудничали в этой работе со стеклодувом. То был случай, когда от фантастического мастерства весьма ограниченного ремесленника зависел весь исход задуманного эксперимента. Шеф и его ассистент, вероятно, и не подумали бы братья за дело, если бы Отто Баумбах (во многих отношениях малопривлекательный субъект) не объявил во всеуслышанье, что берется выдувать сосудики со стенками толщиной в одну сотую миллиметра!

Конечно, в таком сосудике можно было надежно запереть любой газ - и воздух, и эманацию, и обычный гелий: молекулы, движущиеся с малыми тепловыми скоростями, пробиться даже через столь тонкую стенку не могли. Но для стремительно летящих альфа-частиц она должна была оказаться прозрачной. Почти как для света. Энергии альфа-частиц хватало на преодоление слоя воздуха толщиной в 5-7 сантиметров, а стеклянный листок в 0,01 миллиметра служил для них не более трудным барьером, чем двухсантиметровый воздушный слой. Получалось, что они могли пролететь без поглощения еще 3-5 сантиметров и за пределами сосудика Баумбаха. Наполнив такой сосудик эманацией, это несложно было проверить по вспышкам на сцинтилляционном экране.

Но, не прихвастнул ли немец-стеклодув, больше всего любивший в Англии манчестерское пиво? Однажды, поздней осенью 1908 года, Резерфорд сказал магистру Ройдсу, что если Баумбах действительно совершит обещанное чудо и даст им свою тонкостенную трубочку, они наполнят ее эманацией, поместят в другой - более широкий - сосуд, откачают из последнего воздух до возможного предела, терпеливо подождут, пока в этом внешнем сосуде накопится побольше альфа-частиц, и посмотрят по спектру, что такое альфа-газ? У него, у Резерфорда, нет ни малейших сомнений, что это гелий.

Баумбах обещанное чудо совершил. Ройдс тоже не остался в долгу: экспериментальная установка была собрана так, что ниоткуда не мог пробраться в нее воздух, всегда содержащий гелиевую примесь, которая могла бы спутать все карты. Вообще опыт был подготовлен мастерски. Оставалось ждать и проводить регулярные наблюдения спектра.

Когда кончились первые сутки, Ройдс меланхолично вошел в кабинет-лабораторию шефа и сказал:

- Ничего не видно...

Когда кончились вторые сутки, он вбежал, и с порога крикнул:

- Появилась желтая гелия!

К концу четвертых суток Резерфорд сидел у спектроскопа сам. Уже отчетливо сияли хорошо ему знакомые и желтая и зеленая линии. А к концу шестого дня в окуляр был виден весь набор интенсивных линий гелиевого спектра. Теперь можно было отдавать старую проблему на суд самых строптивых присяжных - химическая природа альфа-частиц раскрылась совершенно однозначно!

А баумбаховы трубочки с эманацией, по-видимому, именно с этого времени стали в Манчестерской лаборатории обыденнейшими источниками альфа-излучения: виртуоз-стеклодув изготовлял их легко

⁸ Выделенный курсивом текст представляет собой обширную цитату из книги Д. Данина [74].

множестве. Позднее, летом 1914 года, их очень поэтически описал в «Письме из Манчестера» выдающийся русский физико-химик Николай Шилор: «Это тончайшие стеклянные полые нити... Они светятся сами и заставляют экран из сернистого цинка блестеть, как перо жар-птицы, ярким голубым сиянием неопикуемой красоты».

Разумеется, в краткой нобелевской лекции Резерфорд обо всей той истории не рассказывал. Привел только блистательный ее итог. И о Баумбахе ни словом не обмолвился. Но в редакции «Philosophical magazine» уже лежала совместная статья Резерфорда и Ройдса, где роль «мистера Баумбаха» была тщательно и с благодарностью подчеркнута.

18. Холодный синтез в стакане воды

Проблеме сонолюминесценции посвящены многочисленные работы (например, [42,43,58] и ссылки в них). Последнее время наибольшую известность получили результаты экспериментов, поставленных группой учёных из политехнического института Ренсселера (Rensselaer Polytechnic Institute), университета Пардью (Purdue University) и Российской академии наук. Работы этой группы по ядерному синтезу систематически публикуются в весьма солидных журналах [43,58].

В этих работах речь идёт о «соносинтезе» (sonofusion) - возникновении реакций ядерного синтеза в растворе внутри схлопывающихся пузырьков газа, в которых согласно данным экспериментов на короткое время достигаются огромные температуры. Данное явление получило название «сонолюминесценция».

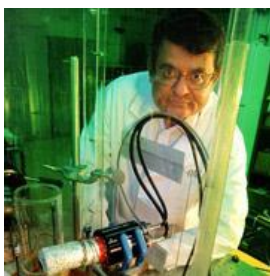


Рис. 35. R. Taleyarkhan

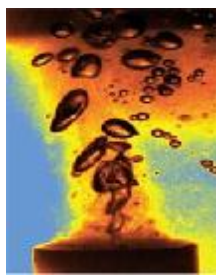


Рис. 36. Чудо сонолюминесценции



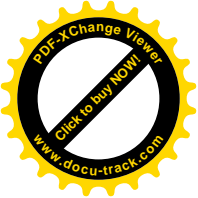
Сонолюминесценцию вполне обоснованно можно считать разновидностью ХЯС, потому, что реакция идёт в простой настольной лабораторной установке, а не в токамаке, и не в установке лазерного термоядерного синтеза. Кроме того, высокая температура внутри пузырька является скорее следствием реакции синтеза, нежели его причиной.

Последние годы в экспериментах по сонолюминесценции принимали активное участие академик РАН Роберт Нигматулин и американцы Ричард Лейхи (Richard Lahey), Роберт Блок (Robert Block) и Рузи Талейархан (Rusi Taleyarkhan).

Эксперименты, поставленные группой Талейархана, показали, что звуковые волны в смеси ацетона и бензола генерируют пузырьки паров этих веществ, при схлопывании которых и происходит ядерный синтез, обнаруживаемый по нейтронному излучению. Это наиболее простой способ наблюдения и измерения констант реакций холодного ядерного синтеза.

При сонолюминесценции интенсивность свечения пузырьков существенно зависит от процентного соотношения атомов водорода и дейтерия, входящих в состав молекул химических соединений, присутствующих в исследуемой жидкости. По этой причине в предлагаемых контрольных экспериментах планируется использовать смесь обычной и тяжелой воды, поскольку и бензол, и ацетон, и вода, являются водородосодержащими веществами, а процентное соотношение изотопов одного и того же элемента в разных химических соединениях практически постоянно. Поэтому явление сонолюминесценции, наблюдаемое в смеси бензола с ацетоном, должно наблюдаться и в водных растворах.

Многочисленные скептики в течение продолжительного времени критиковали экспериментаторов за использование в своих опытах внешнего источника нейтронов, под действием которых в жидкости начинался процесс образования пузырьков насыщенных



паров. В последние годы в опытах Р. Галейархана для инициации процесса образования жидкости пузырьков пара в раствор добавлялся природный уран. Для регистрации реакции синтеза исследователи использовали три нейтронных счетчика и один гамма-датчик. Все четыре датчика независимо показали статистически существенное увеличение потока нейтронов при возникновении сонолюминесценции. Энергетический спектр нейтронов четко указывает на то, что они рождаются в реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$.

Установка Р. Галейархана потребляет намного больше энергии, чем производит, и служит чисто исследовательским целям, в частности, в качестве портативного источника нейтронов для различных экспериментов. Однако она вполне подходит для проведения серии контрольных опытов, поскольку является очень простой и дешевой.

19. Использование холодного ядерного синтеза в энергетике

Одной из причин, по которой большая часть научной общественности прохладно относится к явлению ХЯС, является чрезмерно оптимистическая оценка возможности обеспечения человечества даровой энергией, присутствующая в работах многочисленных изобретателей реакторов холодного синтеза. К сожалению, обещания быстрого, легкого, а главное, дешевого успеха выглядят заманчиво только в проектах или бизнес-планах.

На пути перевода глобальной энергетики с углеводородов на тяжелую воду стоит множество препятствий. Перечислим некоторые из них.

1. Теория ХЯС, основанная на известных физических законах, все еще находится в зачаточном состоянии. В настоящем обзоре приведены только отдельные выдержки из моих неопубликованных работ. Качественно картина ХЯС уже вполне ясна, однако, до создания полной и строгой физической теории пока еще далеко.

2. Основная масса экспериментов по ХЯС и LENR направлена на доказательство того, что эти явления существуют. Но доказывать это бессмысленно. Явления ХЯС и LENR были открыты Л.У. Альварецом, и отмечены Нобелевской премией 1968 года.

3. Имеющиеся опытные образцы реакторов (как правило, демонстрационных) имеют небольшую мощность [25,83]. Энтузиасты-изобретатели в массе своей создавали эти реакторы либо в надежде на получение Нобелевской премии за свое открытие, либо, пытаются получить инвестиционные ресурсы для продолжения работ.

4. В этих реакторах ХЯС идет в неуправляемом режиме, поскольку изобретатели в основной массе просто не знакомы ни с квантовой теорией, ни с ядерной физикой, а без этих знаний создать эффективную систему управления реактором невозможно.

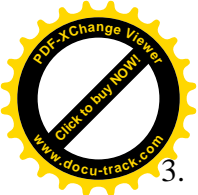
5. На основе имеющегося опыта создания миниатюрных неуправляемых реакторов ХЯС малой мощности в принципе невозможно спроектировать энергетический реактор управляемого синтеза, пригодный для выработки тепловой и электрической энергии в промышленных масштабах.

Имеется обоснованная надежда преодолеть эти препятствия в течение одного - двух десятилетий [89-90]. В ближайшие годы, скорее всего, удастся воссоздать гибридные реакторы «теплого синтеза» на основе идей И.С. Филимоненко.

20. Применение динейтрония в других областях науки и техники

Кроме более или менее очевидного использования динейтрония в энергетике легко просматриваются следующие направления использования нового химического элемента в таких областях человеческой деятельности, как:

1. Активизация жизнедеятельности человека и животных, в том числе, увеличение продолжительности жизни за счет использования биологически активной воды, насыщенной динейтронием.
2. Повышение урожайности сельскохозяйственных культур и увеличение скорости роста леса.



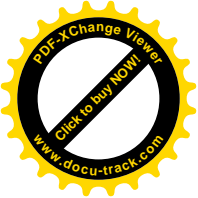
3. Аэрокосмический мониторинг с помощью беспилотных летательных аппаратов неограниченного радиуса действия:
 - а) лесных массивов;
 - б) нефтепроводов, газопроводов и других инженерных сооружений.
4. Переработка ядерных отходов.
5. Синтез драгоценных и редкоземельных металлов, а также дорогих радиоизотопов.

21. Заключение

Резюмируем вышесказанное.

1. Как «низкоэнергетическая трансмутация химических элементов», так и «холодный ядерный синтез», существуют. Явления LENR и ХЯС были открыты Л.У. Альваресом. Именно за эти открытия он был удостоен Нобелевской премии по физике в 1968 году.
2. Явления LENR можно классифицировать следующим образом:
 - а) ядерный синтез в холодном водороде (мюонный катализ);
 - б) электронный захват;
 - в) β -распад в связанное состояние⁹;
 - г) «низкоэнергетическая трансмутация химических элементов», давно обнаруженная в электроразрядных, кавитационных и т.п. экспериментах со стабильными изотопами, но, по мнению большинства физиков, никак не вписывающаяся в современную физическую картину мира.
3. Явление холодного ядерного синтеза в конденсированных средах подробно изучено экспериментально, и описано в научной литературе.
4. Проницаемость кулоновского барьера дейтрона весьма эффективно регулируется при помощи внешних воздействий (например, μ -катализа или внешнего давления).
5. На сегодняшний день можно однозначно утверждать, что холодный ядерный синтез в конденсированных средах происходит благодаря образованию атомов динейтрона в инклюзивной реакции электронного захвата $e^- + d \rightarrow (2n + \nu_e)_b + X$.
6. Существование метастабильных ядерно-активных электрически нейтральных атомов динейтрона подтверждается многочисленными экспериментами, а также результатами ядерно-геофизических исследований, в которых была обнаружена аномально высокая распространенность трития в Природе.
7. Реакция реального захвата орбитальных электронов ядрами атомов дейтерия строго запрещена. Только захват свободных или квазисвободных электронов дейтронами может сопровождаться образованием атомов динейтрона.
8. Атомы динейтрона являются метастабильными.
9. Время жизни динейтрона $(2n + \nu)_b$ в области низких энергий, при которых закрыты каналы распада $(2n + \nu)_b \rightarrow n + \text{anything}$, за которые отвечает сильное взаимодействие, существенно больше времени жизни мюона, и составляет примерно $3 \cdot 10^{-3}$ секунды.
10. Размеры атома динейтрона соизмеримы с размерами дейтрона.
11. Масса атома динейтрона равна $M_{(2n+\nu_e)_b} = 2.014102236 e = 1876.0979650 \text{ MeV}$.
12. Внесены уточнения в Таблицу Менделеева. Показано, что в Периодической системе Менделеева динейтроний расположен за нейтроном в нулевом ряду нулевого периода.
13. Промежуточные состояния атомов динейтрона, образующиеся в результате реакции виртуального захвата орбитальных электронов ядрами атомов дейтерия, практически не дают вклада в сечение ядерной реакции синтеза в холодном водороде.
14. Большое время жизни, электрическая нейтральность и небольшие размеры позволяют атомам динейтрона вступать в реакции с окружающими его ядрами, что, в совокупности

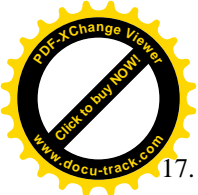
⁹ Экспериментально исследован коллаборацией GSI. Теория этого процесса разработана схематично.



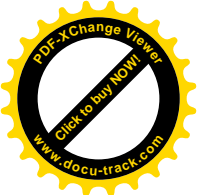
- с большим сечением реакции e^- -захвата $e^- + d \rightarrow (2n + \nu_e)_b + X$, делает оправданный синтез динейтрона с энергетической и экономической точки зрения [89-91].
15. Реакция холодного ядерного синтеза является управляемой.
 16. Поскольку холодный ядерный синтез на основе нейтринного катализа осуществим, управляем, и пригоден для использования в инженерной практике, постольку необходимо систематическое исследование свойств нового ядерно-активного химического элемента динейтрона, и анализ возможностей его использования в технических устройствах и технологических процессах.
 17. Полученные соотношения открывают новые возможности для теоретического анализа реакций холодного ядерного синтеза, отличных от μ -катализа и пьезоядерных реакций.
 18. Представляется целесообразным создание подробной микроскопической теории ХЯС.
 19. Экспериментальная проверка наиболее существенных предсказаний этой теории вкупе с прецизионным измерением основных констант реакции холодного ядерного синтеза в конденсированных средах позволит перейти от PR- кампании по рекламе и пропаганде «новых источников энергии» к реальному проектированию небольших энергетических установок. А уже на базе действующих лабораторных установок следует обрабатывать элементы технологий, необходимых для создания промышленных реакторов.
 20. Другие варианты использования динейтрона в технологических процессах требуют дополнительной проработки.
 21. Необходимо четко осознавать, что ХЯС не является конкурентом УТС. Управляемый термоядерный синтез – это, в первую очередь, циклопических размеров промышленные энергетические установки, каждая из которых в состоянии обеспечить энергией средних размеров государство, например, Англию, Францию или Германию. Установки ХЯС – это малая энергетика и производство дорогостоящих стабильных и радиоактивных изотопов. Война между кланами адептов того или иного направления развития энергетики ядерного синтеза не может принести ничего, кроме вреда интересам государства Российского! По той же причине энергетические реакторы холодного ядерного синтеза не ранее, чем через 30-40 лет смогут частично заменить аналогичные энергетические установки, работающие на углеводородном топливе.

Список литературы

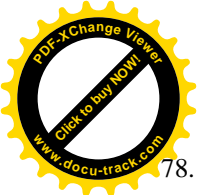
1. Alvarez L.W., Bradner H., Crawford F.S. Jr., Crawford J.A., Falk-Vairant P., Good M.L., Gow J.D., Rosenfeld A.H., Solmitz F., Stevenson M.L., Ticho H.K. and Tripp R.D., Phys. Rev. **105**, 1127 (1957).
2. Amsler C. et. al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics// Phys. Lett. **B667**, 1 (2008)
3. Arata Y. and Zhang Y.-C, Jpn. J. Appl. Phys., **38** (1999) p.774.
4. Arata Y. and Zhang Y.-C. Proceedings of the Japan Academy. Ser. **B**: Physical and Biological Sciences. Vol. 74 (1998) p.155.
5. Arata Y. and Zhang Y.-C. Proceedings of the Japan Academy. Ser. B: Physical and Biological Sciences. Vol. 75 (1999) p.281
6. 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.
7. Arnold A.R., Phillips J.A., Sawyer G.A., Stovall E.J. (Jr.) and Tuck J.L. Phys. Rev. **93**, 483 (1954)
8. Babad-Zahryapin A.A., Savvatimova I.B. et.al. Physics and chemistry of materials processing, N6, 1981
9. Babad-Zahryapin A.A., Savvatimova I.B., Senchukov A.D. et.al. Diffusion in monocrystals Mo and SiC at processing by low energy ions irradiation in glow discharge. Atomic energy, 48, v. 2, 1980, P.98-100.
10. Bahcall J.N. Phys. Rev. **124**, 1961, p. 495.
11. Bahcall J.N. and Ulrich R.K., Rev. Mod. Phys. **60** (1988) p.297.
12. Bosh F. at al. Phys. Rev. Lett., **77**, №26, 5190 (1996)
13. Brown R.E. and Jarne N., Phys. Rev. **C41** (1990) p.1391.
14. Cohen S., Judd D.L., Riddel R.J. Phys. Rev. **110** (1958) p.1471
15. Daudel R., Jean M., and Lecoin M. J. Phys. Radium **8**, 238, 1947.
16. DeNinno A., Frattolillo A., Rizzo A., Del Giudici E. and Preperata G. Experimental Evidence of ^4He production in a Cold Fusion Experiments (ENEA Preprint №RT2002/41/FUS) 2002, p.26.



17. Fleishmann M., Pons S. and Hawkins M. Electrochemical Induced Nuclear Fusion of Deuterium// J. Electroanal. Chem., **261**. p.301-308 (1989) (Hawkins M. was added to the list of authors; err. **263**, p.187.)
18. Frank F.C., Nature **160**, (1947) p. 525.
19. Frolov A.V. On history of cold nuclear fusion in Russia of 1960-s. «New Energy Technologies», Russia, Issue № 3(3), Nov-Dec 2001
20. Fujita, H., and Fujita, N. (2001) Materials Trans. **42**, 1474-1479.
21. Gamov G.A.// Zeitschrift für Physik. 1928. v.51. p.204; v.52. p.510.
22. Gareev F.A., Zhidkova I.E., New Cooperative Mechanisms of Low-Energy Nuclear Reactions Using Super Low-Energy External Field, Condensed Matter Nuclear Science, Proceedings of the 12th International Conference on Cold Fusion, Yokohama, Japan, 27 November – 2 December 2005, World Scientific, p. 504.
23. Gareev F.A., Zhidkova I.E., Ratis Yu.L., Enhancement Mechanisms of Low-Energy Nuclear Cold Fusion, Marsellies, France 31 October - 5 November 2004, World Scientific, p.459
24. Hagelstein P.L. Coherent and semi-coherent neutron transfer reactions. ICCF3 Conference Proc. Nagoya, Japan Oct. 1992.
25. International Patent Application PCT/RU 93/00174, AI, MKI G 21 B 1/00, G 21 G 4/02, publication 094/-3902. 1994.
26. Jones S.E., Palmer E.P., Czirr J.B. et al., Nature, 1989, **338**, p.737.
27. Jung M. et al. Phys. Rev. Lett., **69**, №15, 2164 (1992)
28. Karabut A. B., Kucherov Ya. R., Savvatimova I.B. The Investigation of Deuterium Nuclei Fusion at Glow Discharge Cathode. Fusion Technology, Dec. 1991, v. 20(4.), part 2, p.294.
29. Karabut A. B., Kucherov Ya. R., Savvatimova I.B. Nuclear Product Ratio for Glow Discharge in Deuterium. Physics Letters A, **170**, 265-272 (1992).
30. Karabut A.B, Kucherov Ya. R., Savvatimova I.B. Nuclear Reactions Product Registration on the Cathode After Deuterium Glow Discharge. Proceedings of the 5th International Conference on Cold Fusion, 9-13 April 1995. Monte-Carlo, Monaco, ICCF5, 1995, p.223-226.
31. Karabut A.B., Kucherov Ya.R., Savvatimova I.B. Proceeding. ICCF-3, 1992, Nagoya, p.165.
32. Kienert H., Kopp J. Lindner M. The GSI anomaly.// arXiv:0808.2389v1 [hep-ph] 18 Aug 2008
33. Kirkinskii V.A., Novikov Yu.A. Theoretical modeling of cold fusion.// Novosibirsk: Novosibirsk State University, 2002,105 p.
34. Kirkinskii V.A., Drebuschak V.A., Khmelnikov A.I. Excess heat release during deuterium sorption-desorption by finely powdered palladium deuteride// Europhysics Letters. 2002. v.58. №3. pp.462-467.
35. Kirkinskii V.A., Novikov Yu.A. A new approach to theoretical modeling of nuclear fusion in palladium deuteride.// Europhysics Letters. 1999. v.46. №4. pp.448-453.
36. Kirkinskii V.A., Novikov Yu.A. Modeling of dynamic screening effects in solid state//Europhysics Letters 2004. v.67. №3. pp.362-368.
37. Kuznetsov V.D., Mishinsky G.V., Penkov F.M., Arbuzov V.I., Zhemenuk V.I. Low Energy Transmutation of Atomic Nuclei of Chemical Elements// Annales de la Fondation Louis de Broglie, V.28 N2, 2003 pp.173-213
38. Lane A.M., Thomas R.G. R- matrix Theory of Nuclear reactions. Review of Modern Physics. 1958. V.30. №2. pp.257-353.
39. Litvinov Yu.A., Bosh F. Et al. Observation of Non-Exponential Orbital Electron Capture Decays of Hydrogen-Like ¹⁴⁰**Pr** and ¹⁴²**Pm** Ions.// arXiv:0801.2079v1 [nucl-ex] 14 Jan 2008
40. McKubre M., Tanzella F, Tripodr P., and Hagelstein P., in IGCF8, Proceedings of the 8th International Conference on Cold fusion, edited by Scaramuzzi F., SIF Conf. Proc. Vol. 70 (Editrice Compositori, Bologna) 2000, p. 3.
41. Mori, H., Komatsu, M., Takeda, K. and Fujita, H. (1991) Phil. Mag. Lett. **63**, 173-178.
42. Moss W.C., Clarke D.B., White J.W., Young D.A. Sonoluminescence and the prospects for table - top micro - thermonuclear fusion.//Physics Letters A **211** (1996) p.69-74
43. Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh, Topolnikov A.S., Bolotnova R.Kh, Vakhitova N.K., Lahey (Jr.), Taleyarkhan R.P., The theory of supercompression of vapor bubbles and nano-scale thermonuclear fusion, Physics of Fluids, Vol. 17, 107106, 2005
44. Oganessian Yu.Ts. et al. Phys. Rev. Lett., **83** (1999). p.3154.
45. Ratis Yu.L. Physics of Particles and Nuclei Letters. vol. 2. №6 (**129**). JINR. Dubna. 2005. pp.374-383.
46. Reiko Notoya. Proc. ICCF-5 Monte-Carlo, 1995, p.531.
47. Rutherford E. Disintegration of elements.//Nature **109** (1922) p.418
48. Savvatimova I., Kucherov Ya. and Karabut A.B., Cathode materials change after deuterium glow discharge. Trans. of Fus. Tech.: v.26, 4T(1994), pp. 389-394



49. Savvatimova I.B., Karabut A.B. et al. Nuclear Reaction Products Registration on the Cathode After Deuterium Glow Discharge. Proceedings of the 5th International Conference on Cold Fusion, 9-13 April 1995. Monte-Carlo, Monaco, ICCF5, 1995, p.213-222, p.209-212, p.223-226, p.241-250.
50. Savvatimova I.B., Karabut A.B. Processes on cathode of the discharge device, Mat. 1 Russia Conf. On Cold Nucl. Fus. and Transmutation of Nucleuses. Novorossiisk, 1993, Moscow, 1994, p. 132-137.
51. Savvatimova I.B. Proceeding of 3 Rus. Change of the Elemental and Isotopic Ratio of the Pd- cathode After Ions Irradiation in the Glow Discharge. Conf. Cold Fus.& Nuc. Transm., Sochy-95, Moscow, 1996, p.20-49
52. Savvatimova I.B., Savvatimov G.V., Kornilova A.A. Decay in tungsten irradiated by low energy deuterium ions, Proceedings of the 13th International Conference on Cold Fusion, Proc. June 25 –July 1, 2007- Russia, Sochi - Dagomys, 2007
53. Savvatimova I.B., Senchukov A.D., Chernov I.P. Transmutation Phenomena in the Palladium Cathode after Ions Irradiation at the Glow Discharge, Proceedings of the 6th International Conference on Cold Fusion, Proc. Oct. 13-18, 1996- Japan, 1996, v2, p.575-579
54. Sobiczewski A., Gareev F.A., Kalinkin B.N. Closed shells for $Z > 82$ and $N > 126$ in a diffuse potential well, JINR preprint P-2793, 1966, Phys. Lett. V.22, No 4(1966)500.
55. Storms E., Cold fusion: An objective announcement <http://home.netcom.com/~storms2/review8.html/>
56. Storms E., J. Sci. Exp. **10** (1996) p.185.
57. Tadahiko Mizuno, Tadayoshi Ohmori, Michio Enyo. Journal Physical chemistry.
58. Taleyarkhan R.P., Block R.C., Lahey (Jr.), Nigmatulin R.I. and Xu Y. Nuclear Emissions During Self-Nucleated Cavitation. Physical Review Letters, **96**, 034301, 2006
59. Völkl J. and Albfeld G., in Hydrogen in metals./edited by Albfeld G. and Völkl J. Vol.1 (Springer - Verlag, Berlin - New York) 1978, p.321.
60. Vorontzova G.A., Zaluzhny A.G., Savvatimova I.B. et al. Atomic energy, N. 5, 1990, p.297-300.
61. Wendt G.L., Irlin C.E. Experimental attempts to decompose tungsten at high temperatures // Amer. Chem. Soc. 44. (1922).
62. Widom A., Larsen L. Ultra low momentum neutron catalyzed nuclear reactions on metallic hydride surfaces. Euro. Phys. J. **C46**, p.107 (2006)
63. Yasuda, H., Mori, H., Komatsu, M., Takeda, K., and Fujita, H. (1992) J. Electron Microscopy 41, 267-269.
64. Zaytzev S.A., Bobkov V.A., Babad-Zahryapin A.A., Savvatimova I.B., Suvorov A.L. The Atomic energy, v.52, N.4, 1982, P. 253.
65. Агапов А.С., Каленский В.А., Кайтуков Ч.Б., Малышев А.В., Рябова Р.В., Стеблевский А.В., Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В. Обнаружение «странного» излучения и изотопного искажения титана при испытаниях промышленного электротехнического оборудования. Прикладная физика, 2007. №1. с.37–46
66. Айзенберг И, Грайнер В. Микроскопическая теория ядра. -М.: Атомиздат. 1976. 487 с.
67. Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействие. // -М.: Атомиздат. 1973. 348 с.
68. Балакирев В.Ф., Крымский В.В. Низкотемпературная трансмутация химических элементов с выделением энергии при электромагнитных воздействиях // Известия Челябинского научного центра, вып. 4 (21), 2003.
69. Балакирев В.Ф., Крымский В.В., Болотов Б.В. и др. Взаимопревращения химических элементов // Под ред. В.Ф. Балакирева. Екатеринбург: УРО РАН, 2003.
70. Беляев В.Б., Герштейн С.С., Захарьев Б.Н., Ломнев С.П., ЖЭТФ **37** (1959) с.1652
71. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента// -Л.: Наука. 1975. 439с.
72. Великодный В.Ю., Бажутов Ю.Н., Беркова М.Д., Быков А.А., Еремеев А.В., Синюк В.С. Исследование работы вихревого кавитационного генератора. 14-я Российская конференция по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии. Дагомыс – Сочи, 2006. Тезисы докладов.
73. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. Мюонный катализ и ядерный бридинг// УФН. **160** вып. 8. (1990) с.3-46
74. Данин Д.С. Резерфорд. Серия ЖЗЛ. М.: Издательство ЦК ВЛКСМ «Молодая гвардия», 1966, 620 с.
75. Дерягин Б.В., Ключев В.А., Липсон А.Г., Топоров Ю.П. О возможности ядерных реакций при разрушении твердых тел// Коллоидный журнал. 1986. т.48, №1. с.12-14.
76. Джелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. Бета-процессы. Функции для анализа бета-спектров и электронного захвата, Л.: Наука, 1972. 374 с.
77. Заев Н.Е. Уж синтез близится, Курчатова все нет. - Изобретатель и рационализатор. 1995. № 1, с.8.



78. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. Ядерные реакции в холодном водороде. УФН. Т.71. вып. 4. (1960) с.581-630.
79. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Стрoение и эволюция Вселенной, М.: Наука. 1975. 735 с.
80. Зельдович Я.Б., Реакции, вызываемые μ - мезонами в водороде.// ДАН **95** (1954) с.493.
81. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции, М.: Энергоатомиздат, 1985.
82. Киркинский В.А. Способ получения свободных нейтронов. Патент Российской Федерации на изобретение № 2056656 // Бюллетень - Изобретения, товарные знаки.- 20 марта 1996. №8. часть II. С. 267-268.
83. Киркинский В.А., Хмельников А.И. Устройство для получения энергии // Патент Российской Федерации на изобретение № 2195717. Бюллетень - Изобретения, товарные знаки. - №56. декабрь 2002.
84. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. -М.: Атомиздат. 1974. 343 с.
85. Курчатов И.В. Атомная энергия. (1956) **3**. с.65.
86. Липсон Г.А., Саков Д.М., Ключев В.А., Дерягин Б.В., Топоров Ю.П. Генерация нейтронов при механическом воздействии на титан в присутствии дейтерированных веществ: D_2O , LiD , полипропилен (D_6). Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 11. 1989. с.588-590
87. Потапов Ю.С., Фоминский Л.П. Вихревая энергетика и холодный ядерный синтез с позиций теории движения. Кишинёв - Черкассы: Изд. "ОКО-ПЛЮС", 2000.
88. Протокол координационного совещания по созданию опытно-промышленной установки холодного синтеза.// Международный интеллектуальный фонд «Перестройка Естественознания», служебный документ 15 августа 1991 года.
89. Ратис Г.Ю., Зубрилин А.М. Способ получения метастабильного ядерно - активного вещества динейтрония. Заявка на изобретение №2008147688 от 04.12.2008. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №062434 от 04.12.2008.
90. Ратис Г.Ю., Зубрилин А.М. Топливо для энергетических реакторов управляемого холодного ядерного синтеза. Заявка на изобретение №2008147687 от 04.12.2008. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №062433 от 04.12.2008.
91. Ратис Ю.Л. Метастабильное ядерно-активное вещество динейтроний. Заявка на изобретение №2008147689 от 04.12.2008. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №062435 от 04.12.2008.
92. Савватимова И.Б., Карабут А.Б. Радиоактивность палладиевых катодов после облучения в тлеющем разряде//Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №1. 1996 с.76-81
93. Сахаров А.Д. Пассивные мезоны, Отчет ФИАН (1948).
94. Селинов И.П. Изотопы. т.1// -М.: Наука. 1970. 623 с.
95. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Часть 2. М.: Наука. 1989. 416 с.
96. Солин М.И. Экспериментальные факты спонтанного зарождения конденсата солитонных зарядов с образованием продуктов ядерного синтеза в жидком цирконии. Часть 1 // Физическая мысль России, 2001. №1. С.43–58.
97. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение "странного" излучения и трансформация химических элементов // Прикладная физика, 2000. №4. с. 83 – 100.
98. Филимоненко И.С. Демонстрационная термоэмиссионная установка для ядерного синтеза.// Материалы III научного симпозиума «Перестройка Естественознания»-92, Волгодонск, Россия, 17-19 апреля 1992 г.
99. Филимоненко И.С. Приоритетная справка № 717239/38 от 27.07.1962
100. Хандорин Г.П., Шадрин В.Н., Способ получения атомной энергии. Заявка на изобретение №2006140078 от 13.11.2006. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Бюллетень №14 от 20.05.2008.

Российские апостолы холодного синтеза

Ниже приведены краткие биографические данные российских ученых, внесших существенный вклад в исследование проблемы холодного синтеза, и государственных деятелей, способствовавших использованию результатов исследований на благо России.

Родоначальником научного направления, которое в настоящее время называется холодным ядерным синтезом, и объявлено лженаучным Комиссией по лженауке при Президиуме РАН, является Андрей Дмитриевич Сахаров.



Рис. 1. Андрей Дмитриевич Сахаров (21.05.1921-14.12.1989). Нет надобности перечислять заслуги и регалии этого человека. Если бы не процесс «сахаризации», то на географической карте мира такой страны, как Россия, могло бы уже и не значиться. Все начиналось с отчета ФИАН «Пассивные мезоны» (1948). Многие его работы остаются до сих пор непонятыми.



Рис. 2. Яков Борисович Зельдович (8.03.1914- 2.12.1987). Трижды Герой Социалистического Труда. Академик. Лауреат Ленинской и четырех Государственных премий. Внес большой вклад в теорию ядерных реакций в холодном водороде. Один из немногих академиков, поддержавших А.Д. Сахарова во время нижегородской ссылки.



Рис. 3. Семён Соломонович Герштейн (13.07.1929). Российский физик. Академик. Лауреат Государственной премии СССР. Кавалер ордена «За заслуги перед Отечеством» IV степени. Соратник Я.Б. Зельдовича. Соавтор обзора «Ядерные реакции в холодном водороде». Внес большой вклад в теорию мюонного бридинга.

Дейтерий, получаемый из тяжёлой воды - экологически чистое, дешевое и доступное в неограниченных количествах топливо, поскольку выделяется из обычной воды. В одной тонне воды его столько, что им можно заменить 250 тонн нефти. Ученые из Российского федерального ядерного центра - Всероссийского научно-исследовательского института технической физики (РФЯЦ-ВНИИТФ) города Челябинск-70 еще четверть века тому назад предлагали взрывать небольшие пьезоядерные заряды с целью получения энергии.

Российские оружейники однажды уже спасли человечество от третьей мировой войны, создав стратегическое ядерное и термоядерное оружие. Они в состоянии спасти мир от энергетического голода и экологической катастрофы, а страну - от нищеты. Если бы им еще и денег на подвиг дали. Овес нонче дорог...

В настоящее время учёные РФЯЦ-ВНИИТФ готовы спроектировать и построить энергоустановку взрывной дейтериевой энергетики (ВДЭ) – «котел взрывного сгорания» (проект «КВС10»), который представляет собой железобетонный цилиндр диаметром 150, высотой 200 метров и толщиной стенки 35 метров. Внутри цилиндр облицован сталью толщиной около 20 сантиметров. Сверху реактор засыпан грунтом толщиной более сотни метров. Взрывая внутри защитного слоя жидкого натрия в этом сооружении дейтериевые заряды мощностью около 10 килотонн тротилового эквивалента, можно каждые полчаса получать 37 гигаватт-часов тепловой энергии, что равноценно 25 млн. тонн нефтяного эквивалента в год. Разработке реактора КВС10 предшествовало создание специалистами РФЯЦ-ВНИИТФ под руководством академиков Е.И. Забабахина, Е.Н. Аврорина и Б.В. Литвинова так называемых «чистых» дейтериевых зарядов.

Если бы проект был своевременно реализован, то Россия в одиночку обеспечила бы экологически чистой электроэнергией всю планету. Уже сегодня, и с избытком...



Рис. 4. Евгений Иванович Забабахин (16.01.1917-27.12.1984). Его имя носит РФЯЦ-ВНИИТФ в г. Снежинске. Академик. Герой Социалистического Труда. Лауреат Ленинской премии. Предтеча проекта КВС10.



Рис. 5. Евгений Николаевич Аврорин (11.06.1932). Почетный научный руководитель РФЯЦ - ВНИИТФ. Академик. Лауреат Ленинской премии. Герой Социалистического Труда. Соавтор проекта КВС10.



Рис. 6. Борис Васильевич Литвинов (12.11.1929-01.11.2008). Заместитель научного руководителя РФЯЦ-ВНИИТФ. Академик. Лауреат Ленинской премии. Герой Социалистического Труда. Соавтор проекта КВС10.

Пьезоядерные реакции, вызываемые обжимом дейтерированных веществ неядерными взрывчатками, не являются единственным технически реализуемым вариантом холодного ядерного синтеза. Существуют еще «лазерный термояд» и «теплый синтез».



Рис. 7. Николай Геннадьевич Басов (14.12.1922–1.07.2001). Академик. Лауреат Нобелевской премии. Дважды Герой Социалистического Труда. Создатель лазера. Основатель лазерного «термояда», который, на самом деле, относится к пьезоядерным реакциям. В настоящее время в России, Японии, США и других странах ведутся исследования этого вида ядерного синтеза.



Рис. 8. Иван Степанович Филимонок (11.11.1924). Полный перечень его должностей и наград никогда и нигде не публиковался. Создатель термоэмиссионных энергетических установок «теплого ядерного синтеза». Подвергался принудительному лечению в психиатрических клиниках в СССР по политическим мотивам. Именно его результаты С. Понс заимствовал, и опубликовал в соавторстве с М. Флейшманом.



Рис. 9. Игорь Васильевич Курчатов (12.01.1903-07.02.1960). Великий физик. Создатель советской атомной бомбы. Академик. Главный научный руководитель атомной проблемы в СССР. Один из основоположников использования ядерной энергии в мирных целях. Поддерживал работы по холодному синтезу.

Огромную роль в реализации оборонных и космических программ, в которых использовались «изделия», работающие на энергии холодного ядерного синтеза, сыграли С.П. Королев, М.В. Келдыш и Г.К. Жуков.



Рис. 10. С.П. Королев



Рис. 11. М.В. Келдыш



Рис. 12. Г.К. Жуков

Изоспиновый матричный элемент вычисляется тривиально

$$\langle \chi_{00}(\mathbf{I}) | \tau_{-}^{(i)} | \chi_{1-1}(\mathbf{I}) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle [p(1)n(2) - p(2)n(1)] | \tau_{+}^{(i)} | n(1)n(2) \rangle = \frac{(-1)^{i-1}}{\sqrt{2}} \quad (1)$$

Спиновый матричный элемент вычисляется чуть сложнее

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_f &\equiv \langle \chi_{1m_d}(\mathbf{S}) | \sigma_k^{(i)} | \chi_{00}(\mathbf{S}) \rangle = \\ &= \sum_{m_1, m_2} \left(1/2 \ 1/2 \ 1 | m_1 \ m_2 \ m_d \right) \sum_{m_3, m_4} \left(1/2 \ 1/2 \ 0 | m_3 \ m_4 \ 0 \right) \langle \chi_{1/2 \ m_1}^{(1)} \chi_{1/2 \ m_2}^{(2)} | \sigma_k^{(i)} | \chi_{1/2 \ m_3}^{(1)} \chi_{1/2 \ m_4}^{(2)} \rangle \end{aligned} \quad (2)$$

В силу свойств коэффициентов Клебша-Гордана

$$\langle \chi_{1m_d}(\mathbf{S}) | \sigma_k^{(1)} | \chi_{00}(\mathbf{S}) \rangle = - \langle \chi_{1m_d}(\mathbf{S}) | \sigma_k^{(2)} | \chi_{00}(\mathbf{S}) \rangle, \quad (3)$$

Поэтому достаточно рассчитать МЭ для $i = 1$. В этом случае

$$\mathbf{S}_f = \sum_{m_1, m_2} \left(1/2 \ 1/2 \ 1 | m_1 \ m_2 \ m_d \right) \sum_{m_3} \left(1/2 \ 1/2 \ 0 | m_3 \ m_2 \ 0 \right) \langle \chi_{1/2 \ m_1}^{(1)} | \sigma_k^{(1)} | \chi_{1/2 \ m_3}^{(1)} \rangle \quad (4)$$

Согласно [71]

$$\sigma_{\mu} \chi_{\sigma}(1/2) = -\sqrt{3} \cdot \sum_{\sigma'} \left(1 \ 1/2 \ 1/2 | \mu \ \sigma \ \sigma' \right) \chi_{1/2 \sigma'} \quad (5)$$

Поэтому

$$\mathbf{S}_f = \sqrt{3} \sum_{m_1, m_2, m_3} \left(1/2 \ 1/2 \ 1 | m_2 \ m_1 \ m_d \right) \left(1/2 \ 1/2 \ 0 | m_2 \ m_3 \ 0 \right) \left(1 \ 1/2 \ 1/2 | k \ m_3 \ m_1 \right) \quad (6)$$

Преобразуем сумму произведений трех коэффициентов Клебша-Гордана:

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \sum_{m_1, \sigma, \sigma'} \left(1 \ 1/2 \ j' | m_1 \ \sigma' \ m' \right) \left(1 \ 1/2 \ j | m_1 \ \sigma \ m \right) \left(1 \ 1/2 \ 1/2 | \mu \ \sigma \ \sigma' \right) \equiv \sqrt{2(2j'+1)(2j+1)} \cdot \mathbf{F}_{ang} = \\ &= \sqrt{2(2j'+1)(2j+1)} \sum_{m_1, \sigma, \sigma'} (-1)^{l-1/2+m'+l-1/2+m+1/2+\sigma'} \begin{pmatrix} 1 \ 1/2 & j' \\ m_1 \ \sigma' - m' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \ 1/2 & j \\ m_1 \ \sigma - m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \ 1/2 \ 1/2 \\ \mu \ \sigma \ - \sigma' \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

где сумма произведений трех $3jm$ -символов Вигнера, обозначенная через \mathbf{F}_{ang} , находится с помощью графических методов квантовой теории углового момента:

$$\mathbf{F}_{ang} = (-1)^{j-1/2+l+j+m'} \begin{pmatrix} j' & 1 & j \\ m' - \mu - m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j' & 1 & j \\ 1/2 \ l \ 1/2 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), мы получаем выражение для величины коэффициента \mathbf{S} :

$$\mathbf{S} = \sqrt{2(2j+1)} \cdot (-1)^{j+l-1/2} \left(1 \ j \ j' | \mu \ m \ m' \right) \begin{pmatrix} j' & 1 & j \\ 1/2 \ l \ 1/2 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

откуда следует, что $\mathbf{S}_f = 1$ и

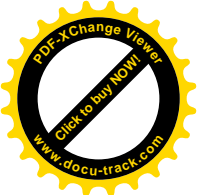
$$\langle \chi_{1m_d}(\mathbf{S}) | \sigma_k^{(i)} | \chi_{00}(\mathbf{S}) \rangle = (-1)^{i-1} \quad (10)$$

Приложение 3

Преобразование от координат $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ к координатам \mathbf{r}, \mathbf{R} имеет вид

$$\begin{cases} \mathbf{r}_1 = \mathbf{R} - \mathbf{r} / 2 \\ \mathbf{r}_2 = \mathbf{R} + \mathbf{r} / 2 \end{cases}. \quad (1)$$

Якобиан этого преобразования равен единице.



Популярная Интернет-информация
о различных аспектах проблемы холодного синтеза
<http://pages.csam.montclair.edu/~kowalsi/cf/>

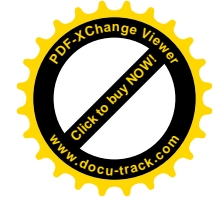
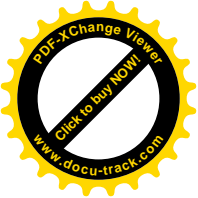
Links to "cold fusion" items.

Ludwik Kowalski

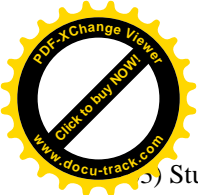
My motivation? to see a short introduction.

here to go to the bottom of this long list

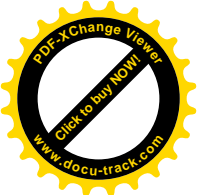
- 1) Introducing Cold Fusion to students.
- 2) A typical "cold-fusion" setup.
- 3) Three kinds of Cold fusion.
- 4) Short biographies of three Cold Fusion Scientists.
- 5) Aberration of the scientific methodology.
- 6) On dangers of "second hand" publishing.
- 7) On Pathological Science (N-rays story).
- 8) On Burden of Proof in Science.
- 9) Scientific Method in Cold Fusion.
- 10) A Russian connection.
- 11) Bottom Line.
- 12) What do physics teachers think about CF?
- 13) More about the Russian Connection.
- 14) What is pseudo-scientific in this?
- 15) Or what is pseudo-scientific in this?
- 16) Here is an example of real pseudo-science.
- 17) An Italian connection.
- 18) Nobel Prize for "cold fusion?"
- 19) A French connection.
- 20) Excommunication of heretics?
- 21) If it were up to me I would do it.
- 22) Another good article summarized.
- 23) A Japanese connection.
- 24) Three short introductory tutorials.
- 25) A technical tutorial.
- 26) Comments on the 1989 ERAB report.
- 27) Conspiracy? For what purpose?
- 28) Summary of a very impressive paper. or
- 29) Another French connection.
- 30) New APS ethics guidelines and the CF issue.
- 31) Excess heat for a student lab? Yes, why not.
- 32) Pathological science or important observations to share?
- 33) How would Richard Feynman react to CF?
- 34) My own proposal.
- 35) On methodology and on difficulties.
- 36) Ethical issues as seen by an active CF researcher.
- 37) On coulomb barrier lowering.
- 38) Producing radioactive tritium.
- 39) Changing isotopic composition.
- 40) My cold fusion lecture plan.
- 41) Comments from a friend.
- 42) More comments.; to publish or not to publish?
- 43) One year after the announcement:



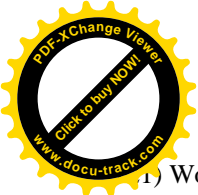
- 44) Before going to Salt Lake City:
- 45) After returning from Salt Lake City:
- 46) Charlatans versus scientists:
- 47) Catalytic fusion:
- 48) Charge Clusters ?
- 49) Not accepted by The Physics Teacher:
- 50) From the last APS meeting:
- 51) US Navy supported cold fusion:
- 52) Alchemy in cold fusion:
- 53) Another way; role of surface structure:
- 54) Criticizing cold fusion:
- 55) The smoking gun?:
- 56) Technological Con Artistry?:
- 57) And what about hydrinos?:
- 58) From a debate on another list:
- 59) A piece to publish in a newsletter:
- 60) Nuclear Alchemy, 1996:
- 61) What are the causes of this conflict?:
- 62) Cold Fusion was compared with creationism:
- 63) Jed's interesting general observations:
- 64) Stalin's pseudo-science:
- 65) Pseudo-science in Russia today:
- 66) Cybernetics as pseudo-science:
- 67) Observations made at Texas A&M University:
- 68) Two meanings of "impossible:"
- 69) Conspiracy to deceive? I do not think so:"
- 70) Please help us
- 71) A Nobel Laureate about voodoo science
- 72) Anecdotal Evidence?
- 73) A confirmation of a reproducible excess heat experiment
- 74) E. Mallove describes reproducible excess heat experiments
- 75) Do not mix science with fiction
- 76) Secrecy in cold fusion research
- 77) Another evidence of nuclear reactions in "cold fusion"
- 78) An older fight for acceptance; the story of Arrhenius
- 79) Early beta decay studies compared with cold fusion
- 80) Secular theology?
- 81) Where are theories of cold fusion?
- 82) Speculations of a retired physicist (This unit is being revised by the author)
- 83) Disassociate cold fusion from antigravity, hydrinos, etc.
- 84) A cold fusion opinion statement of a physics teacher
- 85) From a book of a cold fusion researcher in Japan.
- 86) Pseudoscience in Russia.
- 87) Fighting a straw man.
- 88) Rejections of cold fusion papers by editors
- 89) Hydrinos again
- 90) My talk at the 10th International Cold Fusion Conference
- 91) My poster at that conference
- 92) Agenda for the preconference cold fusion workshop
- 93) Back to stories from Kruglyakov's book
- 94) Browsing the Internet
- 95) Catalysts in cold fusion?
- 96) No gamma rays were found in our experiment
- 97) My published letter to the editor of The Physics Teacher
- 98) Students demonstrating excess heat from cold fusion
- 99) Speeding up radioactive decay?
- 100) Documenting a rejection by Physics Today
- 101) How excess heat was measured.
- 102) A paper by the retired physicist from unit #82. (This unit is being revised by the author)



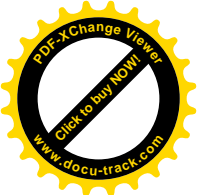
- 5) Students trying to demonstrate excess heat. Is it nuclear?
- 104) New alchemy? Yes, indeed.
- 105) More about new alchemy experiments.
- 106) Why is Norman Ramsey silent today?
- 107) Biological alchemy ?
- 108) Another experiment for your students ?
- 109) A video cassette "Fire from Water" for your students
- 110) They need a real leader
- 111) Photos of Fleischmann and Jones, August 2003
- 112) The dilemma of a physics teacher.
- 113) Unexplained neutrons and protons; recent papers of Steven Jones.
- 114) Voices from teachers and students (?)
- 115) They need your support
- 116) A negative evaluation of cold fusion claims
- 117) Exposing false claims
- 118) New error analysis versus old?
- 119) Errors in unison
- 120) A Chinese connection
- 121) Just Withering from Scientific Neglect
- 122) Laser-like X-rays in "cold fusion?"
- 123) An important Japanese connection (Iwamura)
- 124) How can one doubt that charged particles are real (WAITNING FOR PERMISSION TO SHARE)
- 125) An article I want to publish
- 126) Reactions or contamination, that is the question
- 127) "Water remembers?" This is pseudoscientific
- 128) Screening in condensed matter or something else?
- 129) Quixotic Fiasco?
- 130) Sonofusion becomes acceptable
- 131) Cold Fusion History described by Steven Jones
- 132) Cold Fusion History described by Martin Fleischmann
- 133) Cold Fusion name was dropped
- 134) Second evaluation by the DOE decided. How certain is this?
- 135) Seek not the golden egg, but the goose
- 136) What is cold fusion?
- 137) An inventor or a con artist?
- 138) Recent Internet messages.
- 139) If I were in charge.
- 140) Kasagi's papers.
- 141) A paper from Dubna, Russia.
- 142) In memory of Eugene Mallove.
- 143) Questions about science and society.
- 144) Catalytic nuclear reactions.
- 145) Role of the non-equilibrium.
- 146) Scientific or not scientific?
- 147) Extract from an old good summary (E. Storms, 2000).
- 148) On difficulties communicating.
- 149) A message from a young person.
- 150) Answers to some of my questions formulated in unit #148.
- 151) Richard's simulated debate about excess heat errors.
- 152) My review article on current cold fusion claims.
- 153) TOO LONG (History of rejections of my review article.)
- 154) SHORTER (History of rejections of my review article.)
- 155) Storms' tutorial on difficult cases in calorimetry.
- 156) Unexpected charged particles were observed again.
- 157) Detecting cold fusion charge particles with CR-39: Comments and questions.
- 158) An extract from an interesting MIT article.
- 159) Categorization of cold fusion topics.
- 160) Radon background or not? (WAITNING FOR PERMISSION TO SHARE)
- 161) Josephson's lecture and other comments on cold fusion (mostly from teachers).



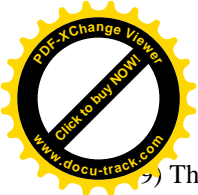
- 162) An example of a cold fusion claim that makes no sense to me.
- 163) Absence of 100% reproducibility: What does it mean?
- 164) A case of mutual deception?
- 165) A short comment on names and definitions.
- 166) Non-scientists in cold fusion?
- 167) An unnecessary "open letter?" I think so.
- 168) Nucleosynthesis in a lab? A Ukrainian connection.
- 169) An interesting effect was discovered in Texas
- 170) A Swedish connection that became something else.
- 171) A lively and informative discussion? I hope so.
- 172) Cold fusion being presented to students.
- 173) Wikipedia: Philosophical points of view.
- 174) What was the origin of excess power? An experiment worth replicating.
- 175) According to Mizuno et al. excess power can not possibly be chemical.
- 176) Swift nuclear particles from an electrolyte? Check it in a lab.
- 177) List of eleven international cold fusion conferences.
- 178) Sharing recent messages and comments
- 179) A student project. Work in progress. NOT YET POSTED
- 180) Please help to preserve cold fusion history.
- 181) A new cold fusion book.
- 182) Seeing a huge number of cold fusion tracks with my own eyes.
- 183) Pictures and numbers. (continuation from the unit #182).
- 184) Contamination or very long "life after death?" (continuation from the unit #183).
- 185) CR-39 detectors of charged nuclear particles.
- 186) Too good to be true? Turning radioactive isotopes into stable isotopes.
- 187) Magnetic monopoles in cold fusion, and other claims.
- 188) A chemically triggered nuclear process? What else can it be?
- 189) About my four attempts to observe a nuclear "cold fusion" effect.
- 190) A better generic name for "cold fusion?"
- 191) Trying to describe my understanding of Fisher's polynutrons.
- 192) Trying to replicate Oriani's observations in my own cell. An electronic logbook.
- 193) Links to another website.
- 194) Comments about theories.
- 195) A pdf file to share. to see my introduction. Then download, if you want.
- 196) Open letter to the DOE scientists who investigated recent CANA claims.
- 197) My second Oriani effects experiment (the first is described in the unit #192).
- 198) Work in progress
- 199) Nonsense, fraud or very advanced science?
- 200) Teachers discussing scientific methods
- 201) Cooperating with a high school student performing excess heat experiments.
- 202) Fraudulent claims of a German anthropologist.
- 203) On ending the controversy.
- 204) An Israeli connection.
- 205) A troubling episode. What can be done to prevent such things?
- 206) A new Russian report on nuclear alchemy.
- 207) Controversial cases in science (from New Scientist).
- 208) Haiko's conversation with Martin Fleischmann
- 209) An Australian connection.
- 210) Making progress toward 100% reproducibility?
- 211) Charles Beaudette writes about the DOE report.
- 212) Answering four questions.
- 213) About the company Energetics Technologies in Israel.
- 214) The power of delusion or healthy optimism?
- 215) Solar Electricity
- 216) Too good to be true
- 217) Ukrainian connection again
- 218) To do or not to do it?
- 219) A workshop at Stevens Institute of Technology.
- 220) Upcoming CF workshops and conferences.



- 1) Work in progress (Mitch)
- 222) The majority of nature's treasures are still hidden.
- 223) A spectacular excess heat report from Russia.
- 224) A cold fusion colloquium at MIT.
- 225) A student essay (WORK IN PROGRESS)
- 226) Another attempt to commercialize?
- 227) A new version of Fisher's polynutron theory.
- 228) Cars running on water? An old US patent.
- 229) A Russian patent of Gnedenko et al.
- 230) Translations of two Russian papers.
- 231) Gold from carrots.
- 232) Free energy and its impact.
- 233) More on free energy.
- 234) Comments on Ellis' article about laws of complexity.
- 235) One year later.
- 236) Promises promises.
- 237) An MIT professor writes a report on an iESiUSA device shown to him.
- 238) What is cold fusion?
- 239) Identity theft? Cold fusion claims should be justified scientifically.
- 240) Generation of helium in cold fusion.
- 241) Questions concerning the protocol described in unit #240
- 242) Now I must deal with two slightly different protocols.
- 243) Will sixty letters to the editor be published by Physics Today?
- 244) Coulomb barrier depends on the range of nuclear forces.
- 245) Avoiding a global disaster.
- 246) Manipulating half-lives of radioactive nuclei ?
- 247) Can magnetic forces (resulting from rotation) help deuterons to overcome coulomb barriers?
- 248) A proposed set of better names for known nuclear anomalies.
- 249) Trying to understand a theory explaining Condense Matter Nuclear Science (CMNS) data.
- 250) Stanislaw Szpak et al. -- another case of nuclear alchemy.
- 251) Fracto-fusion, crack-fusion, Casimir-fusion, van der Waals fusion, hammer-fusion.
- 252) An invitation to perform a simple excess heat experiment.
- 253) History of Mizuno-type experiments (such as that described in unit #252).
- 254) Comments of a theoretical paper of Windom and Larsen.
- 255) Progress report and comments.
- 256) A possible source of error in some excess heat reports
- 257) A difficult to accept statistical protocol of Bass and McKubre
- 258) Can systematic errors result from sampling of irregular waveforms?
- 259) The excess heat can be apparent in our next week experiment.
- 260) Is that kind of excess heat real or apparent?
- 261) How much excess heat ?
- 262) Common hydrogen (H₂O) versus heavy hydrogen (D₂O).
- 263) Fraudulent schemes are probably as old as civilization.
- 264) Measuring electric energy.
- 265) Another Italian connection.
- 266) Scared, reassured and scared again.
- 267) Excess heat not confirmed in our Texas experiment.
- 268) With an apology to Dr. Dean Sinclair
- 269) Analytical methods used in CMNS (condense matter nuclear science) research.
- 270) Colorado experiments also fail to confirm excess heat.
- 271) Another Colorado experiment.
- 272) Another Texas experiment WORK IN PROGRESS
- 273) Mircobiol Transmutations at ICCF12
- 274) Scientific Fraud ? An article in Washington Post and comments it generated.
- 275) Kasagi and excess fusion cross sections at low energies.
- 276) Low counts statistics (not finished?)
- 277) An outburst of messages.
- 278) New tabletop fusion devices: is it hot fusion or not?
- 279) Fraudulant financial manipulations ?



- 280) No courtesy of replying from Yale Scientific.
- 281) All reliable results should be reported. Hiding negative results is not scientific.
- 282) Velikovsky's speculations.
- 283) Trying to be a moderator at the ISCMNS meeting.
- 284) Hydrinos versus CMNS
- 285) Our private correspondence before the Colorado-2 experiment.
- 286) An exciting Colorado2 experiment and comments over the Internet.
- 287) Social aspects of our controversy that started 17 years ago. Work in progress
- 288) Voices from a restricted list for CMNS researchers.
- 289) Another Russian connection?
- 290) Unexpected comments from some subscribers of the restricted CMNS discussion list.
- 291) Yes, these experiments are dangerous, but . . .
- 292) Why is this kind of discrimination legal?
- 293) Pathological science?
- 294) A historical overview of cold fusion.
- 295) Chiropractic also had to fight for recognition.
- 296) About the origin of Mizuno-type excess heat.
- 297) Too much sociology?
- 298) Nuclear alchemy in CMNS.
- 299) Randy Mills and his new chemistry.
- 300) Preliminary Colorado2 results.
- 301) Colorado2 results are now much less certain.
- 302) Alarming numbers and comments.
- 303) Well known reactions or something else?
- 304) Researchers discussing excess energy.
- 305) Science versus protoscience.
- 306) How to restrict a Google search to one server?
- 307) Archive of private correspondence about Mizuno-type experiments
- 308) Steven Jones plus an expecting new book about CMNS
- 309) Researchers speculate about NAE (nuclear active environment)
- 310) Alchemy versus CMNS; waiting for the proverbial "proof in the pudding."
- 311) Reifenschweiler Effect (introducing an expected essay)
- 312) My old speculation about another kind of beta decay
- 313) Are oil companies responsible for conspiring against CMNS?
- 314) Will this be the first simple and truly reproducible-on-demand demo?
- 315) A new phenomenon or a wrong interpretation of experimental data?
- 316) A new paradigm at the next stage! Why not?
- 317) About CR39 and other things
- 318) Theories, metatheories and philosophy
- 319) Our Phase 1 of The Galileo Project experiment
- 320) Our first steps in Phase 2 of The Galileo Project
- 321) My rejected publication + references
- 322) Rutherford-Bohr model being questioned.
- 323) This publication was not rejected; it was withdrawn.
- 324) Additional validation of our claim (made in unit #319).
- 325) More about SPAWAR results.
- 326) Online logbook of an experiment (continuation of unit #320)
- 327) Online logbook of the next PACA experiment (continuation of unit #326)
- 328) Strategy and scientific methodology: Recent comments and observations.
- 329) Continuation of after item 327; the online logbook. Experiment #5.
- 330) Trusting authorities in science
- 331) An illustration of propagation of errors via calibration.
- 332) Sonofusion is also struggling for recognition.
- 333) Oriani's paper that was rejected by Phys Rev C without sending it referees.
- 334) For an item devoted to an ongoing Canada project (to be shown to me). still waiting
- 335) A draft of my Catania 2007 workshop paper.
- 336) Catania 2007 paper as submitted, after the workshop.
- 337) Catania 2007 paper on nuclear radiation inside a glow discharge cell.
- 338) Voices from an interesting discussion about theories.



- 340) Speeding up radioactive decay: why is it not used to destroy radioactive waste?
- 341) Bazhutov's search for erzions and enions
- 342) Two speculative messages from theoretically-oriented people
- 343) Work in progress
- 344) A new book about cold fusion (plus 4 recent messages from the CMNS list).
- 345) My own comments on the new book about cold fusion.
- 346) Calibration of CR-39 and other useful data.
- 347) About a new cold fusion paper published in a European mainstream physics journal.
- 348) Replying to a student interested in cold fusion
- 349) Modeling CR-39 tracks
- 350) What is it, unexplained alpha particles or something else?
- 351) High voltage electrolysis experiments (updates)
- 352) Ludwik's paper for the next Cold Fusion conference (Washington DC, August, 2008)
- 353) After the Cold Fusion conference (notes and reflections)
- 354) Excess-heat cell of John Dash.
- 355) Neutrons ?
- 356) 20th anniversary is approaching
- 357) Ludwik's published 2008 paper (about SPAWAR interpretation)
- 358) Summary of Ludwik's CMNS projects WORK IN PROGRESS

Return to the top of this list of items.

Work in progress, please visit in a week or two.

My motivation? to see a short introduction.

Comments will be appreciated

kowalskil@mail.montclair.edu

Приложение 5

Фрагмент официального сайта Томского атомного центра

Тема направления:

Новые источники энергии

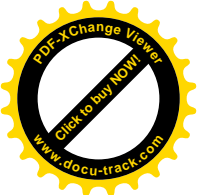
Ответственные руководители за направление:

- **Коровин Сергей Дмитриевич**
Академик РАН, председатель Президиума ТНЦ СО РАН, директор ИСЭ
- **Хандорин Геннадий Петрович**
Доктор технических наук, профессор, советник Генерального директора СХК, директор ТАЦ
- **Шадрин Владимир Николаевич**
Кандидат физико-математических наук

| Темы НИОКР | Руководители |
|---|------------------------------|
| 1 Исследование резонансно-полевого метода выделения внутриатомной энергии | Хандорин Г.П. Шадрин В.Н. |
| 2 Поисковые исследования процессов выделения энергии вращения | Угринский Л.Л. |
| 3 Исследование способов возбуждения водородной подсистемы в твёрдом теле | Хандорин Г.П. Чернов И.П. |

Новизна:
Изучение механизма возбуждения водородной подсистемы в металлах и сплавах при воздействии радиации, ультразвука, при насыщении водородом в процессе электролитического насыщения и на исследования природы физических и химических процессов, сопровождающих возбуждение водородной подсистемы, в том числе природу новых экзотермических реакций, обеспечивающих выделение тепловой энергии.

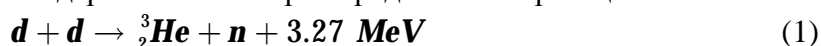
Ожидаемые результаты:
Выработка рекомендаций по созданию высокоэкономичных источников тепла и технологических процессов по низкотемпературному удалению водорода.



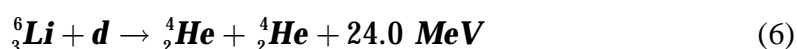
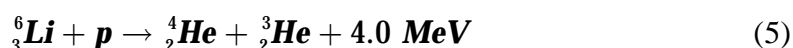
Элементарные сведения о термоядерных реакциях [95]

Слияние легких ядер и деление тяжелых приводят, как правило, к более прочной связи между нуклонами. Отсюда следует, что при делении тяжелых ядер и при синтезе легких должна освобождаться энергия. В частности, при делении ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ выделяется энергия, составляющая около 0,85 МэВ на нуклон.

Из реакций синтеза легких ядер особый интерес представляют реакции:



Существует много других экзотермических ядерных реакций синтеза, например

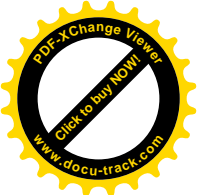


которые в перспективе могут быть использованы для решения обсуждаемой здесь термоядерной проблемы. Однако в настоящее время основное внимание уделяется реакции (3), а затем реакциям (1) и (2), так как в них участвуют самые легкие ядра, благодаря чему облегчается получение и использование выделяющейся энергии.

На один нуклон в реакции (1) выделяется энергия (3,27/4) МэВ, а в реакции (2) - (4,3/4) МэВ. Обе реакции идут практически с одинаковой вероятностью. Поэтому в среднем в реакциях (1), (2) на один нуклон выделяется энергия $\approx 0.9\text{ MeV}$, т.е. примерно такая же, что и при одном акте деления тяжелого ядра. В реакции (3) выделяющаяся энергия на один нуклон составляет 3.52 MeV . Однако в этой реакции только 3.52 MeV приходится на заряженные частицы ${}_2^4\text{He}$, а 14.07 MeV уносятся нейтронами. Энергия же заряженных частиц может быть преобразована в электрическую со значительно большим КПД, чем энергия нейтронов.

В реакции (4) на один нуклон освобождается энергия 3.66 MeV , а в реакции (5) - 0.57 MeV . Продуктами этих реакций являются только нерадиоактивные заряженные частицы, что в энергетическом отношении должно рассматриваться как их достоинство. Однако эти реакции труднее осуществить, а потому в дальнейшем они не будут рассматриваться.

Таким образом, как и при делении тяжелых ядер, в реакциях синтеза легких ядер освобождается энергия, в миллионы раз превосходящая тепло, получающееся при сжигании химического топлива (уголь, нефть и пр.). Однако получение этой энергии в макроскопических количествах, к величайшему сожалению, удалось пока только для военных целей в водородной бомбе, где реакции (1), (2) и (3) осуществляются с огромной скоростью и сопровождаются чудовищным взрывом. По этой причине они совершенно неуправляемы. Для использования энергии этих реакций в мирных целях необходимо придать им спокойный управляемый характер. Соответствующая проблема называется проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС). Она усиленно разрабатывается в СССР, США и других странах, начиная примерно с 1951 г. В СССР работы по УТС в основном ведутся в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова. Они были начаты под руководством Л.А. Арцимовича (1909-1973) и М. А. Леонтовича (1903-1981). Управляемый термоядерный синтез до сих пор не осуществлен.



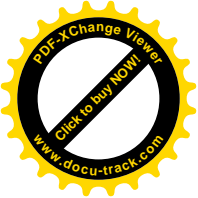
Дейтерий ${}^2_1\text{H}$ (иначе обозначаемый через D) - стабильный изотоп водорода. Он встречается в воде в виде молекул D_2O и HDO . В естественной воде по числу атомов содержится примерно 0.015% дейтерия. Значит, в 18 г воды содержится $N_A \cdot 0.00015 \approx 9 \cdot 10^{18}$, а в 1 г около $5 \cdot 10^{17}$ атомов дейтерия, содержащих около 10^{18} нуклонов. Так как на один нуклон в реакции dd освобождается около 0.9 MeV энергии, то за счет этой реакции в 1 г воды может выделиться энергия $0.9 \cdot 10^{18} \text{ MeV} \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ J}$. По сравнению с энергией химического топлива это громадная величина. Например, удельная теплота сгорания каменного угля составляет около $q \approx 3.5 \cdot 10^7 \text{ J/kg}$ (не учитывая кислорода). Таким образом, 250 г воды в энергетическом отношении эквивалентны примерно 1 кг каменного угля. Масса воды в океанах Земли составляет примерно $1.45 \cdot 10^{24}$ кг. По содержанию энергии это эквивалентно $6 \cdot 10^{18}$ тонн каменного угля. Это составляет 10^{-3} массы всей Земли (около $6 \cdot 10^{21}$ т). Таким образом, дейтерий, содержащийся в океанах, является практически неисчерпаемым источником энергии, которой хватило бы на сотни миллионов лет.

Сформулируем общее требование, накладываемое на термоядерный реактор законом сохранения энергии, предполагая, что в реакторе идет либо реакция dd , либо реакция dt . Не приводя детального вывода, ограничимся указанием только его общего хода и окончательными результатами.

Пусть в реактор введена плазма из чистого дейтерия или равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, уже нагретая в результате какого-либо нетермоядерного процесса. Конечно, плазма предполагается квазинейтральной, т.е. такой, в которой средние концентрации положительных ионов и отрицательных электронов в каждом макроскопическом объеме почти одинаковы. Основанием для такого предположения служит замечание, что даже незначительное нарушение квазинейтральности возбудило бы сильные электрические поля, которые, однако, в плазме существовать не могут из-за ее высокой электрической проводимости. В дальнейшем через n обозначается число положительных ионов (и равное ему числу электронов) в кубическом сантиметре плазмы.

Если температура T плазмы достаточно высока, то столкновения ионов друг с другом, но крайней мере частично, будут заканчиваться реакциями с выделением термоядерной энергии. Ясно, что число таких столкновений в единице объема пропорционально n^2 , а коэффициент пропорциональности зависит от T . Поэтому мощность ядерной энергии, выделяющейся в единице объема активной зоны реактора, можно представить в виде $P_{nuc} = f_{nuc}(T) \cdot n^2$, причем функция $f_{nuc}(T)$ зависит от того, используется ли в качестве топлива чистый дейтерий или равнокомпонентная смесь дейтерия и трития.

Продуктами ядерных реакций (1), (2) и (3) будут заряженные частицы ${}^3_2\text{He}$, t , p , ${}^4_2\text{He}$ и нейтроны, не имеющие электрического заряда. Кинетическая энергия теплового движения заряженных частиц может быть превращена в электрическую с КПД, близким к 1. Для этого можно использовать магнитогидродинамический генератор, в котором происходит прямое преобразование кинетической энергии в электрическую, минуя тепловой цикл. Принцип его работы основан на электромагнитной индукции: если поперек магнитного поля движется проводящая среда, то в ней возбуждается электрический ток. В качестве такой проводящей среды может быть использована высокотемпературная плазма. Ее электрическая проводимость пропорциональна $T^{3/2}$, и не зависит от концентрации частиц. При $T \approx 1.6 \cdot 10^7 \text{ K}$ ($1.4 \cdot 10^3 \text{ eV}$) проводимость водородной плазмы примерно равна проводимости меди при нормальной температуре, а при $T \approx 1.6 \cdot 10^8 \text{ K}$ она будет



примерно в 30 раз больше. Если поток горячей плазмы поперек магнитного поля направить между пластинами конденсатора, то возникающий индукционный ток зарядит конденсатор, т. е. тепловая энергия плазмы перейдет в электрическую.

Нейтроны, поскольку они лишены электрического заряда, таким путем не могут быть использованы. Их кинетическая энергия теплового движения может быть превращена в электрическую с использованием теплового цикла. КПД последнего ограничен сверху теоремой Карно. С некоторой долей оптимизма примем, что этот КПД равен 1/3.

Однако надо учесть не только тепловую энергию, освобождающуюся в ядерных реакциях. Нейтроны уходят из активной зоны реактора, и поглощаются защитой. При этом выделяется энергия нейтронного сродства в виде тепла. При каждом акте поглощения его выделяется примерно 8 МэВ. Это тепло может быть также использовано в тепловом цикле. Его надо прибавить к энергии нейтронов в ядерных реакциях. Таким образом, можно принять, что тепловая энергия заряженных частиц может быть преобразована в электрическую практически полностью, а тепловая энергия нейтронов (с учетом энергии нейтронного сродства) - примерно на одну треть. Формально при энергетических расчетах нейтроны можно считать как бы заряженными частицами, если число их уменьшить приблизительно в три раза. Предполагается, что это и делается при оценке мощности P_{nuc} и коэффициента $f_{nuc}(T)$.

Рассмотрим сначала реакцию dt (3). На долю заряженной частицы ${}^3_2\text{He}$ приходится энергия 3,5 МэВ, на долю нейтрона - 14 МэВ. С учетом нейтронного сродства ее следует увеличить примерно до $14 + 8 = 22$ МэВ. Таким образом, тепловой эффект реакции dt равен $3,5 + 22/3 \sim 10,8$ МэВ, или, круглым счетом, 10 МэВ, если все продукты реакции считать как бы заряженными частицами.

Несколько сложнее обстоит дело с реакциями dd (1), (2). Как уже указывалось выше, обе эти реакции идут примерно с одинаковой вероятностью. Поэтому все числа, относящиеся к этим реакциям, следует уменьшить вдвое, например 3,27 МэВ заменить на 1,65 МэВ, а 4,03 МэВ - на 2 МэВ. Но главная особенность реакций dd состоит в том, что в реакции (2) выделяется тритий, а он может быть использован в качестве горючего в реакторе, основанном на реакции dt . В реакции (1) на долю ${}^3_2\text{He}$ приходится 0,41 МэВ, на долю нейтрона - 1,24 МэВ или, с учетом нейтронного сродства, 5,24 МэВ, что эквивалентно $5,24:3 = 1,7$ МэВ тепловой энергии заряженных частиц. В случае реакции (2) вся энергия 2 МэВ локализована в заряженных частицах t и p . К ней надо прибавить $10:2 = 5$ МэВ, которые выделяются в реакции dt . Таким образом, в пересчете на заряженные частицы тепловой эффект реакции составляет $0,41 + 1,7 + 2 + 5 = 9,1$ МэВ или, круглым счетом, 10 МэВ, как и в реакции dt .

Помимо выделения энергии будут происходить также ее потери: энергия будет уноситься из активной зоны реактора электромагнитным излучением плазмы и потоком уходящих частиц. Излучение в основном возникает при торможении электронов при их столкновениях с ядрами. Поэтому его мощность из единицы объема также пропорциональна n^2 , и может быть представлена в виде $P_{rad} = f_{rad}(T) \cdot n^2$. Вид функций $f_{nuc}(T)$ и $f_{rad}(T)$ может быть найден теоретически.

Для нахождения энергетической мощности уходящего из единицы объема потока частиц введем понятие среднего времени удержания τ плазмы в активной зоне реактора. Так называется промежуток времени, в течение которого за единицу времени из единицы объема плазмы уходит n/τ частиц каждого знака. Это единственный феноменологический параметр, характеризующий термоядерный реактор. Поэтому условие, которое мы получим ниже из закона сохранения энергии, совершенно не зависит от индивидуальных особенностей термоядерного реактора, а должно выполняться для реактора любого типа.

Через промежуток времени τ можно выразить энергетическую мощность P_p потока частиц, уходящих из единицы объема плазмы. Кинетическая энергия частиц в единице объема плазмы равна $2 \cdot (3/2) \cdot nkT = 3nkT$ (половина энергии приходится на ядра, а другая половина на электроны). Поэтому $P_p = 3nkT / \tau$.

Таким образом, энергетическая мощность частиц и излучения, уходящих из единицы объема плазмы, будет $3nkT / \tau + f_{rad}(T) \cdot n^2$. Эта энергия поглощается защитой, и выделяется в виде тепла. Часть такого тепла может быть использована путем превращения в работу с некоторым КПД η , значение которого зависит от уровня развития теплотехники. Мощность бесполезно потерянной энергии в единице объема плазмы будет

$$(1 - \eta) \cdot [3nkT / \tau + f_{rad}(T) \cdot n^2]. \quad (7)$$

Условие протекания самоподдерживающейся ядерной реакции синтеза состоит в том, чтобы выделяющаяся термоядерная энергия была не меньше энергии, уносимой из плазмы электромагнитным излучением и потоком уходящих; частиц. Математически это условие выражается формулой

$$f_{nucl}(T) \cdot n^2 \geq (1 - \eta) \cdot [3nkT / \tau + f_{rad}(T) \cdot n^2] \quad (8)$$

В оценочных расчетах принято полагать $\eta = 1/3$. В этом случае (8) принимает вид:

$$f_{nucl}(T) \cdot n^2 \geq 2nkT / \tau + (2/3) \cdot f_{rad}(T) \cdot n^2 \quad (9)$$

В случае равенства в плазме будет протекать только самоподдерживающаяся термоядерная реакция синтеза, но не будет генерироваться энергия, которую можно было бы использовать. Для превращения установки в генератор энергии необходимо, чтобы в формуле (9) соблюдалось неравенство. Условие (9) может быть записано в виде

$$n\tau \geq L(T) \quad (10)$$

если ввести обозначение

$$L(T) = \frac{2kT}{f_{nucl}(T) - (2/3) \cdot f_{rad}(T)}. \quad (11)$$

Формула (10) есть условие возникновения самоподдерживающейся термоядерной реакции, или условие зажигания термоядерной реакции. Она была получена в 1957 г. английским физиком Лоусоном и называется критерием Лоусона. Функция температуры $L(T)$ зависит от вида применяемого термоядерного топлива: чистого дейтерия или равнокомпонентной смеси дейтерия и трития. Ее нахождение сводится к определению функций $f_{nucl}(T)$ и $f_{rad}(T)$. Выражение (10) получено в предположении, что КПД $\eta = 1/3$. Нетрудно обобщить это выражение и для других значений η . Формула (10) при этом не меняет своего вида, изменяется только функция $L(T)$.

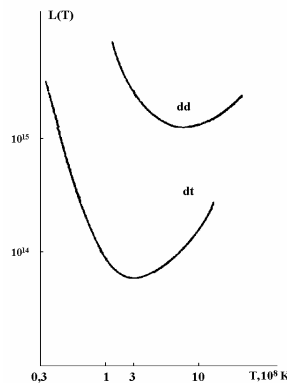
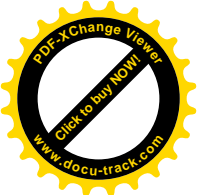


Рис. 1. График Лоусона, $L(T)$ измеряется в $\text{с}/\text{см}^3$



Минимальная температура, при которой начинает выполняться критерий (10), может рассматриваться как оптимальная температура для осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции. Она может быть найдена из условия $\frac{dL}{dT} = 0$. На рис. 1 приведены графики функций $L(T)$ для реакций dt и dd при $\eta = 1/3$.

Из видно из рис. 1, для реакции dt оптимальная температура порядка $2 \cdot 10^8 \text{ K}$, а для реакции dd - порядка 10^9 K . Если значение $n\tau$ таково, что точка $(T, n\tau)$ лежит на кривой $L = L(T)$, то в системе может происходить стационарная термоядерная реакция, но без генерации полезной энергии. Если же такая точка лежит выше указанной кривой, то система начинает работать как генератор энергии.

Далее, из графиков видно, что при $\eta = 1/3$ критерий Лоусона сводится к выполнению условий:

- для реакции dt : $n\tau \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$, $T \approx 2 \cdot 10^8 \text{ K}$;
- для реакция dd : $n\tau \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$, $T \approx 10^9 \text{ K}$.

Отсюда видно, что осуществление термоядерной реакции dt легче, чем реакции dd . Это связано с тем, что сечение реакции dt в области температур $10^8 - 10^9 \text{ K}$ примерно на два порядка превышает сечение реакции dd . Это в свою очередь объясняется тем, что в указанном интервале температур реакция dt носит резонансный характер. Вот почему в настоящее время усилия физиков и инженеров направлены на осуществление термоядерной реакции dt . Но в перспективе с развитием термоядерной энергетики должен произойти переход к реакции dd , так как запасы ${}^6\text{Li}$ в природе все же ограничены.

Таким образом, чтобы начались термоядерные реакции, необходимо нагреть дейтерий-тритиевую плазму до температуры порядка $T \approx 2 \cdot 10^8 \text{ K}$, т.е. порядка 10 КэВ. При термоядерных же реакциях освобождается энергия в несколько МэВ на каждый акт реакции. Эта энергия в сотни раз превосходит энергию, которую надо затратить на нагревание самой плазмы. Это обстоятельство открывает принципиальную возможность получения полезной энергии при термоядерных реакциях.

Благодарности

Выражаю глубокую благодарность В.А. Соيفеру и Н.Л. Казанскому за моральную, организационную и административную поддержку.

Благодарю В.И. Фурмана, В.А. Киркинського, Ю.В. Попова, Л.Г. Сапогина и А.А. Рухадзе за ценные обсуждения, а также В.А. Жигалова за информационную поддержку.

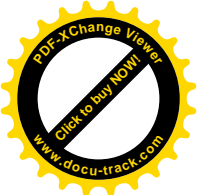
Глубоко благодарю А.М. Зубрилина за финансовую поддержку.

Особую благодарность выражаю моему коллеге и соавтору Ф.А. Гарееву за то, что он первым ознакомил меня с проблемами холодного ядерного синтеза и β -распада в связанное состояние, и убедил заняться исследованием этих проблем.

Благодарю И.Б. Савватимову за предоставленные экспериментальные данные и плодотворные дискуссии.

Искренне благодарю моих учителей – профессоров И.С. Баткина и И.В. Копытина, под руководством которых я в свое время освоил физику β -процессов.

Искреннюю благодарность выражаю своей семье - жене Е.В. Ратис и сыну Г.Ю. Ратису. В течение продолжительного времени они постоянно и усердно помогали мне в работе.



Научное издание



РАТИС Юрий Леонидович

Управляемый «термояд» или холодный синтез? Драма идей.

Редактор Н.В. Прядильникова

Корректор Н.С. Куприянова

Оформление обложки В.В. Пестролобичев

Лицензия ЛР № 06359 от 30 ноября 2001 г.

Подписано в печать 14 января 2009 г.

Формат 60×84 1/8

Бумага офсетная. Печать офсетная.

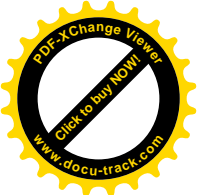
Усл. печ. л. 5,75. Усл. кр.-отт. 5,84. Уч.-изд. л.6,19 .

Тираж 100 экз. Заказ 12

Издательство Самарского научного центра РАН, 443001, Самара,

Студенческий пер., 3а.

Отпечатано с готовых оригинал-макетов в типографии СНЦ РАН.



Самарский научный центр Российской академии наук
Институт систем обработки изображений РАН
Институт энергетики специального назначения

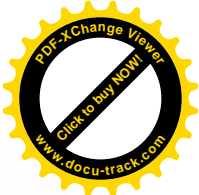
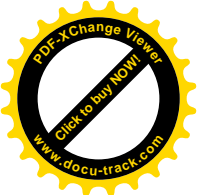
Ю.Л. Ратис

Управляемый “термояд” или холодный синтез?



Драма идей

Самара 2009



ISBN 978-5-93424-408-9



9 785934 244089