

539.17

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ**В. А. Царев**

(Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	1
1. Экспериментальные исследования явления низкотемпературного ядерного синтеза (НТС)	4
1.1. Работы Флейшмана и Понса и группы Джонса. 1.2. Общая схема экспериментов по НТС. 1.3. Эксперименты по регистрации нейтронов. 1.4. Гамма-кванты. 1.5. Заряженные частицы. 1.6. Рентгеновское излучение. 1.7. Анализ на тритий и гелий. 1.8. Калориметрические измерения. 1.9. Эксперименты по механическому разрушению дейтерийсодержащих веществ. 1.10. Резюме по экспериментальным исследованиям.	
2. Гидриды переходных металлов	27
2.1. Структура и связи в системе металл—водород. 2.2. Перенос водорода в металле и образование гидридного слоя. 2.3. Разрушение при наводороживании.	
3. Теоретические аспекты НТС	33
3.1. Кулоновский барьер. Синтез при столкновении ядер. 3.2. Синтез в связанном состоянии. 3.3. Экранирование в металлах. 3.4. Экранирование и катализ тяжелыми частицами. 3.5. Ядерные эффекты. 3.6. «Мёссбауэровский синтез». 3.7. Возможные источники ложных эффектов. 3.8. Выводы.	
4. Ускорительный механизм ядерного синтеза	42
4.1. Ускорительный механизм и свойства гидридов. 4.2. Ускорительный механизм при растрескивании. 4.3. Выводы для эксперимента.	
Заключение	49
Примечания к тексту	50
Список литературы	51

Введение. Явление «холодного ядерного синтеза», или «низкотемпературного синтеза» (НТС), необычно не только по своей физической природе, но и по той неординарной и в известной степени скандальной ситуации, которая сложилась вокруг него. Несомненно, роковую роль в истории с НТС сыграло поведение «первооткрывателей» Флейшмана и Понса. Отказавшись от детальных контрольных опытов и минуя общепринятый путь обсуждения научных результатов, они сразу же обратились через средства массовой информации к миру с сообщением об от-

крытии ими простого, дешевого и экологически чистого способа генерации энергии ядерного синтеза. (Напомним, что сообщение о работе Флейшмана и Понса было сделано 23 марта 1989 г. на пресс-конференции в Университете штата Юта (США). Спустя примерно неделю с сообщением о независимом открытии НТС выступила группа Джонса из Университета Брайана Янга также из штата Юта [1, 2].) Широкая общественность и деловой мир, привыкшие с доверием относиться к научным сообщениям, были до предела возбуждены и воодушевлены открывающимися перспективами решения энергетической проблемы, стоящей перед человечеством. Сотни научных групп во всем мире занялись повторением опытов Флейшмана и Понса. Кажущаяся простота экспериментов и их огромная потенциальная значимость привлекли к ним множество людей, ранее и не помышлявших о занятиях термоядом. Началось то, что впоследствии газеты назвали «всеобщей погоней за холодным синтезом», в ходе которой многие работы делались в спешке, без необходимой тщательности, а их результаты, не прошедшие надлежащих проверок, незамедлительно сообщались миру с помощью радио, телевидения, газет и т. п. Все это, вполне естественно, вызывало отвращение у многих серьезных исследователей. Вера в реальность «синтеза в пробирке» менялась почти каждый день по мере того, как приходили все новые сообщения из различных лабораторий мира. Всеобщее замешательство в первые два-три месяца усугублялось практически полным отсутствием научных публикаций, которые заменяли сообщения по телетайпу, телефонные разговоры, письма, слухи и т. п. (Более подробно с этим драматическим периодом исследований по НТС можно ознакомиться, например, по публикациям [1–4].)

К осени 1989 г., т. е. примерно через полгода после первых сообщений, ситуация начала меняться. В значительной степени утих ажиотаж вокруг НТС. Стали, наконец, появляться многочисленные публикации в научных журналах, а вместе с ними все более четко стали обозначаться контуры действительного положения дел с НТС. К концу 1989 г. литература по экспериментальным и теоретическим аспектам НТС стала уже столь обширной, что, по-видимому, возникла потребность в обзоре, который подводил бы некоторые предварительные итоги исследований, проведенных за прошедший год. Несомненно, делать обзор работ по НТС на данном этапе весьма неблагоприятная задача. Прежде всего потому, что экспериментальная ситуация все еще не обрела желаемой стабильности и содержит значительные неопределенности не только в количественном, но и в качественном отношении; отсутствует также общепринятая точка зрения на механизмы процессов НТС.

Однако можно привести и соображения иного рода. В настоящее время происходит «изменение режима» исследований по НТС. После того как первый ажиотаж и неумные восторги сменились широко распространившимся разочарованием и пессимизмом, сейчас интерес к НТС начинает вновь возрождаться, но на этот раз уже в русле спокойных и деловых научных исследований. Период поспешных и упрощенных экспериментов сменяется периодом кропотливых и тщательных исследований. Поэтому, может быть сейчас, целесообразно посмотреть, каковы «стартовые условия» для этого нового этапа, что на данный момент известно об НТС. Это относится не только к эксперименту, но и к теории, где выяснилось, что многие первоначальные направления поисков механизма НТС оказались тупиковыми, тогда как другие, сохраняющие шансы на успех, требуют дальнейшего более детального исследования и сравнения с экспериментом.

Еще одно обстоятельство, делающее целесообразным обсуждение различных аспектов работ по НТС, связано с многоплановым, междисциплинарным характером проблемы, включающей вопросы электрохи-

мии, радиохимии, химии твердых тел, термодинамики, металлургии, физики водородного разрушения металлов и ядерной физики.

К настоящему времени по приблизительным оценкам опубликовано около сотни экспериментальных работ по НТС и примерно столько же теоретических. К сожалению, далеко не все работы оказались мне доступными к моменту написания этого обзора (январь 1990 г.). Поэтому заранее приношу извинения тем авторам, работы которых не отражены в данном обзоре. Впрочем, довольно очевидно, что задача дать сейчас обзор всех работ по НТС нереальна, если учесть «массовый» характер исследований и непрерывное появление все новых публикаций в журналах самых разных направлений. Однако и те публикации, которые будут рассмотрены в обзоре, как нам кажется, дают достаточно полное представление о ситуации, сложившейся к настоящему времени в исследованиях по НТС. Материал расположен следующим образом.

В разделе 1 приведен обзор экспериментов по НТС. Вначале напомним основные сведения о работах Флейшмана и Понса [5] и группы Джонса [6]. Затем суммируются результаты исследований различных групп, касающиеся регистрации нейтронов, гамма-квантов, заряженных продуктов реакций НТС, анализа электродов и электролита на содержание трития, ^3He и ^4He и, наконец, калориметрических измерений. Приводятся также сведения об экспериментах по механическому разрушению дейтерийсодержащих веществ, в которых было зарегистрировано испускание нейтронов. Хотя эти работы лежат несколько в стороне от общего потока экспериментов, в которых НТС исследовался при насыщении дейтерием переходных металлов, между этими группами работ, по-видимому, имеет место тесная связь. Как показано в разделе 4, есть основания считать [7, 8], что в основе процессов, происходящих как при насыщении дейтерием металлов, так и при разрушении дейтерийсодержащих ионных монокристаллов лежит один и тот же механизм. В этом смысле работу [9], в которой впервые наблюдалось испускание нейтронов при механическом разрушении монокристаллов LiD , можно считать первым экспериментальным наблюдением явления НТС. В заключение главы, даются выводы о современной ситуации с экспериментами по НТС.

В разделе 2 приводятся некоторые сведения о системах металл-водород, которые могут быть полезными при теоретическом обсуждении НТС. Рассматриваются структура и связи в этих системах, перенос водорода и его изотопов в металлах, образование гидридов и разрушение при наводороживании.

Раздел 3 посвящен обсуждению различных попыток понять механизм НТС. Рассматривается синтез при столкновении ядер и при их связи в молекуле. Даются оценки необходимой степени «сжатия», которая может обеспечить синтез на уровне, наблюдаемом в некоторых экспериментах. Обсуждаются результаты расчетов возможного экранирования кулоновского барьера в металлах. Рассматриваются модели с «тяжелым электроном», катализом за счет космических мюонов и гипотетических тяжелых частиц и ряд других моделей. Обсуждаются также некоторые эффекты, которые могут приводить к ложным сигналам в экспериментах по НТС. Основной вывод этой главы состоит в том, что на основе традиционных представлений ядерной физики и физики твердого тела для равновесных условий не удастся получить удовлетворительного объяснения явления НТС.

В разделе 4 рассматривается пример существенно неравновесного «ускорительного» механизма, который лежит в основе, по-видимому, наиболее перспективной в настоящее время модели для объяснения явления НТС. Следует заметить, что первоначально идея об ускорении в сильных электрических полях, возникающих при механическом разру-

шении ионных кристаллов и адгезионных слоев, была сформулирована применительно к электронам на основе изучения явления механоэмиссии (см., например, [10, 11]). В дальнейшем было высказано предположение о возможности протекания в этих полях экзоэнергетических ядерных реакций и поставлен уже упоминавшийся выше эксперимент по механическому разрушению монокристаллов LiD, подтвердивший это предположение [9]. Следующий нетривиальный шаг был сделан в работах [7, 8], в которых было высказано и обосновано предположение о возможности действия ускорительного механизма в экспериментах по НТС при насыщении дейтерием переходных металлов. В разделе 4 проведено описание возможного сценария НТС, обсуждаются условия, необходимые для реализации «ускорительного» механизма в гидридах переходных металлов (Pd, Ti, ...), и приводятся оценки эффективности такого механизма. В последнем разделе обсуждается экспериментальная программа по проверке основных предположений и следствий ускорительной модели.

Завершая эту вводную часть, приведем для удобства дальнейших ссылок перечень реакций (1В)—(9В) синтеза легких ядер, которые будут рассматриваться в настоящем обзоре в связи с экспериментами по НТС (табл. 1). Реакции с участием Li возможны при использовании

Таблица I

Реакция	Энерговыделение, МэВ	Число реакций в 10^{12} с ⁻¹ на 1 Вт
$p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ (5,5) (1В)	5,5	1,1
$D + D \rightarrow {}^3\text{He} (0,82) + n (2,45)$ (2В)	3,27	1,9
$D + D \rightarrow T (1,01) + p (3,02)$ (3В)	4,03	1,6
$D + D \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ (23,8) (4В)	23,8	0,26
$D + T \rightarrow {}^4\text{He} (3,5) + n (14,1)$ (5В)	17,6	0,36
$D + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ (6В)	22,4	0,28
$D + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$ (7В)	5,0	1,3
$D + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + n$ (8В)	3,4	1,8
$D + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + n$ (9В)	15,1	0,41

электролита с добавкой LiOD. Цифры в третьем столбце обозначают энерговыделение (в МэВ), а цифры в скобках — энергию, уносимую конечными продуктами. В последнем столбце приведено число реакций каждого типа в секунду, генерирующих мощность 1 Вт (1 МэВ = $1,602 \cdot 10^{-12}$ Дж).

Как видно из таблицы, все реакции экзотермичны. Они не имеют порогов и могут, вообще говоря, происходить при сколь угодно малых относительных энергиях. Однако при этом вероятности их протекания (или «скорости реакций») будут очень малы.

1. Экспериментальные исследования явления низкотемпературного ядерного синтеза (НТС).

1.1. Работы Флейшмана и Понса [5] и группы Джонса [6]. Несомненно, что пионерские работы Флейшмана и Понса [5] и группы Джонса [6] достаточно хорошо известны всем интересующимся проблемой НТС. Тем не менее для полноты изложения и дальнейших ссылок целесообразно напомнить основные сведения, касающиеся этих экспериментов.

1.1.1. В работе [5] производилось *электролитическое насыщение катода дейтерием* в растворе 0,1 моль/л LiOD в смеси 99,5% D₂O и 0,5% H₂O. В качестве электродов использовались образцы из Pd в виде

фольги, прутков и кубиков. Плотность тока j в различных опытах менялась в широких пределах от $0,8 \text{ мА см}^{-2}$ до 512 мА см^{-2} .

Измерения теплового баланса проводились как при низкой ($0,8\text{--}1,6 \text{ мА см}^{-2}$), так и при высокой (до 512 мА см^{-2}) плотности тока в сосуде Дюара, помещенном в резервуар с водой, температура которой поддерживалась на уровне 300 К . Температура внутри ячейки и в резервуаре мониторировалась термометрами. По мере необходимости производилось перемешивание раствора.

Спектр γ -квантов, предположительно от реакции захвата нейтронов, образованных в процессе (2В),



регистрировался детектором на сцинтиллирующем кристалле NaI. Поправка на фон производилась посредством вычитания спектра, измеренного над идентичным водным резервуаром в 10 метрах от рабочей ячейки.

Поток нейтронов измерялся стандартным дозиметром на BF_3 -счетчиках, эффективность которого к $2,5 \text{ МэВ}$ -нейтронам составляла (включая геометрический фактор) $\epsilon_n \approx 2,4 \cdot 10^{-6}$. Фон нейтронов измерялся в 50 м от рабочей ячейки. Измерения происходили в подвальном помещении и длились обычно по 50 часов.

Кроме того, измерялась скорость генерации и накопления трития, предположительно по каналу (3В). Для этого каждые 2 дня брались пробы по 1 мл электролита и определялась их β -активность.

Авторы приводят следующие результаты своих исследований:

1) Обнаружен избыток тепла по сравнению с подводимой электрической энергией, который в ряде случаев превосходил ее в несколько раз, в среднем составлял порядка $\approx 10 \text{ Вт на см}^3 \text{ Pd}$ и мог поддерживаться в течении $\sim 10^2$ часов работы, за время которой высвобождалось до $\sim 4 \text{ МДж} \cdot \text{см}^{-3}$ энергии.

2) Зарегистрированы γ -кванты со спектром, показанным на рис. 1, что, по мнению авторов, подтверждало их происхождение из-за захвата нейтронов.

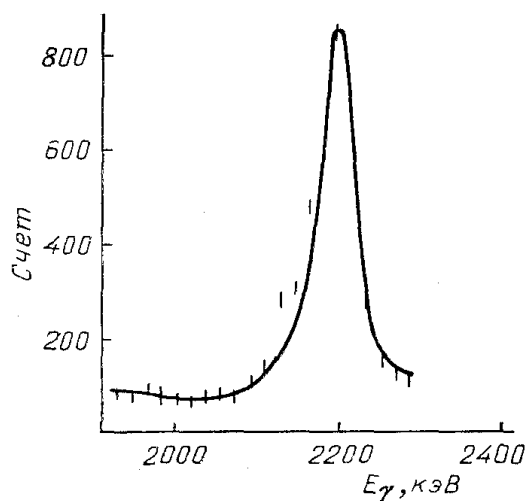


Рис. 1. Форма γ -линии из [5]

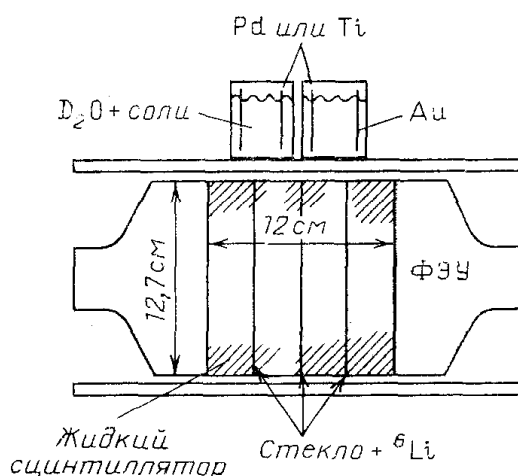


Рис. 2. Схема установки [6]

3) Дозиметр показал наличие потока нейтронов, интенсивность которого согласуется с интенсивностью гамма-излучения и составляет $N_n \approx 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ (примерно в три раза выше фона).

4) Накопление трития в электролите свидетельствует о протекании реакций (3В), которые идут со скоростью $N_T \approx (1\text{--}2) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, соизмеримой с N_n .

Поскольку калориметрические измерения для своего объяснения через ядерный синтез (2В) требуют скорости $\sim 10^{11} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$, существенно большей, чем следует из \dot{N}_n , авторы делают вывод о том, что в их электролитической ячейке основное энерговыделение происходит за счет каких-то других, неизвестных ядерных процессов.

1.1.2. *Схема эксперимента Джонса и др.* [6] показана на рис. 2. Нейтронный спектрометр состоит из жидкого органического сцинтиллятора (BC-505), помещенного в стеклянный цилиндр, внутри которого расположены также три сцинтиллирующие стеклянные пластины с добавкой ${}^6\text{Li}$. Нейтроны теряют в жидком сцинтилляторе энергию за счет многократных столкновений, и возникающий при этом свет дает информацию об энергии нейтронов. После замедления происходит реакция $n + {}^6\text{Li} \rightarrow T + {}^4\text{He}$, которая вызывает сцинтилляции в стекле. Два характерных сигнала регистрируются ФЭУ, и их совпадение с задержкой 20 мкс идентифицируется как нейтрон.

Были проведены фоновые измерения, при которых D_2O заменялась в ячейках на H_2O , или измерения проводились с D_2O , но без тока. Во всех фоновых измерениях пик в области 2,5 МэВ отсутствовал, а скорость счета фоновых импульсов в этой области составляла 10^{-3} с^{-1} .

Авторы использовали электролит весьма сложного состава и катоды из Ti и Pd различной формы массой от 0,05 до ≈ 5 г. Одновременно работали 4–8 ячеек с 20 мл электролита ($U=3-25 \text{ В}$, $j=10-500 \text{ мА}$).

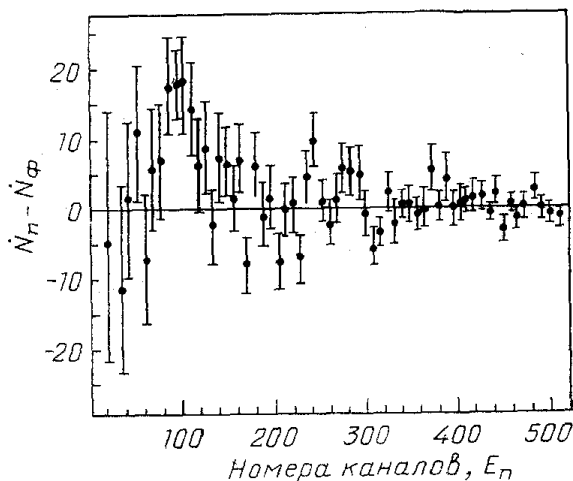


Рис. 3. Нейтронный спектр после вычитания фона [6]

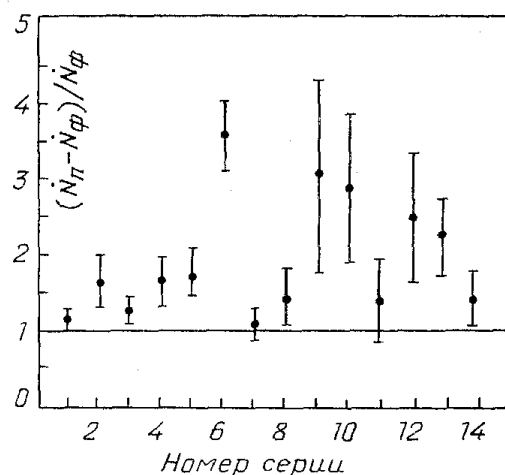


Рис. 4. Отношение сигнала к фону в различных сериях [6]

На рис. 3 показаны результаты измерений спектра нейтронов, накопленного за 14 серий, представленные в виде разности показаний детектора с работающей ячейкой и фоновых отсчетов. Видна характерная структура в виде пика с центром около канала 100, соответствующего энергии $\approx 2,5$ МэВ. На рис. 4 результаты каждой серии измерений показаны отдельно в виде отношения сигнала от 2,5 МэВ-нейтронов к фону в той же серии. Особенно интересна серия 6, где сигнал достаточно четко выражен. В этой серии скорость счета нейтронов возросла примерно через час после начала электролиза и упала до фоновому уровню через 8 часов.

Удобной характеристикой интенсивности протекания реакций является величина скорости счета, отнесенная к паре ядер дейтерия:

$$\Lambda = \frac{\dot{N}_n}{\varepsilon_n N_{DD}}$$

где \dot{N}_n — скорость счета нейтронов в детекторе, которая в серии № 6 составляла $(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-4}$ в области 2,5 МэВ; ϵ_n — эффективность детектора (включая геометрическую), равная $1,0 \pm 0,3\%$, $N_{DD} \approx 4 \cdot 10^{22}$ — число DD-пар в электроде массой 3 г. Таким образом, в серии № 6 авторы нашли для скорости НТС величину

$$\Lambda \approx 10^{-23} \text{ с}^{-1} (\text{DD})^{-1}. \quad (1.2)$$

Если же для определения Λ использовать среднее значение скорости счета по всем сериям, то получим величину, примерно в 7 раз меньшую, чем (1.2). Значения скорости синтеза $\Lambda \approx 10^{-24} - 10^{-23} \text{ с}^{-1} (\text{DD})^{-1}$ будем в дальнейшем называть «уровнем Джонса». Соответствующие интенсивности испускания нейтронов источником из Ti при насыщении до состава TiD_2 составляют $N(\text{TiD}_2) \approx 10^{-2} - 10^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ г}^{-1}$.

Далее в этом разделе 1 мы обсудим эксперименты, которые были проведены различными группами вслед за работами [5, 6] и имели своей целью проверку их результатов и дальнейшее исследование явления НТС.

1.2. Общая схема экспериментов по НТС. В большинстве экспериментов по НТС насыщение металлов дейтерием проводилось с помощью электролиза или из газовой фазы под давлением. Кроме того, в некоторых случаях применялись ионная имплантация или газовый разряд. В качестве «накопителя» дейтерия используются, как правило, переходные металлы Pd и Ti, обладающие высокой способностью к растворению водорода и его изотопов. В некоторых экспериментах применялись также другие металлы (Zr, V, ...) или сплавы (Pd—Ag, Ti—Al, Pd—Ag—Au, ...).

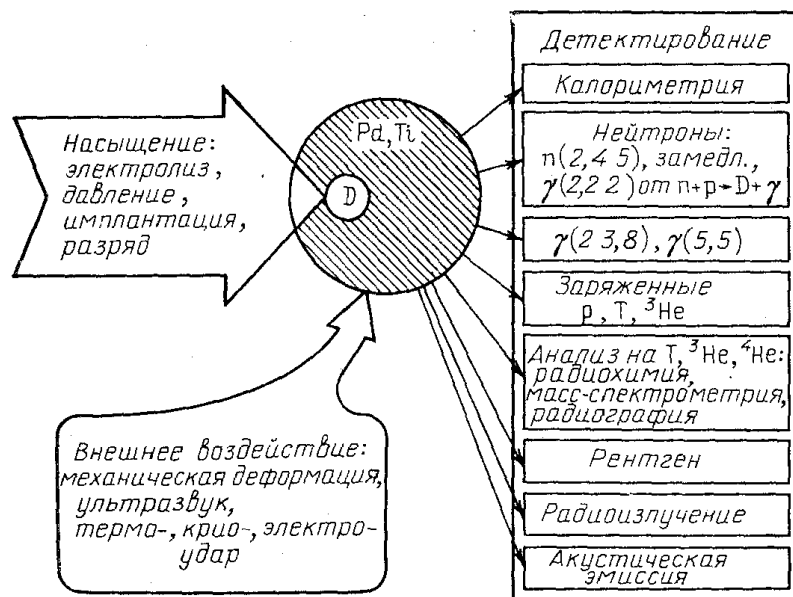


Рис. 5. Общая схема экспериментов по НТС

В общем виде схема эксперимента по поиску различных проявлений ядерных реакций показана на рис. 5. Эксперименты могут включать калориметрию, регистрацию нейтронов, гамма-квантов, заряженных частиц, радиохимические методы обнаружения трития, масс-спектрометрические методы поиска $^3\text{He}, ^4\text{He}$, и, наконец, детектирование рентгеновского излучения, которое возникает как результат возбуждения атомов металла и в общем случае должно сопровождать любые ядерные реакции, происходящие в конденсированной среде.

Кроме того, в специальном предположении об ускорительном механизме НТС (см. раздел 4) для регистрации сопутствующих явлений могут использоваться датчики электромагнитного и акустического излучения, а также различные устройства, с помощью которых можно пытаться влиять на протекание процессов НТС (механическое воздействие, ультразвук, термо-, крио-, электроудары и т. п. [7, 8]).

Поскольку всеобщее внимание к НТС было обусловлено прежде всего надеждами на применение в энергетике, первоначально наибольший интерес был привлечен к калориметрическим измерениям. Однако ясно, что такие измерения имеют смысл только при наличии большого теплового эффекта. Если же исходить из предположения об обычных ядерных реакциях (2В), (3В), то выход нейтронов на уровне Джонса соответствует выделяемой мощности ($\sim 10^{-12}$ Вт), недоступной прямым калориметрическим измерениям. Кроме того, даже если избыточное тепловыделение НТС достаточно велико, его измерение оказывается весьма сложной и деликатной задачей, поскольку оно происходит на фоне различных тепловых эффектов, обусловленных электрохимическими процессами.

По-видимому, наиболее адекватной сигнатурой для поиска НТС является регистрация нейтронов (по крайней мере, в предположении обычных каналов синтеза и малой скорости их протекания). В соответствии с известными свойствами сечений процессов (2В), (3В) ожидается, что при слиянии ядер дейтерия примерно в 50% событий возникают нейтроны с энергией 2,45 МэВ. Такие нейтроны легко проходят через вещество электрода, электролит и стенки ячейки и могут быть зарегистрированы детекторами.

Гамма-кванты в экспериментах по НТС могут возникать либо как вторичные продукты при захвате термализованных нейтронов от реакции (2В) в окружающем ячейку веществе (например, в воде охладителя, в замедлителе и т. п.) согласно реакции (1.1), либо как первичные продукты синтеза по каналам (1В), (4В). Первая из этих реакций может возникать при наличии случайной или специально созданной примеси либо обычной воды при электролизе, либо газообразного водорода при насыщении из газовой фазы и приводит к излучению γ -квантов с энергией $E_\gamma \approx 5,5$ МэВ. Скорость протекания этой реакции при очень малых энергиях сливающихся ядер может быть больше, чем скорость реакций (2В), (3В) (см. раздел 3). Однако в случае действия ускорительного механизма (т. е. при микроскопически горячих условиях) она идет медленнее, чем реакции (2В), (3В). Что касается реакции (4В), то вероятность ее на 5–6 порядков меньше, чем для (2В), (3В). Эти замечания следует иметь в виду, оценивая информативность опытов по регистрации γ -квантов.

Прямая регистрация заряженных частиц, возникающих при НТС, чрезвычайно затруднена, поскольку при ожидаемых энергиях пробеги p , T , ${}^3\text{He}$ в веществе электродов (Pd, Ti) или электролите (D_2O , H_2O) очень малы. (Так, T , ${}^3\text{He}$ и p от реакций (2В) и (3В) имеют в Ti пробеги соответственно 2,5–3 и 75 мкм).

В специальном предположении об экзотическом «мёссбауэровском» механизме синтеза (см. раздел 3) могли бы возникать α -частицы с энергией ≈ 23 МэВ, которые, в принципе, также могут быть зарегистрированы прямыми методами.

Образование в процессах НТС, T , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ можно изучать, используя пробы вещества электрода или электролита и проводя радиохимические или масс-спектрометрические измерения.

Наконец, общей сигнатурой любых (в том числе неизвестных) реакций ядерного синтеза должно быть излучение рентгеновских квантов, возникающих при возбуждении атомов металла быстрыми продуктами

ядерных реакций. Недостатком этого метода, как и методов поиска T, ³He, ⁴He, является более низкая чувствительность, чем метода, основанного на регистрации нейтронов (см. разделы 1.6, 1.7).

В разделе 4 мы обсудим гипотезу, согласно которой реакции НТС генерируются в процессах ускорения ионов дейтерия в микротрещинах, возникающих при насыщении металлов дейтерием. Для проверки этого механизма могут быть использованы различные «совпадателные» эксперименты, в которых регистрация продуктов синтеза (n, γ, p, ...) коррелируется с сигналами от трещинообразования (электромагнитное излучение в различных диапазонах длин волн, акустическое излучение). Кроме того, ускорительная модель указывает также возможные пути воздействия на протекание процессов НТС посредством интенсификации трещинообразования (механические деформации, ультразвук, термо-, крио-, электроудары и т. п.), с которыми также можно коррелировать регистрацию продуктов НТС [7, 8].

Упомянутые выше методы поиска реакций НТС различаются по степени сложности, чувствительности, информативности и специфике постановки экспериментов. Различные соображения (наличие аппаратуры, опыт работы и т. п.) могут диктовать в каждом конкретном случае выбор того или иного канала регистрации. Однако очевидно, что для всестороннего изучения явления НТС и выяснения его природы необходимо накопление информации по всем возможным каналам.

Последнее замечание касается проблемы фонов. Уже первые эксперименты по проверке работ [5, 6] показали, что сигнал НТС, если он и существует, является довольно слабым и по различным каналам близок к фоновому уровню, обусловленному космическими лучами, распадами радиоактивных изотопов в окружающих материалах и т. п. Это означает необходимость тщательного анализа фонов и максимально возможного их подавления. В ряде работ были указаны многочисленные источники ложных эффектов; некоторые из них рассматриваются ниже в разделе 3.

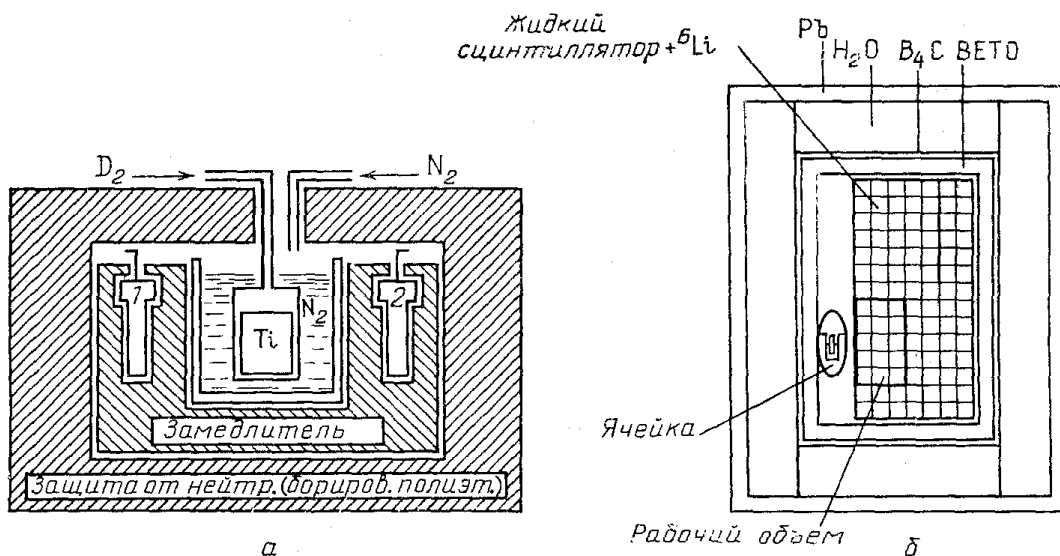


Рис. 6. Примеры установок с пассивной (а) [36] (1, 2 — нейтронные детекторы) и активной (б) [40] защитой

В более поздних экспериментах, как правило, применяются те или иные способы подавления фонов. На рис. 6 приведены типичные схемы, включающие пассивную и активную защиту. Было указано также на целесообразность использования чистых от примесей материалов и низкофоновых лабораторий. Так, группы из Болоньи [12] и Фраскати [13] проводили измерения в подземной нейтринной лаборатории Гран-Сассо

($h = 3500$ м. в. э.), что позволило снизить фон от нейтронов в $\sim 10^3$ раз, а от γ -квантов в 50 раз по сравнению с типичными лабораторными условиями.

1.3. Эксперименты по регистрации нейтронов. Начнем с наиболее многочисленной группы экспериментов, в которых проводилась регистрация нейтронов. Использовались следующие методы.

а) Регистрация быстрых нейтронов по протонам отдачи, как правило, с помощью детекторов на жидких или твердых сцинтилляторах (NE 102A, NE 213, стильбен, паратерфенил и др.). При этом для дискриминации импульсов от γ -квантов или заряженных частиц (в основном мюонов космических лучей) применялся метод, основанный на анализе формы импульса и учитывающий, что нейтроны дают большую длительность импульса, нежели γ , μ . Кроме этого в [14] для регистрации протонов отдачи использовались диэлектрические трековые детекторы.

б) Регистрация счетчиками на BF_3 , ^3He и др. нейтронов, замедленных до тепловых энергий с помощью водородсодержащих замедлителей (вода, парафин, полиэтилен).

в) В ряде работ используются оба метода с учетом временной задержки, составляющей типично десятки мкс и обусловленной процессом замедления.

г) Регистрация γ -квантов от захвата нейтронов в окружающей ячейку материале.

Для удобства обсуждения мы разобьем все эксперименты с регистрацией нейтронов на четыре группы. В первой группе (см. раздел 1.3.1) представлены работы, в которых наблюдалось испускание десятков и сотен нейтронов группами за короткие интервалы времени (от сотен мкс до нескольких минут) — так называемых нейтронных вспышек. Вторая группа (см. раздел 1.3.2) — это эксперименты, где в течение длительного времени (часы) регистрировалось испускание нейтронов в среднем примерно на уровне Джонса или несколько выше, но корреляции во времени либо не исследовались, либо не были обнаружены. К третьей группе (см. раздел 1.3.3) принадлежат работы, в которых не найдено статистически значимого превышения нейтронного сигнала над фоном. При этом точности, достигнутые в экспериментах, достаточны, чтобы исключить эффект на уровне Флейшмана — Понса, но не позволяют проверить эффект на уровне Джонса. Если принять этот последний уровень за характерный, подлежащий проверке, то с этой точки зрения работы данной группы не позволяют сделать определенных заключений. Наконец, в работах четвертой группы (см. раздел 1.3.4) статистически значимый сигнал также не обнаружен, но точность измерений позволяет наложить верхний предел на скорость синтеза, существенно более низкий, чем уровень Джонса.

1.3.1. Наблюдение нейтронных вспышек. Нейтронные вспышки наблюдались в работах [3, 13, 15—17] как при электролитическом, так и при газовом насыщении Pd, Ti и некоторых сплавов⁽¹⁾. В экспериментах с газом использовалось термоциклирование. Так, в [16] в стальной баллон помещался Ti в виде стружки, гранул и т. п. Баллон наполнялся дейтерием до давления ≈ 40 атм, затем погружался в жидкий азот и оставался там в течение некоторого времени. По мере испарения азота температура поднималась от 77 до 300 К. Затем азот снова наливался в сосуд Дюара, и термоцикл повторялся. Авторы [16] обнаружили проявление «нейтронной активности» своих цилиндров после нескольких термоциклов, как правило, при отогревании до температуры -30°C (примерно через час после начала цикла). Вообще, возникновение активности вскоре после начала экспериментов (десятки минут, часы) харак-

терно для всех работ данной группы. Наиболее яркие результаты представлены на рис. 7, основные сведения об этих экспериментах приведены в табл. II.

1.3.2. Некоррелированное испускание нейтронов. В работах [12, 14, 18—26] (см. табл. III) измерялись потоки нейтронов, усредненные по

Таблица II

Работа	Металл	Способ насыщения	Детекторы	Фон в детекторе	Сигнал в активный период	
					Счетчик	Источник, $c^{-1}r^{-1}$
[3]	Ti, Pd	Электролиз	3He , оргстекло + ZnS(Ag)	—	10^3	$(\Lambda \approx 10^{-22} c^{-1} (DD)^{-1})$
[15]	Ti	D ₂ , 50 атм, 77—300 К	BF ₃ , $\approx 5 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-4} c^{-1}$	2800/40 ч	4
[16]	Ti, Pd	D ₂ , 40 атм, 77—300 К	$18 \times (^3He)$, $\approx 34\%$	$5 \cdot 10^{-3} c^{-1}$	180/128 мкс	$8 \cdot 10^3$
[17]	Pd(Ag), Ti	Электролиз, D ₂ , 50 атм	Набор BF ₃ , NE 102A, $24 \times (^3He)$, $\approx 10\%$	65/300 с 650/300 с	26 000/300 с 3900/40 с	$7,5 \cdot 10^4$ $2 \cdot 10^2$
[13]	Pd, Ti(Al)	Электролиз	NaI (Tl), $\approx 1\%$ 3He Пластик	$10^{-6} cm^{-2}c^{-1}$ $< 1 c^{-1}$ $< 1 c^{-1}$	$(1-2) \cdot 10^2/0,6 c$ 4100/205 с	$5 \cdot 10^2$ $0,75 \cdot 10^2$

Таблица III

Работа	Металл	Метод насыщения	Детекторы	Результаты
[3]	Pd, Ti	Электролиз	3He , оргстекло + ZnS(Ag)	$N_c/N_\phi \approx 3-5$, $\Lambda \approx 10^{-22} c^{-1} (DD)^{-1}$
[19]	Pd	»	Парагетерфенил, LiI(Eu), LiF (TiO ₂)	$10-100 c^{-1}$
[16]	Ti	D ₂ , 40 атм	3He	Сигнал выше фона на 11σ
[12]	Ti	Электролиз	NE 213, $\approx 4 \cdot 10^{-2}$, $\gamma/n \sim 10^{-4}$	$875 \pm 183 c^{-1} (3 r)^{-1}$
[20]	Pd	»	BF ₃ , $\approx 1,45 \cdot 10^{-5}$	$50 \pm 23 c^{-1}$ среднее за 8 ч
[24]	Pd	»	BF ₃ , пластик, стильбен, NaI(Tl)	$0,1 c^{-1}$
[22]	Pd	»	NE 213, γ/n	$10^2 c^{-1}$
[23]	Pd	»	—	Сигнал в несколько раз выше фона
[24]	Pd	»	NE 213, γ/n	$\Lambda \approx 10^{-23} c^{-1} (DD)^{-1}$ среднее за 18 суток
[25]	Pd	»	—	Сигнал в 3—4 раза выше фона; активный период 2 ч
[14]	Pd—Ag—Au	»	Диэлектрический трековый детектор	$8 \pm 4 c^{-1}$
[26]	Pd, Ti	Ионная имплантация	СНМ-5	$10^2 c^{-1}$

значительным временным интервалам (типично — десятки часов). Корреляция излучения в узких временных интервалах не обнаружена или не исследовалась. Заметим, что некоррелированное излучение наблюдалось также в некоторых работах первой группы. Так, в работе [16] в одной из серий измерений за 12 часов наблюдения общее число зарегистрированных нейтронов превысило уровень фона на 11σ . Результаты

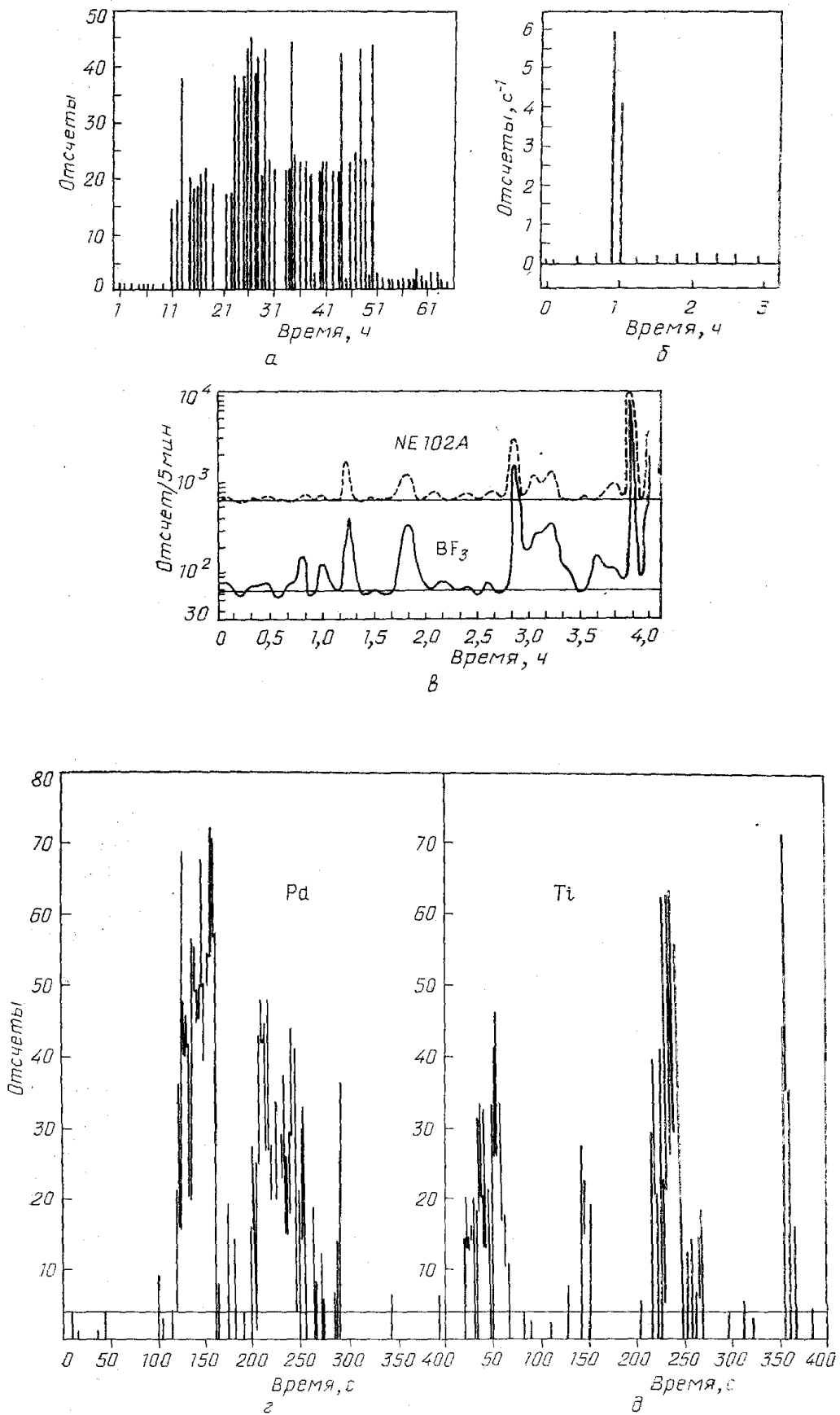


Рис. 7. Нейтронные вспышки. а — [15], б — [16], в — [17], г, д — [13]

этих измерений представлены на рис. 8. (экспериментальные точки соответствуют усреднению по интервалам $\approx 10^4$ с). В табл. III приведены основные сведения об экспериментах второй группы. Заметим, что количественное сравнение результатов различных работ часто затруднено. С одной стороны условия экспериментов зачастую могут существенно различаться, с другой, поскольку механизм НТС не известен, то не ясно, каков наиболее адекватный способ приведения результатов — на 1 г металла, на 1 см³ объема или на единицу площади поверхности. Часто не ясна и степень насыщения металла дейтерием (т. е. величина отношения

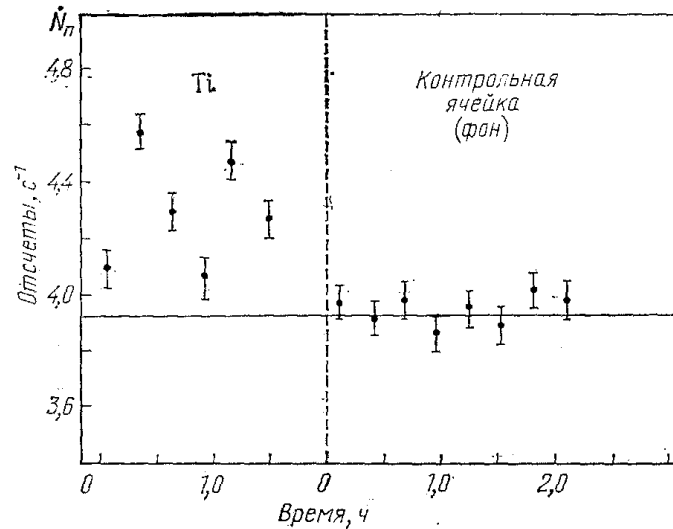


Рис. 8. Некоррелированное излучение нейтронов [16]

D/Me). Для единообразия мы приводим результаты в пересчете на 1 грамм материала электрода, хотя в действительности такой пересчет может быть неадекватным, если процесс носит существенно поверхностный характер. Вместе с тем пересчет на единицу площади поверхности металла затруднен, если иметь в виду, что часто используется материал в виде стружки, гранул, губчатых таблеток и т. п. Заметим еще, что сведения о некоторых работах почерпнуты из аннотаций, содержащих весьма неполную информацию.

Остановимся в качестве примера на результатах работы [26], в которой получена интересная информация о зависимости интенсивности протекания процессов НТС от условий эксперимента. Для насыщения дейтерием исследуемый образец металла (тонкие палладиевые пленки, $\delta=0,15-0,6$ мкм, или титановая фольга, $\delta=0,3$ мм) облучался моноэнергетическим пучком ионов D_2^+ с энергией 25 КэВ и плотностью тока $30 \div 40$ мкА см⁻². Регистрация нейтронов производилась боросодержащими детекторами медленных нейтронов СНМ-5 с парафиновым замедлителем и кадмиевым экраном (эффективность $\epsilon_n \approx 2 \cdot 10^{-4}$ имп/нейтрон). Основные результаты были получены в экспериментах, где после насыщения дейтерием образцы Pd, Ti нагревались от 77 до 1300 К со скоростями $1,5-3$ К с⁻¹. Результаты измерений в виде отношения сигнала нейтронного детектора \dot{N} к величине среднего фона \dot{N}_ϕ ($\approx 2 \cdot 10^{-2}$ имп · с⁻¹) показаны на рис. 9 в зависимости от температуры образца. Для обоих металлов наблюдались две температурные области превышения сигнала над фоном: для Pd в области 100—400 и 900—1300 К, а для Ti — 100—300 и 600—1200 К. Сопоставление кривых N/N_ϕ на рис. 9 с кривыми десорбции имплантированного дейтерия, приведенными на рис. 10, показывает на их определенную корреляцию.

Авторы отмечают, что превышение скорости счета нейтронного детектора над уровнем фона наблюдалось также при следующих обстоятельствах:

- при повторном нагреве образцов Ti от 77 К до температур выше 1300 К,
- в процессе охлаждения как Ti, так и Pd от температур облучения (≈ 100 К) до 77 К после прекращения облучения.

Максимальные усредненные значения скорости счета детектора по отношению к уровню фона на рис. 9 составляют величину 2... 2,3, что

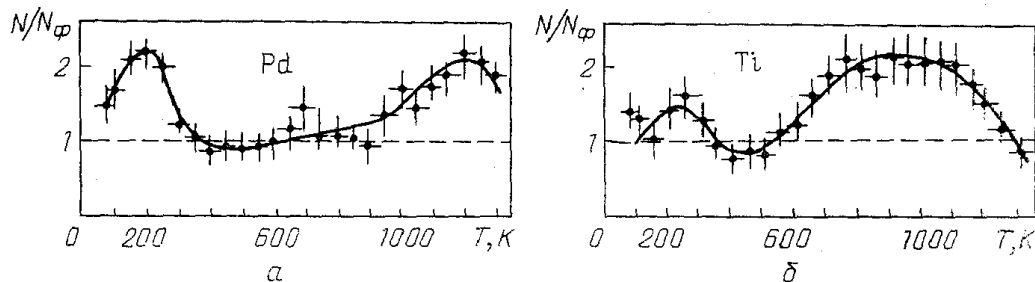


Рис. 9. Зависимость величины $(N/N_\phi)_{\text{ср}}$ от температуры. а — Для Pd. б — Для Ti [26]

с учетом N_ϕ и эффективности ε_n соответствует интенсивности источника нейтронов $\approx 10^2$ нейтр \cdot с $^{-1}$.

Важно подчеркнуть, что эмиссия нейтронов наблюдалась только во время нагрева или охлаждения образцов, т. е. соответствует неравновесному состоянию системы металл-дейтерий.

Еще одной важной особенностью работы [26] является то, что в ней впервые в рамках одного эксперимента зарегистрирован выход всех продуктов DD-синтеза по каналам (2В) и (3В) (см. раздел 1.5) и показано, что энергии заряженных частиц соответствуют их ожидаемым

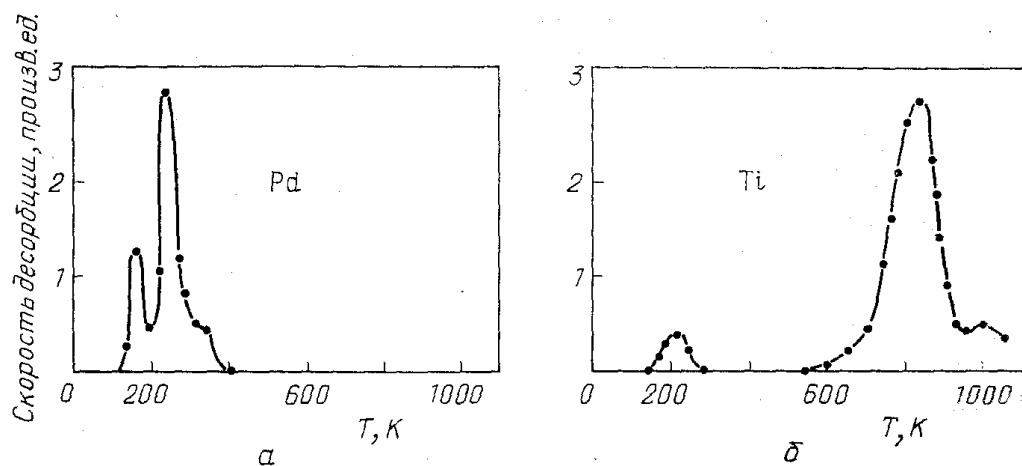


Рис. 10. Спектры термодесорбции D_2 из Pd (а) и Ti (б) [26]

значениям (хотя выход заряженных частиц оказывается более чем на порядок ниже, нежели выход нейтронов).

Заметим, что во всех рассматриваемых работах по регистрации нейтронов используются, как правило, электронные методы. Исключение составляет работа [14], в которой для регистрации нейтронов по протонам отдачи применялись диэлектрические трековые детекторы (ДТД). Аналогичные детекторы использовались также в работе [27] для регистрации быстрых α -частиц (см. п. 1.5). Методика ДТД имеет ряд интересных особенностей, на которые целесообразно обратить внимание в связи с экспериментами по НТС. Для ДТД характерно [14] наличие порога регистрации, способность выявлять пространственную корреля-

цию событий в условиях большого фона слабоионизирующих частиц, безинерционность, длительное хранение информации, отсутствие линий связи, возможность размещения в труднодоступных местах, радиационная стойкость, относительно высокий геометрический фактор и, наконец, документальность и большая достоверность регистрации даже единичного события.

1.3.3. Эксперименты с низкой чувствительностью. Сведения об экспериментах [28—35], в которых эффект НТС не наблюдался, но чувствительность не позволила проверить эффект на уровне Джонса, представлены в табл. IV.

Таблица IV

Работа	Металлы	Способ насыщения	Детекторы	Результат
[28]	Pd	Электролиз	Li (Eu) I-дозиметр	Верхний предел не указан $< 1 \text{ с}^{-1}$ (среднее за 5 суток) $< 1-2,5 \text{ с}^{-1}\text{г}^{-1}$ $< 5 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ $< 0,01 \text{ с}^{-1}\text{г}^{-1}$ $< 0,06-0,10 \text{ с}^{-1}\text{г}^{-1}$, вспышки $< 10^3/20$ мин Верхний предел не указан $< 0,3 \text{ с}^{-1}$
[29]	То же	»	NE 213, $\epsilon \approx 0,025 \pm 0,008$	
[30]	»	»	Пластик	
[31]	»	»	3-NE 213, $\gamma/\text{п}$ -дискриминация BF_3	
[32]	»	»	Li-стекло	
[33]	»	»	NE 213, $\epsilon \approx 2\%$, $\gamma/\text{п}$ -дискриминация	
[34]	»	»	NE 213, BF_3	
[35]	Pd, Ti	Электролиз, газовая фаза	NE 213	

1.3.4. Эксперименты с отрицательными результатами. В ряде экспериментов [27, 36—40], выполненных с высокой точностью, нейтронный сигнал НТС не был обнаружен. При этом ошибки измерений были существенно меньше, чем в экспериментах третьей группы, что позволило авторам установить верхний предел на скорость НТС на уровне, меньшем, чем уровень Джонса. Характеристики этих экспериментов приведены в табл. V. Спрашивается, как относиться к отрицательным резуль-

Таблица V

Работа	Металл	Способ насыщения	Детекторы	Результат
[36]	Pd	Электролиз, газ D_2 , 1—20 атм	СНМ-14, $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-3}$	$< 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-3}$, $< 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-3}$
[27]	Ti	Электролиз, газ D_2 , 50 атм	СНМ-14, $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-3}$	$< 10^{-2}-3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-3}$, $\Lambda < 10^{-26} \text{ с}^{-1} (\text{DD})^{-1}$, $< 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$
[37]	Pd, Ti	Электролиз	6NE 213, $\gamma/\text{п}$ -дискриминация, $\epsilon \approx 1\%$	$\Lambda < 2 \cdot 10^{-25} \text{ с}^{-1} (\text{DD})^{-1}$
[38]	Pd	»	$20 \text{ }^3\text{He}$, $\epsilon \approx 15-20\%$	$< 0,07 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-3}$, $\Lambda < 1,5 \cdot 10^{-24} \text{ с}^{-1} (\text{DD})^{-1}$
[39]	Pd, Ti	»	NE 213, $\gamma/\text{п}$ -дискриминация	$< 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$
[40]	Pd, Ti	»	NE 320 + ^6Li (15%)	$< 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$

татам работ четвертой группы. Объяснение этих результатов может быть связано со спорадическим, невоспроизводимым характером НТС, который особенно явно обнаруживается в экспериментах первой группы. При этом важно обратить внимание на одну особенность, типичную для экспериментов четвертой группы. Стремясь достичь как можно большей степени «набивки» дейтерием объема металла, авторы этих работ, как правило, проводят длительную «зарядку» и лишь после этого приступа-

ют к измерениям. В этом отношении характерна, например, работа [37], где зарядка производилась, как правило, в течение сотен часов (и лишь в одной серии — 24 часа). В то же время, как отмечено при обсуждении работ первой группы, характерной чертой для них является возникновение сигналов НТС в свежих образцах вскоре после начала насыщения. Если к тому же учесть теоретические соображения, приведенные в разделе 4, то можно высказать предположение, что в экспериментах четвертой группы попросту пропущен момент, когда ячейка находилась в «активном состоянии».

1.4. Г а м м а - к в а н т ы. В целом ряде экспериментов для поиска процессов НТС проводилась регистрация γ -квантов с энергиями 2,2, 5,5 и 23,8 МэВ, которые могут возникать как первичные или вторичные продукты ядерного синтеза в процессах (1,1), (1В), (4В).

Как уже отмечалось выше, первая из этих реакций происходит при захвате термализованных нейтронов, т. е. фактически является сигналом об их испускании. Эффективность такого способа регистрации нейтронов определяется сечением захвата, свойствами окружающих ячейку материалов и эффективностью γ -детектора и составляет обычно $\sim 10^{-4}$, т. е. ниже, чем эффективность типичных нейтронных детекторов. Вторая реакция в экспериментах по НТС может происходить при наличии примеси H_2O или H_2 в ячейке. Ее скорость относительно каналов (2В), (3В) зависит от характера процессов: для «холодного» синтеза она больше, чем для (2В), (3В), а для горячего — меньше (см. раздел 3). Последняя реакция подавлена относительно каналов (2В), (3В) на 5—6 порядков.

Для регистрации γ -квантов используются, как правило, детекторы на кристаллах NaI, VGO, Ge.

Напомним, что уже в первой работе [5], регистрация γ -линии с энергией 2,2 МэВ приводилась авторами как одно из доказательств обнаружения процессов НТС. Однако в дальнейшем эти результаты по γ (2,2 МэВ) были подвергнуты критике, и в конце концов Флейшман и Понс вынуждены были отказаться от них на конференции в Лос-Анжелесе. Дискуссия по этому поводу [28, 41—43] представляется достаточно поучительной, поэтому коротко напомним основные аргументы оппонентов.

а) Ширина линии, приводимая Флейшманом и Понсом, по крайней мере вдвое меньше того, что допускает разрешение их прибора. Авторы из MIT [41, 43] использовали Pu/Be нейтронный источник, в котором α -частицы от $^{239}_{94}\text{Pu}$ рождают нейтроны через реакцию (α, n) на Be. Источник был калиброван с точностью 10% и давал $1,5 \cdot 10^6$ н/с. Он был помещен в бак с водой в геометрии, аналогичной опыту [5]. Нейтроны от источника термализовались в воде, и авторы наблюдали испускание γ -квантов от захвата спектрометром на NaI, аналогичным использованному в [5]. Измеренное разрешение при 2,22 МэВ составляло 5%, вместо 2,5% у Флейшмана и Понса.

б) На приведенном в работе [5] графике γ -линии (см. рис. 1) отсутствует четкая характеристика γ -спектра — так называемый «комптоновский край» при 1,99 МэВ.

в) Оценка выхода нейтронов по интенсивности γ -сигнала в [5] завышена по сравнению с результатом прямого счета нейтронов, приводимого Флейшманом и Понсом, примерно в 50 раз. Это было показано в [41] пересчетом интенсивности γ -линии от калиброванного Pu/Be источника к значению $\approx 4 \cdot 10^4$ нейтронов в секунду, приводимому в [5], и сравнением с интенсивностью γ -линии у Флейшмана и Понса.

Более того, из анализа γ -фона для типичных лабораторных условий авторы [41, 43] делают вывод о том, что γ -линия в [5] в действительности должна соответствовать энергии 2,5 МэВ, а не 2,22 МэВ.

Дополнительные соображения, указывающие возможный источник ошибок в γ -измерениях у Флейшмана и Понса, приведены в [28]. Авторы [28] использовали NaI-детектор и за 16 часов набрали пики при 2,22 МэВ и 2,61 МэВ, показанные на рис. 11. Хорошо известно, что в этой области энергий существуют два пика от распадов радиоактивных элементов ^{214}Bi (2,204 МэВ) и ^{208}Tl (2,614 МэВ). ^{214}Bi — промежуточный продукт радиоактивного ряда U—Ra, содержащего ^{222}Rn . Последний присутствует в различных сортах бетона и в воздухе. Разницу между пиками от ^{214}Bi (2,204 МэВ) и от захвата нейтронов (2,224 МэВ) нельзя разрешить с помощью счетчика на NaI. Поэтому для дальнейшего исследования авторы использовали германиевый детектор, имеющий более низкую эффективность, но гораздо лучшее энергетическое разрешение. Спектр, полученный во время электролиза D_2O , приведен на рис. 12

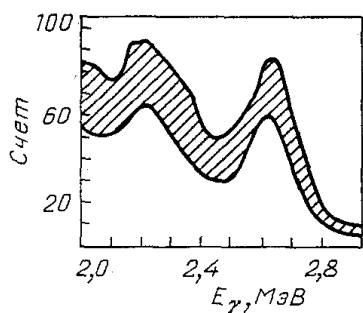


Рис. 11. γ -спектр, измеренный детектором на NaI [28]

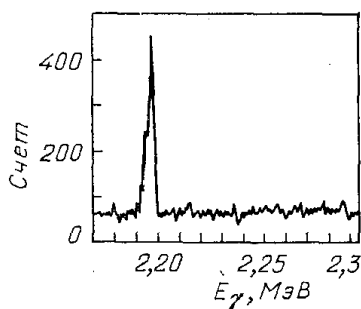


Рис. 12. То же, что на рис. 11. Ge-детектор [28]

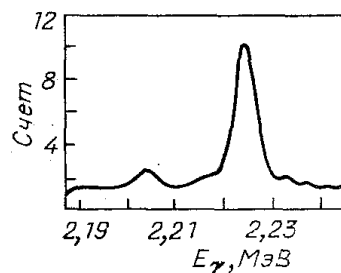


Рис. 13. γ -спектр, измеренный Ge-детектором за парафиновой стенкой, облученной источником нейтронов [28]

и показывает присутствие пика от ^{214}Bi ; однако сигнал при 2,224 МэВ отсутствует. В последующих экспериментах авторы, как и в [41], регистрировали возникновение пика захвата нейтронов, испущенных источником, помещенным в парафиновый замедлитель. Результат измерений показан на рис. 13. Ясно видны два пика: 2,204 МэВ от ^{214}Bi и 2,224 МэВ от реакции $p(n, \gamma)\text{D}$, причем интенсивность фонового пика от ^{214}Bi примерно соответствует интенсивности γ -пика в работе [5]. Аналогичные аргументы содержатся также в работе [38]. Приведенные выше соображения означают, что γ -линия, приведенная в [5], по-видимому, обусловлена аппаратурной погрешностью и не имеет отношения к γ -квантам от НТС.

Данные по другим γ -измерениям приведены в табл. VI.

1.5. Заряженные частицы. Основные сведения об экспериментах [19, 26, 27, 38, 44, 45] по регистрации заряженных частиц приведены в табл. VII. Сделаем некоторые замечания по поводу работ [19, 26, 27]. Как известно, протоны довольно сложно детектировать в ходе электролиза, так как слой электролита и стенки ячейки в значительной степени поглощают трехмэвные протоны. Поэтому для исследования спектра сцинтилляций, возбуждаемых протонами, в [19] использовался следующий прием. Палладиевый катод, выполненный в виде тонкой полоски, извлекался из электролизера, детектор быстрых нейтронов распаковывался, и катод наматывался на боковую поверхность монокристалла п-терфенила и сверху покрывался отражающей пленкой. После этого детектор устанавливался на ФЭУ. Еще проще эта проблема решалась в методе ионной имплантации в работе [26], где между источником заряженных частиц (Pd, Ti) и детекторами было вакуумированное пространство и поглощение могло происходить лишь в материале самого

источника. Это позволило авторам зарегистрировать испускание не только протонов, но и T и ${}^3\text{He}$. Измерения эмиссии заряженных частиц проводились, во-первых, в процессе охлаждения мишени от температуры облучения до $T \approx 77$ К после прекращения облучения, во-вторых, при высокотемпературном нагреве мишени (до ≈ 750 — 800 К). После прекращения облучения проводилось от 3 до 5 экспозиций длительностью

Таблица VI

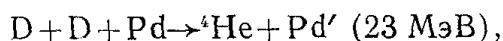
Работа	Энергия, измеряемая E , МэВ	Детектор	Результат
[13]	2,223	NaI (Tl), $\epsilon = 1\%$	«Залп» $\sim 10^2$ с $^{-1}$ «вспышки» $2 \cdot 10^3$ с $^{-1}$ < 13 с $^{-1}$
[20]	2,223	Ge, $\Delta E = 2,2$ КэВ, $\epsilon \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$	
[21]	2,223	NaI (Tl), NE 213, γ/β -дискриминация	Результат по γ не приведен (см. табл. IV)
[30]	2,223	Ge	< 50 с $^{-1}$
[33]	5,5	BGO, $\epsilon = 0,5\%$	$< 0,02$ с $^{-1}\text{r}^{-1}$
[36]	5,5	Ge(Li)	$< 2 \cdot 10^{-3}$ с $^{-1}\text{см}^{-3}$
[38]	5,5	Ge,	
	23,8	NaI(Tl)	$< 0,05$ с $^{-1}$ (5,5 МэВ)

Таблица VII

Работа	Металл	Способ насыщения	Частица, детектор	Результат
[44]	Pd	Электролиз	p , Si	$< 0,074$ с $^{-1}\text{см}^{-3}$ $\Lambda < 3,1 \cdot 10^{-24}$ с $^{-1}$ (DD) $^{-1}$ $\Lambda < 8 \cdot 10^{-24}$ с $^{-1}$ (DD) $^{-1}$
[45]	Ti	Имплантация, $E_D = 1,5$ КэВ	p , поверхностно-барьерный	
[19]	Pd	Электролиз	p , паратерфенил	$\geq 10^2$ с $^{-1}$
[27]	»	»	${}^4\text{He}$ (23 МэВ), поверхностно-барьерный, трековый	$\Lambda < 4 \cdot 10^{-27}$ с $^{-1}$ (DD) $^{-1}$
[38]	»	»	p , Ge	Сигнал не найден
[26]	Pd, Ti	Имплантация	p , T , ${}^3\text{He}$, поверхностно-барьерный	Λ (Pd) $\approx 5,5 \cdot 10^{-19}$ с $^{-1}$ (DD) $^{-1}$ Λ (Ti) $\approx 1,65 \cdot 10^{-19}$ с $^{-1}$ (DD) $^{-1}$

по 10^3 с, в течение которых насыщенная дейтерием мишень экспонировалась перед полупроводниковым детектором и непрерывно велась запись энергетического спектра частиц, эмиттируемых мишенью. Было найдено довольно высокое значение Λ , равное $5,5 \cdot 10^{-19}$ и $1,65 \cdot 10^{-19}$ с $^{-1}$ (DD) $^{-1}$ для Pd и Ti соответственно.

Авторы отмечают, что интенсивность эмиссии существенно зависит от экспериментальных условий. В частности, в случае экспозиции непосредственно после облучения мишени (без нагрева) наблюдается снижение частоты появления сигналов со временем, «затухание» эффекта. Наибольшая частота сигналов наблюдается в период высокотемпературного нагрева мишени, как правило, при термодесорбции дейтерия. Последнее замечание касается работы [27]. Измерения в ней проводились для проверки предположения о существовании экзотической «мёсбауэровской» реакции (см. раздел 3).



в которой импульс передается решетке Pd, а энергия ≈ 23 МэВ уносится α -частицей, пробег которой должен составлять 90 мкм в Pd, ≈ 200 мкм

в Ti и 350 мкм в материале трекового детектора CR-39, использованного в [27].

1.6. Рентгеновское излучение. В отличие от большинства экспериментов по НТС, в которых регистрировались продукты первичной радиации ядерного синтеза (n, p, γ...) или захватные γ-кванты, в работах [36, 38, 46, 47] регистрировалось рентгеновское излучение, возникающее при замедлении заряженных частиц в конденсированной среде. Достоинством этого метода является то, что он чувствителен ко всем ядерным событиям, и, таким образом, нет необходимости при постановке экспериментов заранее исходить из каких-то предположений о преобладающем типе реакций. В этой связи напомним, что для объяснения расхождения в опыте Флейшмана — Понса между тепловыделением и потоком нейтронов были предложены различные экзотические безнейтронные реакции, типа «мёссбауэровской» (см. раздел 3), $D + {}^6\text{Li} \rightarrow 2\alpha + 24 \text{ МэВ}$ и т. п. Если такие реакции являются преобладающим каналом энерговыделения в кристаллической решетке, то наиболее адекватным способом их регистрации может быть измерение потока рентгеновских квантов. Следует, однако, заметить, что чувствительность этого метода невелика. Так, в [46] из наблюдений $\dot{N}_\gamma < 0,14 \text{ с}^{-1}$ получена оценка $\dot{N}_{\text{яд}} < 10^5$ ядерных событий в секунду, что далеко от проверки эффекта на уровне Джонса.

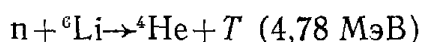
Сведения об экспериментах по регистрации рентгеновского излучения приведены в табл. VIII.

Т а б л и ц а VIII

Работа	Металл	Способ насыщения	Детектор	Результат
[46]	Pd	Электролиз	Si (Li)	$< 10^5 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3}$
[47]	Pd	»	NaI (Tl), Ge	Небольшое превышение над фоном
[36]	Pd	»	Ge	Эффект не обнаружен
[38]	Pd	»	NaI (Tl), Ge	$< 10^2$ событий $\cdot \text{с}^{-1} \text{ см}^{-3}$

1.7. Анализ на тритий и гелий. Как было отмечено многими авторами, результаты по регистрации трития в работе Флейшмана и Понса [5] не являются убедительными, поскольку в ней приводится только конечное содержание T в электролите ($\approx 1,67 \text{ Бк/мл}$) и не указано его первоначальное содержание и продолжительность электролиза.

В работе [28] были проанализированы несколько типичных образцов, тяжелой воды. Авторы нашли, что они содержат T в следующих количествах в $(\text{Бк} \cdot (\text{мл})^{-1})$; $9,5 \pm 0,3$; $1,1 \pm 0,1$; $5,8 \pm 0,2$ и $2,1 \pm 0,1$. Если тритий присутствовал в D_2O в начале электролиза, то за счет эффекта D/T-сепарации (обусловленного различной энергией активации десорбции T и D на электроде из Pd) будет происходить обогащение электрода тритием (фактор $\approx 2-3$). Дополнительное образование трития за счет фоновых тепловых нейтронов в процессе



оказывается пренебрежимо малым по сравнению с первоначальным содержанием T в D_2O . Наличие T регистрируется через его β-распад.

Анализ на содержание гелия проводится с помощью масс-спектрометрии. Так в работе [33] масс-спектрометр позволял определять количества ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ на уровне $3 \cdot 10^4$ и $1,5 \cdot 10^9$ атомов соответственно.

В [17, 25] были получены очень интересные положительные результаты по тритию. В серии экспериментов, выполненных в BARC [17]

(Бабха-центр атомных исследований, Индия), уровень Т в электролитах после нескольких дней непрерывной работы был измерен двумя независимыми группами экспертов с помощью стандартной техники жидких сцинтилляторов, но с использованием специальных мер предосторожности для устранения ложных эффектов, обусловленных радиоактивными загрязнениями и хемилюминесценцией. Результаты, полученные различными группами, представлены в табл. IX. Вывод, вытекающий из этих экспериментов, состоит в том, что тритий является преимущественным продуктом, т. е. реакцией НТС можно характеризовать как

Таблица IX

Металл	Объем D ₂ O, мл	Максимальный ток А	Уровень Т, Бк/мл		Образование	
			Начальный	Конечный	Бк	Атомов
Pd—Ag	250	100	2,6	$5,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{15}$
Pd—Ag	250	100	10,0	$4,4 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^{14}$
Pd	1000	65	2,0	$7,0 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^{15}$
Ti	135	40	2,0	$1,8 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^{14}$
Pd	45	1—2	31,3	$1,7 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{14}$
Pd	65	1—3	18,1	$8,8 \cdot 10^3$	$5,7 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{14}$

существенно «безнейтронные» с отношением выхода $\dot{T} \sim 10^{-8}$. Проведенные авторами радиографические исследования подтверждают факт образования и накопления значительного количества трития в дефектах

Таблица X

Работа	Что регистрируется, метод	Результат
[28]	T, жидкий сцинтиллятор	Эффект не найден
[48]	T, ³ He, масс-спектрометр	Найдены T, ³ He
[33]	T, ³ He, ⁴ He, жидкий сцинтиллятор, масс-спектрометр	$< 3 \cdot 10^3$ ³ He с ⁻¹ г ⁻¹ , $< 4 \cdot 10^5$ ⁴ He с ⁻¹ г ⁻¹
[17]	T, жидкий сцинтиллятор, радиография	$\dot{N}_T > 10^{16}/10^3$ с
[18]	T, ³ He, масс-спектрометр	$\dot{N}_T > 10^2$ с ⁻¹
[19]	T, ³ He, масс-спектрометр	10^2 с ⁻¹
[25]	T	10^{13} с ⁻¹ см ⁻³
[35]	³ He, ⁴ He	Эффект не найден
[38]	T, ³ He, ⁴ He, жидкий сцинтиллятор, масс-спектрометр	$(5 \pm 7) \cdot 10^3$ T с ⁻¹ см ⁻³ , сигнала ³ He, ⁴ He над фоном не найдено

кристаллической решетки гидрида. В целом, как видно из табл. X, в ряде работ по поиску T и He авторы приходят к положительному выводу относительно существования НТС.

1.8. Калориметрические измерения. Как уже отмечалось выше, сенсационный интерес к работе Флейшмана и Понса был обусловлен в первую очередь их калориметрическими результатами, выявившими значительное избыточное энерговыделение при электролизе D₂O. Вскоре появились сообщения о подтверждении этих данных в целом ряде лабораторий [49, 50].

Большинство этих работ так и остались до сих пор неопубликованными. Вместо этого появились многочисленные публикации, в которых на основе детальных измерений и тщательного анализа авторы делают вывод об отсутствии положительного теплового эффекта на уровне на много порядков ниже, чем у Флейшмана и Понса [5]. Указаны возмож-

ные источники ошибок в [5] и продемонстрировано, что эффекты, найденные Флейшманом и Понсом, могут быть объяснены известными химическими процессами, не имеющими ничего общего с ядерным синтезом.

Следует подчеркнуть, что явления, происходящие в ячейке, представляют собой сложный комплекс различных электрохимических процессов и калориметрия требует аккуратного учета многих факторов: эффектов поляризации, сдвига потенциала электрода, потерь тепла за счет образования и выноса газов, испарения D_2O , различного рода нестационарностей и т. п.

На рис. 14 из [51] показаны два типа калориметрических ячеек, которые позволяют измерять избыточное энерговыделение.

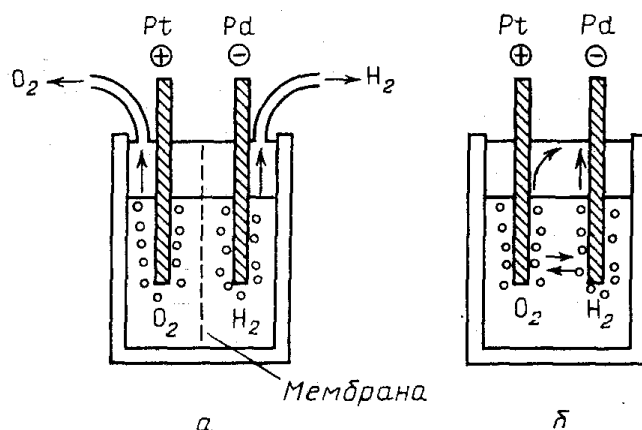


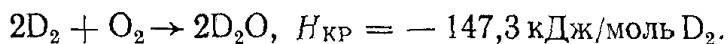
Рис. 14. Два типа калориметрических ячеек

В ячейке (рис. 14, а) с разделенным катодным и анодным пространством, диафрагма не препятствует переносу ионов, но не допускает движение пузырьков газа между анодом и катодом. При полном разделении газового пространства над ячейкой и раздельном выведении потоков газа рекомбинация в газовой фазе невозможна. Перенос растворенных газов не очень существенен в силу малой растворимости газов ($<10^{-3}$ моль/л). Для исключения различных нестационарных эффектов необходимо периодически добавлять электролит и поддерживать его на постоянном уровне.

В замкнутой ячейке (рис. 14б) количество и состав электролита постоянны. Образующиеся газы вновь превращаются в исходную воду за счет каталитической рекомбинации. В этих условиях не происходит запасания энергии в продуктах электролиза и подводимая энергия полностью превращается в тепло. При наличии дополнительных источников энерговыделения полная выделяемая мощность должна превышать подводимую электрическую. Для того чтобы исключить ошибки, связанные с различными условиями измерений, можно определять тепловой эквивалент подводимой электрической мощности в полностью идентичном эксперименте, но с использованием обычной воды, где не предполагается дополнительного тепловыделения. Следует, однако, учесть, что замена $D_2O \rightleftharpoons H_2O$ является достаточно корректным способом контроля только при учете различия свойств электролитов на D_2O и H_2O (разница в теплоемкостях, теплопроводностях, массах выделяющихся газов, электрической проводимости и сопротивлении Pd по отношению к H_2O и D_2O). Это делает интерпретацию разностных измерений в системах Pd/H и Pd/D весьма трудной и деликатной.

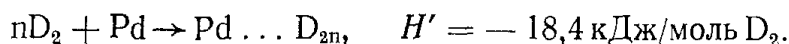
Калориметрическая ячейка, использованная Флейшманом и Понсом, является промежуточной между типами рис. а и б. В связи с этим возникают трудности и неоднозначности в интерпретации результатов их

измерений. Впервые детальный анализ этих результатов был проведен в работе [28]. Авторы многократно повторили измерения и ни в одном из них не обнаружили избытка тепла в пределах точности измерений $\pm 5\%$. При этом во всех случаях палладиевый катод был полностью погружен в электролит. При вынимании электрода, насыщенного дейтерием или водородом из электролита, наблюдалось нагревание его поверхности. Это является следствием высвобождения $D(H)$ из электрода и его окисления в присутствии катализатора. Вкладом этой реакции каталитической рекомбинации (КР)



Флейшман и Понс пренебрегали в своих энергетических оценках. В работе [28] было измерено тепло рекомбинации. Для Pd-электрода $0,1 \times 1 \times 2 \text{ см}^3$ поток тепла составил 35,9 Вт, а плотность потока КР $179,6 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-3}$. Это значительно больше, чем «избыток» плотности потока $\approx 10 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-3}$, приведенный в [5]. Авторы обращают внимание на то, что КР водорода, запасенного в Pd, происходит не всегда и ее возникновение и скорость зависят от каталитической активности поверхности Pd.

Кроме КР тепловыделение может быть обусловлено и самим поглощением $H(D)$ палладием:



Если в электродах достигнуто равновесное содержание $H(D)$, то этот эффект можно не учитывать, поскольку высвобождение тепла за счет поглощения D_2 компенсируется теплом, поглощаемым при десорбции. Однако при нестационарных условиях этот эффект необходимо учитывать.

Флейшман и Понс использовали неразделенную ячейку, содержащую смесь водорода и кислорода в газовой фазе над электролитом. Можно предположить [28], что часть поверхности палладиевого электрода возвышалась над уровнем электролита и таким образом находилась в контакте с кислородом в течение всего эксперимента или в какие-то промежутки времени, когда уровень электролита понижался из-за электролитического разложения воды. На обнаженных частях электрода могла возникать КР. Из-за сильной зависимости КР от каталитической активности поверхности Pd возможны различные нестационарные явления, которые могут проявляться как «тепловые выбросы». Тенденция «избыточного» тепловыделения увеличиваться с ростом плотности тока j , найденная в [5], также легко объясняется, поскольку тепловыделение при КР $Q_{\text{КР}} \sim j$. Наконец, КР может объяснить «объемный» характер тепловых эффектов, указанный в [5], поскольку количество $H(D)$, вступающего в реакцию КР, будет расти с ростом V/S .

Были указаны и другие возможные источники ошибок в калориметрических измерениях [38, 52].

а) Резкое или постепенное изменение в скорости потерь тепла из ячейки может возникать в результате изменения скорости газообразования. Подобные эффекты зачастую приводят к росту температуры ячейки, что можно интерпретировать как избыток энтальпии.

б) При отсутствии эффективного перемешивания электролита могут возникать температурные градиенты, неучет которых может привести к ошибкам в расчетах теплового баланса.

в) Полная электрическая энергия, подводимая к ячейке, может варьироваться в ходе эксперимента из-за изменений температуры, концентрации, случайного экранирования электродов пузырьками газа и т. п. Корректная оценка этой энергии в процессе длительного эксперимента с хорошей точностью затруднена.

г) Определение электрической энергии, диссипированной в тепло, требует знания «мгновенного» значения сопротивления электролита, что далеко не тривиально.

В калориметрических опытах по НТС используются калориметры различных типов, преимущественно предназначенные для измерений в равновесном состоянии. Лучшие из них имеют чувствительность на уровне ± 100 мкВт [33]. В целом, типичная точность калориметрических измерений находится, как правило, на уровне 5–7%.

На рис. 15 в качестве примера показана схема калориметрической установки, использованной в институте Пауля Шерара (Швейцария)

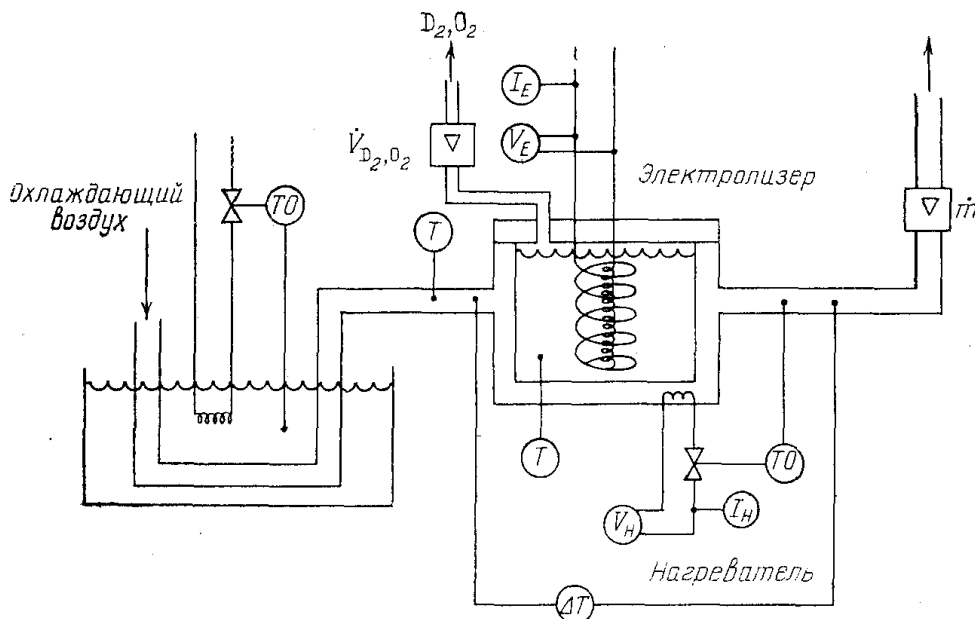


Рис. 15. Калориметрическая установка работы [33]

[33], для равновесных измерений тепла, производимого в ячейке. Для отвода тепла используется газовый поток, текущий через охлаждающую рубашку на каждой ячейке. Образованное тепло измеряется по разности температур газа, возникающей при прохождении через рубашку. Такая конструкция устраняет необходимость эффективного перемешивания. Единственное отклонение от равновесия в эксперименте было связано с постепенным уменьшением объема электролита, которое компенсировалось периодическим добавлением D_2O в основную и H_2O — в контрольную ячейки.

Из всех известных нам (опубликованных) калориметрических экспериментов [23, 25, 28, 33, 35, 38, 49, 51, 53, 54] только в работах [23, 25, 35, 49] получено указание на избыточное тепловыделение на уровне 5–15%. С учетом приведенных выше замечаний нет оснований рассматривать эти результаты как подтверждение теплового эффекта [5].

1.9. Эксперименты по механическому разрушению дейтерийсодержащих веществ. В этом разделе мы рассмотрим работы [9, 55–57], в которых изучалась возможность возникновения ядерных реакций синтеза при механическом разрушении дейтерийсодержащих веществ. Первая из этих работ [9] была выполнена за три года до работы Флейшмана и Понса и в то время не привлекла к себе сколько-нибудь заметного внимания. В настоящее время, в свете представлений об ускорительном механизме НТС [7, 8] (если они будут окончательно подтверждены экспериментально) эту работу, по-видимому, можно считать первой экспериментальной работой по «холодному» (точнее, по микроскопически-горячему) ядерному синтезу.

Целью работы была проверка предположения о возможном инициировании ядерных реакций при ударном разрушении монокристаллов LiD. Выбор данного вещества был обусловлен тем, что дейтерид лития имеет структуру, аналогичную структуре щелочно-галогидных кристаллов, сильно электризующихся при разрушении.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 16. Разрушение кристаллов LiD осуществлялось металлическим бойком массой 50 г (1), разгоняемым в стволе газовой пушки (2) до скорости около 200 м/с. Мишень представляла собой свинцовую пластину (3) толщиной

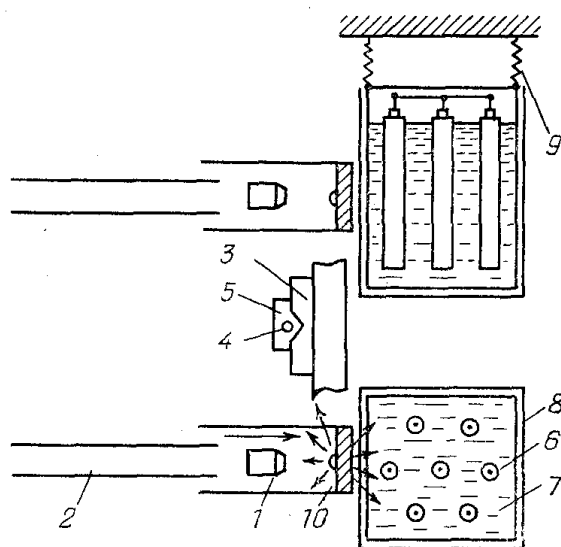


Рис. 16. Схема экспериментальной установки [9]

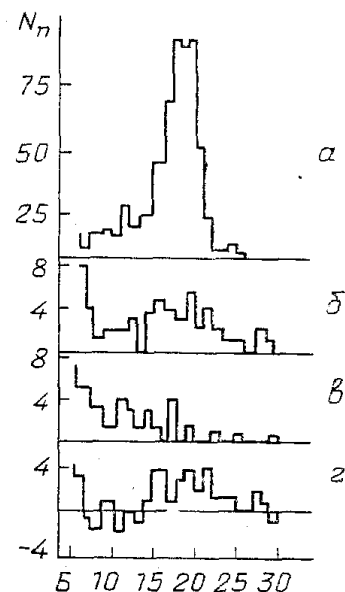


Рис. 17. Гистограмма распределения импульсов по каналам анализатора от источника нейтронов (а), при разрушении мишеней из дейтерида лития (б), при стрельбе по мишеням, не содержащим кристаллов LiD, «импульсный фон» (в) и результат вычитания «импульсного» и космического фонов из амплитудного спектра снятого при разрушении мишеней из LiD (г)

7 мм, в которой с одной стороны делалось коническое углубление глубиной 5 мм. В это углубление помещался монокристалл LiD (4) кубической формы с ребром 3—4 мм. Кристалл закрывался тонкой латунной крышкой (5). Мишень крепилась на вертикальной стенке камеры (10).

Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью блока пропорциональных счетчиков NWI-62 (7 шт) (6), погруженного в бак с маслом (7); стенки бака были покрыты листовым кадмием (8), а сам бак крепился с помощью пружинного подвеса (9). Оценка эффективности детектора осуществлялась с помощью Po/Be-источника нейтронов интенсивностью 200 нейтрон/с, который устанавливался на место мишени. Через определенные промежутки времени регистрировался естественный нейтронный фон. Для контроля снимался также фон при стрельбе по мишеням, не содержащим кристаллов LiD (так называемый импульсный фон).

Результаты измерений суммированы на рис. 17 и показывают, что счет нейтронов при стрельбе по мишени из LiD превышает импульсный

фон и составляет порядка десяти нейтронов на один акт разрушения монокристалла LiD.

Примерно в то же время в Институте физики Земли АН СССР М. А. Ярославским были проделаны опыты по «реологическому взрыву» горных пород с добавкой D₂O, которые привели к аналогичному результату — наблюдению интенсивной эмиссии нейтронов, сопровождавшей разрушение дейтерийсодержащих образцов. Результаты этих работ были опубликованы только в 1989 году [55].

В связи с сообщениями о наблюдении НТС при насыщении Pd и Ti дейтерием группа Дерягина вернулась к своим исследованиям и опубликовала в 1989 году работы, в которых сообщалось о регистрации потока нейтронов [56] и аномальной β-активности [57] при механическом воздействии на титан в присутствии дейтерийсодержащих веществ. В обоих экспериментах в качестве объектов исследования использовались титановая стружка, а также D₂O, дейтерированный полипропилен ПП (D₆), а в [56] еще дейтерид лития LiD. Измельчение и смешивание этих материалов проводилось на лабораторной эксцентриковой вибромельнице. Для контроля проводилось также измельчение всех компонент по отдельности, которое показало, что при диспергировании только самой титановой стружки, а также дейтерийсодержащих компонент по отдельности не наблюдается превышения над естественным фоном («0,05 отсчет/с»). (Заметим, кстати что этот результат, применительно к LiD, не согласуется с предыдущими измерениями этих же авторов [9], обнаруживших излучение нейтронов при разрушении LiD). Вместе с тем при диспергировании титановой стружки совместно с 10% тяжелой воды либо 4—5% дейтерированного полипропилена (D₆), а также с обеими этими компонентами вместе интенсивность счета нейтронов с учетом эффективности детектора превосходит в 5—6 раз интенсивность космического фона. Наибольший эффект в системе: Ti+10% D₂O+4% ПП (D₆) регистрируется в процессе замораживания рабочего барабана в жидком азоте через 3—6 мин после окончания механического воздействия и составляет 0,40±0,14 отсчет/с. После 3—4 циклов вибродиспергирования по 3 мин интенсивность нейтронного счета падает, становясь неотличимой от естественного нейтронного фона и не восстанавливается при последующем механическом воздействии.

Как отмечают авторы, насыщение Ti дейтерием в данном эксперименте может происходить за счет механохимического разложения дейтерийсодержащих компонент и диффузии дейтерия в решетку Ti в условиях значительных контактных давлений. При этом увеличение счета нейтронов при замораживании может быть связано с тем, что равновесное фазовое давление Н(D) снижается при уменьшении температуры, что приводит к увеличению поглощения дейтерия. Наблюдаемое истощение «генерации нейтронов», по-видимому, обусловлено как сильным измельчением Ti, так и отравлением его поверхности, препятствующим диффузии дейтерия в решетку Ti.

При исследовании образования трития, с целью контроля одновременно в аналогичных условиях проводилось вибродиспергирование меди с теми же дейтерийсодержащими веществами, взятыми в той же пропорции к весу металла. Найдено, что в системах Ti+10% D₂O+4% ПП (D₆) наблюдается превышение над естественным фоном и фонами контрольных образцов Cu+10% D₂O и Si+4% ПП (D₆), составляющее 40—50%.

Заключая этот раздел, хотелось бы отметить, что в отличие от основной массы работ по НТС, эксперименты по «механическому разрушению» были фактически проведены лишь одной группой и требуют дальнейшей более широкой проверки.

1.10. Резюме по экспериментальным исследованиям. Совокупность экспериментальных данных, рассмотренных в этой главе, позволяет сделать следующие выводы.

1. Результаты калориметрических измерений Флейшмана и Понса (избыточное энерговыделение на уровне $\sim 1 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-3}$ [5]) не получили подтверждения. Тепловой эффект не обнаружен на уровне точности порядка процента. С точки зрения возможных ядерных реакций это накладывает довольно слабые ограничения на их скорость ($\leq 10^{10}$ — $10^{11} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-3}$). Однако для практических приложений этот результат является критическим, поскольку не оставляет надежд на использование НТС в промышленной энергетике.

2. Отрицательные результаты получены также по регистрации гамма-квантов с энергиями 23,8 МэВ и 5,5 МэВ и рентгеновского излучения. Каков смысл этих результатов? Как будет показано в разделе 3 обзора, скорость реакции (4В), приводящей к γ (23,8), на 5 порядков ниже, чем скорость реакций (2В) и (3В). Скорость реакции (1В), дающей γ (5,5), зависит от условий синтеза. Для «холодного» синтеза (характерные энергии сливающихся ядер ~ 1 эВ) она на ~ 2 порядка выше, чем для (2В) и (3В), а для «горячего» (энергии 1—10 КэВ) — на 4—5 порядков ниже. Что касается рентгеновского излучения, то, как отмечалось выше, его регистрация уступает по чувствительности прямой регистрации нейтронов. Таким образом, отсутствие указанных сигналов не противоречит существованию НТС, а результат по γ (5,5) свидетельствует в пользу модели «горячего» синтеза⁽²⁾.

3. По всем остальным каналам регистрации (см. рис. 5) получены результаты, подтверждающие существование явления НТС. Средняя интенсивность его протекания в большинстве случаев близка к уровню Джонса, хотя в некоторых случаях на коротких временных интервалах может быть на несколько порядков выше.

4. Интересной особенностью, возможно ключевой для понимания природы НТС, являются «нейтронные вспышки» — излучение большого числа нейтронов (десятки и сотни) за короткие промежутки времени (доли секунды), которые наблюдаются наряду с некоррелированным во времени излучением нейтронов.

5. По-видимому, характерной чертой экспериментов по НТС, в которых получен положительный результат, является обнаружение спорадического характера протекания процесса, возникновения «активности» образцов вскоре после начала насыщения или термоциклирования (десятки минут — несколько часов) и «истощение» их активности со временем. Это обстоятельство, возможно, проливает свет на причину неудач некоторых экспериментов, в которых измерения активности проводились спустя десятки и сотни часов после начала насыщения.

6. Другое важное наблюдение состоит в сильной зависимости интенсивности протекания НТС от условий эксперимента (скорости сорбции и десорбции, диапазона и скорости изменения температур, состояния поверхности и т. п.). Несомненно, критическими для проявления НТС являются неравновесные условия в системе металл-дейтерий.

7. Поразительной особенностью экспериментов, выполненных в BARC [17] (и Техасском университете [25]), является указание на преимущественно безнейтронный характер НТС, приводящий к образованию трития в отношении $T/n \sim 10^8$.

Выводы, которые следуют из рассмотренных выше экспериментальных наблюдений для понимания механизма НТС, будут подробно обсуждаться ниже.

Несмотря на огромное число работ, в целом подтверждающих существование НТС, экспериментальные исследования этого явления все еще находятся на той стадии, когда экспериментаторы не в состоянии

надежно воспроизвести свои результаты и создавать условия, гарантирующие наблюдение сигналов НТС. Ряд наблюдений требует детальной проверки. Так, самого тщательного изучения заслуживает вывод о преимущественной наработке трития в реакциях НТС. Это, по-видимому, сейчас наиболее острая проблема. Очень важно также получить подтверждение немногочисленных пока результатов по регистрации заряженных продуктов НТС. К сожалению, до сих пор отсутствуют данные корреляционных опытов ⁽³⁾, предложенных в [7, 8], по одновременной регистрации продуктов НТС и сопутствующих сигналов (радио- и акустической эмиссии). Очень мало изучено также воздействие различных внешних факторов на ход НТС [7, 8]. В некоторых экспериментах используется термоциклирование, которое, по-видимому, является существенным для получения положительных результатов. Есть также указания на активизацию процессов НТС при воздействии «электроударом» (сильный пульсирующий ток). В общем, предстоит еще провести широкие экспериментальные исследования, прежде чем явление НТС будет достаточно полно изучено и понято.

2. Гидриды переходных металлов. Для целей последующего обсуждения мы рассматриваем в этом разделе (следуя [8]) некоторые вопросы, относящиеся к строению, образованию и разрушению гидридов металлов. При этом основное внимание будет уделено переходным металлам, обладающим высокой способностью к растворению водорода и его изотопов, и прежде всего, палладию и титану, в которых, согласно работам, рассмотренным в разделе 1, обнаруживаются реакции НТС. Более полное изложение можно найти в многочисленных монографиях, обзорах и оригинальных статьях, посвященных системам металл-водород (см., например, [58—62]).

2.1. Структура и связи в системе металл — водород. Водород образует с металлами соединения с различными типами связи. Гидриды наиболее активных щелочных и щелочноземельных металлов построены по типу галогенидов и характеризуются ионной связью. Редкоземельные металлы образуют с водородом соединения с ковалентной и металлической связью, тогда как для переходных металлов преобладает металлический тип связи. Эти последние соединения часто рассматриваются как растворы внедрения, где атомы водорода, имеющие относительно малые размеры, занимают пустоты в решетке между атомами металла. При этом существенным образом меняются свойства как металла, так и водорода, т. е. имеет место химическое взаимодействие.

Внедрение атомов водорода в междоузлия металлической решетки приводит к ее деформации и образованию поля смещений. Водород в металле может находиться в различных фазовых состояниях: газ, жидкость, твердое тело. Первые два отличаются лишь плотностью водорода и величиной постоянной решетки металлической матрицы. Для твердой фазы характерно упорядочение внедренных атомов водорода по эквивалентным междоузлиям.

В кубических решетках водород может занимать два типа междоузлий — октаэдрические, в которых атом водорода окружен шестью атомами металла, и тетраэдрические, где атом Н окружен четырьмя атомами металла. При этом на один атом металла приходится одна октаэдрическая и две тетраэдрических пустоты, размеры которых для неискаженной г. ц. к. решетки связаны с атомным радиусом металла соотношением

$$R_0 \approx 2R_T \approx 0,44 R_M. \quad (2.1)$$

В соответствии с типом связи, в которой участвует водород, его ионный

радиус принимает различные значения: $R_{\text{H}}^{(\text{K})} \approx 0,30—0,35 \text{ \AA}$ для ковалентной связи, $R_{\text{H}}^{(\text{M})} \approx 1,3—1,5 \text{ \AA}$ для ионной связи и $R_{\text{H}}^{(\text{M})} \approx 0,41 \text{ \AA}$ для металлической связи. Радиус электроотрицательного водорода непрерывно уменьшается с увеличением электроотрицательности катиона и для переходных гидридов составляет: $\approx 1,23 \text{ \AA}$ для Pd, $\approx 1,25 \text{ \AA}$ для Ti (и $\approx 1,33 \text{ \AA}$ для La). В среднем для переходных металлов $R_{\text{H}}^{(\text{M})} \approx 1,29 \pm \pm 0,5 \text{ \AA}$ [58]. В зависимости от положения элемента-партнера в периодической системе эффективный заряд на атоме водорода может принимать различные значения от +1 до -1. В соответствии с этим для описания электронных свойств системы металл-водород часто используются две альтернативные модели: анионная, в которой водород притягивает на себя электрон металла и превращается в отрицательный ион H^- , и протонная, в которой водород отдает свой электрон в зону проводимости и превращается в положительно заряженный протон. В реальных системах может реализоваться промежуточная ситуация (так в палладии водород имеет, по-видимому, в среднем заряд $4-0,45 e$ [63]). Это означает, что водород находится в переходных металлах не в виде голгого протона, а на нем имеется от 0,1 до 0,6 электрона на атом. Оставшаяся, часть электронов, не связанных с H, принимает участие в остаточной металлической связи, обуславливающей электропроводность этих соединений.

Рассмотрим теперь более подробно титан и палладий. Гидриды этих металлов относятся к числу наиболее хорошо изученных. Напомним, что способность палладия поглощать большие количества водорода известна уже более 150 лет, и именно с исследований Грэмом в 1866 г. Pd [64] началось систематическое изучение диффузии газов в металлах. Что касается гидридов Ti, то их детальному изучению способствовало широкое применение этого металла в технике и перспективы хранения водорода в гидридной фазе.

Гидрид палладия обладает структурой изотропно расширенной г. ц. к. решетки матрицы. Ниже 300°C однородный твердый раствор распадается на α -фазу с малым содержанием водорода ($c_{\alpha}^{\text{max}} = 0,008$) и β -фазу с большой концентрацией H ($c_{\beta}^{\text{min}} = 0,607$) и увеличенной постоянной решетки. При комнатной температуре значения постоянной решетки для чистого Pd и сосуществующих α - и β -фаз составляют $a_{\text{Pd}} = 3,890 \text{ \AA}$, $a(c_{\alpha}^{\text{max}}) = 3,894 \text{ \AA}$, $a(c_{\beta}^{\text{min}}) = 4,025 \text{ \AA}$. Переход $\alpha \rightarrow \beta$ сопровождается увеличением объема гидрида $\Delta V = 1,57 \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{ат} \cdot \text{H}$ [62]. При увеличении концентрации H выше c_{β}^{min} наблюдается плавное расширение гомогенной фазы. Учитывая, что атомный радиус Pd равен $R_{\text{Pd}} = 1,34 \text{ \AA}$, находим из (2.1) для размеров октаэдрических и тетраэдрических пустот значения

$$R_0^{(\text{Pd})} \approx 0,6 \text{ \AA}, \quad R_{\text{T}}^{(\text{Pd})} \approx 0,3 \text{ \AA}.$$

Видно, что при $R_{\text{H}}^{(\text{M})} = 0,41 \text{ \AA}$ водород может легко разместиться в октаэдрических пустотах матрицы Pd и «не влезает» в тетраэдрические. Именно за счет занятия октаэдрических позиций и происходит образование α - и β -гидридных фаз, полное заполнение которых соответствует пределу $c \rightarrow 1$.

До сих пор мы не учитывали различия между водородом и его изотопами — дейтерием и тритием. Следует заметить, что гидриды палладия, содержащие D и T, проявляют обратный изотопический эффект, т. е. имеют более высокое равновесное давление D и T по сравнению с H при равной температуре и одинаковом составе. Таким образом, дейтерию, по сравнению с водородом, более выгодно находиться в газе, а водороду — в металле [62]. Впрочем, для дальнейшего обсуждения эти

отличия не очень существенны и ниже, если не оговорено особо, мы не будем различать H, D и T в металлах.

Для наиболее интересных с точки зрения НТС гидридных фаз титана с наибольшей концентрацией имеет место состав TiH_2 . При этом γ -фаза, существующая при температуре $T < 310$ К, имеет г. ц. т. решетку с $a = 4,528$ Å и $c = 4,279$ Å, а γ' -фаза ($T > 310$ К) — г. ц. к. решетку с $a = 4,454$ Å для $TiH_{1,99}$ (для $TiD_{1,99}$ $a = 4,440$ Å) [58]. Заметим, что атомный радиус титана $R_{Ti} = 1,46$ Å, поэтому размеры пустот в г. ц. к. решетке составляют $R_0 \approx 0,64$ Å, $R_T \approx 0,32$ Å $< R_H^{(M)} = 0,41$ Å. Тем не менее, как показывают структурные исследования, в обеих упорядоченных γ - и γ' -фазах гидроксида титана водород занимает тетраэдрические пустоты. Таким образом, возможность гидрирования титана (и его аналогов) ограничена двумя атомами водорода на один атом металла, несмотря на то, что, вообще говоря, доступными являются три позиции внедрения. (Заметим, что аналогичная ситуация имеет место и для металлов V группы: V, Nb, Ta). К этому вопросу мы еще вернемся ниже.

2.2. Перенос водорода в металле и образование гидридного слоя. При исследовании систем металл — водород насыщение водородом (или его изотопами) производится различными способами: из газовой среды под давлением, электролизом, ионной имплантацией, газовым или искровым разрядом. В многочисленных экспериментах по НТС наиболее популярны первые два метода, которые достаточно просты и позволяют достичь высоких концентраций дейтерия. Кратко обсудим основные закономерности диффузии водорода в металлах. Как известно, проникновению водорода в металл предшествует адсорбция его молекул на металлической поверхности и переход в хемосорбированное состояние, близкое к атомарному, но с некоторым отличным от нуля эффективным зарядом на атомах водорода. После того как произошло взаимодействие водорода с поверхностным слоем металла, сопровождающееся его диссоциацией, начинается диффузия атомов водорода внутрь кристаллической решетки. Водород в металле обладает высокой подвижностью, и коэффициент его диффузии в переходных металлах близок к его значению для жидкостей. При описании диффузии атомы матрицы можно считать неподвижными, образующими кристаллический базис, внутри которого происходит распространение водородного «решеточного газа». Процесс диффузии можно рассматривать как переход атомов водорода с одного междоузлия на другое, сопровождающийся преодолением энергетического барьера, который обусловлен сжатием внедренного атома окружающими атомами металла. Отвлекаясь от квантовых эффектов, можно считать, что причиной диффузии являются тепловые колебания внедренного атома, а величина барьера ϵ зависит от упругой энергии матрицы и размеров внедренного атома. Коэффициент диффузии подчиняется закону Аррениуса

$$D = D_0 e^{-\epsilon/RT}. \tag{2.2}$$

Значения параметров D_0 и ϵ для α -гидрида Pd составляют $D_0 \approx 6 \cdot 10^{-3}$ см²с⁻¹ и $\epsilon \approx 25$ кДж·моль⁻¹, для α -фазы гидроксида Ti — $D_0 \approx 10^{-2}$ см²с⁻¹, $\epsilon \approx 52$ кДж·моль⁻¹, тогда как для фазы TiH_{2-x} значение D_0 примерно на порядок меньше [65].

При наличии градиента концентрации и внешних сил F , действующих на внедренные атомы, полный поток водорода через образец можно представить в виде

$$j = j_{\text{диф}} + j_{\text{дрейф}} = -nD \text{grad } C + nCMF; \tag{2.3}$$

здесь n — число атомов решетки в единичном объеме и M — подвижность внедренных атомов. Электрический ток, возникающий под дейст-

вием приложенного поля $E = \text{grad } \Phi$, приводит к появлению силы F , значение которой можно выразить через феноменологический эффективный заряд Z^* внедренного атома: $F = -eZ^*E$. В этом соотношении учитывается, что на внедренный атом действуют две составляющие силы. Одна из них определяется непосредственно силовым полем и включает статическое экранирование и поляризационные эффекты. Вторая («электронный ветер») возникает как результат взаимодействия внедренного атома с электронами проводимости, дрейфующими под действием внешнего поля.

Аналогичным образом, при наличии градиента температуры возникает сила $F = -(Q^* \text{grad } T) T^{-1}$, где Q^* — теплота переноса. Временная зависимость локальной концентрации $C(r, t)$ описывается уравнением

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \Delta C - MF \text{grad } C, \quad (2.4)$$

где предполагается, что D, M, F не зависят от r . Основные черты переноса водорода в экспериментах по НТС легко понять, рассматривая простейший и достаточно типичный пример диффузии при $F=0$ в плоской пластине ($l_y, l_z \gg l_x$). В этом случае диффузионный поток зависит только от x и определяется градиентом концентрации. Полагая концентрацию водорода при $x=0$ и $t \geq 0$ постоянной и равной C_0 , а коэффициент диффузии D независимым от C , находим известное решение задачи с постоянным источником:

$$C(x, t) = C_0 e^{-x^2/4Dt}. \quad (2.5)$$

Время, необходимое для затухания диффузии, равно

$$\tau_{\text{диф}} = \frac{L^2}{D}, \quad (2.6)$$

где L — характерная длина, на которой изменяется C . Заметим, что в том случае, когда преобладающим является дрейфовый член $MF \text{grad } C$, время, необходимое для завершения процесса переноса, определяется соотношением

$$\tau_{\text{дрейф}} \approx \frac{L}{MF}. \quad (2.7)$$

Процесс носит диффузионный характер, если

$$LF < kT.$$

Для интересующей нас задачи ситуация осложняется тем, что в процессе насыщения металла водородом (дейтерием) может происходить образование различных гидридных фаз, имеющих коэффициенты диффузии $D_{\text{гн}}$, отличные, вообще говоря, от коэффициента диффузии $D_{\text{м}}$ металла. Динамика таких процессов рассмотрена в работе [66]. Решение легко найти, если считать, что образование гидрида в окрестности точки x происходит сразу по достижении определенной концентрации водорода $C = C_{\text{г}}$. Будем полагать концентрацию C_0 в приповерхностном слое на входе постоянной, а коэффициенты диффузии $D_{\text{м}}$ и $D_{\text{г}}$ независимыми от C .

Из (2.5) находим зависимость глубины прорастания гидрида от времени

$$x_{\text{г}}(t) = 2 \left(D_{\text{г}} t \ln \frac{C_0}{C_{\text{г}}} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

и концентрации на выходной поверхности металлической пластины

$$C_{\text{в}}(t) = C_{\text{г}} \exp[-(l - x_{\text{г}}(t))^2 (4D_{\text{м}})^{-1}], \quad (2.9)$$

где l — толщина пластины.

В случае, если могут сосуществовать несколько гидридных фаз с различными значениями коэффициентов диффузии, решения типа (2.8) и (2.9) должны быть сшиты на границах фаз. Расширение решетки в поперечной плоскости (y, z) и особенно вдоль оси x может несколько изменить характер диффузии. Для нас, однако, в дальнейшем будет более существенно то, что увеличение размеров решетки в гидридном слое приводит к возникновению напряжений, которые при некоторой критической толщине гидридного слоя приводят к растрескиванию материала. Из-за заполнения водородом образовавшихся трещин резко падает поток водорода в направлении оси x , который затем постепенно восстанавливается по мере их заполнения. После того как новый слой гидрида прорастает до критической толщины, происходит новый цикл растрескивания. Подобные «волнообразные» явления наблюдались экспериментально, например, при диффузии водорода в титане в газоразрядной плазме [67].

2.3. Разрушение при наводороживании. Рассмотрим теперь некоторые вопросы, связанные с разрушением металлов при наводороживании. При любом способе наводороживания энергия атомов водорода порядка нескольких электрон-вольт, что достаточно для преодоления поверхностного потенциального барьера. Дальнейшее продвижение водорода в глубь материала под влиянием диффузии и внешних полей сопровождается деформацией решетки и в некоторых случаях разрушением материала. Подчеркнем, что возможность разрушения при нулевой внешней механической нагрузке не является очевидной; она определяется химическим взаимодействием водорода с материалом, свойствами возникающих кристаллических фаз, скоростью диффузии, кинетикой образования микротрещин и т. п. В этом отношении рассматриваемая задача сильно отличается от проблемы разрушения материалов при радиационном воздействии, когда энергичные внешние частицы непосредственно создают дефекты в решетке в результате развития каскада, образования сильноионизирующих ядер отдачи, «тепловых пиков» и т. п. [68, 69].

В результате диффузии и образования гидридных фаз в материале устанавливается весьма неоднородное распределение как атомов водорода, так и деформаций и напряжений. Поскольку гидридные фазы имеют различные размеры решеток, то напряжения возникают не только внутри фаз, но и на границах между ними. Далее, после начала растрескивания водород интенсивно набивается в трещины, создавая дополнительное разрывающее напряжение. В поликристаллических образцах, кроме того, весьма существенна интенсивная диффузия водорода вдоль границ зерен, в дислокациях и других дефектах. В целом возникает весьма сложная динамическая картина взаимно влияющих друг на друга процессов диффузии, образования гидридов и трещин. Дополнительным осложняющим обстоятельством в этой картине является изменение свойств материалов под воздействием водорода (особенно важное в области «клюва» трещины). Для достаточно пластических материалов при воздействии водорода характерно повышение твердости и охрупчивание [70].

В работе [71] сформулированы общие условия разрушения хрупкого материала под воздействием водорода.

Во-первых, наводороживание должно происходить до концентраций, достаточных для существенного «разбухания» всей решетки. Обычно эти концентрации близки к концентрациям образования гидрида.

Во-вторых, локальные напряжения, возникающие при наводороживании, должны быть близки к напряжениям разрушения.

В-третьих, материал должен насыщаться водородом в условиях, когда можно пренебречь релаксацией локальных напряжений (т. е. при достаточно низких температурах).

Характерные относительные деформации при насыщении водородом $\varepsilon = (a_2 - a_1)/a_2$, где a_1 и a_2 — параметры решетки в различных фазах. Тогда, согласно кинетической теории разрушения, время разрушения (долговечность) материала

$$\tau_{\text{разр}} = \tau_0 \exp [C_a (\varepsilon^* - \varkappa \varepsilon) (\alpha k T)^{-1}], \quad (2.10)$$

где C_a — атомная теплоемкость, α — коэффициент линейного расширения, T — температура, ε^* — предельная деформация разрушения, \varkappa — коэффициент локальной перегрузки, учитывающий, что локальные напряжения в веществе могут значительно превышать среднее напряжение. Здесь предполагается, что внутренние распирающие напряжения с точки зрения разрушения (ее начальной стадии — на уровне образования микротрещин) играют ту же роль, что и внешние напряжения. К сожалению, оценка долговечности по формуле (2.10) весьма неопределенна, так как параметр τ_0 чрезвычайно мал, а экспонента велика. Используя, например, набор параметров, характерных для интерметаллидов типа FeTi: $\tau_0 = 10^{-13}$ с, $C = 3k$, $\alpha = 10^{-5}$ K $^{-1}$, $\varepsilon^* = 0,2$, $\varepsilon = 0,083$, $T = 300$ К, получим [71]:

$$\tau_{\text{разр}} \sim 10^{-13} C \cdot \exp \left[200 \left(1 - \frac{\varkappa}{2,4} \right) \right]. \quad (2.11)$$

Неопределенность в параметре \varkappa : $1 \leq \varkappa \leq 2,4$, приводит к очень большой неопределенности в τ : $\tau \sim 10^{38} \div 10^{13}$ с. Это обстоятельство заставляет обратиться к эксперименту, предполагая, что время разрушения определяется диффузией водорода и образованием гидрида, который практически сразу же растрескивается. Тогда согласно (2.6) при $L = 10^{-2}$ см и $D = 10^{-8}$ см 2 с $^{-1}$ (при комнатной температуре) получим характерное время растрескивания $\tau \sim 10^4$ с. Что касается образующихся трещин, то их размеры, согласно разнообразным экспериментальным данным, составляют примерно 10^4 — 10^5 Å. На это, в частности, указывает тот факт, что некоторые материалы (типа интерметаллидов) при длительном наводороживании (~ 1 ч) распадаются на порошок с такими характерными размерами.

Процессу разрушения материалов при наводороживании посвящено много теоретических и экспериментальных работ. Большинство из них связано с техническими проблемами хранения водорода в металлах или же усталостным разрушением материалов под нагрузкой в атмосфере водорода. Однако до сих пор нет полной количественной теории этого процесса. Для целей дальнейшего обсуждения достаточно использовать следующие предположения, согласующиеся с экспериментальными данными:

1) Характерные глубина L и время τ растрескивания материала связаны соотношением диффузии $L^2 \sim D\tau$. Это означает, что пренебрегается временем существования гидридной фазы по сравнению с временем диффузии.

2) В результате растрескивания образуются трещины с характерными размерами $l \sim 10^4$ — 10^5 Å и $d \sim 10^3$ — 10^4 Å в продольном и поперечном направлении соответственно.

3) Плотность трещин n_τ в единице объема положим такой, чтобы обеспечить наблюдаемое разбухание материала при наводороживании $\Delta V/V \sim 0,1$. Если средний объем трещины v_0 , то $n_\tau \sim \Delta V/Vv_0$. Обычно представляют микротрещину в виде, близком к плоскому диску, тогда $v_0 \sim l^2 d \sim 0,1 l^3 \sim 10^{-13}$ — 10^{-10} см 3 , $n_\tau \sim 10^{12}$ — 10^9 см $^{-3}$.

Подчеркнем, что рассматриваемым трещинам не следует придавать слишком буквальный смысл. В действительности растрескивание материала имеет гораздо более сложный вид, и величины l , d , v_0 , n_T описывают лишь его средние характеристики. Например, суммарная площадь образующихся при растрескивании поверхностей (в единице объема) имеет порядок $\sim l^2 n_T$, а зазор трещин сложного вида $\sim d$.

3. Теоретические аспекты НТС. Основной вопрос, который возникает при теоретической интерпретации экспериментов по НТС, состоит в следующем: каков тот механизм, который в условиях «низкотемпературных экспериментов» обеспечивает достаточно высокую эффективность преодоления кулоновского отталкивания и приводит к сближению ядер на расстояния $R_n \sim 10^{-13} - 10^{-12}$ см, на которых действуют ядерные силы, вызывающие слияние ядер? Учитывая приведенное выше обсуждение экспериментов по НТС, под «достаточной» будем подразумевать такую эффективность, которая обеспечивает скорость реакций синтеза «на уровне Джонса», т. е. $\Lambda \sim 10^{-24} - 10^{-23}$ слияний в секунду на пару DD, что соответствует выходу нейтронов по каналу (2в) $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ нейтронов в секунду на грамм вещества катода.

3.1. Кулоновский барьер. Синтез при столкновении ядер. На рис. 18 кривая 1 схематически изображает потенциальную энергию

$$U_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \tag{3.1}$$

кулоновского отталкивания двух ядер, имеющих заряды $Z_1 e$ и $Z_2 e$ одного знака и находящихся на расстоянии R . Если энергия относительного

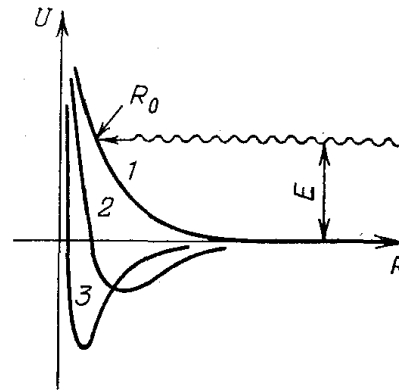


Рис. 18. Схематическое изображение потенциала кулоновского отталкивания двух ядер дейтерия — без экранирования (1), при электронном экранировании (2) и при мюонном экранировании (3)

движения ядер равна E и $Z_1 = Z_2 = 1$, то минимальное «классическое» расстояние R_0 , на которое ядра могут сближаться, равно

$$R_0 \approx \frac{14 \text{ \AA}}{E (\text{эВ})} . \tag{3.2}$$

При энергиях порядка электронвольта, соответствующих химическим реакциям, характерный масштаб R_0 составляет несколько ангстрем. Ядерные силы, приводящие к синтезу, действуют на значительно меньших расстояниях, $R_n \sim 5 - 10$ фм = $(5 - 10) \cdot 10^{-13}$ см. Квантовая механика допускает сближение до таких расстояний за счет туннелирования. Сечение синтеза σ определяется произведением ядерного сечения σ_n и вероятности туннелирования P :

$$\sigma = \sigma_n P. \tag{3.3}$$

При малых энергиях ($\lesssim 10^2$ КэВ) σ_n можно параметризовать в виде

$$\sigma_n = \frac{S(E)}{E}, \tag{3.4}$$

где $S(E)$ — медленная функция: $S(E) \approx \text{const} = S_0$. Значения S_0 для реакций (1В), (2В), (3В) и (5В) приведены в табл. XI [72]. «Фактор Гамова» P при низких энергиях можно записать в виде

$$P = e^{-\alpha}, \quad \alpha = 2 \int_{R_{\text{я}}}^{R_0} k(r) dr; \quad (3.5)$$

$k(r) = [2\mu(V(r) - E)]^{1/2}$ — локальное волновое число. Учитывая (3.2),

Таблица XI

Реакция	S_0 , МэВ·бн	A , см ³ г ⁻¹	Λ , с ⁻¹ молек	$\Lambda/\Lambda(\text{DD})$
$\text{D} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n}, \text{T} + \text{p}$	0,41	$1,5 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{-64}$	1
$\text{p} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$5,2 \cdot 10^{-22}$	10^{-55}	$10^{-5} (10^2)$
$\text{D} + \text{T} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n}$	11,5	$1,3 \cdot 10^{-14}$	10^{-69}	$10^2 (10^{-2})$

находим

$$\alpha = 2\pi e^2 \left(\frac{2E\hbar^2}{\mu} \right)^{-1/2} = \pi \left(\frac{2\mu}{m_e} \frac{R_0}{a_0} \right)^{1/2} \approx 44,4 [E (\text{кэВ})]^{-1/2}; \quad (3.6)$$

здесь μ — приведенная масса, $a_0 = \hbar^2/m_e e^2 \approx 0,51 \text{ \AA}$ — боровский радиус, и последнее выражение записано для реакции (DD).

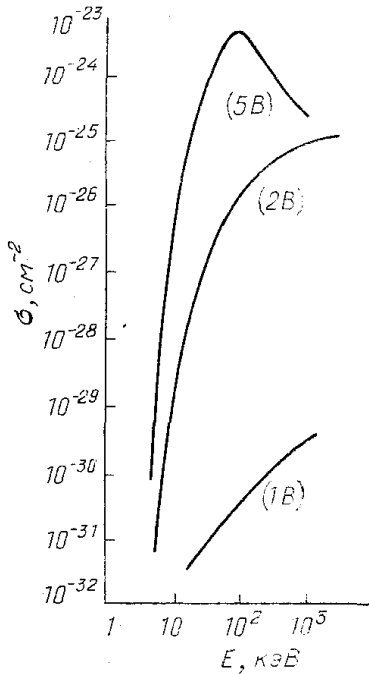


Рис. 19. Зависимость от энергии сечений реакций DD(2В), DT(5В) и pD(1В)

Энергетическая зависимость сечений реакций (1В), (2В), (3В) и (5В) в области энергий $E \approx 10 - 10^5$ кэВ, соответствующей «горячим» условиям ($T \approx 10^8 - 10^{10}$ К), показана на рис. 19 [73]. Видно, что в этой области наибольшей величины достигает сечение реакции (5В), что обусловлено существованием резонанса ${}^3\text{He}$. Наименьшую величину имеет сечение процесса (1В). Это связано с малостью $\sigma_{\text{я}}$, определяемой излучением γ .

При уменьшении E все более существенную роль начинает играть кулоновский барьер. Вероятность туннелирования определяется в основном его шириной (т. е. $R_0 - R_{\text{я}}$), которая растет при уменьшении E , приводя к росту показателя экспоненты α в (3.5). В свою очередь это приводит к сильной чувствительности P к величине приведенной массы μ : предпочтительными становятся реакции с малыми μ . Соответственно, меняется соотношение между вероятностями реакций. Так, для «голых» ядер (т. е. без электронного экранирования) [74]

$$\sigma(\text{DT}) < \sigma(\text{DD}) \text{ при } E < 40 \text{ эВ},$$

$$\sigma(\text{pD}) > \sigma(\text{DD}) \text{ при } E < 200 \text{ эВ}.$$

Это означает, что относительные скорости различных реакций будут совершенно различными для «холодного» и «горячего» синтеза [75]. Мы еще вернемся к этому вопросу несколько позже, после обсуждения эффектов экранирования.

Используя соотношения (3.3) и (3.6), можно оценить энергию столкновения «голых» ядер дейтерия, которая могла бы приводить к синтезу «на уровне Джонса». Условия экспериментов можно смоделировать, предположив, что на мишень, содержащую дейтроны плотностью $\rho = 4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, падает поток дейтронов с энергией E и силой 1 А. Тогда

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{I_0} \rho v \sigma, \quad (3.7)$$

и результат Джонса и др. [6] соответствует $E \approx 0,35—0,4 \text{ кэВ}$ [76]. Таким образом, масштаб энергий, необходимых для того, чтобы эксперименты по НТС были объяснены на основе обычного «столкновительного» механизма (без учета экранирования): $E \sim \text{кэВ}$.

Следует иметь в виду, что оценки [76] являются весьма условными, поскольку в них не учитывается наличие в мишени наряду с дейтронами также атомов металла, составляющих кристаллическую решетку. Между тем, их присутствие накладывает существенное ограничение на эффективность синтеза в кристаллических мишенях. Энергия налетающих дейтронов расходуется в основном на электромагнитные взаимодействия — возбуждение и ионизацию атомов, сечение которых $\sigma_{э.л}$ существенно больше, чем ядерное сечение $\sigma_{я}$: $\sigma_{я}/\sigma_{э.л} \sim 10^{-8}$. Поскольку в каждом акте столкновения энергия налетающего дейтрона убывает на $\Delta E \sim E_{\text{ион.}, \text{возб.}} \sim 1—10 \text{ эВ}$, то пробег дейтронов с энергией $E_D \sim 1—10 \text{ кэВ}$ составляет $\delta \sim (E_D/\Delta E) a_0 \sim (3—4) \cdot 10^3 \text{ \AA}$.

Вопрос о возможности энергетически выгодного ядерного синтеза при облучении кристаллических мишеней пучком ускоренных частиц рассматривался Кузьминым и Высоцким [77, 78] задолго до экспериментов Флейшмана и Понса. Ими было замечено, что квантовые и тепловые флуктуации атомов кристаллической матрицы приводят к ее деформации и могут вызывать снижение кулоновского барьера, тем самым увеличивая вероятность его туннелирования. Позже эта же идея была высказана в работе [79].

3.2. Синтез в связанном состоянии. Вероятность синтеза можно было бы увеличить, если каким-то образом сблизить ядра или уменьшить ширину барьера.

3.2.1. Синтез в молекуле D_2 . Рассмотрим вначале молекулу D_2 . Электронная связь приводит к модификации кулоновского барьера и возникновению связанного состояния, как это схематически показано кривой 2 на рис. 18. Минимум $V(r)$ соответствует равновесному расстоянию $R_{D_2} \approx 0,74 \text{ \AA}$ между ядрами дейтерия. «Эквивалентная» энергия, которая могла бы приводить к такому же сближению без электронного экранирования $E^{\text{э.кв.}} \approx 20 \text{ эВ}$. Скорость синтеза определяется вероятностью сближения ядер на расстояние $R_{я}$:

$$\Lambda = A |\Psi(R_{я})|^2; \quad (3.8)$$

здесь Ψ — нормированная волновая функция, описывающая относительное движение ядер и константа A выражается через S_0 :

$$A = \frac{S_0}{\mu c^2} \frac{c}{\pi \alpha}, \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}. \quad (3.9)$$

Волновая функция $\Psi = \psi/4\pi r$ может быть найдена из решения уравнения Шрёдингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) \right) \psi(r) = E\psi(r), \quad \int_0^\infty \psi^2(r) dr = 1. \quad (3.10)$$

Учет электронного экранирования на малых расстояниях приводит к тому, что вместо (3.1) следует брать

$$V(r) = \frac{e^2}{r} - V_0. \quad (3.11)$$

Электронная энергия молекулы D_2 очень близка к электронной энергии изолированного атома ${}^4\text{He}$ ($E({}^4\text{He}) = -79,0$ эВ). Величина V_0 определяется, следовательно, разницей $E({}^4\text{He})$ и энергией $27,2$ эВ связи двух атомов D , т. е. $V_0 = -51,8$ эВ. На больших расстояниях можно использовать потенциал для двухатомной молекулы [80, 81]. Численное решение уравнения (3.10) приводит [72] к значениям A и Λ , выписанным в третьем и четвертом столбцах табл. XI. Обратим внимание на два обстоятельства. Во-первых, значения $\Lambda(DD)$, найденные в [72, 82], примерно на 10 порядков больше, чем полученные в более ранних вычислениях [83, 84], где не учитывался «сдвиг» потенциала V_0 на малых расстояниях. Во-вторых, $\Lambda(pD)$ на 8 порядков больше, чем $\Lambda(DD)$ за счет меньшей приведенной массы.

3.2.2. «Сжатие». Как видим, в молекуле D_2 при $R_{D_2} \approx 0,74$ Å вероятность слияния ядер D пренебрежимо мала. Одна из попыток понять НТС основана на предположении, что в кристалле происходит сближение ядер. Каково же должно быть это сближение, чтобы получить существенное ускорение синтеза? Оценки на этот счет были проведены еще в [83], а в последнее время в [75, 76]. Можно, например, поместить два ядра и электрон внутрь сферы радиуса R , вне которой потребовать исчезновения волновой функции [76]; уменьшение R приводит к сближению ядер, росту энергии основного состояния и увеличению амплитуды волновой функции в начале координат. Однако для грубой оценки достаточно воспользоваться выражением (3.6), явно учитывающим зависимость P от ширины барьера R_0 . Тогда легко убедиться, что увеличение Λ от $3 \cdot 10^{-64} \text{ с}^{-1}$, соответствующего молекуле D_2 с $R_{D_2} = 0,74$ Å, до $\sim 10^{-24} - 10^{-23} \text{ с}^{-1}$ («уровень Джонса») можно получить, уменьшив R_{D_2} примерно в 5 раз. Значение $R_x \approx 0,3a_0 \approx 0,125$ Å [75, 76] дает масштаб сближения, достаточного для объяснения НТС.

3.2.3. Соотношение между скоростями различных реакций при «холодном» и «горячем» синтезе. Интересно сравнить относительные скорости различных реакций в режимах «горячего» и «холодного» синтеза. В качестве типичных «горячих» условий рассмотрим столкновение «голых» ядер с относительной энергией $E \sim 10$ кэВ ($T \sim 10^8$ К). При этой энергии, как видно из (3.2), ширина кулоновского барьера составляет $R_0 \approx 144$ фм. Для «холодного» синтеза будем предполагать, что ядра дейтерия, помещенные в кристалл, в силу каких-то специфических условий экранирования могут сближаться на расстояния $R_0 \approx R_x \approx 0,125$ Å $\gg R_0$ ($E = 10$ кэВ). В этом случае скорость синтеза определяется выражением [75]

$$\Lambda_x = \nu S_0 \frac{k(R_x)}{k(R_e)} \exp[-\alpha(R_x, R_x)]; \quad (3.12)$$

здесь ν — частота колебаний, определяющая частоту столкновений, R_e — равновесное расстояние, $k(R_e)$ — волновое число нулевых колебаний, $\hbar^2 k^2(R_e)/2m_e \approx \hbar\nu$. Относительные скорости реакций pD и DT по отношению к реакции DD , вычисленные в [75], приведены в последнем столбце табл. XI. Первые числа соответствуют «горячему» синтезу, вторые (в скобках) — «холодному».

3.3. Экранирование в металлах. Обсудим теперь вопрос: может ли электростатическое экранирование в кристаллах увеличить

скорость ядерного синтеза? Этот вопрос был проанализирован в ряде работ [82, 85—89], Общий вывод, к которому пришли авторы этих работ, таков: нет никаких оснований считать, что в кристаллической решетке Pd, Ti, ... имеются такие позиции, где существуют сильные электрические поля, способные удерживать ядра дейтерия на расстояниях, значительно меньших, чем в нормальной двухатомной молекуле D₂. Напомним, что ближайшее расстояние между соседними атомами дейтерия в октаэдрических междоузлиях PdD равно ≈ 2,9 Å. Поэтому ясно, что речь о необходимом сближении может идти лишь в том случае, если пара дейтонов помещена в одно и то же междоузлие. Электростатическое поле, необходимое для удержания пары положительных зарядов на расстоянии, скажем, 0,6 Å (т. е. несколько меньше, чем R_{D₂} ≈ 0,74 Å), равно 0,78 а. е. В то же время, как показывают расчеты [86, 87], например, для октаэдрического кластера P_D²⁻ электростатический потенциал в локальном минимуме, соответствующем центру окта-пустоты, имеет величину 0,17 а. е., а на расстоянии 0,5 Å от центра — 0,14 а. е.

Более того, как показано в [88], помещение молекулы D₂ внутрь Pd-кластера приводит не к ее сжатию, а, наоборот, к расширению примерно на ≈ 0,2 Å.

Интересно оценить, какова величина электронной плотности ρ_x, которая могла бы создать необходимое экранирование. Для нахождения ρ_x можно воспользоваться [88] простой моделью экранирования в металле, рассматривая море электронов с помощью модели Томаса — Ферми. В линейном приближении для однородной плотности ρ электронов затравочный кулоновский потенциал (3.1) экранируется до значения

$$\frac{e^2}{r} e^{-k_0 r}, \tag{3.13}$$

где

$$k_0^2 = 4 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \rho^{1/3} a_0^{-1}.$$

Как мы видели выше, необходимая скорость слияния может быть обеспечена за счет уменьшения характерных размеров молекулы D₂ в ≈ 5 раз, или (см. раздел 3.4) m_e → m* ≈ 5m_e, т. е. a₀ → a*₀ ≈ a₀/5. Очевидно, что тот же эффект может быть получен за счет увеличения ρ, но уже в (5)³ раз по сравнению с молекулярной плотностью ρ_{мо.л} ≈ 2e[(4/3)π(0,74)³]⁻¹ ≈ 1,2e (Å)⁻³, т. е. при ρ_x ≈ 125 ρ_{мо.л} ≈ 150e (Å)⁻³. Эта величина представляется совершенно нереальной, если учесть, например, что электронная плотность в окта-пустоте Pd составляет [90] ρ_{окт} ≈ 0,8e (Å)⁻³.

Большие плотности электронов могут существовать только внутри атомов Pd, однако из этих областей ядра D⁺ должны сильно выталкиваться отталкивательным кором Pd, имеющим заряд +46 e.

Упомянем, наконец, весьма жесткие и довольно общие ограничения на возможные эффекты усиления экранирования DD-кулоновского барьера в металлах в равновесном состоянии, полученные в [89]. Авторы показали, что если бы эффективное отталкивание двух D на малых расстояниях действительно существенно ослаблялось какими-то твердотельными эффектами, тогда эти же эффекты должны были бы приводить к значительному увеличению связи ⁴He с металлами, что не наблюдается на эксперименте. Таким образом, хотя экранирование в металлах, безусловно, влияет на вероятность слияния ядер, оно не может полностью объяснить наблюдаемую на эксперименте скорость НТС. Пытаясь найти какой-то выход из этой трудной ситуации, авторы работ [76, 91] высказывают предположение о возможности каких-то динами-

ческих эффектов, обусловленных совместным действием экранирования и движения ядер дейтерия внутри металлической решетки в процессе сорбции или десорбции.

3.4. Экранирование и катализ тяжелыми частицами а-м и. Очевидно, что электронное экранирование становится более эффективным, если распределение электронов локализуется в более компактной области вокруг положительно заряженного ядра. Однако такая локализация должна одновременно приводить к росту кинетической энергии.

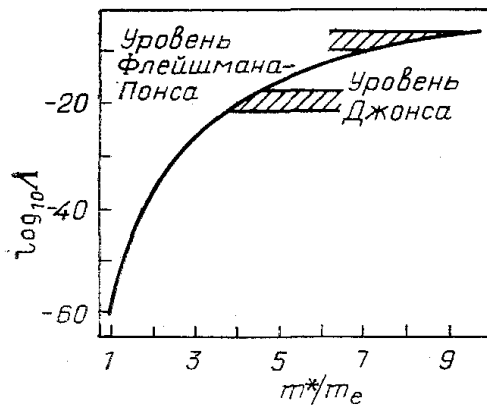


Рис. 20. Зависимость скорости синтеза от массы m^* [76, 82]

Это обстоятельство ограничивает эффективность экранирования, поскольку $E_{\text{кин}} \sim (mr^2)^{-1}$, а (отрицательная) потенциальная энергия $\sim (r)^{-1}$. Уменьшение $E_{\text{кин}}$ было бы возможно, если бы можно было увеличить массу электрона. Другими словами, отрицательно заряженная частица с массой $m^* > m_e$ может образовать с ядром атом, имеющий радиус Боровской орбиты, в $\sim m^*/m_e$ раз меньший, чем для обычного атома. Это приводит к обрезанию кулоновского потенциала вплоть до меньших расстояний $R^* < R_e$ и таким образом увеличивает вероятность туннелирования. На рис. 20 показаны ре-

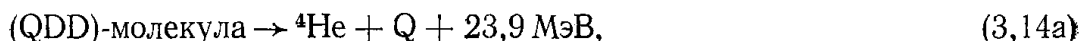
зультаты расчета скорости синтеза в молекуле (DDe^*) в зависимости от массы m^* [76, 82]. Видно, что даже при умеренном увеличении m^* Λ растет очень быстро. В частности, Λ на «уровне Джонса» можно получить при $m^*/m_e \approx 4-5$ [72, 76, 82], что, впрочем, очевидно и из (3.6). Исходя из подобных соображений, авторы работ [92—94] попытались подойти к проблеме экранирования в металле, предполагая, что оно обусловлено «тяжелыми электронами» — квазичастицами, которые вводятся в теории металлов. Если такие частицы локализируются между некоторыми парами ядер дейтерия, то это может приводить к экранированию DD-отталкивания. Однако, как было замечено, например, в [74], понятие «тяжелого электрона» связано с нелокальным взаимодействием электронов с кристаллической решеткой. На масштабах $R \sim R_a \ll 1 \text{ \AA}$ эти квазичастицы не могут обеспечить требуемое экранирование, поскольку они имеют протяженную структуру в пространстве, а их эффективная масса на малых расстояниях сводится к затравочной электронной массе.

Другая возможность связана с предположением [95], что реакции НТС инициируются космическими мюонами (напомним, что $m_\mu \approx 207m_e$), которые «застревают» в гидриде и катализируют синтез. Идея мюонного катализа имеет давнюю историю. Еще в 1947 г. Франк [96] заметил, что кулоновское отталкивание может быть экранировано отрицательно заряженным мюоном, захваченным на атомную орбиту. Вскоре после этого Сахаров и Зельдович [97—99] предложили использовать это явление для мюонного катализа ядерного синтеза, поскольку мюон, переходя от одного ядра к другому в течение своей жизни ($\tau_\mu \approx 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$), может играть роль катализатора. (Заметим, что $R_{DD\mu} \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ и $\Lambda_{DD\mu} \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$). Сейчас мюонный катализ — одно из перспективных направлений решения проблемы энергетики на основе ядерного синтеза [100].

Однако, как показывают более детальные оценки [74], катализ космическими мюонами вряд ли может объяснить эксперименты по НТС. Если учесть малость потока остановившихся мюонов ($\approx 0,1 \text{ г}^{-1}\text{ч}^{-1}$), незначительную их долю, захваченную дейтонами, малое время жизни τ_μ и потери за счет «прилипания» к гелию, то оказывается, что каждый

мюон может катализировать лишь небольшое число (~ 20) DD-слияний, что даже при наиболее благоприятных условиях приводит к $\dot{N}_n < 10^{-3} \text{ с}^{-1}\text{г}^{-1}$. Это значительно меньше, чем «уровень Джонса» $\sim 10^{-1} \text{ с}^{-1}\text{г}^{-1}$. Насколько нам известно, эксперименты, проведенные в горах, также не подтверждают эту гипотезу (4). Разумеется, если бы синтез катализировался какими-то стабильными частицами, то ограничения, связанные с временем жизни, не возникали.

Существование тяжелых заряженных стабильных частиц действительно предсказывается в некоторых теоретических моделях, хотя никаких экспериментальных свидетельств этому пока нет. В серии публикаций [101—103] обсуждалась возможность практического использования таких гипотетических частиц, которые можно было бы рожать на ускорителях и затем использовать для катализа ядерного синтеза. Однако в работе [104] было показано, что существующие методы ускорения даже при наиболее благоприятных условиях не позволяют решить эту проблему. Для катализа НТС с помощью тяжелых стабильных частиц необходимо либо создание новых методов рождения этих частиц, либо использование этих частиц в «готовом виде», если они существуют и могут накапливаться в природных условиях. Именно эта последняя возможность обсуждается в работе [105]. Предполагается существование свободных стабильных антидикварков $Q \equiv \bar{u}\bar{u}$ (электрический заряд — $4/3$, масса — несколько ГэВ, короткодействующее сильное отталкивание с адронами), которые, подобно мюонам, могли бы катализировать DD-синтез:



Отличие от мюонов: $Z_Q = -4/3$ ($Z_\mu = -1$) и M_Q порядка нескольких ГэВ ($m_\mu \approx 100 \text{ МэВ}$). Как следствие этого различия, образование (DDQ)-молекулы и протекание процессов синтеза должно быть значительно более быстрым, чем в μ -катализе. Заряд системы (DQ) равен $-1/3$ (тогда как система (D μ) — нейтральна). Поэтому молекула D + (D μ) может быть образована за счет кулоновского притяжения. Предполагая, что плотность D не ограничивает скорости синтеза, можно найти, что время цикла синтеза очень мало $\approx 10^{-10} \text{ с}$. Еще одна особенность модели, преобладание канала (3.14a) над каналами (3.14б) и (3.14в) в отношении $\sim 10^4$ — 10^5 , следует из соображений, связанных с фазовым пространством, массивностью частиц и постулированным характером их взаимодействия с ядрами. Это позволяет авторам объяснить преимущественно безнейтронный характер НТС. Энерговыведение $\sim 1 \text{ Вт}$ соответствует $\sim 10^{12}$ реакций (3.14a) (или 10^7 — 10^8 нейтронов в секунду) и требует $\sim 10^2$ «активных» Q. Концентрация $n_Q/n_{\text{ра}} \sim 10^{-28}$, необходимая для объяснения экспериментов по НТС «на уровне Джонса» (и даже на уровне Флейшмана — Понса), не противоречит данным экспериментов по поиску свободных кварков. Вместе с тем очевидно, что модель является достаточно экзотической, и существование частиц Q с требуемыми свойствами не следует из каких-либо имеющихся к настоящему времени, экспериментальных данных.

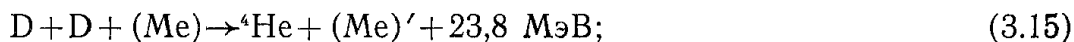
3.5. Ядерные эффекты. Еще одно направление поисков механизма НТС связано с попытками объяснить его какими-то особенностями ядерного взаимодействия при предельно низких энергиях. Так, ряд авторов [94, 106, 107] обратили внимание на возможную связь НТС с «рыхлостью» дейтрона, характерные размеры которого, $R_D \approx 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}$, существенно превосходят радиус действия ядерных сил в триплетном

состоянии $R_{\text{тр}} \approx 1,7 \cdot 10^{-13}$ см [94]. В результате реакции синтеза при малых энергиях могли бы в основном проходить посредством проникновения внутрь ядра нейтрона, для которого отсутствует кулоновское отталкивание (эффект Оппенгеймера — Филлипса [108]), приводя к преобладанию безнейтронного канала (3В). Однако простые оценки показывают, что этот эффект вряд ли может существенно увеличить скорость синтеза, поскольку характерное «удаление» n и p в D $R_D \sim 10^{-12}$ см $\ll \ll R_0^{\text{НТС}} \sim 10^{-8}$ см, а энергия связи дейтрона ($\approx 2,2$ МэВ) значительно больше энергий, характерных для НТС.

Другая гипотеза связывает НТС с возможным усилением скорости синтеза за счет гипотетического узкого ядерного резонанса (${}^4\text{He}$) * вблизи порога его распада на два дейтона (23,8 МэВ) [107, 109]. Значительное усиление сечений некоторых реакций синтеза как результат существования узких резонансов при малых энергиях хорошо известно; оно, в частности, играет важную роль в астрофизическом нуклеосинтезе. Если ширина гипотетического (${}^4\text{He}$) * резонанса очень мала (10^1 — 10^2 эВ), то относительная вариация с энергией сечения синтеза вблизи порога может быть большой. Однако если такой резонанс имеет типичную ядерную ширину $\Gamma \sim 0$ (МэВ), то время существования DD-системы в резонансном состоянии (Γ) $^{-1}$ значительно меньше времени туннелирования через кулоновский барьер и влияние резонанса оказывается не существенным [107].

3.6. «Ме сс ба уэр овский синтез». Рассматривая различные ядерные реакции, которые могли бы происходить при электролизе (см. табл. I), Кристос [110] пришел к выводу, что ни одна из них не позволяет объяснить энерговыделение, не сопровождающееся испусканием нейтронов или γ -квантов. Рассмотрим, например, реакции (3В) и (6В), которые не дают n и γ . Пробеги протонов с $E_p \approx 3$ МэВ в Pd составляют $\approx 0,005$ см и в воде $\approx 0,02$ см. Тритий с энергией 1 МэВ имеет пробеги на порядок меньше. Поэтому эти частицы, не выходя из ячейки, в то же время могли бы приводить к выделению в ней тепла. Однако кулоновское возбуждение ядер Pd трехмэвными протонами должно приводит к испусканию $\sim 10^4$ γ -квантов с энергией $\sim 0,5$ МэВ в секунду на 1 Вт по каналу (3В) [111]. Кроме того, канал (2В), который должен идти с сопоставимой вероятностью, также дал бы $\sim 10^{12}$ нейтронов на 1 Вт. Энергичные тритоны из (3В) должны приводить к генерации быстрых нейтронов с $E_n \approx 14$ МэВ по каналу (5В) ($\sim 10^8$ нейтронов в секунду на 1 Вт). Наконец, реакция (6В) должна приводить к образованию энергичных нейтронов при взаимодействии α -частиц с $E_\alpha = 11$ МэВ с ядрами Pd ($\sim 2 \cdot 10^4$ нейтронов в секунду на 1 Вт).

Для разрешения указанного противоречия в работах [92, 112] была предложена так называемая «мёссбауэровская» реакция



здесь (Me) обозначает «металлическое окружение», в котором происходит реакция синтеза и которое принимает на себя импульс, переданный в (3.15). При этом α -частица уносит выделившуюся энергию ≈ 23 МэВ. Поскольку пробег α в металле очень мал («90 мкм в Pd и 200 мкм в Ti»), то вся ее энергия переходит в тепловую. Подавление каналов (2В) и (3В) в этой модели объясняется следующим образом. При слиянии двух дейтонов первоначально образуется промежуточное ядро ${}^4\text{He}$, которое в обычных условиях распадается на ${}^3\text{He} + n$ или $T + p$, что обеспечивает сохранение энергии и импульса. В электроде импульс передается решетке. Поскольку ${}^4\text{He}$ стабилен, то нет причин для его распада на ${}^3\text{He} + n$ или $T + p$. Ясно, однако, что преобладание сечения реакции (3.15) над сечениями реакций (2В) и (3В) требует необъяснимо силь-

ной связи ${}^4\text{He}$ с решеткой. Кроме того, модель не отвечает на вопрос о механизме, инициирующем синтез. Пытаясь одновременно решить обе эти проблемы, авторы работы [92] предположили, что ключевую роль в НТС играют «тяжелые электроны», которые, аккумулируясь около дейтонов, могут не только экранировать кулоновское отталкивание, но и уносить энергию, выделяемую в реакции (3.15). Мы уже говорили о несостоятельности модели с «тяжелыми электронами» для экранировки, К сожалению, она не может объяснить и «безызлучательной релаксации». В самом деле, при энергиях ~ 20 МэВ электроны в твердом теле преобразуют практически всю свою кинетическую энергию в высокоэнергичное тормозное излучение, большая часть которого должна выходить из ячейки и регистрироваться детекторами. Как показывают оценки [111], в процессе (3.15) должно возникать $\sim 10^6$ γ -квантов с энергией $\sim 0,5$ МэВ на 1 Дж энергии от взаимодействия ${}^4\text{He}$ с атомами Pd. Таким образом, огромная разница масштабов энергии, выделяемой, в (3.15) (МэВ), и характерной энергии возбуждения решетки (эВ) делает совершенно неправдоподобным предположение о «мессбауэровском синтезе» по каналу (3.15).

3.7. Возможные источники ложных эффектов. Ранее мы уже упоминали о некоторых работах, в которых делались попытки объяснить результаты экспериментов по НТС как проявление тех или иных эффектов, не имеющих отношения к низкотемпературному синтезу (каталитическая рекомбинация, изотопическое разделение T/D, катализ космическими мюонами). Остановимся еще на некоторых предположениях подобного рода. Хотя эти явления не в состоянии объяснить целиком все наблюдаемые на опытах особенности НТС, их следует иметь в виду при анализе возможных ложных эффектов и фонов.

а) В работе [113] обращается внимание на возможный вклад нейтронов, рождаемых частицами космических лучей, главным образом протонами, в атмосфере или в окружающем детекторы материале. Основной вклад приходит от испарения нейтронов из ядер, испытавших соударения с частицами космических лучей и имеющих энергии $E_n \approx 1-3$ МэВ. Кроме того, имеются тепловые нейтроны, образовавшиеся: посредством замедления в окружающем пространстве до энергий $E_n \approx 0,1$ эВ, а также «эпитермические» нейтроны, имеющие спектр $N_n \sim E^{-2}$ в области энергий $E_n \sim 1$ эВ — 1 МэВ. Поток каждой из этих компонент имеет величину порядка 10^{-2} н·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ на уровне моря и меняется с высотой ($\sim \exp(-h/1,5 \text{ км})$) и со временем, в основном за счет изменения: плотности атмосферы, солнечной активности и геомагнитного поля; ($\sim \exp[-P/(150 \text{ г/см}^2)]$) например, $\Delta P = \pm 13$ мм ртутного столба дает $\Delta I_n \pm 10\%$). В таком потоке защита и материалы детектора могут служить источником нейтронов, поток которых сопоставим по величине с сигналом в опытах по НТС. Кроме того, следует иметь в виду, что пик: испарительных нейтронов имеет энергию, близкую к энергии нейтронов.) в реакции (2В).

б) Другим источником ложных нейтронных сигналов в экспериментах по НТС могут быть реакции диссоциации дейтонов, вызванные α -частицами, возникающими при распадах радиоизотопов цепочек U, Th и радона [114]. Наиболее существенный вклад могут давать α -частицы от ${}^{212}\text{Po}$ (8,8 МэВ, цепочка Th, $\tau({}^{212}\text{Po}) = 0,3$ мкс) и ${}^{214}\text{Po}$ (7,8 МэВ, цепочка U, $\tau({}^{214}\text{Po}) = 150$ мкс), которые вызывают реакцию (порог 6,6 МэВ)



Представляет опасность также радон, который присутствует в воздухе. Конструкционные материалы зданий содержат радионуклиды и непре-

ривно эмитируют радон. Подобно другим газам, он легко адсорбируется в различных материалах, приводя к ^{214}Po или ^{212}Po ($\tau_{\text{Rn}} \approx 3,82$ сут).

Вариации в скорости счета нейтронов в экспериментах по НТС могут быть обусловлены временным выносом Rn с газами за пределы ячейки. Аналогично, при насыщении Ti дейтерием из газовой фазы охлажденный титан на несколько порядков лучше адсорбирует Rn. Реакции (3.16) могут интенсивно протекать в присутствии сжатого дейтерия. Последующее исчезновение нейтронного сигнала может быть обусловлено распадом Rn. При электролизе с использованием LiOH литий также может давать быстрые нейтроны за счет реакции (α, n).

в) Диссоциация дейтронов или других ядер, приводящая к испусканию нейтронов, может быть также обусловлена фоторасщеплением, вызванным окружающим γ -излучением. В этом отношении (как и для рассмотренных выше источников) простое убирание ячейки не является адекватным методом контроля за фоном нейтронов, равно как и замена D_2O на H_2O [115].

Еще раз подчеркнем, что сигнал, обнаруживаемый в большинстве экспериментов по НТС, — слабый, находящийся, как правило, на уровне фона. Поэтому необходима тщательная экспериментальная процедура для избавления от ложных источников быстрых и медленных нейтронов и γ -квантов, аккуратная дегазация, выбор материалов с низким уровнем радиоактивных примесей и детальное исследование фоновых условий эксперимента.

3.8. Выводы. Рассмотрение, проведенное в этой главе, показывает, что в рамках стандартных представлений ядерной физики и физики твердого тела для стационарных систем не удастся указать механизм, способный объяснить результаты экспериментов по НТС даже на «уровне Джонса». В следующем разделе мы рассмотрим возможный вариант существенно неравновесного «ускорительного» механизма, который, являясь достаточно простым и естественным, оказывается способным объяснить основные особенности НТС.

4. Ускорительный механизм ядерного синтеза.

4.1. Ускорительный механизм и свойства гидридов. В этом разделе мы рассмотрим сценарий НТС в гидридах переходных металлов, основанный на «ускорительном механизме» ядерного синтеза. Эта модель, предложенная в [7], была затем подробно проанализирована в работе [8], изложению которой мы будем здесь следовать. Заметим, что идея об ускорительной природе явления НТС высказывалась также рядом других авторов [74, 107, 116—120]⁽³⁾, а в связи с механическим разрушением кристаллов — в [9, 56, 57].

Предположение относительно ускорительного механизма НТС [7] базируется на двух экспериментальных наблюдениях: а) возникновении микротрещин в процессе наводороживания металлов (Pd, Ti, ...), сильно поглощающих водород и его изотопы, и б) механоэмиссии, сопровождающей разрушение различных кристаллических веществ и адгезионных слоев. Первое из этих явлений мы уже обсуждали в разделе 2. Оно хорошо известно из практики работы с гидридами и обусловлено увеличением размеров исходной металлической решетки при растворении в ней водорода (или его изотопов), возникновением механических напряжений и потерей пластичности гидридной фазы.

Механоэмиссия электромагнитных волн, сопровождающая разрушение кристаллов и адгезионных слоев, также исследовалась во многих экспериментах (см., например, [11]). При интерпретации этих явлений обычно привлекается идея о возникновении на берегах трещин зарядов,

создающих электростатическое поле. Предполагается, что последнее способно ускорять находящиеся в зазоре электроны и ионы до энергий $\sim 1-10^2$ кэВ, а также вызывать автоэмиссию электронов, что и приводит к тормозному и характеристическому излучению, которое наблюдается экспериментально.

Таким образом, можно думать, что при насыщении металлов дейтерием до больших концентраций могли бы создаваться условия, благоприятные для протекания реакций НТС. В самом деле, в богатом дейтерием гидриде образуется множество микрополостей, также заполненных ионами дейтерия. Если предположить, что при раскрытии трещин возникают сильные электрические поля, подобно тому, как это имеет место при разрушении ионных кристаллов, то эти поля могут ускорять ионы дейтерия и сообщать им энергию, необходимую для преодоления кулоновского барьера. Однако при таком прямом перенесении ускорительного механизма на гидриды переходных металлов возникает ряд вопросов. Как уже отмечалось в разделе 2, изученные свойства стабильных гидридов типа PdH, TiH₂ и т. п. указывают на то, что для них характерен металлический тип связи. В этом случае становится неясным ответ на основной вопрос: каким образом происходит зарядка поверхности трещины? В ионных кристаллах заряды возникают за счет разрыва ионных связей при разрушении вдоль кристаллических плоскостей, в результате которого различные берега трещины получают разноименные заряды. В кристаллах с металлической связью такая наглядная картина отсутствует. Кроме того, возникающий «микроконденсатор» должен очень быстро разряжаться через окружающую массу гидрида, поскольку удельное сопротивление для гидридов PdH, TiH₂, ... при комнатной температуре не слишком отличается от сопротивления соответствующего металла (численные оценки будут приведены ниже в разделе 4.2). Наконец, при сильных полях (до $E \sim 10^8$ В/см), которые могут возникать в трещинах, должна происходить автоэмиссия электронов из металла, также приводящая к разряжению «микроконденсатора». За это же время более тяжелая частица — дейтрон сможет набрать лишь малую энергию $W_D \sim (m_e/m_D) W_D \sim (1-10^2)$ эВ, недостаточную для преодоления кулоновского барьера с необходимой эффективностью.

Ниже, следуя [8], мы рассмотрим некоторые физические явления, которые, тем не менее, могли бы обеспечить реализацию ускорительного механизма и для интересующего нас случая гидридов переходных металлов.

Предположение [8] состоит в том, что в ходе неравновесного процесса насыщения водородом (D, T) переходных металлов возникает нестабильная гидридная фаза, в которой происходит переход металла в диэлектрик (или полупроводник). В действительности подобное явление усиления диэлектрических свойств хорошо известно для гидридов редкоземельных металлов (см., например, [61]) и может быть объяснено наличием на атомах водорода в этих гидридах эффективного отрицательного заряда, который возникает за счет отвлечения части валентных электронов атомов металла из зоны проводимости и «оседания» их на атомах водорода. С этой точки зрения при увеличении содержания H(D, T) в гидриде MeH_c его металлические свойства, например электропроводность, должны ослабляться, а свойства, соответствующие ионному соединению Me⁺H_c⁻, наоборот, усиливаться. Подобный эффект действительно наблюдается, например, в ряду гидрида лантана LaH₂ → LaH_{2,3-3,0}, имеющего, как и PdH, TiH₂ г. ц. к. решетку. При увеличении концентрации от C=2 до C=3 проводимость гидрида LaH_c уменьшается примерно в 100 раз и фаза с максимальной концентрацией приближается к ионному соединению La⁺⁺⁺H₃⁻. Образование гидрида LaH₂ происходит с заполнением всех тетраэдрических пустот, а тригидрида —

октаэдрических, вплоть до состава LaH_3 . Аналогичное поведение обнаруживают и гидриды других редкоземельных металлов, где для первого гидрида MeH_2 характерен металлический тип проводимости (металлический гидрид), а для более насыщенного гидрида MeH_3 — полупроводниковый (ионный или ионно-ковалентный гидрид).

Можно ли ожидать аналогичного усиления диэлектрических свойств для гидридов переходных металлов при повышении в них концентрации $\text{H}(\text{D}, \text{T})$? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим более подробно координацию атомов водорода в металле. Как уже отмечалось выше, в типичных для металлов структурах ГЦК и ГПУ на каждый атом металла приходится одна октаэдрическая и две тетраэдрические пустоты, а в ОЦК решетке — три и шесть пустот соответственно. Из геометрического критерия, основанного на соображении об устойчивости упаковки твердых сфер, следует ожидать, что для гидридов октаэдрическая координация оказывается выгодной при $0,41 \leq R_{\text{H}}/R_{\text{Me}} \leq 0,73$, а тетраэдрическая — при $0,22 \leq R_{\text{H}}/R_{\text{Me}} \leq 0,41$ [61]. Отношение $R_{\text{H}}/R_{\text{Me}}$ для переходных металлов лежит в пределах 0,22—0,41, и атомы водорода в ГПУ и ГЦК металлах должны занимать тетраэдрические позиции. В большинстве случаев это действительно так, однако, например, в Ni и Pd, водород, в противоречии со сказанным, занимает октаэдрические пустоты.

Анализ данных по гидридам переходных металлов [61] указывает на определенную закономерность в изменении координации водорода (типа междоузлий) в зависимости от радиуса атомов металла. Для атомов маленького размера характерна октаэдрическая координация, для больших — тетраэдрическая, причем изменение координации происходит при $R_{\text{Me}} = 1,34\text{--}1,37 \text{ \AA}$.

Важно подчеркнуть, что указанная закономерность относится именно к стабильным гидридам, которые могут существовать после снятия условий неравновесного насыщения. Для образования таких гидридов размеры пустот должны быть не слишком маленькими, так чтобы в них могли разместиться атомы водорода, но и не слишком большими — в противном случае водород уйдет из них после снятия условий неравновесного насыщения.

Предположение, которое представляется естественным в свете приведенных выше соображений, состоит в следующем: при неравновесном насыщении в приповерхностном слое, через который происходит проникновение $\text{H}(\text{D}, \text{T})$ в металл, может иметь место образование нестабильных фаз с повышенной концентрацией $\text{H}(\text{D}, \text{T})$, возможно, вплоть до максимальной для данного типа решетки или ее модификации. Это, в свою очередь, может привести к усилению диэлектрических свойств в нестабильной фазе либо за счет отвлечения части электронов из зоны проводимости (как для гидридов редкоземельных элементов), либо за счет расширения кристаллической решетки.

Рассмотрим, например, γ' -фазу TiH_2 с наибольшей концентрацией водорода. Она имеет ГЦК решетку с тетраэдрическими пустотами, занятыми атомами H. Оценка размеров октаэдрических пустот дает

$$R_0^{\text{TiH}_2} = 0,5 (a_{\gamma'} - 2R_{\text{Ti}}) \approx 0,77 \text{ \AA},$$

что существенно превосходит размеры атома водорода ($R^{\text{H}} \approx 0,53 \text{ \AA}$). Это означает, что в гипотетической (нестабильной) фазе TiH_3 избыточные атомы водорода могут отвлекать часть электронов из зоны проводимости, что должно приводить к усилению диэлектрических свойств. (Электроотрицательности H и Ti: $\chi_{\text{H}} = 2,1$; $\chi_{\text{Ti}} = 1,5$.)

Для гидрида палладия ситуация иная. Поскольку $\chi_{\text{Pd}} = 2,2$ больше, чем у H, в этом случае уже водород является донором и отдает свои электроны атомам Pd. Расчеты в кластерной модели, проведенные недавно в работе [88], действительно показали, что сделанное в [8] пред-

положение подтверждается, и гидрид палладия при насыщении до состояния PdH_2 переходит в полуметаллическое состояние. Следует, однако, заметить, что близость электроотрицательностей Pd (2,2) и H (2,1) может сделать этот эффект достаточно слабым. Возможно, что в случае Pd основной механизм, приводящий к усилению неметаллических свойств, связан с расширением кристаллической решетки.

Для гидрида палладия, в котором заполнены октаэдрические позиции ($R_0^{\text{PdH}} = 0,5 (a_\beta - 2R_{\text{Pd}}) \approx 0,705 \text{ \AA}$), повышение концентрации за счет внедрения одиночных дейтронов в оставшиеся незаполненными тетраэдрические позиции или DD-пар в октаэдрические, может приводить либо к перестройке решетки, либо к ее сильной деформации (и последующему разрушению).

В этом отношении большой интерес представляют результаты работы [121], в которой было открыто существование нового гидрида палладия с химическим составом $\text{PdH}_{1,33}$. Найдено, что данный гидрид обладает тетрагональной решеткой с параметрами $a = 2,896 \text{ \AA}$, $c = 3,330 \text{ \AA}$. Поразительной особенностью этой фазы является упорядоченное расположение водорода в тетраэдрических пустотах объемноцентрированной решетки в сочетании с наличием огромного количества вакансий в металлической подрешетке (25% или $2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Стабилизировать найденную фазу удалось с помощью очень быстрого охлаждения тонкой палладиевой пленки ($\sim 10^3 \text{ \AA}$), насыщавшейся водородом из газовой фазы при высокой температуре, или методом ионной имплантации.

Очевидно, что наличие столь большого числа статистически расположенных вакансий должно привести к резкому уменьшению электропроводности этой фазы.

Другая причина, которая в общем случае может уменьшить электропроводность и связанную с ней разрядку «микроконденсаторов» через окружающую массу гидрида, обусловлена характером разрушения, которому подвергается поверхностный слой гидрида. Как известно, это разрушение может приводить к появлению «гидридной губки» и последующему измельчению поверхностного слоя. В результате, фактически, теряется сплошность материала на поверхности и, следовательно, резко уменьшается электрический контакт между отдельными частицами, на которые распадается поверхностный слой.

Относительно расширения кристаллической решетки гидридной фазы известно, что она увеличивается с ростом концентрации примерно линейно. Можно ожидать, что при высоких концентрациях, характерных для нестабильных фаз, деформация становится очень большой, что в конце концов приводит к разрушению гидридного слоя. Вместе с тем, как известно из зонной теории твердых тел (см., например, [122]), увеличение межатомного расстояния в кристалле должно приводить к сужению разрешенных зон и расширению запрещенных. Это означает, что в общем случае можно ожидать для нестабильных фаз с высокой концентрацией H(D) усиления диэлектрических свойств материала.

В заключение этого раздела подчеркнем, что приведенное выше рассмотрение не является сколько-нибудь строгим доказательством предположения об усилении диэлектрических свойств в нестабильной гидридной фазе переходных металлов. Вместе с тем, если основываться на гипотезе, что причиной, приводящей к преодолению ядрами кулоновского барьера, является их ускорение в локальных электрических полях в микротрещинах, необходимо сделать дополнительное (и весьма сильное) предположение о том, что разрушающийся дейтерид близок по своим свойствам к ионному кристаллу. (Заметим, кстати, что термин «холодный» применительно к такого рода синтезу имеет весьма условный смысл. Он отражает лишь тот факт, что кристалл, в котором происходит реакция, находится при комнатной температуре, а внедряю-

щиеся в него ионы дейтерия имеют малую (эВ) энергию. Что касается микроскопических условий слияния ускоренных дейтронов, то они соответствуют, конечно, высоким эффективным температурам $\sim 10^7$ К.)

Сделаем еще два замечания.

1) В работе [116] возникновение избыточных зарядов при растрескивании гидридов связывается с расширением кристаллической решетки, в результате которого на границе фаз с различной концентрацией H может возникать различная поверхностная плотность зарядов. Однако в случае металлической связи сам факт появления зарядов на поверхности не получает объяснения.

2) В работах [51, 74] явление НТС связывается с наблюдавшимся в [9] излучением нейтронов при механическом разрушении (ионных) кристаллов LiD. Предполагается, что в ходе электролиза при наличии в электролите LiOD происходит образование в электроде областей, содержащих LiD. Растрескивание гидрида приводит к разрушению LiD и испусканию нейтронов. Однако такое объяснение вряд ли правомочно для электролиза, поскольку предполагает интенсивное растворение Li в металле (что не находит подтверждения на эксперименте) и вообще не применимо к экспериментам, не использующим Li, например при насыщении металлов дейтерием из газовой фазы.

4.2. Ускорительный механизм при растрескивании.

Как уже отмечалось, при интерпретации механоэмиссии электромагнитных волн, сопровождающей разрушение, обычно привлекается идея о возникновении на берегах трещин зарядов, создающих сильное поле.

Приведем некоторые оценки для простейшей модели, в которой трещина рассматривается как плоский конденсатор с площадью $\sim l^2$ и зазором $d=0,1 l$.

Учитывая, что типичная величина постоянной решетки гидридов составляет 3—4 Å, найдем следующую оценку для максимальной поверхностной плотности заряда:

$$\Sigma \sim \frac{e}{a^2} \sim e \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} = eJ,$$

где J — плотность ионов водорода или дейтерия. Во многих случаях из-за нейтрализации части ионов на поверхности плотность заряда может быть существенно ниже; так, в [10] для адгезионных слоев приводится оценка $J \sim 10^{10}—10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Электрическое поле в таком конденсаторе $E \sim \Sigma \sim 10^8 \text{ В/см}$, а разность потенциалов при $d \sim 10^{-5}—10^{-4} \text{ см}$ $U \sim Ed \sim 10^3—10^4 \text{ В}$. Следовательно, в таком конденсаторе ион может приобрести энергию $W \sim 1—10 \text{ кэВ}$.

Однако ускорение до таких энергий будет происходить только при условии, если время, необходимое для ускорения $t_{\text{уск}} \sim d(m_D/W)^{1/2} \sim (0,7—2) 10^{-12} \text{ с}$, мало по сравнению с временем существования заряда на конденсаторе. Время разрядки конденсатора через окружающее его вещество зависит от сопротивления этого вещества и его структуры. Если предположить, что удельное сопротивление гидрида близко к металлическому, то $t_{\text{разр}} \leq 10^{-15} \text{ с} < t_{\text{уск}}$ [8]. Поэтому, для того чтобы разряд через гидрид был несущественным, необходимо либо сильное нарушение сплошности гидрида, либо возникновение в нем проводимости неметаллического типа.

Вторая возможная причина разрядки — автоэмиссия электронов. Для того чтобы она не препятствовала ускорению ионов дейтерия, также существенно условие перехода гидрида в диэлектрическое состояние, поскольку в этом случае время автоэмиссии $t_{\text{а.э}} \sim \Sigma/j_{\text{а.э}} \sim 10^{-10} \text{ с} > t_{\text{уск}}$,

где $j_{a,э} \sim 10^6$ А см⁻² — плотность тока автоэмиссии из диэлектриков [123]. Для металлов $t_{a,э}$ на несколько порядков меньше⁽⁶⁾.

Следовательно, для эффективного действия ускорительного механизма НТС критическое значение имеет реализация условий, обсуждавшихся в п. 4.1, т. е. усиление диэлектрических свойств гидрида или нарушение сплошности гидрида, при котором происходит существенное ухудшение электрического контакта между отдельными заряженными частями микротрещин, так что $t_{\text{уск}} < t_{\text{разр}}^{(\text{эфф})}$.

Для оценки выхода нейтронов будем считать, что НТС обязан слиянию ускоренных таким образом ионов дейтерия с ионами дейтерия на противоположной стороне трещины; эффективная толщина этого слоя определяется пробегом ионов дейтерия, на котором еще возможна реакция синтеза.

Рассмотрим вначале наименее благоприятную ситуацию, при которой мишень представляет собой одноатомный слой дейтерия на поверхности трещины, а сечение DD-синтеза определяется слиянием «голых» ядер дейтерия без учета эффектов экранирования. Полагая поверхностную плотность дейтерия мишени равной J , получим для числа нейтронов от одной «трещины-ускорителя»

$$N^{(1)} \sim J^2 l^2 \sigma(W),$$

где σ — сечение реакции $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$. В области $W \sim 1 - 10$ кэВ сечение σ очень быстро растет с W ; для оценок возьмем характерное значение $\sigma \sim 10^{-32}$ см² ⁽⁷⁾. Считая $\Delta V/V = 0,1$, $n_T \sim 10^{12} - 10^9$ см⁻³, получим оценку выхода нейтронов из единицы объема наводороженного материала

$$n_n \sim N^{(1)} n_T \sim 10^2 \div 10 \text{ см}^{-3}.$$

Эту оценку можно сопоставить с результатами эксперимента [6]. Для плотности электрода $\sim 10^{22}$ ат Тi см⁻³ и длительности наводороживания $\sim 10^4$ с (несколько часов) получим $n_n^{(\text{эксп.})} \sim 10^3$ нейтронов см⁻³. Такого же порядка выход нейтронов и в эксперименте [9], в котором при разрушении кристалла LiD объема 0,04 см³ наблюдалось около десяти нейтронов, т. е. $n_n^{\text{эксп.}} \sim 250$ нейтрон/см³.

В более общем виде

$$n_n \approx J_{\text{уск}} J_{\text{миш}} \frac{\delta}{a_0} \frac{\Delta V}{V} d^{-1} \sigma \quad (W \approx 4\pi e^2 J d),$$

где $J_{\text{уск}}$, $J_{\text{миш}}$, J — поверхностные плотности ускоряемых ионов, атомов мишени и зарядов, создающих ускоряющее поле. Учет пробега дейтронов в веществе $\delta/a_0 \sim E_D/\Delta E \sim 10^2 - 10^4$, а также энергетической зависимости сечения DD-синтеза $\sigma(C) \sim \sigma(l)$ может привести к увеличению указанной выше оценки на несколько порядков и тем самым объяснить обнаруживаемые на эксперименте нейтронные вспышки большой мощности⁽⁷⁾.

Еще раз подчеркнем, что в рамках ускорительной модели НТС рассматривается как «микроскопически горячий» синтез, в котором преодоление кулоновского барьера происходит за счет энергии, запасенной в гидриде. Вполне возможно, что наряду с этим в процессах НТС существенную роль играют и другие эффекты, такие, как экранирование, которые в этом случае также должны быть включены в сценарий НТС. Заметим, что в рамках чисто ускорительного механизма не удастся объяснить преобладающее образование трития, найденное в [17].

4.3. Выводы для эксперимента. Предположения, лежащие в основе ускорительной модели, и вытекающие из нее выводы допускают

прямую экспериментальную проверку. Сформулируем еще раз основные предположения.

а) В процессах неравновесного насыщения переходных металлов водородом (D, T) могут возникать нестабильные гидридные фазы с высокой концентрацией водорода, большей, чем в стабильных фазах.

б) Гидриды в этих фазовых состояниях могут проявлять свойства, близкие к свойствам диэлектриков или полупроводников.

в) Расширение кристаллической решетки, концентрационные напряжения и охрупчивание, сопровождающие рост гидридного слоя, приводят к разрушению гидрида и насыщению его сетью микротрещин.

г) Возникновение трещин сопровождается появлением электрических зарядов. Образующиеся поля могут ускорять ионы дейтерия и инициировать с достаточно высокой эффективностью реакции НТС. Отсюда следует ряд выводов и предсказаний.

1. Явление НТС носит в основном поверхностный характер, т. е. развивается в приповерхностном слое гидрида, подверженном в данный интервал времени процессу разрушения. По мере продвижения вглубь этим процессом захватываются все новые слои гидрида.

2. Для протекания процесса существенны неравновесные условия насыщения металла дейтерием или десорбции.

3. Для создания благоприятных условий необходимо использовать металлы, способные растворять дейтерий (водород) в больших количествах. (В связи с широким развитием технологии хранения водорода в настоящее время известно уже большое число таких металлов и сплавов).

4. Условия насыщения должны обеспечивать достаточно большой градиент концентрации, способный создать внутренние концентрационные напряжения, локально превосходящие напряжение разрушения материала.

5. Образующийся гидрид должен обладать низкой пластичностью.

6. Температурный и временной режим насыщения должен исключать влияние релаксаций напряжений.

7. Стохастический характер разрушений гидрида с некоторой возможной квазипериодической модуляцией по времени означает аналогичный характер протекания реакций НТС.

Из сказанного вытекают довольно очевидные рекомендации для экспериментальной проверки предлагаемого механизма.

а) Поскольку важным пунктом модели является предположение о существовании нестабильных фаз с высокой концентрацией водорода, важно провести анализ структуры и состава *in situ*, т. е. непосредственно в ходе неравновесного наводороживания. Для этого, в частности, можно использовать методы рентгеноструктурного, нейтронографического и электронномикроскопического анализа поверхности и приповерхностного слоя.

б) Информацию об усилении диэлектрических свойств в нестабильной фазе могли бы дать измерения электропроводности (также *in situ*). По-видимому, их целесообразно проводить с помощью тонких пленок, толщина которых по порядку величины близка к характерной критической (для разрушения) толщине гидридного слоя ($\sim 10^3$ — 10^5 Å). Еще одна возможность состоит в использовании гидридов с заведомо ионной связью или связью, изменяющейся с концентрацией, как для гидридов редкоземельных металлов.

в) Предположение о связи реакций НТС с возникновением трещин можно проверить, изучая корреляцию между регистрируемыми продуктами НТС (нейтроны, протоны) и акустической эмиссией, обусловленной раскрытием трещин. Другая возможность состоит в изучении корреляций с инициированием трещинообразования, например, с помощью

механических деформаций, ультразвуковых импульсов, термо-, крио- и электроударов и т. п. [7, 8].

г) Роль процессов ускорения в электрических полях можно изучать с помощью корреляций продуктов НТС и электромагнитного излучения в различных диапазонах длин волн [7, 8].

Точно также очевидны рекомендации по проверке следствий 1—7):

(1) Поверхностный характер явления можно проверить путем сравнения результатов для образцов с различным соотношением площади и объема.

(2) Существенное значение неравновесности процесса насыщения может быть проверено вариацией условий эксперимента. Пункты 3—6) также легко проверяются путем изменения режимов работы и используемых материалов. Заметим, что способность к водородному разрушению различных металлов и сплавов может быть очень разной и позволяет варьировать это свойство материала в широких пределах.

(7) Наконец, стохастичность и квазипериодичность [7, 8] сигналов НТС фактически уже получила подтверждение при анализе временного хода событий с малыми временными бинами.

Заключение. Подведем итоги и сформулируем основные выводы.

1. В ряде экспериментальных исследований получены свидетельства в пользу существования явления НТС, т. е. возникновения при комнатной температуре реакций слияния дейтронов, внедренных в кристаллическую решетку металлов.

2. Реакции НТС могут иметь различную скорость и характер протекания и проявляются либо в виде хаотического излучения одиночных нейтронов, которое может продолжаться до нескольких часов со средней скоростью на уровне $\Lambda \sim 10^{-24} \text{---} 10^{-22} \text{ с}^{-1} (\text{DP})^{-1}$, либо в виде отдельных «нейтронных вспышек», при которых за короткие промежутки времени (секунды, минуты) может излучаться до $10^3 \text{---} 10^5$ нейтронов. Зарегистрировано также излучение заряженных продуктов DD-синтеза ($p, T, {}^3\text{He}$).

3. Характерной особенностью экспериментов по НТС является плохая воспроизводимость результатов, спорадический характер сигналов и возникновение их только при создании неравновесных условий в системе металл-дейтерий.

4. Несмотря на значительные усилия многих десятков научных групп во всем мире, явление НТС изучено пока лишь на «предварительном», качественном уровне. Ряд результатов требует дальнейшей проверки. Прежде всего это относится к вопросу о соотношении различных каналов и возможности преимущественного протекания НТС по безнейтронному каналу ($n/T \sim 10^{-8}$) с высокой скоростью [17]. Необходимы также более детальные эксперименты по прямой регистрации заряженных частиц, изучение синтеза в pD- и DT-системах, корреляционные эксперименты по нескольким каналам регистрации, исследование влияния различных факторов на характер протекания процессов НТС.

5. В настоящее время отсутствует общепринятая точка зрения на механизм НТС. В рамках стандартных представлений ядерной физики и физики твердого тела для равновесных систем не удастся объяснить наблюдаемые на опыте результаты. Наиболее перспективной является, по-видимому, ускорительная модель, связывающая НТС с ускорением дейтронов в сильных электрических полях в микротрещинах. При этом в действительности имеет место не «холодный», а «микроскопически горячий» синтез ($T_{\text{эвб}} \sim 10^7 \text{ К}$). В пользу такой модели свидетельствуют спорадический характер НТС, наблюдение «нейтронных вспышек» и в ряде случаев их квазипериодичность, отсутствие линии γ (5,5 МэВ) (см. примечание ⁽²⁾). Однако для более определенных суждений необходимо

проведение корреляционных экспериментов (см. примечание ⁽³⁾) с регистрацией «сопутствующих» сигналов (радио-, акустическая эмиссия и т. п.) ⁽⁸⁾ и детальных теоретических расчетов, учитывающих различные твердотельные эффекты (экранирование, усиление диэлектрических свойств и т. п.).

б. Энерговыведение в реакциях НТС, соответствующее наблюдаемым потокам нейтронов, слишком мало для того, чтобы представлять интерес с точки зрения промышленной энергетики. Ситуация может стать несколько более интригующей, если получит подтверждение возможность существенно более высокой скорости НТС по безнейтронному каналу. Независимо от этого изучение НТС представляет несомненный интерес для целого ряда дисциплин, таких, как физика твердого тела, ядерная физика, геофизика и геохимия, радиационная химия и радиационная акустика и др.

Автор благодарен Д. А. Киржницу за интерес к работе и поддержку, П. И. Голубничему, Г. И. Мерзону, Г. А. Цирлиной, В. А. Чечину, а также участникам семинаров ФИАН, ОИЯИ, ИАЭ, ИФВЭ, ИТЭФ и Зимней школы 1990 г. по физике в Бакуриани за многочисленные полезные обсуждения.

ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

¹ После того как этот обзор был написан, появились новые работы [124, 125], в которых также сообщается о наблюдении «нейтронных вспышек» при электролитическом насыщении дейтерием палладия.

² Еще одним свидетельством в пользу «горячего» слияния являются результаты работы [126], в которой при электролизе с D_2O и тритированным титановым катодом показано, что скорость реакции НТС $T + D \rightarrow {}^4He(3,5 \text{ МэВ}) + n(14,1 \text{ МэВ})$ примерно на ³ порядка выше, чем найдено в [6] для DD-синтеза.

³ В недавней работе [127] при электролитическом насыщении палладия дейтерием за 11 часов наблюдений были зарегистрированы два события с «жесткой» (в пределах 10 мкс) корреляцией сигналов ядерной, акустической и радиоэмиссий и измерены амплитуды акустического и радиосигналов. Ожидаемое число случайных тройных совпадений за время измерения составляет 10^{-7} события.

⁴ Отрицательные результаты по мюонному катализу НТС получены также при облучении на ускорителе дейтерированных образцов палладия и титана пучком мюонов с энергией 1,9–3,0 МэВ [128].

⁵ См. также недавнюю работу [129]. Кроме того, как нам стало известно, возможность ускорительного механизма НТС упоминалась также С. С. Герштейном и Л. И. Пономаревым на совещании по НТС в Эриче (Италия) в апреле 1989 г.

⁶ Другая возможная причина подавления автоэмиссии электронов может быть обусловлена свойствами ювенильной поверхности трещины. В этой связи напомним, что при надлежащей обработке поверхности металлических резонаторов в ускорителях они могут выдерживать поля до 10^6 В/см без появления заметного тока автоэмиссии.

⁷ Более аккуратные оценки, учитывающие энергетическую зависимость $\sigma_n(E) \sim \sigma_n(l)$, приведены в [130].

⁸ В [130] показано, что в рамках ускорительной модели может быть достигнута взаимная согласованность между числом зарегистрированных в [127] событий и измеренными амплитудами импульсов. Следует, однако, иметь в виду, что ни одно из имеющихся сейчас свидетельств в пользу модели ускорения в микротрещинах не может рассматриваться как ее однозначное подтверждение. Прежде всего потому, что они допускают альтернативную интерпретацию. Так, разрушение гидрида при неравновесности в системе металл–водород может быть лишь сопутствующим явлением, а не причиной НТС. Точно также «горячий» синтез может происходить не обязательно в трещинах, а, например, при ускорении в электрических полях поверхностного слоя. Кроме того, необходимо помнить, что указанные наблюдения имеют предварительный характер и требуют дальнейшей проверки. Тем не менее нельзя не признать, что все они успешно укладываются в схему ускорительной модели. В этой связи интересно проверить и другие предсказания ускорительной модели [7, 8].

В недавней работе [131] сообщается об измерениях, проведенных в низкофоновой лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований АН СССР, где было зарегистрировано 42 события испускания нейтронов, коррелированных с акустическими импульсами (при ожидаемом числе случайных совпадений ~ 6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Lemonick M. D.*//Time. May 8, 1989. P. 72.
2. *Begley S., Hurt E., Murr A.*//Newsweek. May 8, 1989. P. 41.
3. *Кузьмин Р. Н., Швилкин Б. Н.* Холодный ядерный синтез.—М.: Знание, 1989.—(Сер. «Физика». № 10).
4. *Царев В. А.*//Наука и жизнь. 1990. № 3. С. 18.
5. *Fleischmann M., Pans S.*//J. Electroanal. Chem. 1989. V. 261. P. 301; Erratum. 1989. V. 263. P. 187.
6. *Jones S. E., Palmer E. P., Czirr J. B. et al.*//Nature, London, 1989. V. 338. P. 737.
7. *Голубничий П. И., Куракин В. А., Филоненко А. Д. и др.* Препринт ФИАН № ИЗ —Москва, апрель 1989 г.; ДАН СССР. 1989. Т. 307. С. 99.
8. *Голубничий П. И., Царев В. А., Чечин В. А.* Препринт ФИАН СССР № 149.—Москва, июль 1989 г.
9. *Клюев В. А., Липсон А. Г., Топорное Ю. П. и др.*//Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 1333
10. *Дерягин Б. В., Кротова Н. А., Смилга В. П.* Адгезия твердых тел.—М.: Наука, 1973.
- [11] X юбилейный Всесоюзный симпозиум по механоэмиссии и механохимии твердых тел. Ростов-на-Дону, 24—26 сентября 1986 г.: Тезисы докладов.—М., 1986.
12. *Berlin A., Brusclu M., Carponi M. et al.*//Nuovo Cimento. Ser. A. 1989. V. 101. P. 997.
13. *Celani F., De Felice M., Fabbri E. L. et al.* Frascati preprint LNF-89/048 (p).—September 1989 (Submitted to Nuovo Cimento).
14. *Русое В. Д., Зеленцова Т. Н., Семенов Н. Ю. и др.*//Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 90.
15. *De Ninno A., Frattolillo A., Lollobattista G. et al.*//Nuovo Cimento. 1989. V. 101. P. 841.
16. *Menlove H. O., Fowler M. M., Garcia E. et al.*//LANL Report LA-VR-89-1570.—1989.
17. а) *Iyengar P. K.* Paper submitted to 5th Intern. Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES V).—Karlsruhe, FRG, July 3—6, 1989.
б) BARC Studies in Solid Fusion/Eds P. K. Iyengar, M. Srinivasan.—BARC-1500.—Trombay; Bombay, India: Bhabha Atomic Research Centre, November 1989.
18. *Будников А. Т., Зубер В. М., Картамышев Г. А. и др.* Препринт ИМК-89-4.—Харьков, 1989.
19. *Боровой И. А., Будников А. Т., Виноград Э. Л. и др.* Препринт ТМК-89-5.—Харьков, 1989.
20. *Abriola D., Achtenberg E., Davidson M. et al.*//J. Electroanal. Chem. 1989. V. 265. P. 355.
- [21] *Secliger D., Wiesener K., Meister A. et al.*//Electrochim. Acta. 1989. V. 34. P. 991.
22. *Боровой И. А., Виноград Э. Л., Голунов Н. З. и др.* Препринт ИМК-89-9.—Харьков, 1989.
23. *Zak J., Strojek J. W.*//Papers submitted to 40th Meeting of Intern. Society of Electrochemistry.—Kyoto, Japan, September 1989.—V. 11. P. 1335.
24. *Mizuno T., Akimoto T., Sato N.*//Ibidem. P. 1333.
25. *Vockris I. O'M., Wolf K., Kainthla R. et al.*//Ibidem. P. 1332.
26. *Зеленский В. Ф., Рыбалко В. Ф., Морозов А. Н. и др.* Препринт ХФТИ 89-61 —Харьков, 1989.
27. *Бруданин В. Б., Быстрицкий В. М., Егоров В. Г. и др.* Препринт ОИЯИ Д15-89-347.—Дубна, 1989.
28. *Kreysa G., Marx G., Plieth W.*//J. Electroanal. Chem. 1989. V. 266. P. 437.
29. *Buchanan E., Hirosky R., Jorne I. et al.* Preprint ER 13065—578.—1989.
30. *Baurichter A., Eyrieh W., Frank M. et al.*//Zs. Phys. Kl. B 1989 Bd 76 S. 1.
- [31] *Alber D., Boebel O., Schwarz C. et al.*//Ibidem. Kl. A. 1989. Bd. 333. S. 319.
32. *Blagus S., Bogovac M., Hodko D. et al.*//Ibidem. S. 321.
33. *Blaser J. P., Haas O., Petitjean C. et al.* Preprint PSI-PR, 89-17.—Villigen, Switzerland, August 1989.
34. *Baba S., Kawamura K., Taniguchi N.*//[23]. P. 1341.
35. *Oyama N., Ohsaka T., Hatozaki O. et al.*//Ibidem. P. 1336.
36. *Бруданин В. Б., Быстрицкий В. М., Егоров В. Г. и др.* Препринт ОИЯИ Д15-89-314.—Дубна, 1989.
37. *Gai M., Rugari S. L., France R. H. et al.*//Nature, London. 1989. V. 340. P. 29.
38. *Lewis N. S., Barnes C. A., Heben M. J. et al.*//Ibidem. P. 525.
39. *Kira A., Nakabayashi S., Yamagita S. et al.*//[23]. P. 1339.
40. *Aleksan R., Avenier M., Bagien G. et al.* Preprint DPhPE 89-19, LPC-89-17 —CEN; Saclay, France, October 1989.
- [41] *Petrasso R. D., Chen X., Wenzel K. W. et al.*//Nature, London. 1989. V. 339. P. 183.
42. *Fleischmann M., Pons S., Hoffman R. J.*//Ibidem. P. 667.

- 43 *Petrasso R. D., Chen X., Wenzel K. W. et al.*//*Ibidem*. P. 667.
- 44 *Schrider G., Wipf H., Richter A.*//*Zs. Phys. Kl B*. 1989. Bd. 76. S. 141.
- 45 *Behrlich R., Holler W., Roth J. et al.*//*Nucl. Fusion*. 1989. V. 29. P. 1187.
- 46 *Bennington S. M., Sokhl R. S., Stonadge P. R. et al.*//*Electrochim. Acta*. 1989. V. 34. P. 1323.
- 47 *Uchida H., Matsumura Y., Hayashi J. et al.*//[23].—P. 1346.
- 48 *Косячков А. А., Трилецкий В. С., Черепин В. Т. и др.*//*Письма ЖЭТФ*. 1989. Т. 49. С. 648.
- 49 *Kainthla R., Velev O., Kaba L. et al.*//*Electrochim. Acta*. 1989. V. 34. P. 1315.
- 50 *Huggins R., Scherber M.*//*Proc. of Cold Fusion Workshop*.—Santa Fe, US, May 25—28, 1989.
- Appleby A. J., Srinivasan S.*//*Ibidem*.
- Landau U.*//*Meeting of Electrochemistry Society*.—Los Angeles, May 1989.
- [51] *Schultze J. W., König U., Hochfeld A. et al.*//*Electrochim. Acta*. 1989. V. 34. P. 1289.
52. *Keddatt M.*//*Ibidem*. P. 995.
53. *Шаповалов В. Л.*//*Письма ЖЭТФ*. 1989. Т. 50. С. 109.
54. *Armstrong R. D., Charles E. A., Fells I. et al.*//*Electrochim. Acta*. 1989. V. 34. P. 1319.
55. *Ярославский М. А.*//*ДАН СССР*. 1989. Т. 307. С. 369, 600.
56. *Липсон А. Г., Саков Д. М., Ключев В. А. и др.*//*Письма ЖЭТФ*. 1989. Т. 49. С. 558.
57. *Липсон А. Г., Ключев В. А., Дерягин Б. В. и др.*//*Письма ЖТФ*. 1989. Т. 15. С. 88.
58. *Михеева В. И.* Гидриды переходных металлов.—М.: Изд-во АН СССР, 1960.
59. *Максимов Е. Г., Панкратов О. А.*//*УФК* 1975. Т. 116. С. 385.
60. *Михеева В. И.*//*Изв. АН СССР. Сер. «Неорганические материалы»*. 1978. Т. 14. С. 1558.
- [61] *Нозик Ю. З., Озеров Р. П., Хенниг К.* Структурная нейтронография. Т. 1.—М.: Атомиздат, 1979.
62. Водород в металлах/Под ред. Г. Алефельда, И. Фёлькиля.—М.: Мир, 1981.
63. *Dekhtyar I. Ya., Shevchenko V. I.*//*Phys. Stat. Sol.* 1972. V. 49. P. 11.
64. *Graham T.*//*Phil. Trans. Roy. Soc.* 1866. V. 156. P. 399.
65. *Катлинский В. М.*//*Изв. АН СССР. Сер. «Неорганические материалы»*. 1978. Т. 14. С. 1667.
66. *Лобко В. Н., Рябов Р. А.* Диффузия водорода в металлах в условиях роста гидридного слоя. Деп. № 818-Д83.—Владимир: Политехн. ин-т, 1983.
67. *Мальшев Л. Г., Лебедев С. А., Рябов Р. А. и др.*//*Изв. вузов СССР. Сер. «Физика»*. 1982. № 3. С. 43.
68. *Хаврошкин О. Б., Царев Б. А., Цыплаков В. В. и др.*//*Кр. сообщ. физ., ФИАН СССР*. 1985. № 5. С. 60; № 10. С. 26.
69. *Голубничий П. И., Филоненко А. Д.*//*Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1988. Т. 53. С. 366.
70. *Панасюк В. В. и др.*//*Физ.-хим. мех. материалов*. 1984. № 3. С. 3.
- [71] *Гольцов В. А., Волков А. Ф., Гринченко Е. И. и др.* Препринт.—Донецк: Политехн. ин-т, 1984.
72. *Koonin S. E., Nauenberg M.*//*Nature, London*. 1989. V. 339. P. 690.
73. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.—М.: Атомиздат, 1976.
74. *Cohen I. S., Dames J. D.*//*Nature, London*. 1989. V. 338. P. 705.
75. *Horowitz C. J.*//*Phys. Rev. Ser. C*. 1990. V. 40. P. 1555.
76. *Rafelski J., Gajda M., Harley D. et al.* Preprint AZPH-TH/89-I9.—Tucson, March 1989.
77. *Высоцкий В. И., Кузьмин Р. Н.*//*Письма ЖТФ*. 1983. Т. 7. С. 981.
78. *Высоцкий В. И., Кузьмин Р. Н.*//*ЖТФ*. 1983. Т. 53. С. 1861.
79. *Koonin S. E.* Univ. of California. Preprint.—Santa Barbara, US, April 1989
80. *Kolos W., Wolniewicz L.*//*J. Chem. Phys.* 1964. V. 41. P. 3663; 1968. V. 49. P. 404
- [81] *Byers-Brown W., Power J. D.*//*Proc. Roy. Soc. London. Ser. A*. 1970. V. 317. P. 545.
82. *Langanke K., Assenbaum H. J., Rolfs C.*//*Zs. Phys. Kl A*. 1989. Bd. 333 S. 317.
83. *Зельдович Я. Б., Герштейн С. С.*//*УФН*. 1961. Т. 3^а. С. 593.
84. *Van Siclen C D., Jones S. E.*//*J. Phys. Ser. G*. 1986. V. 12. P. 213.
85. *Kondo J.*//*J. Phys. Soc. Japan*. 1989. V. 58. P. 1869.
86. *Lohr L. L.*//*J. Phys. Chem.* 1989. V. 93. P. 4697.
87. *Stern E. A.* Univ. of Washington preprint.—Seattle, April 1989.
88. *Sun Z., Tomanek D.*//*Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 59.
89. *Laggett A. J., Baym G.*//*Nature, London*. 1989. V. 340. P. 45.
90. *Wicke E., Brodowsky H.* (ch. 3), *Brodowsky B.* (ch. 4)//*Hydrogen in Metals II*.—New York a. o.: Springer-Verlag, 1978.—(Topics in Applied Physics. V 29)
- [91] *Garel T., Niel J. C., Orland H.* Preprint Saclay PhT/89-87.—CEN; Saclay, France, 1989.
92. *Walling C., Simons J.*//*J. Phys. Chem.* 1989. V. 93. P. 4693.

93. *Tajima T., Iyetomi H., Ichimaru S.* Preprint DOE/ET-53088-369 IFSR No. 369.— Austin, US, April 1989.
94. *Давыдов А. С.*//Укр. физ. ж. 1989. Т. 34. С. 1295.
95. *McCoy A. J., O'Sullivan C. T. D.*//Nature, London. 1989. V. 338. P. 711.
96. *Frank F. C.*//Ibidem. 1947. V. 160. P. 525.
97. *Сахаров А. Д.* Отчет ФИАН СССР.— М., 1948.
98. *Зельдович Я. Б.*//ДАН СССР. 1954. Т. 95. С. 454.
99. *Зельдович Я. Б., Сахаров А. Д.*//ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 947.
100. *Gershtein S. S., Ponomarev L. I.*//Muon Physics/Eds. V. Hughes, C. S. Wu.— New York: Academic Press, 1975.—V. III. P. 141.
- [101] *Zweig G.*//Science 1978. V. 201. P. 973.
102. *Cahn R.*//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 80.
103. *Freund P., Hill C.*//Nature, London. 1978. V. 276. P. 250.
104. *Ioffe B. L., Okun L. B., Shifman M. A. et al.*//Acta Phys. Polon. Ser. B. 1981. V. 12. P. 229.
105. *Shaw G. L., Bland R. W., Fonda L. et al.* Preprint Univ. of California.— Irvine, US, 1989.
106. *Paolo P.*//Nature, London. 1989. V. 338. P. 711.
107. *Goldanskii V. L., Dalidchik F. I.*//Ibidem. V. 342. P. 231.
108. *Oppenheimer I. R., Phillips M.*//Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 500.
109. *Shihab-Elden A., Rasmussen J. O., Justice M. et al.* Preprint LBL-27086.— Univ. of California.— Berkeley: April 1989.
110. *Christos G. A.* Univ of Western Australia preprint.— June 1989.
- [111] *Bailey D. C.*, Univ. of Toronto preprint.—April. 1989.
112. *Hagelstein P. L.* The MIT preprint.—Cambridge, US. April—May, 1989.
113. *Carpenter J. M.*//Nature, London. 1989. V. 338. P. 711.
114. *Criber M., Spiro M., Favier J.*//Phys. Lett. Ser. B. 1989. V. 228. P. 163.
115. *Cranberg L.*//Nature, London. 1989. V. 339. P. 515.
116. *Gac K., Kolonowski M., Skladanowski Z. et al.* Preprint Kaliski Inst. of Plasma Physics.—Warsaw, 1989.
117. *Pool R.*//Science. 1989. V. 244. P. 1039.
118. *Joyce C.*//New Scientist. 1989. No. 1671. P. 34.
119. *Lewi B.*//Phys. Today. June 1989. V. 42, No. 6. P. 19.
120. *Takeda T., Takizuka T.*//J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58. P. 3073.
- [121] *Семилетов С. А., Баранова Р. В., Ходырев Ю. П. и др.*//Кристаллография 1980. Т. 25. С. 1162.
122. *Блейкмор Дж.* Физика твердого состояния.—М.: Металлургия, 1972.
123. *Фишер Р., Пойман Х.* Автоэлектронная эмиссия полупроводников/Пер, с нем.— М.: Наука, 1971.
124. *Бушуев В. С., Гинодман В. Б., Жерихина Л. Н. и др.* Препринт ФИАН СССР № 43.—Москва, 1990.
125. *Голубничий П. И., Ковальчук Е. П., Мерзон Г. И. и др.* Препринт ФИАН СССР № 99.— Москва, 1990.
126. *Vet P., Paseka L, Pecina I. et al.* Preprint Inst. of Nuclear Physics, Czechoslovak Acad. Sci.— 1989. (Submitted to Zs. Phys. Kl. A).
127. *Голубничий П. И., Мерзон Г. И., Филоненко А. Д. и др.* Препринт ФИАН СССР № 109.— Москва, 1990.
128. *Dames J. D., Pyle G. J., Squier G. T. A. et al.*//Nuovo Cimento. 1990. V 103 P. 155.
129. *Segre S. E., Atzeni S., Briguglio S. et al.*//Europhys. Lett. 1990. V. 11. P. 201.
130. *Голубничий П. И., Филоненко А. Д., Царев В. А. и др.* Препринт ФИАН СССР № 129.—Москва, 1990.
- [131] *Голубничий П. И., Кузминов В. В., Мерзон Г. И. и др.* Препринт ФИАН СССР № 172.—Москва, 1990.