

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
Кафедра физики плазмы

П. А. Багрянский, А. В. Бурдаков, А. А. Шошин

**СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ УПРАВЛЯЕМОГО  
ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА**

Учебное пособие

Новосибирск  
2010

533.9+621.039.6(075)  
В333.4я73-1

**Б 148**            **Багрянский П. А., Бурдаков А. В., Шошин А. А.** Современные проблемы управляемого термоядерного синтеза: пособие / Новосибир. гос. ун-т. Новосибирск, 2010. 73 с.

**ISBN 5-94356-241-3**

Учебное пособие соответствует части курса «Физика плазмы» и одной из лекций курса «Современная экспериментальная физика», читаемых магистрантам физического факультета Новосибирского Государственного университета. В пособии описана физика получения энергии из реакций синтеза легких элементов, объяснены и сформулированы условия, при которых выделяемая энергия больше затрачиваемой. Обсуждаются возможные схемы термоядерных реакторов: токамаки, открытые ловушки (активно разрабатываемые в Институте Ядерной Физики СО РАН), инерциальный термояд с лазерным сжатием мишени, мюонный катализ. Подробно рассмотрена проблема выбора материала первой стенки термоядерного реактора. В обзоре имеется краткий исторический очерк освоения энергии ядерного синтеза, обсуждаются дальнейшие перспективы данного направления для решения энергетической проблемы.

Пособие будет, несомненно, интересно и полезно широкому кругу читателей: студентам-физикам и магистрантам «неплазменных» специальностей, преподавателям физики в школе и научным сотрудникам, желающим ознакомиться с состоянием дел по одному из важнейших направлений физики.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф., главный научный сотрудник  
ИЯФ СО РАН В. И. Тельнов

Учебное пособие подготовлено в рамках реализации Программы развития НИУ-НГУ на 2009–2018 г. г.

**ISBN 5-94356-241-3**

© Новосибирский государственный университет, 2010  
© П. А. Багрянский, А. В. Бурдаков, А. А. Шошин, 2010

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие .....	4
1. Термоядерные реакции.....	4
2. Ядерный синтез и глобальная энергетическая проблема .....	7
3. Мюонный катализ .....	17
4. Горячая плазма и критерий Лоусона.....	18
5. Водородная бомба.....	23
6. Инерциальный УТС .....	27
7. Магнитная термоизоляция .....	35
8. Замкнутые магнитные системы .....	37
9. Ловушки открытого типа .....	44
10. Задачи термоядерного материаловедения .....	62
Вместо заключения .....	69
Список литературы .....	70

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемое учебное пособие ориентировано на студентов-физиков старших курсов «неплазменных» специальностей. Оно представляет собой краткий и упрощенный обзор исследований в области управляемого термоядерного синтеза, активно изучающиеся в последние шестьдесят лет. Главная задача, которую поставили перед собой авторы, состоит в знакомстве читателя с основными идеями, выработанными за более чем полувековую историю развития этого направления физики. Кроме того, перечислены наиболее существенные результаты, полученные на сегодняшний день, и обозначены перспективы дальнейшего развития исследований по основным направлениям управляемого термоядерного синтеза.

Авторы выражают глубокую признательность В. В. Поступаеву за ряд ценных консультаций. Работа выполнена при частичной поддержке грантов Министерства образования и науки РФ: АВЦП РНПВШ 2.1.1/579, ФЦП «Кадры»: НК-88П-4, госконтракт № П969 от 20 августа 2009 г., НК-147П-10, госконтракт № П1580 от 10 сентября 2009 г., гранты 2.1.1/3983, 2.1.1./3465, госконтракт 02.518.11.7113, госконтракт 14.740.11.0053 от 6 сентября 2010 г.

## 1. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

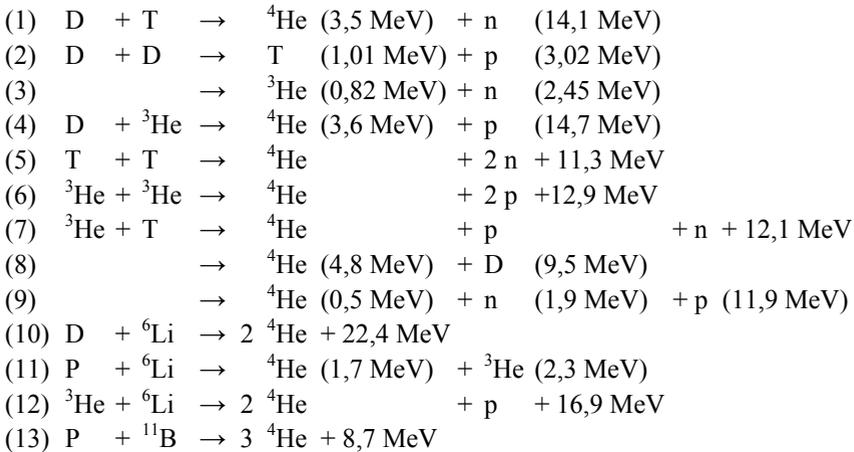
Термоядерная реакция (или реакция ядерного синтеза) — разновидность ядерной реакции, в которой при столкновении легких атомных ядер образуются более тяжелые. Для того чтобы произошла реакция синтеза, исходные ядра должны преодолеть силу электростатического отталкивания, для этого они должны иметь большую кинетическую энергию. Если предположить, что кинетическая энергия ядер определяется их тепловым движением, то можно сказать, что для реакции синтеза нужна большая температура. Поэтому такая реакция названа термоядерной.

Атомные ядра имеют положительные электрические заряды, которые на больших расстояниях могут быть экранированы электронами. Однако для того, чтобы произошло слияние ядер, они должны сблизиться на расстояние, на котором действует сильное взаимодействие. На таких расстояниях, порядка размера самих ядер и во много раз меньше размера атома, электронные оболочки атомов (даже если бы они сохранились) уже не могут экранировать заряды ядер, поэтому они испытывают сильное электростатическое отталкивание, сила которого, в соответствии с законом Кулона, обратно пропорциональна квадрату расстояния между зарядами. На расстояниях порядка размера ядер величина сильного взаимодействия,

стремящегося их связать, начинает быстро возрастать и становится больше величины кулоновского отталкивания.

Таким образом, чтобы вступить в реакцию, ядра должны преодолеть потенциальный барьер. Например, для реакции дейтерий-третий величина этого барьера составляет примерно 0,1 МэВ. Для сравнения, энергия ионизации водорода - 13 эВ. Нагретое вещество, частицы которого имеют характерные энергии масштаба 0,1 МэВ, будет представлять собой практически полностью ионизированную плазму.

**Таблица 1.** Термоядерные реакции для элементов с небольшим значением  $Z$



В табл. 1 вероятности реакций 2 и 3 равновероятны, у реакций 7–9 соотношение 51 %, 43 % и 6 % соответственно.

Если перевести 0,1 МэВ в температуру, то получится примерно  $10^9$  °К. Однако есть два эффекта, которые снижают температуру, необходимую для термоядерной реакции. Во-первых, температура характеризует лишь среднюю кинетическую энергию, есть частицы как с меньшей энергией, так и с большей. На самом деле в термоядерной реакции участвует небольшое количество ядер, имеющих энергию намного больше средней (так называемый «хвост максвелловского распределения»). Во-вторых, благодаря квантовым эффектам ядра не обязательно должны иметь энергию, превышающую кулоновский барьер. Если их энергия немного меньше барьера, они могут с большой вероятностью туннелировать сквозь него. Этот же факт туннелирования используется в мюонном катализе реакций ядерного синтеза (п. 3).

Реакции ядерного синтеза были открыты в начале 30-х гг. прошлого века в экспериментах с бомбардировкой мишенью ускоренными ядрами различных элементов. Началом серии исследований в этом направлении послужили результаты экспериментов Дж. Кокрофта и Э. Уолтона, которые в 1932 г. в Кавендишской лаборатории (Кембридж, Великобритания) создали первый в мире ускоритель заряженных частиц и продемонстрировали возможность осуществления трансмутации ядер с помощью ускорителя.

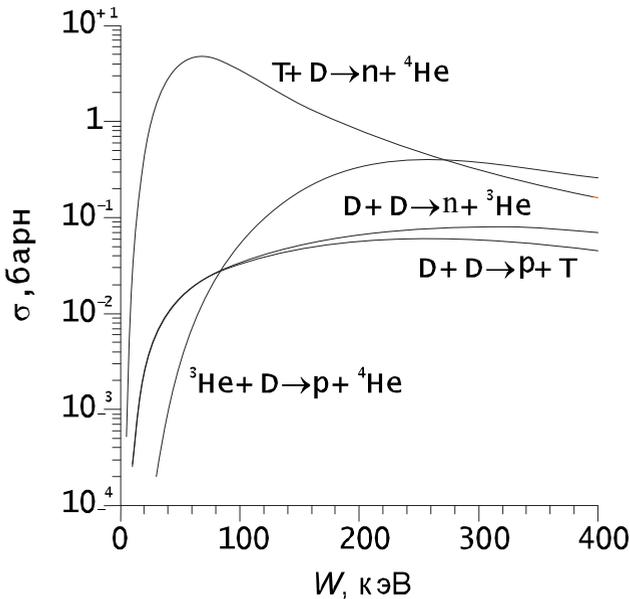


Рис. 1. Зависимости сечения от энергии для основных термоядерных реакций.

Как показал Г. Гамов, вероятность реакции между двумя сближающимися легкими ядрами пропорциональна  $e^{-KZ_1Z_2/\sqrt{W}}$ , где  $e$  – основание натуральных логарифмов,  $Z_1$  и  $Z_2$  – числа протонов во взаимодействующих ядрах,  $W$  – энергия их относительного сближения, а  $K$  – постоянный множитель. Энергия, необходимая для осуществления реакции, зависит от числа протонов в каждом ядре. Если это число больше трех-четырех, то эта энергия слишком велика и реакция практически неосуществима. С возрастанием  $Z_1$  и  $Z_2$  вероятность реакции уменьшается.

Таким образом, перспективными с точки зрения энергетических приложений являются реакции между наиболее легкими ядрами.

Вероятность того, что два ядра вступят во взаимодействие, характеризуется «сечением реакции», измеряемом в барнах ( $1\text{б} = 10^{-24}\text{см}^2$ ). Сечение реакции – это площадь эффективного поперечного сечения ядра, в которое должно «попасть» другое ядро, чтобы произошло их взаимодействие. Сечение реакции дейтерия с тритием достигает максимальной величины ( $\sim 5\text{б}$ ), когда взаимодействующие частицы имеют энергию относительного сближения около 60 кэВ. При энергии 20 кэВ сечение становится меньше 0,1 б. На рис. 1 показаны зависимости сечений от энергии для реакций (1)–(4) из табл. 1.

Бомбардировка мишеней ускоренными ядрами, как это было показано в экспериментах Дж. Кокрофта и Э.Уолтона, не является эффективным способом осуществления термоядерного синтеза с точки зрения энергетических приложений. Величины сечений процессов ионизации, а также сечений кулоновских столкновений на много порядков превышают сечения термоядерных реакций. Поэтому из множества попадающих на мишень ускоренных частиц пренебрежимо малая доля способна вступить в ядерное взаимодействие. Остальные рассеивают свою энергию на электронах атомов мишени и замедляются до скоростей, при которых реакция становится маловероятной. Получаемая при этом энергия ядерного синтеза оказывается много меньше затраченной.

## **2. ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ И ГЛОБАЛЬНАЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПРОБЛЕМА**

Существующие источники энергии можно разделить на две группы: восстанавливаемые и невозстанавливаемые. Восстанавливаемые источники энергии (солнце, ветер, гидроэнергия, приливы, подземное тепло и др.) возобновляются без человеческого участия естественным образом. Анализ показывает, что при современном развитии уровня техники этих источников в совокупности, исключая, по-видимому, энергию солнца, явно не хватает для полного покрытия все возрастающих потребностей человечества в энергии.

Современная энергетика в основном базируется на использовании горючих ископаемых (угле, нефти, природном газе), которые относятся к невозстанавливаемым источникам. При переработке в энергию эти ресурсы теряются безвозвратно.

Для сравнения роли первичных источников в современной мировой энергетике приведем структуру мирового производства электроэнергии по состоянию на 2005 г., которая выглядит следующим образом. На долю горючих ископаемых приходилось 66,4 %. Ядерные реакторы произвели 15,2 % электроэнергии, гидроэлектростанции – 16,2 %. Тепловые электростанции, работающие на горючих отходах, не подлежащих переработке,

дали 0,3 %, а станции, работающие на различных видах биомассы, произвели 1 %. Установки, использующие энергию ветра, дали 0,5 %, а геотермальные системы – 0,3 % от мирового производства электроэнергии.

Среди возобновляемых источников, роль которых в сумме составила 18,1 % от мирового производства, лидирующие позиции занимает гидроэнергетика с 89,5 %. Биомасса и отходы, не подлежащие вторичному использованию, находятся на второй позиции с 5,6 %. Ветроэнергетика дает 3 %, использование геотермальных источников выходит на уровень 1,7 %. Производство электроэнергии полупроводниковыми фотоэлементами в основном было сконцентрировано в трех странах – Соединенных Штатах Америки, Японии и Германии и составляет 0,1 % от суммарного производства на базе возобновляемых источников. Однако в последние годы существенно выросли инвестиции в технологии производства солнечных элементов и расширился «клуб» стран-производителей, к которому присоединились Китай, Индия и другие страны с бурно развивающейся экономикой.

### **2.1. Нефть**

Разведанные запасы нефти сегодня составляют около 210 млрд т, неразведанные – оцениваются в 52–260 млрд т. Нефть занимает ведущее место в мировом топливно-энергетическом хозяйстве. Её доля в общем потреблении энергоресурсов непрерывно растет: 3 % – в 1900 г., 5 % – перед 1-й мировой войной 1914–1918 гг., 17,5 % – накануне 2-й мировой войны 1939–45 гг., 24 % – в 1950 г., 41,5 % – в 1972 г., около 50 % – в настоящее время. Мировая добыча нефти на сегодняшний день составляет около 3,8 млрд т в год. Таким образом, при нынешних темпах потребления разведанной нефти хватит примерно на 40 лет, неразведанной – ещё на 10–50 лет. Также растёт и потребление нефти. За последние 35 лет оно увеличилось в полтора раза. Имеются большие запасы нефти (3400 млрд баррелей) в нефтяных песках Канады и Венесуэлы. Этой нефти при нынешних темпах потребления хватит на 110 лет. Однако в настоящее время нефтедобывающие компании ещё не могут производить много нефти из нефтяных песков, но ими ведутся разработки в этом направлении.

### **2.2. Природный газ**

Доказанные запасы природного газа в мире составляют около 173 трлн м<sup>3</sup>, если к ним прибавить ещё и неоткрытые запасы, которые по предварительным расчётам составляют около 120 трлн м<sup>3</sup>, в сумме получается около 300 трлн м<sup>3</sup>. Ежегодная добыча природного газа сегодня в мире составляет около 3,7 трлн м<sup>3</sup>. Таким образом, при нынешних

темпах добычи следует ожидать истощения мировых запасов природного газа примерно через 80 лет.

### 2.3. Каменный и бурый уголь

Разведанные запасы каменного и бурого угля на нашей планете в настоящее время оцениваются суммарно в 909 064 млн тонн. Годовое потребление угля составляет сегодня около 7600 млн тонн. Таким образом, при нынешних темпах потребления следует ожидать существенного истощения мировых запасов угля в течение 120 лет.

Оценки времен истощения ресурсов горючих ископаемых, приведенные выше, базируются на разведанных запасах и сегодняшних темпах потребления. Следует принять во внимание прогнозируемый рост населения планеты, которое по данным специалистов должно удвоиться к 2050 г. Этот и другие факторы, характеризующие прогресс развития нашей цивилизации в ближайшем будущем, позволяют утверждать, что мировое потребление энергоресурсов будет неуклонно возрастать. На основании этого можно сделать вывод о том, что запас невозобновляемых источников энергии будет в значительной степени исчерпан уже до конца XXI столетия. Глобальной проблемой для современного общества и других поколений может стать связанное с потреблением горючих ископаемых повышение в атмосфере концентрации углекислого газа. По мнению ряда экспертов, это способно вызвать необратимые изменения климата на нашей планете. Ключевые вопросы дискуссии, связанные с этой проблемой, отражены в нобелевской лекции Алана Гора (2007 г.).

Истощение запасов горючих ископаемых необратимо ограничивает возможности химической промышленности, для которой ископаемые органические вещества являются сырьем.

### 2.4. Ядерная энергетика

Современная ядерная энергетика для производства тепла и электроэнергии использует реакторы на тепловых нейтронах, где происходит расщепление изотопа  $U^{235}$ , содержание которого среди других изотопов урана, извлекаемых при переработке руды, всего около 0,7 %. Около 99 % при этом приходится на изотоп  $U^{238}$ . Объем мировых запасов урана, цена которого не превышает 130 долл. за килограмм, по данным МАГАТЭ, оценивается на сегодняшний день примерно в 4,7 млн тонн. Годовая добыча в мире в настоящее время составляет около 41 тыс. тонн в год, а потребление 440 коммерческими реакторами во всем мире составляет около 67 тыс. тонн. Это означает, что около 40 % ядерного топлива изготавливается из  $Pu^{239}$ , который был извлечен из ядерных боеголовок и вместе с  $U^{235}$  является пригодным для использования в реакторах на тепловых нейтронах. Данные, приведенные выше,

показывают, что при таком уровне развития ядерной энергетики и темпах потребления ядерного топлива разведанных запасов урана хватит примерно на 70–80 лет.

Ситуация кардинально изменится, если удастся создать надежно работающие коммерческие реакторы – размножители (бридеры) на быстрых нейтронах. Как известно, быстрые нейтроны поглощаются ядрами  $U^{238}$  с образованием легкорасщепляющихся ядер  $Pu^{239}$ , потенциально пригодных для выработки электроэнергии. Именно их и используют в бридерах. В качестве расщепляющегося материала применяется  $Pu^{239}$ , дающий при каждом распаде по 2–3 нейтрона. Один из них расходуется на поддержание цепной реакции, а остальные поглощаются ураном-238 с образованием плутония-239, т. е. нового ядерного топлива. Таким образом, реактор сам вырабатывает для себя новое топливо, причем в идеальном случае – даже большее количество, чем расходует. Уран-238 доступнее, чем другие изотопы, и если в ближайшее столетие не удастся найти более безопасные энергоресурсы, то бридеры, несмотря на большие технические проблемы при их строительстве, вероятно, станут важным элементом мировой энергетики. С помощью бридерной технологии можно вырабатывать энергию из бесполезного для современных реакторов  $U^{238}$ , превращая его в расщепляющийся материал. Таким образом, использовать природный уран в 60 раз эффективнее.

Принимая во внимание это обстоятельство, можно утверждать, что освоение бридерных реакторов позволит сохранить современный темп производства электроэнергии на ядерных станциях в течение 2,5–4 тыс. лет. Кроме того, многие эксперты считают, что уран, растворенный в морской воде, тоже можно использовать для получения дешевой энергии.

Следует подчеркнуть, что в настоящее время доля ядерной энергетики в мировом энергетическом хозяйстве не превышает 16 % . Поэтому, если возложить на ядерную энергетику задачу обеспечения всех мировых потребностей в энергии на сегодняшнем уровне, то этот прогноз сократится, по-видимому, до 0,5–1 тыс. лет.

Казалось бы, процессы, уже осуществленные в современных атомных электростанциях, могут предотвратить или надолго задержать надвигающийся энергетический кризис. Но существуют весьма веские доводы против использования урана как энергетического сырья. В основном они связаны с вопросами обеспечения безопасности.

Во-первых, использование урана связано с накоплением долгоживущих радиоактивных шлаков и с необходимостью безопасной переработки и захоронения все нарастающих количеств этих шлаков. Эти проблемы до сих пор еще не решены.

Во-вторых, в крупной энергетической атомной станции сосредоточено такое большое количество радиоактивного вещества, что если оно, в случае аварии, прорвется на свободу, может произойти катастрофа, по масштабам сравнимая с той, что произошла при взрыве атомной бомбы над Хиросимой. Достаточно вспомнить последствия аварии на одном из энергоблоков Чернобыльской станции.

Однако есть основания считать, что с этими двумя опасностями современная техника может справиться. Но существует еще третья опасность, гораздо более серьезная. На неё давно указывают многие авторитетные эксперты (см., например, нобелевскую лекцию П. Л. Капицы [9]). Она заключается в следующем. Строительство большого количества атомных электростанций приведет к суммарному количеству радиоактивного вещества во всех реакторах, которое достигнет такой величины, что невозможно станет осуществлять контроль над его правильным использованием. В итоге это приведет к тому, что не только небогатым странам, но и достаточно богатому человеку или промышленному предприятию откроется возможность создать свою атомную бомбу. Секрета, как она делается, давно не существует, а необходимого для этого плутония, особенно при широком использовании бридеров, будет вполне достаточно. В современной системе международных организаций нет такой авторитетной организации, которая могла бы достаточно надежно контролировать мирное использование урана как энергетического сырья, и неясно, как такая организация может быть создана.

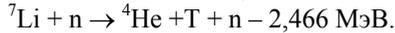
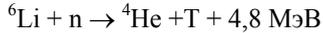
В этом заключается основная причина, делающая крайне актуальным поиск источников энергии, способных в течение многих тысячелетий обеспечивать потребности человечества, минуя использования реакторов деления.

## 2.5. Термоядерный синтез

Привлекательность термоядерных реакций с точки зрения энергетических приложений заключается в том, что относительное содержание дейтерия составляет около 0,015 % среди водорода, находящегося на Земле. Если удастся создать энергетические установки, где управляемым образом будут осуществляться реакции синтеза 3 и 4, приведенные в табл. 1, то нетрудно подсчитать, что «сжигание» дейтерия, извлеченного из 1 м<sup>3</sup> морской воды, приведет к выделению энергии, эквивалентной теплотворной способности 200 т нефти-сырца. Принимая во внимание объем мирового океана (около 1350 млн км<sup>3</sup>), это означает овладение практически неисчерпаемым источником энергии.

Реакция синтеза ядер дейтерия и трития ((1) в табл. 1) обладает примерно на два порядка более высоким сечением при относительно низкой

энергии  $E \approx 50$  кэВ (см. рис. 1). Поэтому естественно ожидать, что управляемый синтез дейтерия и трития будет освоен в первую очередь. Наиболее тяжелый изотоп водорода – тритий – практически отсутствует на Земле, поскольку он не является стабильным, а его период полураспада составляет всего около 12 лет. Задачу производства трития планируется решать путем реакций нейтронов с литием, причем при наличии нейтронов с энергией 14,1 МэВ, которые рождаются при синтезе ядер D и T, пригодны оба стабильных изотопа лития:



Согласно результатам оценок, учитывающих технологии добычи дейтерия и лития, энергетические затраты на производство одного килограмма термоядерного горючего для D-T-реакторов составляют 38 мегаватт-часов или 137 тыс. МДж [10]. Это число почти в две с половиной тысячи раз меньше «энергетической плотности» (понятия, используемого энергетиками для сравнения различных видов горючего) дейтерий-тритиевой смеси, которую оценивают в 337 млн МДж на килограмм. Поэтому считается, что затраты энергии на производство термоядерного горючего для будущих D-T-реакторов в общем энергобалансе термоядерной электростанции пренебрежимо малы.

Долгосрочная перспективность энергетики на основе D-T-реакции обусловлена мировыми запасами лития. Если запасы дейтерия в океане исчисляются астрономической величиной  $2,3 \cdot 10^{16}$  т, то разведанные запасы лития в легкодоступных месторождениях оцениваются всего в 35 млн тонн. Сегодня годовое потребление энергии в мире составляет около  $5 \cdot 10^{20}$  Дж. Исходя из энергетической плотности термоядерной D-T-смеси и коэффициента преобразования тепловой энергии в электрическую ( $\eta = 40\%$ ), нетрудно подсчитать, что в год придется сжигать не менее полутора тысяч тонн лития. Это означает, что известных запасов этого элемента хватит примерно на 20 тыс. лет. Не следует забывать, что энергетический «аппетит» человечества растет с каждым годом, поэтому более осторожные оценки показывают, что лития как элемента термоядерного горючего должно хватить не менее чем на 6 тыс. лет. Это, конечно, очень большой срок, сравнимый со временем существования цивилизации, но отнюдь не бесконечность. Кроме того, на литий «засматривается» автомобильная промышленность, ведь этот металл считается очень перспективным для создания батарей к электромобилям.

Реакция  $\text{D} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} (3,6 \text{ МэВ}) + \text{p} (14,7 \text{ МэВ})$  (номер (4) в табл. 1) обладает особой привлекательностью, которая заключается в отсутствии нейтронов среди продуктов реакции. Кроме того, сечение реакции для энергий в сотни кэВ почти на порядок превышает сечения D-D-реакций.

Нейтроны в гипотетическом реакторе на основе  $D-^3\text{He}$ -синтеза могут появляться только в реакциях между ядрами дейтерия. Однако расчеты показывают, что поток нейтронов на единицу мощности в таких реакторах должен быть примерно в сто раз ниже, чем в реакторах с  $D-T$ -смесью. Это обусловлено соотношением сечений для реакций  $D-T$  и  $D-^3\text{He}$ . Низкий уровень потока нейтронов означает относительно низкую радиоактивность элементов конструкции реактора в процессе и после завершения эксплуатации, следовательно, энергетика на основе  $D-^3\text{He}$  синтеза обещает быть наиболее экологически чистой. Однако на пути создания термоядерной энергетики со смесью  $D-^3\text{He}$  в качестве топлива, кроме решения задач физики и технологий управляемого синтеза, существует очень серьезная проблема, которая заключается в том, что изотоп  $^3\text{He}$  практически отсутствует на Земле. Согласно данным исследований образцов грунта, доставленного с Луны, он есть на Луне. В связи с этим возникают два вопроса. Возможно ли организовать его добычу и доставку на Землю и насколько это экономически целесообразно? Иными словами, прежде чем ставить сложную задачу освоения промышленного термоядерного синтеза на гелии-3, нужно оценить, насколько реальна добыча и доставка гелия-3 с Луны в необходимых количествах и каковы его запасы. Поскольку дискуссии по этим вопросам периодически возникают в научных изданиях и средствах массовой информации, остановимся на них несколько более подробно.

Луна, лишенная атмосферы и защитного магнитного поля, подвергается мощному облучению потоком испускаемых Солнцем легких атомов: водорода, гелия, углерода, азота и др. Этот поток, называемый солнечным ветром, попадает на поверхность Луны. Поскольку на Луне нет активных геологических процессов и круговорота веществ, находящийся на поверхности пылевидный материал, называемый реголитом, миллиарды лет накапливает частицы солнечного ветра, в том числе гелия. Содержание гелия в реголите (лунном грунте) зависит от многих факторов. Прежде всего это возраст реголита. Чем дольше облучается поверхность, тем больше накапливается в ней внедрившихся частиц солнечного ветра. Крупность зерен реголита также имеет значение. Слишком крупные зерна имеют малую относительную поверхность, а очень мелкие не удерживают гелий. Оптимальным является размер 20–50 микрон (0,02–0,05 мм). Концентрация гелия зависит также от минерального состава зерен реголита. Лучшее всего гелий накапливается в ильмените – минерале, содержащем титан ( $\text{FeTiO}_3$ ). Луна богата этим минералом. На каждый атом гелия-3 приходится 3000 атомов обычного гелия ( $^4\text{He}$ ), от которого полезный гелий-3 нужно отделить. В одной тонне лунного реголита содержится в среднем всего около 10 миллиграммов  $^3\text{He}$ .

Чтобы добыть одну тонну гелия-3, нужно переработать 100 млн тонн лунного грунта, т. е. участок лунной поверхности площадью 20 км<sup>2</sup> на глу-

бину 3 м. Зато энергетическая мощность гелия-3 огромна. Для обеспечения современной мировой потребности потребуется около 900 т гелия-3 в год. Запасы гелия-3 на Луне составляют около 1 млн т. Таким образом, при нынешнем уровне мирового потребления энергии их хватит более чем на тысячу лет.

Одна тонна гелия-3 заменяет примерно 10 млн тонн нефти. При современной стоимости нефти около 50 долл. за баррель стоимость 10 млн тонн нефти составляет 5 млрд долл.. Это и есть современная цена 1 тонны гелия-3. Транспортировка одного килограмма груза на траектории Земля–Луна–Земля составляет сегодня приблизительно 20–40 тыс. долл. Чтобы перевести 1 т гелия-3, придется перевозить 2–5 т сопровождающего груза в виде контейнеров, охлаждающего оборудования и т.д. Таким образом, перевоз с Луны одной тонны гелия-3 обойдется в 100 млн долл. Кажется, огромная сумма. Но это всего лишь 2 % того, что стоит энергия, которую одна тонна гелия-3 может обеспечить на Земле.

Для того чтобы организовать добычу  $^3\text{He}$  на Луне в промышленных масштабах, потребуется развернуть там целую индустрию. Во-первых, придется вскрыть и переработать лунный грунт на площади в сотни квадратных километров. Затем выделить гелий из реголита при температуре 600–800 °С. Из выделенного гелия нужно методами изотопного фракционирования получить чистый изотоп  $^3\text{He}$ . Из каждого килограмма гелия можно получить максимум 0,3 г  $^3\text{He}$ . Гелий-3 для целей транспортировки придется сжижать. Процессы сжижения и хранения жидкого гелия неизбежно приведут к потерям. Понятно, что первоначальные затраты, связанные с заводом оборудования, развертыванием лунной базы и организацией крупномасштабной добычи, будут велики. В то же время следует учесть, что в инженерном отношении все эти процедуры хорошо известны и достаточно просты. Гелий заключен в сорбированном состоянии в рыхлом грунте, залегающем на самой поверхности. Поэтому после создания необходимого производства расходы на добычу и эксплуатацию соответствующей инфраструктуры должны быть умеренными.

По расчетам американского астронавта Гаррисона Шмита, по профессии геолога, побывавшего на Луне в составе американской экспедиции «Аполло-17», использование гелия-3 с учетом расходов на его добычу и доставку станет коммерчески выгодным, когда производство термоядерной энергии на гелии-3 на Земле достигнет мощности 5 ГВт. По мнению Шмита, предварительные расходы на стадии research & development (исследование и развитие), которые, очевидно, должно взять на себя государство, составят около 15 млрд долл. Затем лунный энергетический проект станет привлекательным для частных инвестиций, поскольку окажется прибыльным.

Следует заметить также, что в некоторых термоядерных проектах рассматривается реакция  $P + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 {}^4\text{He} + 8,7 \text{ МэВ}$  ((13) в табл. 1). Продукты этой реакции не содержат нейтронов, что является ее явным достоинством. Главной трудностью при осуществлении управляемого синтеза с этой реакцией является необходимость достижения энергий взаимодействующих ядер диапазона 1 МэВ.

Резюмируя всё сказанное, подчеркнем наиболее существенные отличия ядерной и термоядерной энергетики. Процессы ядерного синтеза не только не создают значительного количества радиоактивных шлаков и опасного накопления радиоактивного вещества, но, главное, и не открывают никаких возможностей осуществления взрывной термоядерной реакции и создания взрывных устройств. Последнее особо важно в условиях неослабевающей активности террористических организаций во всем мире, которую мы, к сожалению, можем наблюдать в настоящее время.

Отметим еще раз, что создание термоядерной энергетики, основанной на реакции синтеза ядер дейтерия, полностью и навсегда решает глобальную энергетическую проблему для населения нашей планеты. По этому признаку конкуренцию ядерному синтезу может составить только глобально развитая солнечная энергетика, основные проблемы создания которой мы и обсудим далее.

## 2.6. Солнечная энергетика

Поток солнечного излучения, проходящий через площадку в  $1 \text{ м}^2$ , расположенную перпендикулярно потоку излучения на расстоянии одной астрономической единицы от центра Солнца (на входе в атмосферу Земли), равен  $1367 \text{ Вт/м}^2$  (солнечная постоянная). Нетрудно подсчитать, что мощность солнечного излучения, падающего на площадь, равную центральному сечению земного шара ( $S = \pi r_{\text{Земли}}^2$ ), составляет около  $1,8 \cdot 10^{17} \text{ Вт}$ , что сегодня более чем на 4 порядка превышает мировое потребление мощности (около  $1,6 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$ ). Характерное время остывания Солнца оценивается в миллиарды лет. Эти два обстоятельства дают основание позиционировать солнечную энергетику как неисчерпаемую и способную удовлетворить энергетические запросы человечества на любой стадии его дальнейшей эволюцию.

Из-за поглощения при прохождении атмосферной массы Земли максимальный поток солнечного излучения на уровне моря (на Экваторе) равен около  $1000 \text{ Вт/м}^2$ . Однако максимальная величина среднесуточного значения потока солнечного излучения через единичную горизонтальную площадку в наиболее жарких областях земного шара не превышает  $300 \text{ Вт/м}^2$  (из-за смены дня и ночи, изменения угла солнца над горизонтом, средней облачности). Оценим, какую площадь должны занимать преобразователи солнечного излучения в электроэнергию, способные обеспечить сего-

днейшее мировое потребление, если расположить преобразователи в областях с максимальным значением среднесуточного потока солнечного излучения. Максимальный КПД промышленно производимых сегодня фотоэлектрических элементов составляет  $\eta = 16\%$ . Нетрудно подсчитать, что искомая площадь составит  $S_{\text{solar cells}} \approx 1,6 \cdot 10^{13} / (300 \cdot 0,16) \approx 3,3 \cdot 10^{11} \text{ м}^2 = 3,3 \cdot 10^5 \text{ км}^2$ . Если учесть дополнительную площадь, необходимую для размещения инженерных систем, подъездных путей и т. д., то это значение следует, по-видимому, удвоить. Полученная таким образом площадь превышает территорию многих немалых государств, например, Франции.

Средняя толщина пластин, выпускаемых сегодня фотоэлектрических элементов из кристаллического кремния составляет  $\delta = 0,25 \text{ мм}$ , массовая плотность кремния  $\rho = 2,33 \text{ т/м}^3$ . Таким образом, для создания системы солнечных элементов с площадью  $S_{\text{solar cells}} = 3,3 \cdot 10^{11} \text{ м}^2$  потребуется  $S_{\text{solar cells}} \cdot \delta \cdot \rho = 3,3 \cdot 10^{11} \cdot 0,25 \cdot 10^{-3} \cdot 2,33 \approx 1,9 \cdot 10^8 \text{ т}$ , т. е. примерно 200 млн тонн материала только для производства фотоэлементов. Заметим также, что срок службы современных солнечных батарей оценивается в несколько десятков лет, поэтому производство такого гигантского количества полупроводникового материала придется повторять периодически. Эти обстоятельства не позволяют утверждать, что основанная на современных технологиях солнечная энергетика обещает быть экологически чистой. Нерезальными также представляются проекты размещения солнечных батарей для обеспечения мировых потребностей в околоземном пространстве. Вывод на орбиту массы такого масштаба оказывается сегодня невозможным по экономическим и экологическим соображениям.

Сделанные выше простые оценки позволяют оценить масштаб проблем, которые предстоит решить для того, чтобы солнечная энергетика стала значимой в мировом энергетическом хозяйстве. Важно отметить также, что для территорий стран, расположенных в умеренных и близких к полюсам широтах, среднесуточная удельная мощность солнечного излучения не превышает  $200 \text{ Вт/м}^2$ , в этом случае при полном переходе на солнечную энергетiku фотоэлектрические элементы занимают много большей площади, чем следует из оценки, приведенной выше. Поэтому кажется проблематичной возможность решения с помощью солнечной энергетики задачи энергетической независимости отдельных государств. Это исключительно важная геополитическая задача ближайших десятилетий.

Следует заметить, однако, что указанное направление энергетики в настоящее время очень сильно прогрессирует во всем мире. Недавно появилась информация, что в лабораторных условиях получен КПД преобразования солнечного излучения в электричество на уровне  $40\%$ , успешно развивается технология производства тонкопленочных фотоэлементов и

т.д. Согласно прогнозам, мощность фотоэнергетических систем в мире в 2020 г. превысит 50 ГВт.

### 2.7. Основной вывод

Главный вывод, который, по мнению авторов, следует сделать из анализа материала, представленного в данном разделе, заключается в том, что только одно направление энергетики потенциально способно удовлетворить всем требования нашей цивилизации в ближайшем и последующих тысячелетиях: экономическим, экологическим и геополитическим. Это направление – управляемый термоядерный синтез, основанный на реакциях D-T, D-D, D-<sup>3</sup>He и, возможно, p-<sup>11</sup>B. Запасы «топлива» практически неисчерпаемы, производство энергии не сопряжено с выбросами, вопросы обеспечения безопасности, включая радиационную, могут быть полностью решены доступными сегодня техническими средствами. Будущие энергетические установки обещают быть компактными и способными размещаться в самых густонаселенных областях, что, в принципе, решает задачу энергетической независимости отдельных государств и территорий. В отличие от реакторов деления, «топливо» термоядерных реакторов не может быть использовано для производства взрывных устройств. Поэтому авторы полностью разделяют мнение одного из самых выдающихся физиков XX столетия Петра Леонидовича Капицы о том, что управляемый термоядерный синтез должен стать задачей номер один для современной физики [9].

## 3. МЮОННЫЙ КАТАЛИЗ

Одним из способов преодоления кулоновского барьера для осуществления реакции синтеза является использование промежуточных частиц для создания молекул, состоящих из ядер реагирующих элементов. Такой подход реализован в методе мюонного катализа [23], который состоит в следующем: отрицательно заряженный мюон (нестабильная частица с временем жизни  $\tau_\mu = 2,2 \times 10^{-6}$  с и массой  $m_\mu = 206,769 m_e$ ), попадая в смесь изотопов водорода, образует там мезоатомы  $\rho\mu$ ,  $d\mu$  и  $t\mu$ , которые, сталкиваясь затем с молекулами H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> и T<sub>2</sub> (а также HD, HT и DT), образуют мезомолекулы  $\rho\rho\mu$ ,  $\rho d\mu$ ,  $\rho t\mu$ ,  $dd\mu$ ,  $dt\mu$  и  $tt\mu$  (или, точнее, мезомолекулярные ионы  $(\rho\rho\mu)^+$ ,  $(\rho d\mu)^+$  и т. д.).

Поскольку мюон примерно в 200 раз тяжелее электрона, то размеры мезомолекул во столько же раз меньше размеров молекулярных ионов H<sub>2</sub><sup>+</sup>, HD<sup>+</sup> и т. д., в которых ядра удалены друг от друга в среднем на расстояние в две атомные единицы  $\sim 2a_0 = 2h^2/m_e e^2 \sim 10^{-8}$  см. В мезомолекулах ядра удалены на расстояние примерно в две мезоатомные единицы  $\sim 2a_\mu = 2h^2/m_\mu e^2 \sim 5 \times 10^{-11}$  см. На такое расстояние сближаются ядра изотопов во-

дорода при кинетической энергии  $\sim 3$  кэВ ( $\sim 30$  миллионов градусов), которая сравнима с температурой, достигнутой в современных термоядерных установках.

После образования мезомолекул  $dd\mu$ ,  $dt\mu$  и  $tt\mu$  чрезвычайно быстро, за времена  $\tau = 10^{-9}$ – $10^{-12}$  с, происходит слияние их ядер за счет сильного взаимодействия, в реакциях (1), (2), (3) и (5) из табл. 1.

Поскольку эти реакции в мезомолекулах идут в присутствии мюона  $\mu^-$ , то для каждой из них возможны два исхода, а именно мюон может или освободиться, или же образовать мезоатом гелия. Свободный мюон может инициировать следующую реакцию синтеза, а мюон, захваченный гелием, не может. Таким образом, число реакций синтеза  $X_c$ , инициируемое одним мюоном, ограничено величиной коэффициента прилипания мюона к гелию. Экспериментально удалось получить значения  $X_c \sim 100$ , т. е. один мюон способен высвободить энергию  $\sim 100 \times 20$  МэВ = 2 ГэВ. Но эта величина все же меньше, чем энергетические затраты на производство самого мюона (5–10 ГэВ). Таким образом, мюонный катализ – пока энергетически невыгодный процесс. Коммерчески выгодное производство энергии возможно при  $X_c \sim 10^4$ .

В 1999 г. японский физик Такахиро Мацумото в японском патенте № 3073741 сообщил, что при инъекции мюонов в пористый кремний, обогащенный дейтерием и тритием, коэффициент прилипания был уменьшен до 0,03 %. Согласно патенту, один мюон способен инициировать более 1000 реакций синтеза при комнатной температуре и более 1500 реакций при температуре 500 К (227 °С). Также, в принципе, возможно использование систем с мюонным катализом для управления подкритическими реакторами деления [1], о которых кратко будет сказано ниже.

#### 4. ГОРЯЧАЯ ПЛАЗМА И КРИТЕРИЙ ЛОУСОНА

Наиболее продуктивный в настоящее время подход к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза состоит в проведении реакций в полностью ионизованной, нагретой плазме. В этом случае потери на ионизацию и возбуждение исключены, а столкновения реагирующих частиц рано или поздно завершатся ядерным синтезом. Прежде чем двигаться дальше, постараемся определить некоторые общие свойства термоядерной установки для производства электроэнергии – свойства, не зависящего от каких-либо конкретных особенностей технологического или конструктивного характера. При этом будем пользоваться только законами сохранения энергии и числа частиц.

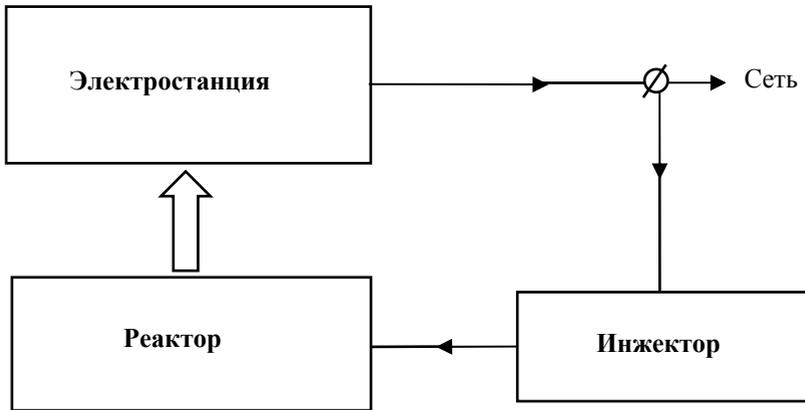


Рис. 2. Принципиальная схема работы термоядерного реактора

Рассмотрим работу термоядерного реактора, следуя методу, предложенному Лоусоном [24] (рис. 2). Реакторная установка удерживает плазму, находящуюся при температуре  $T$ . Конструкция установки и способ удержания плазмы в данном случае не имеют значения. Пусть плотность плазмы составляет  $n$  частиц в  $см^3$ . В реактор вводится топливо, например, смесь дейтерия и трития, уже подогретая до необходимой температуры. Внутри реактора инжектированные частицы время от времени сталкиваются между собой и вступают в реакцию синтеза. Удельная мощность термоядерного реактора может быть получена путем умножения числа реакций, происходящих каждую секунду в единице объема, на энергию  $\epsilon$ , выделяющуюся в каждом акте реакции:  $P_0 = An^2 \langle \sigma v \rangle$ , где в качестве коэффициента  $A$  следует подставлять  $1/2$  для систем, работающих на дейтерии, и  $1/4$  для равнокомпонентной смеси  $d$  и  $t$ . Параллельно с

этим, однако, из реактора уходит энергия за счет электромагнитного излучения и убегает некоторая доля горячих частиц, не успевших испытать ядерные взаимодействия. Нам неизвестен механизм ухода частиц из зоны реакции, но мы можем ввести, в качестве грубой характеристики происходящих процессов, среднее время удержания частиц в реакторе  $\tau$  (время жизни). Смысл введенной величины таков: за время в 1 с из  $1 \text{ см}^3$  плазмы будет уходить в среднем  $n/\tau$  частиц каждого знака. Таким образом, в реактор, работающий в стационарном режиме, надо ежесекундно инжектировать  $n/\tau$  частиц (в расчете на единицу объема).

Что касается потерь за счет электромагнитного излучения, то оценки показывают, что в лабораторных установках для удержания плазмы и в проектируемых системах реакторного масштаба длина поглощения излучения в чисто водородной плазме оказывается очень большой для фотонов с характерными энергиями, соответствующими температурам термоядерного диапазона. Это соответствует случаю оптически тонкой плазмы, когда энергетические потери определяются в основном тормозным излучением, которое возникает при рассеянии электронов на ионах. Средняя энергия фотонов тормозного излучения примерно совпадает со средней энергией теплового движения электронов и для области термоядерных температур лежит в диапазоне мягких рентгеновских лучей. Полная удельная мощность тормозного излучения в случае чисто водородной плазмы выражается следующей формулой:

$$P_r = Cn^2T^{1/2} = 1,5 \cdot 10^{-34} n^2 T^{1/2} \text{ Вт/см}^3,$$

где  $n$  — плотность,  $\text{см}^{-3}$ ,  $T$  — температура, эВ.

Для компенсации энергетических потерь подводимое топливо должно быть нагрето и в процессе инжекции обеспечивать приток энергии в зону реакции с мощностью  $P$ , превышающей тепловую мощность  $P_t$  потока ускользящих частиц на величину потерь  $P_r$ , обусловленных тормозным излучением, т. е.

$$P = P_r + P_t.$$

Откуда может быть взята мощность  $P$ ? Ответ ясен: из мощности синтеза  $P_0$ , выделяющейся в зоне реакций, а также за счет частичной рекуперации в стенках и оболочках реактора тормозного излучения и корпускулярных потоков. Примем для простоты, что коэффициент преобразования в электрическую энергию продуктов ядерных реакций, электромагнитного излучения и частиц с тепловой энергией одинаков и равен  $\eta$ . Тогда в условиях стационарной работы системы, на уровне нулевой полезной мощности, имеем очевидное равенство:

$$\eta(P_0 + P_r + P_t) = P_r + P_t. \quad (4.1)$$

Строго говоря, при написании этого равенства предполагается, что вся рекуперированная энергия может быть полностью без дальнейших потерь

возвращена в реактор через инжектор вместе с потоком вводимого подогретого топлива. Разумеется, работа реактора становится осмысленной только в том случае, когда левая часть равенства (4.1) становится больше правой, т. е. когда термоядерный реактор начнет работать как электростанция, подавая энергию в сеть, а не потребляя ее. Преобразуем теперь уравнение (4.1), воспользовавшись известными выражениями для величин  $P_0$  и  $P_r$  и для тепловой энергии  $P_t$  потока частиц:

$$P_0 = \Lambda \varepsilon n^2 \langle \sigma v \rangle, \quad P_r = C n^2 T^{1/2}, \quad P_t = Q_t / \tau = 3nkT / \tau,$$

где  $Q_t = 2(3/2)nkT$  – тепловая энергия единицы объема плазмы. Множитель 2 отражает наличие в плазме двух составляющих: электронов и ионов.

Подставляя эти выражения в (4.1) и производя очевидные преобразования, получим:

$$P_0 = (P_r + P_t) \cdot (1 - \eta) / \eta, \\ \Lambda \varepsilon n^2 \langle \sigma v \rangle \tau = 3nkT \cdot (1 - \eta) / \eta + C n^2 T^{1/2} \tau \cdot (1 - \eta) / \eta.$$

Определяя из последнего равенства произведение  $n\tau$ , имеем:

$$n\tau = 3kT / [\Lambda \varepsilon \langle \sigma v \rangle \eta (\eta - 1) - C T^{1/2}] = f(T). \quad (4.2)$$

Величина  $f(T)$  для заданного значения параметра  $\eta$ , характеризующего коэффициент преобразования, к.п.д. электростанции и к.п.д. инжектора, для выбранного сорта топлива есть вполне определенная функция температуры. В случае маквелловского распределения величина  $\langle \sigma v \rangle$  может быть рассчитана по известной зависимости  $\sigma(v)$ . Для температур, не превышающих  $10^9$  °К, можно написать следующие приближенные выражения для интенсивности ядерных реакций (d,d) и (d,t):

$$R_{d,d} = (1/2)n^2 \cdot \langle \sigma v \rangle = 7 \cdot 10^{-10} \cdot (n^2 / T^{2/3}) \cdot \exp(-4,25 \cdot 10^3 / T^{1/3}), \quad (4.3)$$

$$R_{d,t} = n_d \cdot n_t \cdot \langle \sigma v \rangle = 1,6 \cdot 10^{-7} \cdot (n_d \cdot n_t / T^{2/3}) \cdot \exp(4,52 \cdot 10^3 / T^{1/3}), \text{ реакций/см}^3 \text{ сек}, \quad (4.4)$$

где  $n$  — плотность,  $\text{см}^{-3}$ ,  $T$  — температура, эВ. Если воспользоваться формулами (4.3) и (4.4) для определения величины  $\langle \sigma v \rangle$ , входящей в равенство (4.2), то можно построить график функции  $f(T)$  для реактора, работающего на смеси дейтерия и трития или на чистом дейтерии. Соответствующие кривые приведены на рис. 3. Как видно, при  $\eta = 1/3$  обе кривые имеют минимум: для дейтерий-тритиевой смеси при  $T \sim 2 \cdot 10^8$  °К, для чистого дейтерия при  $T \sim 10^9$  °К. Полученные результаты очень важны, поэтому еще раз остановимся на физическом содержании построенных графиков. Энергетически выгодная работа реактора при  $\eta = 1/3$  отвечает условию (критерию Лоусона):

$$\begin{aligned} \text{d,d: } n\tau > 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ сек}, \quad T \sim 10^9 \text{ °К;} \\ \text{d,t: } n\tau > 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ сек}, \quad T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ °К.} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Иными словами, в оптимальных условиях для (d,t)-реактора при температуре  $T \sim 2 \cdot 10^8$  °К и плотности  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup> необходимы времена удержания порядка секунд. Для (d,d)-реактора оптимум достигается при  $T \sim 10^9$  °К и такие же времена удержания требуют работы при плотностях на полтора порядка более высоких. Разумеется, можно обеспечить выполнение условия (4.5) и при более низких рабочих температурах, но в таком случае за это придется расплачиваться увеличенными значениями  $n\tau$ . Конечно, принятое значение обобщенного к.п.д.  $\eta = 1/3$  отражает вполне определенный и притом достаточно высокий уровень оптимизма. Для других, более скромных значений  $\eta$ , графики разместятся в области больших  $n\tau$  (см. рис. 3).

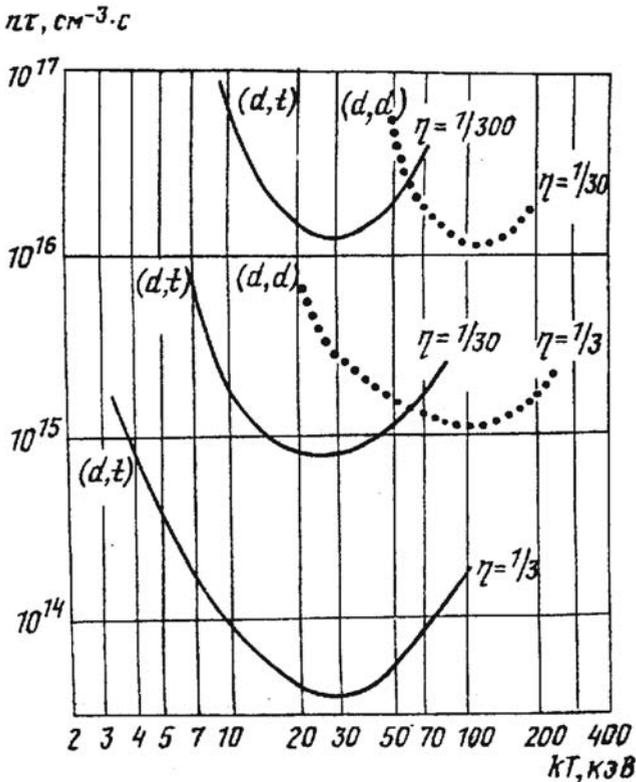


Рис. 3. Критерий Лоусона для реакций (d,t) и (d,d) при различных значениях к.п.д. реактора [4].

## 5. ВОДОРОДНАЯ БОМБА

Критерий Лоусона основан на самых общих физических принципах и не предполагает определенного способа удержания термоядерной плазмы. Поэтому если нагреть плазму тем или иным способом до нужной температуры, то условия (4.5) можно попытаться выполнить, используя плазму с очень высокой плотностью и считая, что время удержания определяется силами инерции. Впервые именно такой способ удержания плазмы успешно был реализован в 50-х гг. прошлого века в рамках программ создания термоядерного оружия в СССР и США. Поскольку исследования по управляемому термоядерному синтезу (УТС) были в существенной степени инициированы «оружейными» программами и наследовали многие методы и подходы, выработанные в ходе их реализации, полезно познакомиться с некоторыми физическими принципами, лежащими в основе термоядерных взрывных устройств. Это будет сделано с использованием материалов, представленных в открытой печати (см., например, [25]).

Одна из первоначальных мотивировок создания водородной бомбы состоит в том, что, в отличие от делящихся материалов, которые редки и дороги, дейтерий имеется в изобилие и недорог. Если дейтерий сжигать при температуре 20 кэВ, его максимальное энерговыделение (в предположении, что  $T$  и  ${}^3\text{He}$  сжигаются сразу же, как они появляются, см. табл. 1) составляет около  $Q = 7$  МэВ на участвующий в реакции синтез дейтрон, т. е. 80 килотонн (тротилового эквивалента) на килограмм. Если предположить, что эффективность синтеза 25 %, то для гипотетической бомбы на чистом синтезе мощностью в одну мегатонну требуется около 50 кг дейтерия в виде топлива. Американская, и советская программы начались в 40-х гг. прошлого века с изучения возможности нагрева дейтерия в ударной волне, инициированной атомным взрывом. Так как устройство, по сути, представляло цилиндр с жидким дейтерием, нагреваемым с одного конца взрывающейся бомбой на делении, от которого термоядерное горение распространяется в другой конец, эта концепция несла перспективу взрыва неограниченной мощности. Однако после значительной теоретической проработки в 1950 г. в США (и в 1954 г. в СССР) было осознано, что инициирование и продольное распространение термоядерной детонации в цилиндре с жидким дейтерием трудноосуществимо, практически невозможно. Изучим условия, при которых возникает однородное воспламенение и горение устройства, содержащего порядка 10–100 кг термоядерного топлива.

Для оценки реализуемости такого проекта первым важным шагом должна стать оценка гарантии, что термоядерное топливо достаточно долго удерживается, чтобы значительная его доля сгорела до того, как оно будет диспергировано давлением взрыва (т. е. давлением, которое накап-

ливается внутри горящего топлива как результат энерговыделения). Из термодинамики известно, что это давление составляет от  $2/3$  до  $1/3$  от плотности энергии, в зависимости от того, доминирует ли член кинетики или излучения. В низкотемпературном пределе давление выражается как  $p \approx n \cdot k \cdot T$ . Температуры, характерные для химического взрыва, находятся на уровне  $0,5$  эВ, а для термоядерного взрыва –  $10$  кэВ. Следовательно, типичные давления термоядерных взрывов в  $20\,000$  раз больше, чем химических! Поскольку ничто не может противостоять таким давлениям, время удержания (также называемое временем развала) целиком определяется инерцией. Для увеличения инерции и замедления расширения термоядерного топлива массы  $m$  стандартным методом является окружение топлива тяжелой оболочкой (ТАМПЕРОм) массой  $M > m$ . Полагая, что внутреннее давление действует, толкая оболочку наружу, как поршень, для вывода оценки времени развала можно использовать закон Ньютона. В первом приближении

$$\tau_d \approx \frac{R}{c_s} \sqrt{\frac{M}{m}}, \quad (5.1)$$

где  $R$  – радиус топлива;  $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$  – скорость звука.

При  $kT = 10\text{--}30$  кэВ, что типично для термоядерного горения, давление  $p$  определяется в значительной степени членом излучения, функцией только от  $kT$ . В цилиндрической геометрии  $R/c_s$  не зависит от плотности топлива  $\rho$ . Для  $m = 10\text{--}100$  кг, и  $M/m = 10\text{--}100$ , выражение (5.1) дает времена инерциального удержания, равные по порядку величины  $5\text{--}20$  нс. Эта оценка дает базовую шкалу времени, с которой и надо сравнивать время горения.

Время термоядерного горения зависит от температуры, которую можно достичь в топливе, принимая во внимание все ядерные и электромагнитные взаимодействия. Согласно результатам численного моделирования можно полагать, что температура горения дейтерия составляет  $20$  кэВ. Время горения находится на уровне времени, необходимого, чтобы сжечь  $50\%$  топлива при постоянной температуре. Полагая, что  $T$  и  ${}^3\text{He}$  сгорают сразу, как только генерируются, время горения для дейтерия равно

$$\tau_b \approx \tau_{dd} = \frac{1}{2n_i \langle \sigma_{dd} v \rangle}, \quad (5.2)$$

где  $n_i = \chi n_0$  — начальная плотность ионов,  $n_0$  – плотность ионов в твердой фазе дейтерия,  $\chi$  – степень сжатия;  $\langle \sigma_{dd} v \rangle$  – максвелловская усредненная скорость реакции, равная  $5 \cdot 10^{-24}$  м<sup>3</sup>/с при  $kT = 20$  кэВ. При плотности твердой фазы ( $\chi = 1$ ,  $\rho = 180$  кг/м<sup>3</sup>) время горения дейтерия составляет  $2$  мкс. Следовательно, чтобы попасть во время развала, т. е. иметь  $\tau_d = \tau_b$ , нахо-

дим, что сжатие дейтерия должно быть на уровне 100—400 раз по отношению к плотности твердой фазы.

Если у нас есть средства сжатия топлива до очень высоких плотностей, то остается проблема инициирования (воспламенения). Как это следует из расчетов, потери излучения таковы, что температура инициирования в дейтерии низкой плотности (т. е.  $\chi < 30$ ) равна около 25 кэВ. Эта температура слишком высока для инициирования даже посредством атомной бомбы. Однако при увеличении плотности топлива достижение воспламенения становится легче. Например, если плотность достаточно велика, так что большая часть энергии нейтронов, произведенных в реакции синтеза, выделяется в топливе, температура инициирования снижается до 10 кэВ. Еще большее снижение получается при достижении большего сжатия топлива до точки, когда оно становится непрозрачным к своему собственному излучению.

Подытоживая сказанное, отметим, что очень высокое сжатие является основным условием успешного инициирования и горения инерциально удерживаемых термоядерных топлив: коэффициент сжатия должен быть достаточно велик, чтобы и время саморазогрева (в фазе инициирования), и время горения (в фазе горения) были достаточно коротки, по сравнению со временем удержания. Проблема заключается в том, что высокое сжатие очень трудно реализуемо на практике. Как это следует из экспериментов, сжатие малых количеств изотопов водорода до плотностей, больших в 30 раз плотности в твердой фазе, уже находится на пределе достижимого с помощью химической взрывчатки. Поэтому при применении данного метода невозможно получение сжатия на уровне 100–300 в больших количествах дейтерия. Необходимо изобрести метод, использующий заряды на делении.

После многих безуспешных попыток спроектировать водородную бомбу в 1951 г. Теллер и Улам (США) и в 1954 г. независимо А. Д. Сахаров и Я. Б. Зельдович (СССР) открыли метод достижения очень высоких степеней сжатия. Основа этого метода состоит в использовании рентгеновских лучей, рожденных ядерным зарядом первой ступени, для сжатия и инициирования физически отдельной вторичной ядерной сборки, содержащей термоядерное топливо.

Метод заключается в следующем: бомба на делении и контейнер, заполненный топливом синтеза (вторая ступень), размещаются внутри общей оболочки (радиационный корпус) (рис. 4). Радиационный корпус и кожух второй ступени (толкатель/ТАМПЕР) сделаны из тяжелого материала, непрозрачного для рентгена, остающееся пространство в радиационном корпусе (холлраум — hohlraum) заполнено легкими материалами, прозрачными для рентгена; при запуске цепной реакции в первой ступени большие количества рентгена излучаются до взрыва и мгновенно запол-

няют холлраум. Рентген, запертый в холлрауме, быстро достигает своего равновесного спектра черного тела и превращает начинку холлраума в горячую плазму. Термализация, приводимая в действие излучением, гарантирует, что эта плазма имеет очень равномерное давление и температуру, так что ее воздействие на вторую ступень одинаково со всех сторон. Плазма переизлучает рентген на более длинных волнах, который поглощается поверхностью второй ступени. Толкатель/ТАМПЕР, нагревающийся до точки, где он испаряется и из него выбрасывается материал. По закону противодействия материал, унесенный из толкателя/ТАМПЕРа, вызывает давление, которое толкает ТАМПЕР внутрь, схлопывая топливо синтеза через имплозию до очень высоких плотностей.

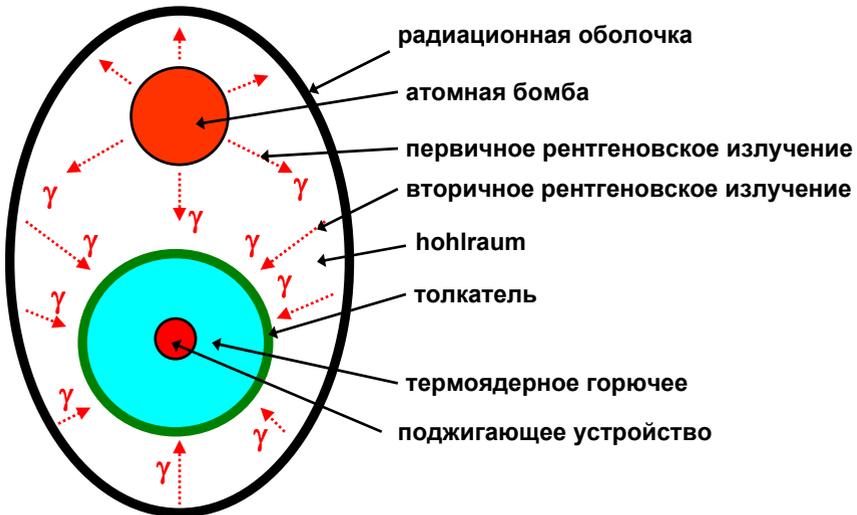


Рис. 4. Схематическое изображение водородной бомбы, основанной на принципе Улама-Теллера-Сахарова-Зельдовича

Основная идея метода Теллера-Улама-Сахарова-Зельдовича заключается в использовании нагреваемой излучением низкоплотной плазмы как буфера, чтобы создать очень равномерные условия для обжатия второй ступени в равной мере и одновременно со всех сторон. Отсутствие равномерности привело бы к неустойчивостям при сжатии, или вторую ступень просто бы снесло. Метод также применим, если холлраум не заполнен низкоплотным материалом: роль буфера тогда исполняет термализованное излучение черного тела. Преимущество низкоплотного наполнителя в том, что оно позволяет хранить энергию первой ступени в виде тепловой энергии плазмы, и эта энергия затем может быть передана во вторую ступень для запитки энергией процесса абляции. Это важно, так как первая ступень

является времяпеременным источником излучения с временной зависимостью, не совсем оптимальной для адиабатического сжатия. Кроме того, поскольку рентгеновский импульс от первой ступени имеет относительно короткую длительность, хранение энергии позволяет дольше поддерживать сжатие топлива синтеза и доводить коэффициент сжатия до больших значений.

На рис. 4 присутствует необязательный элемент, не обсуждавшийся ранее: поджигающее устройство в центре второй ступени. Устройство состоит из подкритического количества делящегося материала, сжимаемого одновременно со второй ступенью. Из-за интенсивного нейтронного фона, возникающего от взрыва первой ступени, в поджигающем устройстве по достижении критического состояния начинается цепная реакция. Следовательно, при тщательном проектировании устройство взорвется как раз тогда, когда имплозия доведёт термоядерное топливо до максимальной плотности. Затем в форме рентгеновских лучей, нейтронов и дополнительного сжатия изнутри, имплозия приведет к большому количеству энергии, достаточному для инициирования взрыва. Важно отметить, что сжатие и горение второй ступени должно завершиться до того, как ударная волна от первой ступени достигнет второго узла.

Первый взрыв американской водородной бомбы («Майк»), состоявшийся 1 ноября 1952 г., уникален, потому что он единственный, в котором в качестве топлива использовался жидкий дейтерий, во всех последующих устройствах в качестве термоядерного топлива использовался *LiD*. В СССР после открытия обжатия излучением в начале 1954 г., расчеты и теоретическая работа по двухстадийному устройству были завершены к началу лета 1955 г. Экспериментальный термоядерный заряд был успешно испытан 22 ноября того же года.

## 6. ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ УТС

Подход к решению проблемы УТС методом инерционного удержания во многом наследует методы, разработанные при создании термоядерного оружия. Наиболее существенные отличия заключаются в том, что, во-первых, в управляемом реакторе необходимо использовать термоядерные заряды (мишени) с относительно малым энерговыделением, которое соответствует диапазону десятков-сотен килограмм тротилового эквивалента. Это ограничение естественно определяется ограниченной стойкостью взрывной камеры будущего реактора. Во-вторых, немислимо использовать ядерные устройства для сжатия и инициирования термоядерных зарядов. Для этой цели следует создать мощные носители энергии (драйверы), способные за времена наносекундного диапазона осуществить обжатие и нагрев миниатюрных контейнеров (мишеней) с термоядерным горючим.

Реализация инерциального УТС требует демонстрации четырёх достижений:

- 1) мишени с высоким усилением (выход реакции в  $\sim 100$  раз превышает вложенную энергию);
- 2) эффективный ( $\sim 10\text{--}30\%$ ) драйвер с высокой частотой повторения ( $\sim 5\text{--}10$  Гц);
- 3) недорогие мишени (около 25 центов США за штуку) в массовом производстве ( $\sim 100$  млн в год);
- 4) долгоживущая (до 30 лет), малоактивируемая мишенная камера.

Данные обстоятельства вместе с рядом проблем физического характера выводят задачу осуществимости УТС на пути инерциального синтеза на пределы технологических возможностей современной цивилизации. В качестве кандидатов на роль драйверов в разные годы рассматривались электронные и ионные пучки, а также лазерные системы.

Критерий Лоусона для d,t-смеси:  $n\tau > 0,5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> сек,  $T \sim 2 \cdot 10^8$  °К (или  $T \sim 20$  кэВ) - может быть модифицирован для систем инерциального удержания следующим образом. Если принять во внимание, что концентрация частиц в термоядерном горючем пропорциональна его плотности ( $n \propto \rho$ ), а характерное время развала заряда шарообразной формы  $\tau \sim R/c_s$ , где  $R$  – радиус шара,  $c_s$  – скорость звука ( $c_s \propto T^{1/2}$ ), то можно заключить, что  $n\tau \propto \rho \cdot R$ . Таким образом, критерий Лоусона для систем инерциального удержания может быть сформулирован в терминах  $\rho \cdot R$ . Расчеты показывают, что для d,t-смеси установка с инерциальным синтезом становится энергетически оправданной при

$$T \sim 20 \text{ кэВ и } \rho \cdot R > 3 \text{ г/см}^2. \quad (6.1)$$

Кроме того, расчеты показывают, что с учетом реальной эффективности передачи энергии от драйвера в плазму требуется вкладываемая энергия масштаба 1 МДж при длительности 1–10 нс.

В настоящее время лидерами в области систем с инерциальным удержанием являются эксперименты с использованием лазеров. Существует два направления, различающиеся методом сжатия мишени с термоядерным зарядом: 1) прямое сжатие мишени; 2) «непрямое» сжатие мишени. В методе прямого сжатия мишень равномерно со всех сторон облучается пучками лазеров (рис. 5). За счет интенсивного испарения оболочки (абляции) мишени возникает реактивная сила, сжимающая термоядерное топливо. Одной из основных проблем при реализации этого метода является обеспечение равномерного облучения. Неоднородность плотности мощности лазерного излучения на поверхности мишени ведет к возникновению неустойчивости ее границы в процессе сжатия и резкому уменьшению времени инерциального удержания.

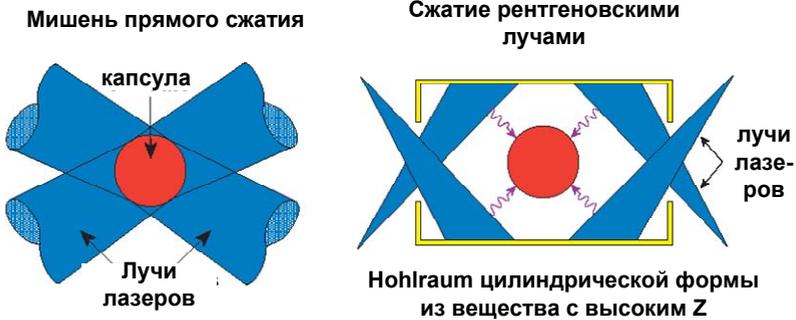


Рис. 5. Методы прямого и «непрямого» сжатия термоядерной мишени

При реализации прямого сжатия мишени стадии инерциального удержания чередуются следующим образом:

1. Нагревается оболочка до температуры порядка 2 кэВ ( $P \sim 50$  Мбар), абляция материала заставляет мишень сжиматься, внутренняя часть мишени сжимается адиабатически, оставаясь холодной ( $T \sim \text{эВ}$ ).
2. На финальной стадии плотность оболочки достигает  $\sim 500 \text{ г/см}^3$ , при этом в центре образуется горячая область с плотностью  $\sim 50 \text{ г/см}^3$ , где идет реакция.
3. Альфа-частицы прогревают окрестности горячей зоны и реакция (волна горения) распространяется на всю мишень.

При таком способе сжатия и нагрева наружная граница мишени становится не стабильной относительно развития магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей. На линейной стадии возмущения формы границы растут экспоненциально и могут прорвать оболочку мишени. Однако компьютерное моделирование и эксперименты показывают, что при реализации очень однородных начальных условий и плотности мощности драйвера возможно увеличить время развития неустойчивости до безопасного уровня. Существуют способы оптимизации процесса сжатия мишени с целью увеличения ее плотности. Идея одного из них заключается в том, чтобы сгруппировать по времени приход в центр мишени ударных волн, возникающих в разные моменты воздействия нагревного импульса на мишень. Оказывается, что для этого необходим экспоненциальный рост мощности драйвера во время импульса. Объяснение заключается в том, что более поздние возмущения распространяются по уже прогретой плазме, следовательно, воздействие на мишень должно быть более интенсив-

ным. Важно также отметить, что выбор профиля импульса во времени влияет на конструкцию мишени.

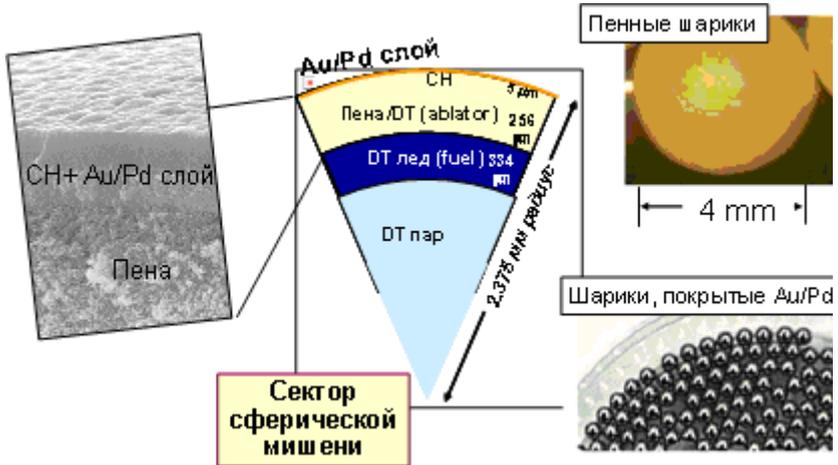


Рис. 6. Один из вариантов лазерной мишени для экспериментов по инерциальному UTC (General Atomic, США)

Принцип непрямого сжатия аналогичен принципу Улама-Теллера-Сахарова-Зельдовича, который был реализован в оружейных программах. Используется полый контейнер (hohlraum), изготовленный из вещества с высоким  $Z$ , внутри которого размещается мишень (рис. 5). В контейнере имеются отверстия, куда вводятся сфокусированные должным образом пучки лазеров. Лазерное излучение, имеющее длину волны обычно в диапазоне  $0,3\text{--}1\ \mu\text{m}$ , поглощается внутренней поверхностью контейнера и преобразуется благодаря многократному поглощению в равновесное излучение, максимальная мощность которого лежит в области мягкого рентгена. Метод сжатия посредством излучения рентгеновского диапазона позволяет решить две фундаментальные проблемы, труднопреодолимые при реализации прямого сжатия. Во-первых, достигается нужная степень однородности обжатия, а во-вторых, рентгеновское излучение не может быть отражено плотной плазмой вблизи мишени и эффективно взаимодействует с ее поверхностью. На рис. 6 показано устройство одного из используемых вариантов лазерной мишени с  $d,t$ -смесью.

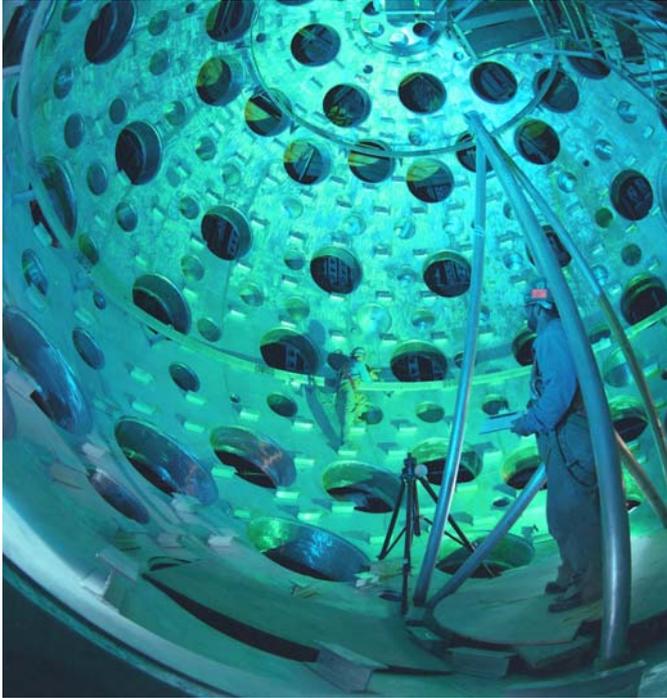


Рис. 7. Мишенная камера установки NIF (вид изнутри)

Мишень представляет собой полый шарик диаметром немного более 4 мм, изготовленный из пены органического вещества. Шарики заполняются  $d,t$ -смесью при высоком давлении, а затем покрываются слоем металла с большим  $Z$ , в нашем случае золотом или палладием. В дальнейшем при охлаждении шариков до температуры жидкого гелия на внутренней поверхности стенки шариков образуется слой льда из смеси дейтерия и трития. Толщина слоя льда – около 300  $\mu\text{m}$ , слоя пены – около 250  $\mu\text{m}$ , слоя тяжелого металла – 5  $\mu\text{m}$ . Внутри ледяного слоя находится  $d,t$ -смесь в парообразном состоянии. В настоящее время технология массового производства лазерных мишеней с приемлемой себестоимостью разработана рядом организаций в нескольких странах. Производители мишеней утверждают, что созданные технологии позволяют в массовом производстве с высокой точностью выдерживать толщину слоев мишени. Отклонение поверхности слоев мишеней от сферической формы составляет  $\sim 1\%$  от их толщины, что позволяет при однородном облучении избежать влияния неустойчивостей на процесс сжатия.

Направление лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) поддерживается, начиная с 70-х гг. прошлого века, многочисленными экспериментами, проведенными в ряде стран. Кроме задач развития термоядерной энергетики, важной мотивацией для этих экспериментов были и остаются задачи моделирования ядерных взрывов в лабораторных условиях в рамках программ развития ядерных вооружений. Для того, чтобы представить масштаб современного эксперимента по ЛТС, приведем основные параметры установки NIF (National Ignition Facility, Ливермор, США), полномасштабный запуск которой планируется в 2010 г. Лазерная система NIF, согласно проекту, позволит создавать 192 пучка излучения с суммарной пиковой мощностью  $0,5 \cdot 10^{12}$  Вт, энергией в импульсе до 1,8 МДж, длительность импульса 3–4 нс. Оптическая система включает 7500 крупных компонент и более 15 000 мелких. Лазерные лучи имеют апертуру  $\sim 40 \times 40$  см. Активной средой лазеров является специальное стекло. Их излучение ( $\lambda \sim 1$  мкм) при помощи кристаллов KDP преобразуется в третью гармонику  $\lambda = 351$  нм, что позволяет повышать эффективность взаимодействия лазерного излучения с мишенью. Установка размещена в трех соединенных зданиях: корпусе оптических систем, здании лазеров и здании мишеней. Общая длина комплекса – более 200 м, ширина – 120 м, высота зданий – около 25 м. Стоимость сооружения установки NIF составляет несколько миллиардов долларов США. На рис. 7 показана мишенная камера NIF в стадии наладки.

NIF – это первая в мире система ЛТС с энергией импульсов мегаджоульного диапазона. Согласно результатам компьютерного моделирования при помощи хорошо развитых численных кодов, ее параметры позволят получить до 40 МДж термоядерной энергии в импульсе и достичь степени термоядерного усиления  $Q \approx 10 - 20$ . Проведение первых экспериментов с d,t-мишенями планируется начать в 2010 г. На установках предыдущего поколения энергия лазерного импульса достигала диапазона десятков килоджоулей (30 кДж, NOVA, Ливермор, США). Были детально исследованы процессы сжатия мишеней различными методами и получены значения термоядерной энергии за импульс в сотни джоулей. В апреле 2010 г. руководители эксперимента на установке NIF сообщили о том, что впервые достигнута энергия лазерного импульса на мишени, превышающая 1 МДж. Согласно результатам расчетов этого уже достаточно для демонстрации зажигания термоядерного горючего. Эксперимент по прямой демонстрации зажигания был запланирован на конец 2010 г.

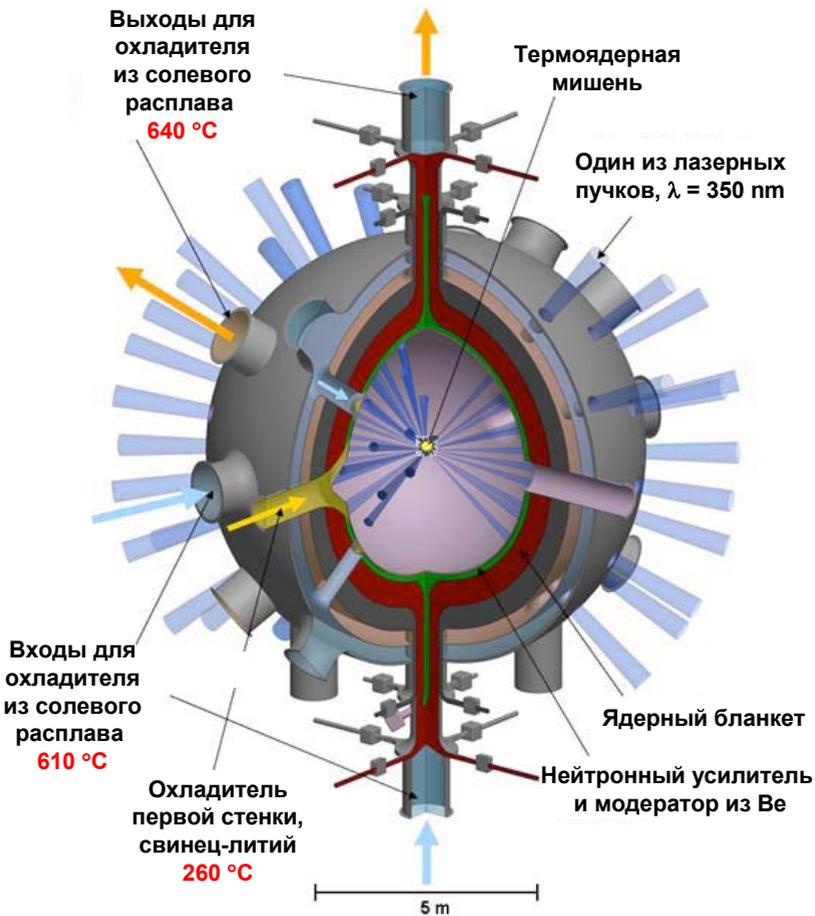


Рис. 8. Мишенная камера гибридного реактора на основе ЛТС [26].

Большой прогресс в области ЛТС за предыдущие два десятилетия и близкий срок запуска установки NIF, способной продемонстрировать  $Q \approx 10 - 20$ , мотивируют во всем мире высокий уровень активности в области создания проектов реакторов для производства электроэнергии на основе ЛТС. В качестве примера можно назвать проект гибридного реактора, который впервые был представлен руководством NIF на конференции МАГАТЭ осенью 2008 г. Предлагаемая система являлась сочетанием термоядерного реактора и реактора деления (рис. 8). Расчетный фактор усиления мощности составляет  $Q = 25$ , а полная термоядерная мощность – 400 МВт. Поток 14 МэВ нейтронов  $d, t$ -реакции предполагается использовать

для управления реактором деления (ядерным blanketом), элементы которого расположены на внутренней поверхности мишенной камеры. Реактор деления должен работать в подкритичном режиме, т. е. его работа невозможна в условиях отсутствия потока нейтронов от реакции синтеза. Суммарная мощность, выделяемая за счет реакций синтеза при взрывах мишенной и за счет ядерных реакций в реакторе деления, будет около 2,5 ГВт.

Гибридная система обладает рядом преимуществ по сравнению с существующими в настоящее время реакторами деления. Первое преимущество – это высокий уровень внутренней безопасности. Подкритичный реактор прекращает работу в отсутствие потока нейтронов от внешнего источника и, в принципе, не способен взорваться как ядерный заряд. Второе преимущество связано с предполагаемым энергетическим спектром нейтронов в реакторе деления, который будет соответствовать реакторам на быстрых нейтронах, способных использовать так называемые альтернативные топлива:  $^{238}\text{U}$ , торий и др., запасы которых на нашей планете весьма значительны. Однако гибридные системы в значительной мере наследуют и недостатки существующих реакторов деления: большое количество радиоактивного вещества в зоны реакции и необходимость решать проблему радиоактивных отходов. В связи с этим следует отметить, что подкритичные гибридные реакторы синтеза-деления способны эффективно «дожигать» наиболее опасную и долгоживущую часть радиоактивных отходов, так называемые минорные актиниды – трансурановые элементы, образовавшиеся за счет реакций захвата нейтронов ядрами урана: америций (Am), нептуний (Np) и кюрий (Cm). Проблема захоронения радиоактивных отходов при использовании подобных реакторов значительно упрощается, поскольку отходы состоят из элементов, имеющих относительно небольшие значения периодов полураспада, что позволит ожидать снижения их радиотоксичности до безопасного уровня за время хранения в несколько сотен лет. Для сравнения, ожидаемое время снижения радиотоксичности минорных актинидов до безопасного уровня – около 10 тыс. лет, что делает задачу хранения отработанного ядерного топлива с минорными актинидами неприемлемо сложной. Авторы проекта считают, что коммерческая электростанция на основе подобного реактора может быть создана уже к 2020 г. и в первой половине текущего столетия с помощью сети таких электростанций будет возможно решить существенную часть энергетических проблем США. В настоящее время большая часть экспертов в области ядерной энергетики полагают, что гибридные системы следует создавать в переходной период, в течение которого произойдет развитие технологий «чистого» УТС.

## 7. МАГНИТНАЯ ТЕРМОИЗОЛЯЦИЯ

В стационарных условиях в природе термоядерный синтез происходит в недрах звезд и в частности Солнца. Огромные массы и высокие плотности обеспечивают протекание ядерных реакций даже на обычном водороде, несмотря на «скромные» температуры (не выше  $2 \cdot 10^7$  °К) и ничтожные эффективные сечения. Космические масштабы процесса одновременно автоматически решают проблемы удержания нагретой плазмы в зоне реакции и ее термоизоляции. Действительно, гравитационные силы надежно удерживают плазму от разлета, а огромные расстояния, отделяющие реакционную зону от периферии, позволяют сохранять внутри звезд температуру, достаточную для синтеза, так что это не сопровождается чрезмерно большими потоками тепла наружу. Иными словами, горячая плазма в звездных глубинах закутана в достаточно толстую шубу наружных звездных оболочек.

При переходе к лабораторным условиям возникают закономерные вопросы: чем заменить гигантские силы тяготения, удерживающие плазму в звездах? Как при земных масштабах реактора снизить потоки тепла на стенки, доведя их до приемлемого уровня? Основная идея, определившая на долгие годы пути развития проблемы, была выдвинута практически одновременно в СССР, США и Англии. Она состоит в магнитной термоизоляции. В СССР в 1950 г. её впервые высказали И. Е. Тамм и А. Д. Сахаров.

Если принять, что функция удержания частиц в зоне реакции возложена на магнитное поле, то для простых оценок можно положить в стационарных условиях равенство давлений плазмы и магнитного поля:

$$2nkT = B^2 / 8\pi$$

(множитель 2 возникает из-за наличия двух составляющих плазмы – электронов и ионов). Тогда критерий Лоусона (3.5) можно переписать в следующем виде:

$$B^2 \tau > 16\pi kT f(T) \quad (7.1)$$

Расчет для реакций d,d и d,t дает в оптимальных условиях следующие цифры:

$$\text{реакция (d,d): } B^2 \tau > 5 \cdot 10^9 \text{ (Гс}^2 \cdot \text{с);}$$

$$\text{реакция (d,t): } B^2 \tau > 7 \cdot 10^7 \text{ (Гс}^2 \cdot \text{с).}$$

Полученные оценки, беря небольшой «запас прочности», можно переписать в виде:

$$\text{реакция (d,d): } B^2 \tau > 10^{10} \text{ (Гс}^2 \cdot \text{с);}$$

$$\text{реакция (d,t): } B^2 \tau > 10^8 \text{ (Гс}^2 \cdot \text{с).}$$

Эти неравенства наглядно показывают масштабы возникающих технических трудностей, особенно грозных при попытке использовать реакции

(d,d). Действительно, при больших длительностях удержания, например при  $\tau > 1$  сек, когда  $B$  оказывается порядка  $10^5$  Гс, что допустимо, мощность, выделяемая в единице объема, очень мала, и объем экономически оправданной машины достигает многих тысяч кубометров. При малых длительностях удержания, например, при  $10^{-3} - 10^{-5}$  сек, магнитные поля возрастают до десятков мегагаусс, что находится далеко за пределами технических возможностей не только сегодняшнего, но и завтрашнего дня. В случае реакции (d,t), при полях масштаба  $10^5$  Гс, времена жизни должны составлять десятые доли секунды. При этом не следует забывать, что плазма представляет собой систему частиц, коллективно связанных и находящихся в крайне неравновесном состоянии. В таких условиях необычайно легко возникают всякого рода неустойчивости, приводящие к гибели исходной хрупкой плазменной конструкции.

Термоизоляция плазмы в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, является следствием замагниченности движения электронов и ионов в поперечном направлении. Вдоль силовых линий магнитного поля движение заряженных частиц ничем не ограничено, и это движение при температурах термоядерного диапазона происходит с большой скоростью. Например, скорость дейтронов с энергией 20 кэВ превышает 1000 км/сек. При временах удержания секундного диапазона, что требует критерий Лоусона для энергетически оправданных реакторов с умеренной плотностью плазмы, размеры магнитной системы, где не приняты меры по ограничению движения плазмы вдоль магнитного поля, оказываются неприемлемо большими. В магнитных системах с разумными размерами требуется решать задачу подавления продольных потерь частиц и энергии. Один из способов решить проблему продольных потерь состоит в том, чтобы замкнуть силовые линии. При этом наиболее привлекательной конфигурацией для магнитной системы оказывается тор, поскольку он – единственная трехмерная фигура, на которой векторное поле без особенностей всюду касательно поверхности. Техническая реализация тороидальной магнитной конфигурации простейшего вида, в принципе, не представляет трудностей, достаточно придать кольцеобразную форму обычному соленоиду. Другой подход заключается в использовании так называемых магнитных пробок для ограничения продольного движения частиц плазмы. Для реализации простейшего вида ловушки с магнитными пробками на концах обычного цилиндрического соленоида устанавливают дополнительные катушки, усиливающие магнитное поле вблизи торцов. Согласно законам классической механики, в такой ловушке могут удерживаться заряженные частицы, совершая периодическое движение вдоль магнитного поля и отражаясь от пробок. Таким образом, системы для магнитного удержания плазмы можно разделить на два типа: ловушки с замкнутыми силовыми линиями и ловушки открытого типа.

## 8. ЗАМКНУТЫЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ

Рассмотрим движение электронов и ионов плазмы в магнитной системе с тороидальной конфигурацией (рис. 9). В такой системе, очевидно, существует градиент магнитного поля, направленный вдоль радиуса тора. Магнитное поле уменьшается как  $1/r$ , где  $r$  – радиус. Его радиальный градиент приводит к разнонаправленному дрейфу электронов и ионов, в результате чего плазменный шнур поляризуется и внутри плазмы образуется электрическое поле, направленное вертикально. Как известно из механики, в скрещенных электрическом и магнитном полях частицы с разным знаком заряда совершают дрейф  $E \times B$  в одном направлении. В нашем случае это проявляется в том, что плазма перемещается наружу вдоль радиуса, следовательно, в магнитной системе замкнутого типа с простой тороидальной конфигурацией невозможно удержать плазму. Решить проблему можно с помощью усложнения магнитной конфигурации системы путем прибавки к тороидальному полю перпендикулярной ему полоидальной компоненты. Это можно реализовать двумя способами: током, который течет по плазме (токамак) и внешними обмотками специальной формы (стелларатор) (рис. 10). Введение полоидального поля приводит к тому, что силовая линия «наматывается» на тороидальную поверхность и дрейфовое движение компенсируется.

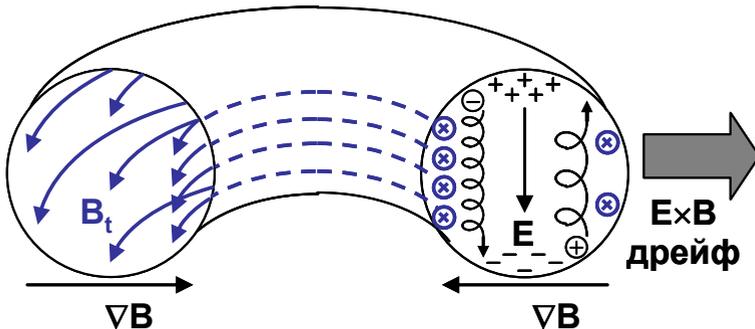


Рис. 9. Особенности удержания плазмы в магнитной системе с тороидальной конфигурацией

Плазменный шнур в токамаке представляет собой виток вторичной обмотки трансформатора (рис. 11). Ток в плазме возникает при возбуждении нарастающего во времени тока в его первичной обмотке. Кроме трансформаторной системы и катушек тороидального поля, имеются дополнительные катушки полоидального поля, служащие для управления пространственным положением и формой плазмы. Магнитное поле, создаваемое катушками полоидального поля, взаимодействует с током, текущим по плазме.

ме. Специальная система обратной связи, управляющая током в катушках полоидального поля, позволяет стабилизировать положение плазмы внутри вакуумной камеры.

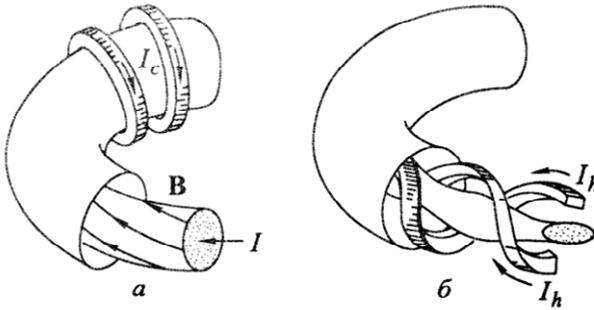


Рис. 10. Замкнутые магнитные ловушки: а – токамак, б – слелларатор-торсатрон. Короткие стрелки показывают направление токов:  $I_c$  – в витках тороидального поля;  $I_h$  – в винтовых витках;  $I$  – в плазме токамака

Принципиальная возможность осуществления УТС в реакторе на основе токамака впервые была обоснована И. Е. Таммом и А. Д. Сахаровым в 1951 г. Экспериментальные исследования в СССР начались во второй половине 50-х гг. прошлого века и проводились в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова в лаборатории Н. А. Явлинского, который и являлся первым организатором этого направления. Термин «токамак» был придуман Игорем Николаевичем Головиным, учеником академика Курчатова. Первоначально он звучал как «токамаг» – сокращение от слов «**т**ороидальная **к**амера **м**агнитная», но Н.А.Явлинский, предложил заменить «-маг» на «-мак» (**т**ороидальная **к**амера с **м**агнитными **к**атушками) для благозвучия. После смерти Н. А. Явлинского в 1962 г. исследования удержания плазмы в токамаке систематически и во все возрастающих масштабах проводились той же группой физиков под руководством Л. А. Арцимовича. Важной вехой в истории развития этого направления УТС стала демонстрация в конце 60-х гг. возможности достижения электронной температуры  $T \sim 1$  кэВ. Мировой научной общественности это достижение было представлено в 1968 г. на конференции МАГАТЭ в Новосибирске, а затем подтверждено с помощью системы лазерного рассеяния специалистами из Каллэмской лаборатории (Англия). Данные события послужили началом бурного развития исследований удержания плазмы в токамаках в ряде стран, включая США, Англию, Германию, Японию,

Францию

и

др.

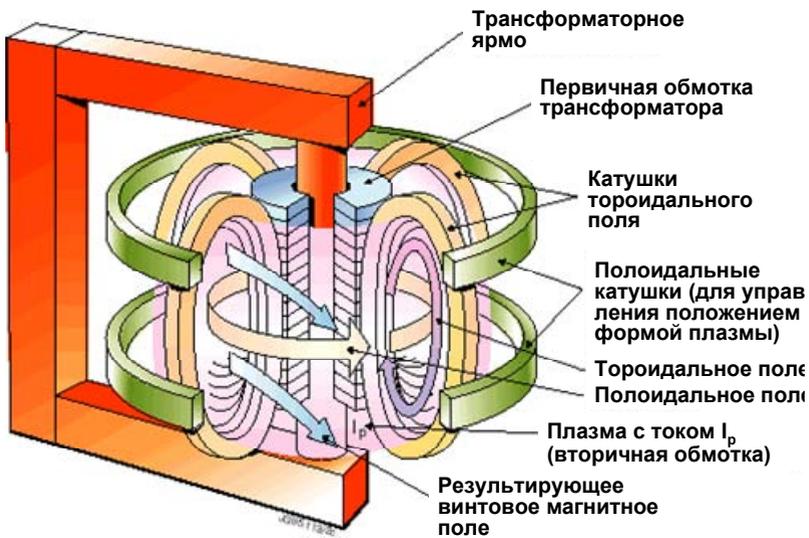


Рис. 11. Основные элементы установки токамак

На рис. 12 показан прогресс параметров плазмы в токамаках за всю историю их развития. Представлена зависимость от времени тройного произведения  $n\tau_E T$ , где  $n$  – плотность плазмы,  $\tau_E$  – время удержания,  $T$  – температура плазмы. Для сравнения приведена временная зависимость, отражающая прогресс в развитии элементов компьютерной памяти. Видно, что вплоть до начала третьего тысячелетия темп прироста результатов исследований на токамаках не уступал темпу развития наиболее прогрессирующих технологий.

На рис. 12 обозначены названия токамаков, где были получены отмеченные результаты. Рекордсменами сегодня являются: JET [38] (Объединенная Европа) и JT-60U (Япония) [37]. Важнейшим достижением токамаков является демонстрация возможности приблизиться к значению коэффициента усиления мощности  $Q \approx 1$ . Это было продемонстрировано в экспериментах с d,t-плазмой сначала на установке TFTR (США, 1994 г.), где термоядерная мощность превысила 10 МВт ( $Q = 0,27$ ), затем на токамаке JET, где термоядерная мощность достигла 16 МВт ( $Q = 0,65$ ). На рис. 14 отражены результаты соответствующих экспериментов на JET и TFTR. Рис. 13, показывающий магнито-вакуумную систему установку JET, наружный диаметр вакуумной камеры которой составляет  $\sim 8$  м, позволяет оценить масштаб современного эксперимента на токамаках.

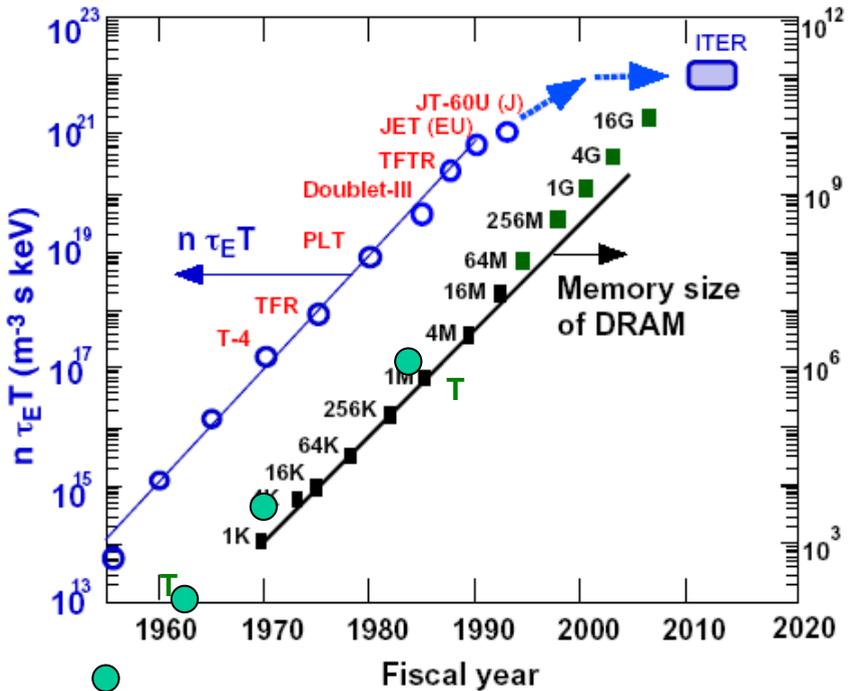


Рис. 12. Прогресс параметров плазмы в токамаках, выраженный в виде зависимости тройного произведения  $n \tau_E T$  от времени. Для сравнения приведена временная зависимость, отражающая прогресс в развитии элементов компьютерной памяти

Эксперименты, проведенные на крупнейших токамаках, подтверждают, что, как и в случае лазерного УТС, задача достижения  $Q \gg 1$  лежит на границе технологических возможностей современной цивилизации. Данное обстоятельство вместе с успехами развития физики и технологий, связанных с нагревом и удержанием плазмы в токамаках, мотивировали создание международного проекта ИТЭР (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor), который реализуется в настоящее время на юге Франции в рамках международного соглашения между Европейским Союзом, Японией, Российской Федерацией, США, Южной Кореей, Китаем и Индией [40]. Основными физическими задачами экспериментов на ИТЭР являются следующие:

- продемонстрировать длительное горение плазмы с индуктивным поддержанием тока с  $Q$  не менее 10 для разных сценариев работы и с длительностью, достаточной для достижения стационарного состояния;
- попытаться продемонстрировать стационарную работу с неиндуктивным поддержанием тока с  $Q$  не менее 5;
- в дополнение, не должна исключаться возможность контролируемого зажигания...

С точки зрения инженерных требований установка должна:

- продемонстрировать отработанность технологий, ключевых для термоядерного реактора;
- позволить провести испытания компонентов будущего реактора;
- испытать системы наработки трития, извлечения тепла и производства электричества.

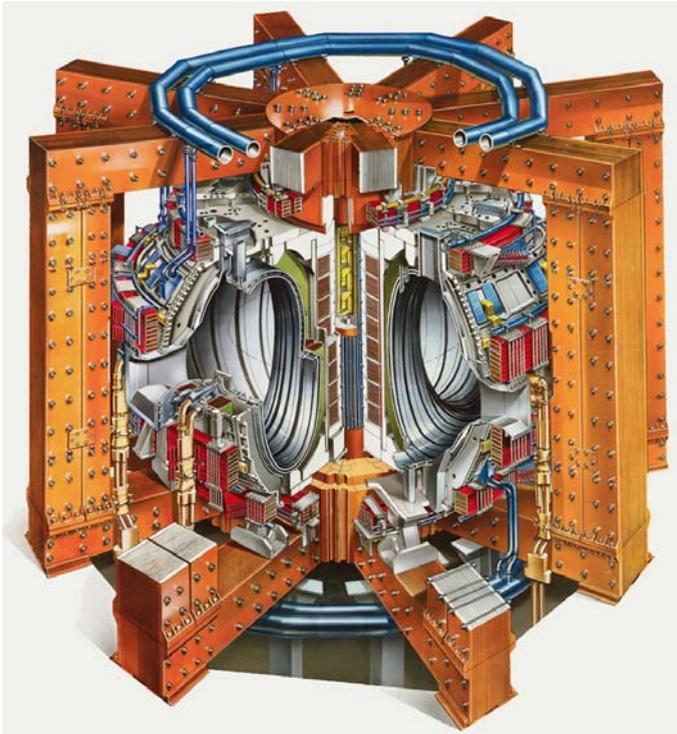


Рис. 13. Магнито-вакуумная система установки JET. Наружный диаметр вакуумной камеры – около 8 м

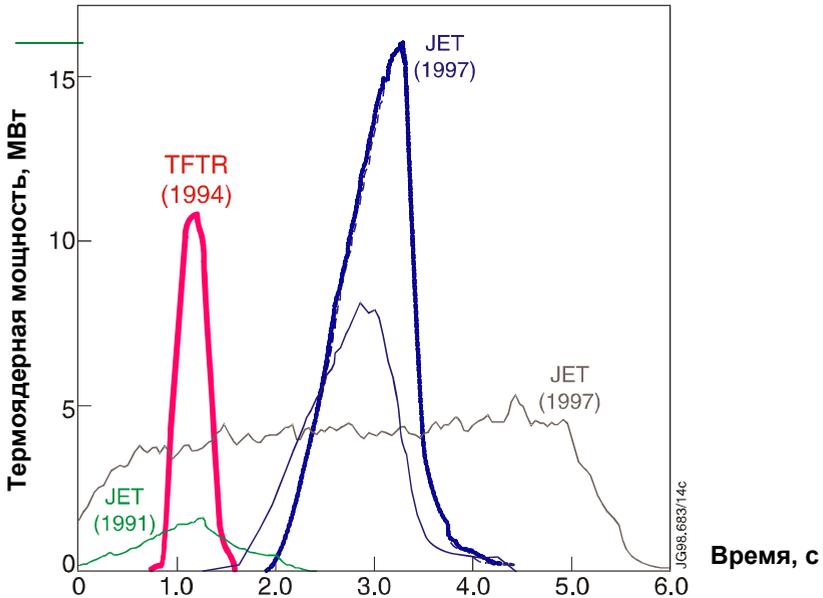


Рис. 14. Лучшие результаты TFTR и JET с d,t-плазмой

Перечислим основные параметры, планируемые в ИТЭР.

Аспектное отношение, А (большой радиус/малый радиус) м/м 6,2 / 2,00

Объем, V	м <sup>3</sup>	837
Поверхность	м <sup>2</sup>	678
Площадь сечения плазмы	м <sup>2</sup>	21,9
Тороидальное поле на оси, В	Т	5,3
Ток в плазме, I <sub>p</sub>	МА	15,0
Средняя по объему плотность электронов	10 <sup>19</sup> м <sup>-3</sup>	10,14
Средняя по объему температура ионов	кэВ	8,1
Средняя по объему температура электронов	кэВ	8,9
Мощность нагрева плазмы α-частицами	МВт	82
Мощность внешнего нагрева плазмы	МВт	40
Мощность радиационных потерь	МВт	48
Полная мощность синтеза	МВт	410
Фактор умножения энергии, Q		10
Время удержания энергии, t <sub>E</sub>	сек.	3,7

Получение первой плазмы в ИТЭР планируется в 2018 г., а эксперименты с d,t-плазмой в 2022 г., общая стоимость проекта – более 5·10<sup>9</sup> Евро. На рис. 15 показано схематическое изображение установки.

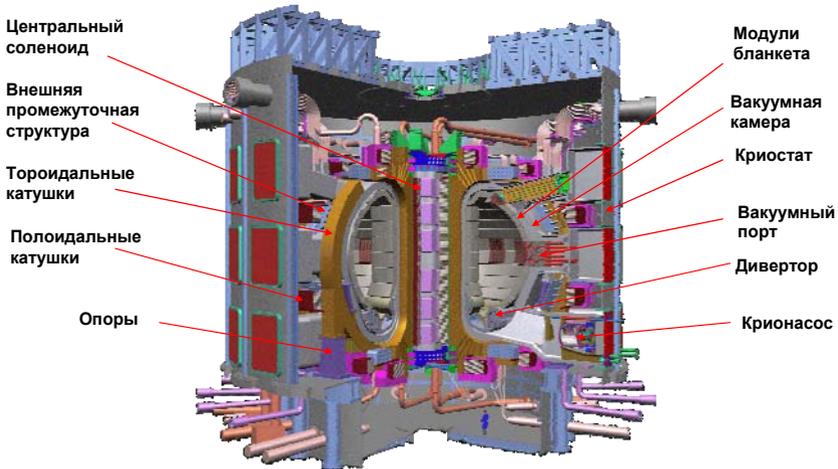


Рис. 15. 3D модель установки ИТЭР

Токамак не является единственно возможной системой замкнутого типа для магнитного удержания плазмы. На рис. 10 обозначена магнитная конфигурация стелларатора, где полоидальная компонента магнитного поля создается при помощи внешних обмоток, с этим связано главное преимущество стелларатора по сравнению с токамаком. Для обеспечения удержания не требуется ток, текущий по плазме, что позволяет относительно легко реализовать стационарный режим работы и избежать необходимости борьбы с целым рядом неустойчивостей, которые возбуждаются током. Плата за эти преимущества заключается в технической сложности и отсутствии оси симметрии в плазме, что приводит к некоторому ухудшению удержания.

Развитие исследований на стеллараторах проходило параллельно с соответствующими исследованиями на токамаках. Наиболее значимые результаты получены на установке LHD (Япония) [41], показывающие, что достигнутые параметры плазмы вполне сравнимы с лучшими параметрами токамаков. Температура электронов достигла, а ионов превысила 10 кэВ при плотности плазмы около  $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , наилучшее время удержания составило 0,36 с, а длительность рабочего импульса установки превысила 1 час. В настоящее время в Германии идет сооружение установки W7X [42], на которой планируется значительно повысить время удержания.

В рамках данного краткого обзора невозможно описать все многообразие систем с магнитными конфигурациями замкнутого типа, исследованные за более чем полувековую историю работ по УТС. Однако упомянем еще один класс магнитных ловушек, в которых магнитная структура то-

роидального типа формируется за счет токов, захваченных в плазме. Это так называемые компактные торы или конфигурации с обращенным полем. Подробную информацию заинтересованный читатель сможет найти в обзорах [3] и [27]. В настоящее время наблюдается рост интереса к подобным системам в связи с предложенной в работе [28] концепцией на их основе «чистого» термоядерного реактора с использованием реакции  $p, {}^{11}\text{B}$  (см. табл. 1).

## 9. ЛОВУШКИ ОТКРЫТОГО ТИПА

Простейший вид магнитной конфигурации ловушки открытого типа (пробкотрона) показан на рис. 16. Удержание частиц вдоль магнитного поля обеспечивается магнитными пробками – областями с усиленным магнитным полем вблизи торцов системы. Для пояснения принципа удержания частиц в направлении вдоль магнитных силовых линий отметим, что в плазме с «реакторной» плотностью  $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $T \approx 100 \text{ кэВ}$  длина пробега ионов относительно рассеяния на угол порядка единицы превышает  $3 \cdot 10^5 \text{ м}$ , т. е. движение ионов можно считать бесстолкновительным. Кроме того, напомним, что при движении заряженных частиц в стационарном магнитном поле сохраняется энергия (электрическим потенциалом плазмы для простоты пренебрежем):

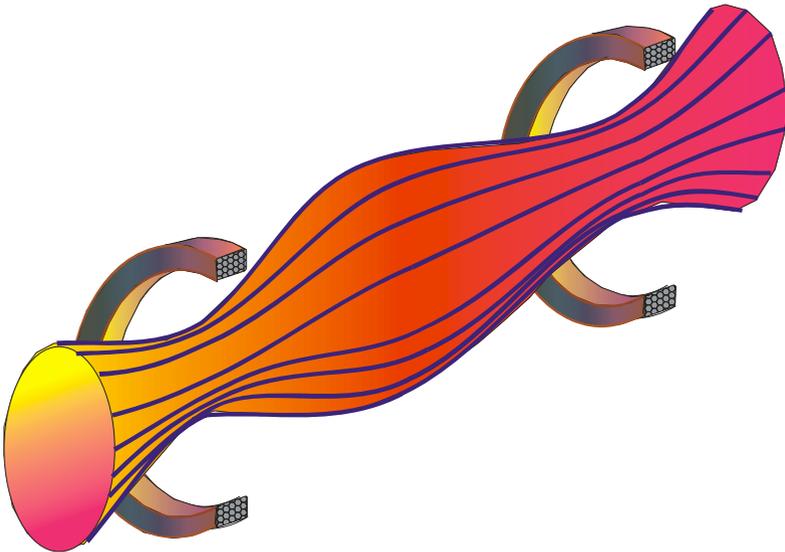


Рис. 16. Магнитная конфигурация пробкотрона

$E = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \frac{mv_{\perp}^2}{2}$  и адиабатический инвариант (пропорциональный магнитному моменту)  $\mu = \frac{v_{\perp}^2}{B}$ , где  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$  – компоненты вектора скорости вдоль и

поперек поля, а  $B$  – индукция магнитного поля. Все три переменные суть функции от  $z$  – координаты вдоль силовой линии. Пользуясь сохранением магнитного момента, можно стандартным способом заменить  $v_{\perp}$  в уравнении сохранения энергии и написать одномерное уравнение, описывающее движение частицы плазмы вдоль силовой линии:

$$v_{\parallel}(z) = \sqrt{\frac{2E}{m} - \mu B(z)}. \quad (9.1)$$

При условии, что

$$\mu B(z_m) \geq \frac{2E}{m}, \quad (9.2)$$

где  $z_m$  – координата пробки (точки максимума магнитного поля), уравнение (8.1) описывает колебательные движения частицы вдоль магнитного поля. Двигаясь из центральной плоскости в сторону пробки, частица испытывает отражение от точки, где подкоренное выражение в (9.1) равно нулю. Если выразить магнитный момент  $\mu$  через значения перпендикулярной скорости и магнитного поля в центральной плоскости –  $v_{\perp 0}$  и  $B_0$  соответственно, то неравенство (9.2) можно переписать в виде

$$\sin \theta = \frac{v_{\perp 0}}{v} \geq \sqrt{\frac{B_0}{B_{\max}}}, \quad (9.3)$$

где  $B_{\max} = B(z_m)$  – поле в пробке. Неравенство (9.3) показывает, что в пробкотроне удерживаются частицы, координаты скоростей которых лежат вне конуса в пространстве скоростей с углом при вершине

$\sin \theta_0 = \sqrt{\frac{B_0}{B_{\max}}}$  (см. рисунок 17). Частицы, скорости которых оказываются

внутри конуса потерь, за время одного пролета покидают систему. Запертые частицы плазмы могут попасть в конус потерь благодаря кулоновскому рассеянию при столкновениях с другими частицами либо вследствие взаимодействия с электромагнитными волнами, которые возбуждаются неустойчивостями.

Таким образом, задача об удержании плазмы в пробкотроне в классической постановке сводится к вычислению скорости диффузии частиц через границу конуса потерь в пространстве скоростей за счет многократных кулоновских столкновений с другими частицами. Решение задачи впервые было получено Г. И. Будкером в середине 50-х гг. прошлого века [4]. Ре-

зультат решения заключается в том, что время удержания частиц в пробкотроне –  $\tau_{conf}$  – не зависит от его длины, слабо зависит от пробочного отношения –  $R = B_{max}/B_0$  и оказывается близким по величине к характерному времени рассеяния ионов плазмы на угол порядка единицы  $\tau_{ii}$ :

$$\tau_{conf} \approx \tau_{ii} \cdot \ln(R). \quad (8.4)$$

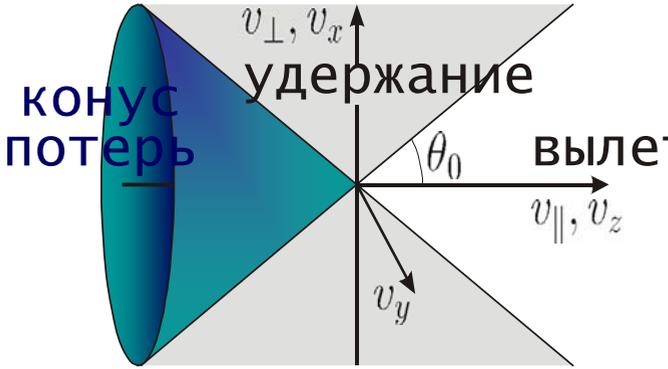


Рис. 17. Конус потерь в пространстве скоростей

Из теории кулоновских столкновений для полностью ионизованной водородной плазмы

$$\tau_{ii} = \frac{\sqrt{m} T_i^{3/2}}{\pi \sqrt{2} e^4 \lambda n}, \quad (9.4)$$

где  $m$ ,  $T_i$ ,  $n$  – масса, температура и плотность ионов,  $e$  – заряд электрона, а  $\lambda$  – так называемый кулоновский логарифм, который с приемлемой точностью можно оценить как  $\lambda = 20$ . Подставив в (8.5)  $T_i = 20$  кэВ,  $n = 10^{14} \text{см}^{-3}$ , получим  $\tau_{ii} \approx \tau_{conf} = 15$  мс. Для построения энергетически оправданного реактора, согласно критерию Лоусона (4.5), при этих параметрах требуется время удержания 0,5 с. Приведенная численная оценка выявляет главный недостаток простого пробкотрона – малое время удержания. Детальное кинетическое рассмотрение с учетом электрического потенциала плазмы показывает, что на основе простого пробкотрона все же возможно создание реактора с  $Q \approx 1$ , однако для получения большей величины усиления мощности в таком реакторе требуется принятие дополнительных мер по уменьшению скорости продольных потерь.

Еще одной особенностью пробкотрона является то обстоятельство, что в случае осесимметричной конфигурации магнитного поля сложно достичь устойчивого удержания плазмы. Причина заключается в том, что при

движении вдоль изогнутых силовых линий частицы испытывают действие ускорения. Именно оно является причиной разнонаправленного дрейфа электронов и ионов, что приводит к поляризации плазмы и ее дрейфу в скрещенных электрическом и магнитном полях. Это явление аналогично рассмотренному в п. 7 (см. рис. 9). Причем в случае аксиально-симметричного пробкотрона кривизна силовых линий такова, что этот дрейф направлен от оси системы наружу. Один из способов избежать неблагоприятного знака кривизны силовых линий состоит в выборе конфигурации «с минимумом В». На рис. 18 показан один из вариантов такой конфигурации. Важным этапом на пути развития ловушек открытого типа явился эксперимент на пробкотроне 2ХПВ (1975–1976 гг., Ливерморская лаборатория США), который имел конфигурацию, близкую к изображенной на рис. 18. Ко времени проведения эксперимента высокого уровня развития достигла экспериментальная техника. На 2ХПВ были массивно применены инжекторы нейтралов, техника плазменных струй, метод титанового геттерирования всех поверхностей, «смотрящих» на плазму. В результате при мощности инъекции атомарного дейтерия 7 МВт была получена квазистационарная плазма с плотностью  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> и «температурой» ионов 10–12 кэВ. Очень важным результатом оказалась демонстрация устойчивого удержания плазмы с относительным давлением  $\beta = \frac{8\pi nkT}{B^2} \approx 1$ .

Таким образом, пробкотрон является одной из самых привлекательных по своим потенциальным возможностям термоядерных систем. Он подкупает простотой своей конструкции (особенно в осесимметричном варианте), допускает получение высоких, порядка единицы, значений  $\beta$ , работает в стационарном режиме, имеет естественный канал удаления примесей и продуктов термоядерных реакций. Кроме того, он позволяет реализовать прямое преобразование тепловой энергии плазмы в электрическую с высоким к.п.д. Однако эти достоинства в значительной степени обесцениваются тем обстоятельством, что в простом пробкотроне, даже при больших пробочных отношениях, нельзя добиться коэффициентов усиления мощности, превышающих значение  $Q = 1,3 - 1,5$ .

Чтобы избавиться от этого недостатка, в разное время был предложен ряд усовершенствованных вариантов простого пробкотрона: многопробочные ловушки, амбиполярные ловушки, газодинамическая ловушка и др.

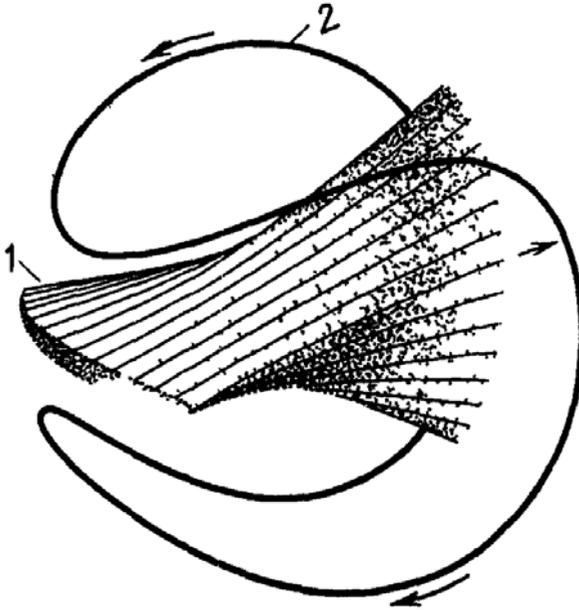


Рис. 18. Магнитное поле, обладающее свойством «минимума В» [29]. Показана одна из магнитных поверхностей с составляющими ее силовыми линиями (1). Отдельно показана магнитная обмотка, создающая поле нужной конфигурации (2). По свойствам квадрупольной симметрии магнитного потенциала об этой конфигурации говорят как о «квадрупольной»

### 9.1. Амбиполярные ловушки

Принцип действия амбиполярной ловушки можно пояснить следующим образом. Представим себе пробкотрон (рис. 19, 2), к каждому концу которого присоединено еще по одному пробкотрону (рис. 19, 1, 3). Пусть в этих «концевых» пробкотронах путем интенсивной инжекции атомарных пучков поддерживается плазма высокой плотности (что, разумеется, требует больших энергетических затрат). Посмотрим, как будет влиять наличие плотной плазмы в концевых пробкотронах 1, 3 на удержание ионов в центральном пробкотроне 2. Вследствие высокой частоты электрон-электронных столкновений функция распределения электронов – максвелловская, чтобы обеспечить локальное равенство плотности электронов и

плотности ионов, в плазме возникает амбиполярный потенциал, распределение которого вдоль силовой линии определяется законом Больцмана:

$$e\varphi(s) = T_e \ln n(s) + const, \quad (9.5)$$

где  $n$  – плотность ионов, а  $T_e$  – температура электронов плазмы.

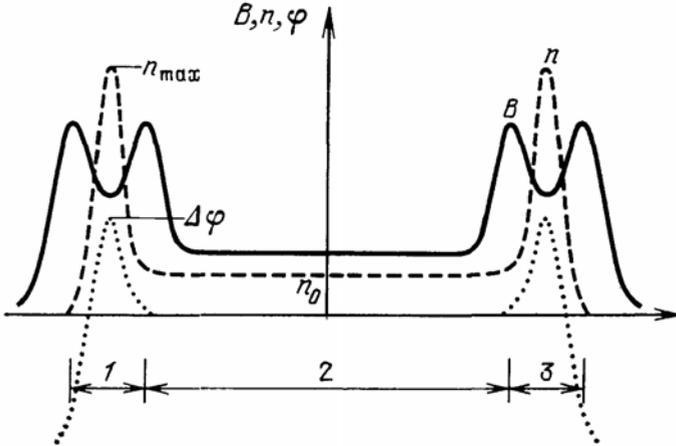


Рис. 19. К объяснению принципа действия амбиполярной ловушки. Распределение магнитного поля (сплошная линия), плотности плазмы (штриховая линия) и электростатического потенциала (пунктирная линия) вдоль длины установки. 1, 3 – два концевых, 2 – центральный пробкотрон

В рассматриваемом случае распределение потенциала будет иметь вид, изображенный на рис. 19, т. е. ионы центрального пробкотрона будут находиться в потенциальной яме глубиной

$$e\Delta\varphi = T_e \ln \left( \frac{n_{\max}}{n_0} \right), \quad (9.6)$$

где обозначения  $\Delta\varphi$ ,  $n_{\max}$  и  $n_0$  указаны на рис. 19. Ионы с энергией меньше  $e\varphi$  удерживаются в центральном пробкотроне независимо от ориентации вектора их скорости. При  $e\varphi \geq T_i$  функция распределения ионов близка к максвелловской, и покинуть ловушку могут только ионы максвелловского «хвоста». Соответственно время жизни ионов увеличивается примерно в

$$\exp \left( \frac{e\varphi}{T_i} \right) = \left( \frac{n_{\max}}{n_0} \right)^{\frac{T_e}{T_i}}$$

раз по сравнению с оценкой (9.4). В принципе, повышая  $n_{max}$ , можно сделать время жизни ионов в центральном пробкотроне сколь угодно большим. Разумеется, поддержание высокой плотности плазмы в концевых пробкотронах потребует повышенных энергетических затрат, но, увеличивая длину центрального пробкотрона, всегда можно добиться того, чтобы термоядерное энерговыделение в нем превысило эти затраты (которые, подчеркнем, не зависят от длины центрального пробкотрона).

Схема амбиполярной ловушки была впервые описана в статье Г. И. Димова, В. В. Закайдакова и М. Е. Кишеневского, опубликованной в 1976 г. [5]. В 1977 г. появилась статья сотрудников Ливерморской лаборатории США с аналогичным предложением. Впоследствии в ряде лабораторий СССР, США и Японии были созданы экспериментальные установки и проведены исследования по удержанию плазмы в амбиполярных ловушках. Наиболее важные результаты получились на установках ТМХ, ТМХ-У (США) и ГАММА-10 (Япония) [43]: было продемонстрировано формирование амбиполярных барьеров для продольного удержания (300В ТМХ, 1,5 кэВ ТМХ-У, 2 кэВ Gamma-10) и получено увеличение продольного времени жизни (9 раз ТМХ, 50 раз ТМХ-У, 1000 Gamma-10).

Достижения в области улучшения продольного удержания в экспериментах мотивировали работы по созданию проектов термоядерных реакторов на основе амбиполярной ловушки. В качестве примера ниже приведены основные параметры реактора MARS, проект которого был создан в Ливерморской лаборатории США:

- |                            |           |
|----------------------------|-----------|
| • длина центральной секции | 130 м;    |
| • термоядерная мощность    | 2600 МВт; |
| • фактор усиления Q        | 26;       |
| • $\beta$                  | 0,28;     |
| • температура ионов        | 28 кэВ;   |
| • температура электронов   | 24 кэВ;   |
| • магнитное поле в центре  | 4,7 Т;    |

Главным достоинством проектируемых реакторов на основе амбиполярных ловушек является высокое значение параметра  $\beta$  (отношения давления плазмы к давлению магнитного поля). Это обстоятельство открывает возможность использовать реакцию  $d,^3\text{He}$ , в которой не рождаются нейтроны, но ее осуществление требует более высокой температуры и соответственно давления плазмы. Полную информацию по физике и результатам экспериментов на амбиполярных ловушках можно получить в обзоре [6]. Рисунок 20, представляющий общий вид установки ТМХ-У (Ливерморская национальная лаборатория, США), поможет читателю оценить масштаб эксперимента по амбиполярному удержанию.

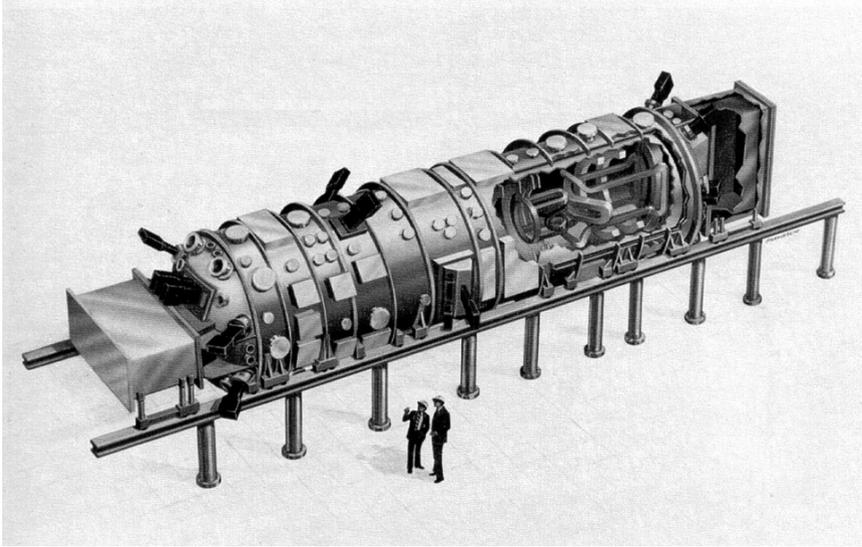


Рис. 20. Общий вид установки ТМХ-У (Ливерморская лаборатория, США)

## 9.2. Газодинамическая ловушка

Концепция газодинамической ловушки (ГДЛ) родилась благодаря попытке значительно упростить физику удержания плазмы в классическом пробкотроне. В отличие от пробкотрона, где удержание бесстолкновительных частиц плазмы обусловлено законами сохранения энергии и магнитного момента, ГДЛ предназначена для удержания столкновительной плазмы с изотропным в пространстве скоростей максвелловским распределением частиц. Условие столкновительности выражается в том, что длина свободного пробега ионов относительно рассеяния в конус потерь не превышает длину системы:

$$L \gg \frac{\lambda_{ii} \cdot \ln(R)}{R},$$

где  $\lambda_{ii}$  – длина свободного пробега ионов относительно рассеяния на угол порядка единицы,  $L$  – длина ловушки,  $R$  – пробочное отношение, которое в ГДЛ предполагается большим ( $R \gg 1$ ). В этих условиях механизм удержания частиц плазмы прост и аналогичен удержанию бесстолкновительного газа в сосуде с малым отверстием. Время удержания плазмы в такой

ловушке можно определить при помощи простой газодинамической оценки:

$$\tau \sim \frac{L \cdot R}{V_i},$$

где  $V_i$  – средняя тепловая скорость ионов, что и оправдывает название системы.

Важнейшим достоинством газодинамической ловушки является простая и надежная физика продольного удержания плазмы. Продольные потери частиц в ГДЛ практически не зависят от скорости их рассеяния внутри ловушки. Чтобы получить нужное для реакторных приложений время удержания, достаточно увеличить пробочное отношение, насколько это возможно, а также длину ловушки до нужных размеров. Другим достоинством газодинамической ловушки является возможность достижения МГД устойчивости плазмы в рамках осесимметричной конфигурации магнитного поля. Это возможно благодаря относительно высокой плотности плазмы, истекающей в запробочную область – расширитель, где кривизна силовых линий магнитного поля может быть сделана благоприятной для обеспечения МГД устойчивости плазмы в пробкотроне. Важно отметить, что газодинамическая ловушка обладает еще одним очень важным достоинством, характерным для пробкотронов. Согласно результатам теоретического анализа МГД устойчивости в ГДЛ сохраняется при высоких значениях относительного давления ( $\beta = 8\pi r \rho / B^2$  – отношение поперечной составляющей давления плазмы к давлению магнитного поля), вплоть до  $\beta = 0,3-0,7$ .

Главный недостаток ГДЛ с точки зрения реакторных приложений есть, как бывает часто, продолжение ее достоинств. При использовании технически достижимых на сегодняшний день способов создания магнитного поля в пробках минимальная длина термоядерного реактора на основе газодинамической ловушки превышает 1 км. Такая длина сегодня кажется слишком большой, однако принципиально не закрывает перспективы развития термоядерных реакторов на основе ГДЛ в будущем. Более того, вероятные прорывы в области технологий создания сверхсильных магнитных полей (к примеру, достижения мегагауссных напряженностей с использованием теплых сверхпроводников) могли бы вывести газодинамическую ловушку в безусловные лидеры с точки зрения перспектив использования в качестве термоядерного реактора. Тем не менее, более реалистичным на сегодняшний день кажется предложение использовать ГДЛ в качестве нейтронного источника, т. е. термоядерного реактора с низким к.п.д. Источник нейтронов (ИН) d,t–реакции с энергиями, близкими к 14 МэВ, и плотностью мощности потока (1–

4 МВ/м<sup>2</sup>) сегодня все больше востребован сообществом термоядерных материаловедов, перед которыми стоит одна из сложнейших задач термоядерных исследований – поиск материалов, обладающих адекватной нейтронной стойкостью, для создания первой стенки будущих d,t-реакторов (п. 10). Существуют также вполне обоснованные предложения использовать нейтронные источники такого типа для дожигания радиоактивных отходов и управления подкритическими реакторами деления.

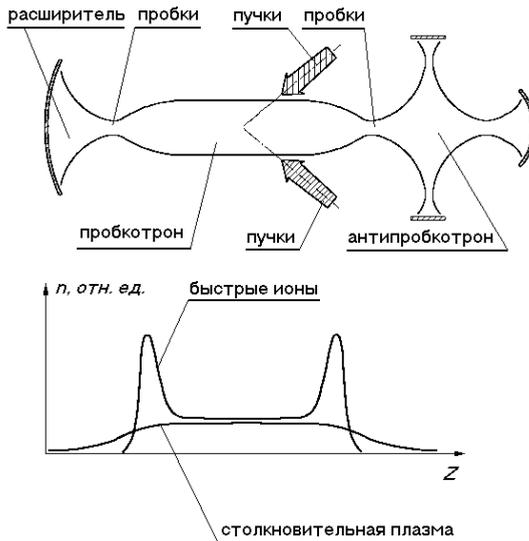


Рис. 21. Конфигурация магнитного поля и продольное распределение плотности ионов в нейтронном источнике на основе ГДЛ

Чтобы обозначить физические основы проекта источника нейтронов на базе газодинамической ловушки, а также его отличительные особенности, рассмотрим этот проект, следуя работе [30] (рис. 21). Главной частью установки является осесимметричный пробкотрон длиной  $\approx 10$  м с пробочным отношением  $R \approx 20$ , предназначенный для удержания двухкомпонентной плазмы. Одна из компонент – столкновительная мишенная плазма с изотропной в пространстве скоростей максвелловской функцией распределения частиц – имеет температуру электронов и ионов 0,5–1,0 кэВ и плотность  $2\text{--}5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Для этой компоненты характерен

газодинамический режим удержания, так как длина пробега ионов относительно рассеяния в конус потерь не превышает длину ловушки. Другая компонента — быстрые ионы с энергиями, лежащими в термоядерном диапазоне — образуется в результате мощной атомарной инжекции. Бесстолкновительный, адиабатический режим удержания характерен для данной компоненты. Популяция быстрых ионов, в свою очередь, складывается из двух составляющих: дейтронов и тритонов, которые, сталкиваясь, призваны производить термоядерные реакции. Энергия атомарной инжекции при этом предполагается 65 кэВ при мощности 36 МВт. Плотность и температура мишенной плазмы, а также энергия атомарной инжекции находятся в таком соотношении, что характерное время торможения быстрых ионов оказывается много меньшим, чем характерное время рассеяния на угол порядка 1. Атомарная инжекция предполагается наклонной с углом около  $30^\circ$  к оси установки.

При этом быстрые ионы, совершая продольные колебания между магнитными пробками, сохраняют малый угловой разброс, характерный для инжектированных атомарных пучков. В этих условиях вблизи областей отражения частиц — магнитных пробок продольный профиль плотности быстрых ионов, а следовательно, и профиль плотности потока нейтронов за счет термоядерных реакций оказываются пикированными, сами величины плотности ионов и потока нейтронов во много раз превышают соответствующие параметры в центральной плоскости ловушки. Таким образом, наклонная инжекция нейтральных атомов позволяет разнести в пространстве область захвата пучков и зону испытаний нейтронного генератора (см. рис. 21). Очень важно также, что наклонная инжекция позволяет минимизировать отрицательный вклад быстрых ионов в МГД устойчивость двухкомпонентной плазмы. С другой стороны, как это следует из уравнений сохранения энергии и магнитного момента быстрых ионов, наклонная инжекция эффективно уменьшает анизотропию их функции распределения в пространстве скоростей вблизи областей отражения, что, в свою очередь, благоприятно влияет на микроустойчивость популяции быстрых ионов.

Роль мишенной плазмы заключается в том, что она, во-первых, обеспечивает захват пучков; во-вторых, осуществляет МГД стабилизацию двухкомпонентной плазмы; и в-третьих, наличие теплых ионов с изотропным в пространстве скоростей распределением позволяет стабилизировать наиболее опасные микроустойчивости, вызванные анизотропией распределения быстрых ионов.

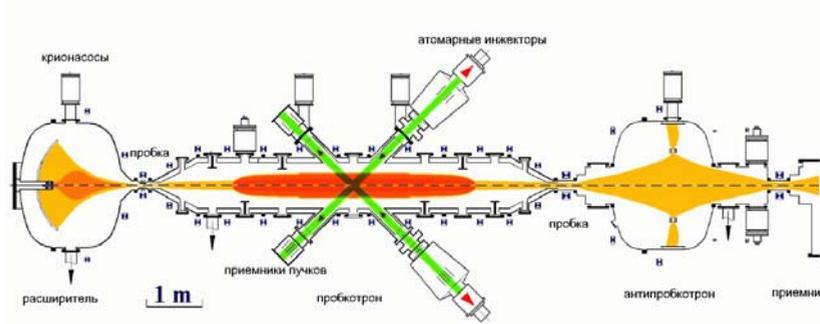


Рис. 22. Схематическое изображение установки ГДЛ

Осесимметричная конфигурация магнитного поля, наклонная инжекция атомарных пучков и использование столкновительной мишенной плазмы, удерживаемой в газодинамическом режиме, для обеспечения захвата пучков, МГД-стабилизации и стабилизации микронеустойчивостей являются особенностями, отличающими проект источника нейтронов на основе ГДЛ от других подобных проектов на базе открытых систем для магнитного удержания плазмы. Подробный обзор первых теоретических работ по тематике удержания плазмы в ГДЛ опубликован в [7].

Для экспериментального обоснования проекта ИН в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН была создана и успешно работает в течение ряда лет установка ГДЛ, на которой осуществляется моделирование физических процессов в генераторе нейтронов при меньшем уровне параметров плазмы, а также проводится ряд интересных исследований по физике удержания плазмы, как в газодинамической ловушке, так и в открытых магнитных системах вообще. На рис. 22 показано схематическое изображение ГДЛ. Предварительная плазма создается при помощи газоразрядного источника, расположенного в одном из торцевых баков. В противоположном торцевом баке находятся магнитные катушки, создающие поле с конфигурацией антипробкотрона, силовые линии в котором имеют благоприятную для устойчивости кривизну, что позволяет добиться МГД стабилизации всей системы. В предварительную плазму инжектируются пучки нейтральных атомов водорода или дейтерия с энергией около 25 кэВ, мощностью до 4,5 МВт и длительностью 5 мс. Наиболее важные на сегодняшний день результаты экспериментов по удержанию плазмы в ГДЛ перечислены ниже:

- температура теплой компоненты плазмы ( $\approx 200$  эВ) определяется балансом нагрева и продольных потерь тепла, соответствующих расчетам

для режима газодинамического течения через пробки, роль поперечных потерь несущественна;

- удержание горячих ионов определяется классической кинетикой кулоновских столкновений, плотность ионов достигает  $5 \cdot 10^{13}$  при средней энергии 10–13 кэВ;

- устойчивое удержание в стационарном режиме наблюдается при величине относительного давления  $\beta = 0,6$  в осесимметричном пробкотроне ГДЛ.

Эти результаты, по сути, являются физическим обоснованием проектируемого источника нейтронов на основе ГДЛ. В настоящее время проводятся эксперименты по дальнейшему улучшению удержания плазмы в ГДЛ с помощью амбиполярных пробок и оптимизации радиального профиля электрического потенциала в плазме. На рис. 23 показаны результаты измерения зависимости потока термоядерных нейтронов и протонов  $d,d$ -реакции от координаты вдоль установки. Максимум потока соответствует области остановки горячих ионов.

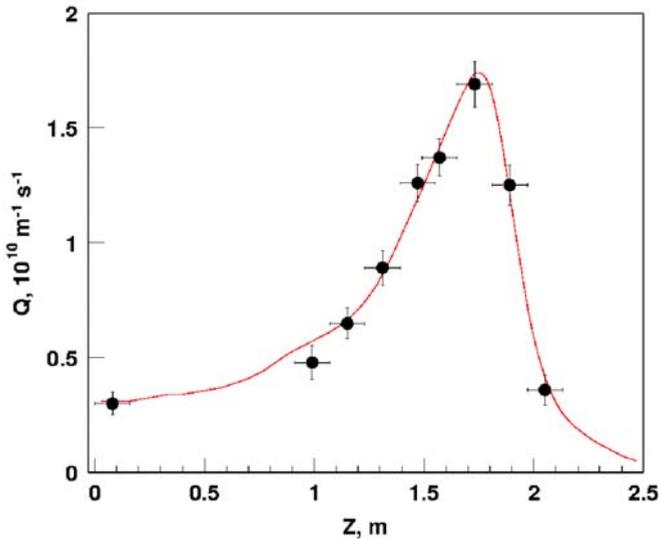


Рис. 23. Зависимость потока термоядерных нейтронов и протонов  $d,d$ -реакции от координаты вдоль установки в режиме с инъекцией дейтериевых пучков в ГДЛ. Начало координат соответствует центральной плоскости, а максимум потока – области остановки горячих ионов

### 9.3. Многопробочные ловушки

Идея многопробочного удержания плазмы предложена в 1971 г. Г. И. Будкером, В. В. Мирновым и Д. Д. Рютовым. Многопробочная ловушка – это набор соединенных пробкотронов, формирующих гофрированное магнитное поле. В такой системе заряженные частицы разбиваются на две группы: захваченные в одиночных пробкотронах и пролетные, попавшие в конус потерь одиночного пробкотрона. Если длина пробега частиц меньше размера ловушки, то при движении пролетных частиц через пробкотроны они начинают испытывать силу трения со стороны захваченных, что резко замедляет скорость разлета плазмы: вместо прямолинейного разлета движение частиц становится диффузионным.

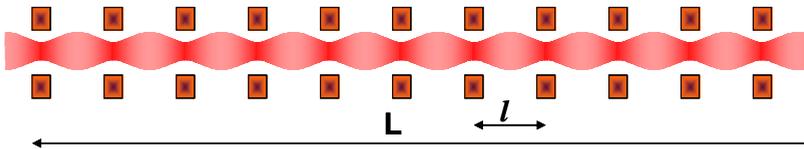


Рис. 24. Гофрированное магнитное поле многопробочной ловушки

Время удержания плазмы в такой системе значительно возрастает по сравнению с разлетом плазмы в негофрированном соленоиде:

$$\tau \approx R^2 \frac{L^2}{\lambda_i V_{Ti}} = R^2 \frac{L}{\lambda_i} \tau_0,$$

где  $\tau_0 = L / V_{Ti}$  – время разлета плазмы в соленоиде длиной  $L$ ,  $R$  – пробочное отношение.

В 1972-1973 гг. в Институте ядерной физики СО РАН была создана установка Щегол, эксперименты на которой подтвердили справедливость идеи многопробочного удержания. В это же время в ИЯФ начались первые в мире эксперименты по нагреву плазмы релятивистскими электронными пучками (установки ИНАР, затем ГОЛ-М). Дальнейшее развитие этих двух идей позволило создать в ИЯФе многопробочную ловушку ГОЛ-3. Установка ГОЛ-3 состоит из трех частей: ускорителя У-2, основного соленоида и выходного узла. У-2 вытягивает из взрывоэмиссионного катода и ускоряет в ленточном диоде электроны до энергии порядка 1 МэВ. Созданный мощный (до 50 кА) релятивистский пучок сжимается и инжектируется в основной соленоид, где в дейтериевой плазме с плотностью  $n = 10^{14} \div 10^{16}$  частиц в кубическом сантиметре вследствие развития двухпоточковой неустойчивости возникает большой уровень микротурбулентности и пучок теряет до 40 % своей энергии, передавая

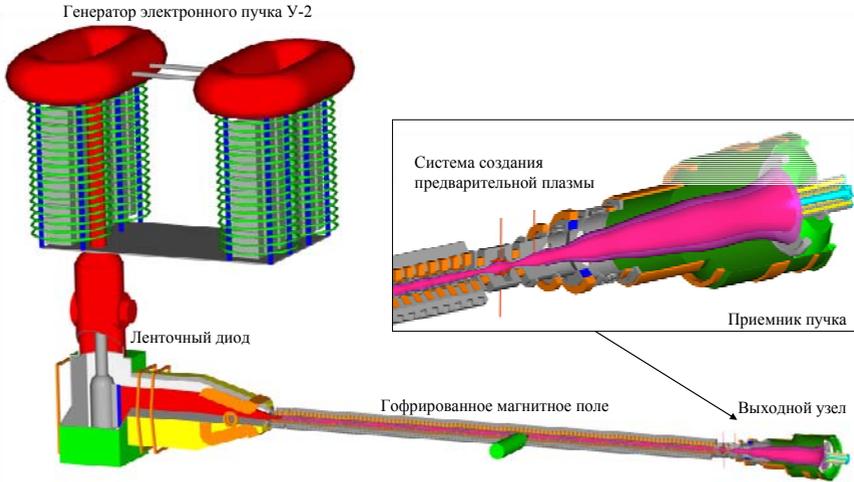


Рис. 25. 3D-макет многопробочной ловушки ГОЛ-3

её электронам плазмы. Особенностью пучково-плазменного взаимодействия является высокий уровень турбулентности, что приводит к сильному (более  $10^3$  раз) подавлению электронной теплопроводности. Это не дает электронам плазмы остыть на торцах установки. Темп нагрева очень высокий – за 3–4 мкс плазменные электроны нагреваются вплоть до температуры  $T$  порядка 5 кэВ, что является мировым рекордом для открытых ловушек. После окончания инжекции пучка (12 мкс) теплопроводность становится классической и электроны быстро остывают.

Релятивистским пучком ионы не нагреваются, пока экспериментально не был открыт механизм быстрого нагрева ионов (~2003 год). Основной 12-метровый соленоид состоит из 55 пробкотронов длиной 22 см и пробочным отношением  $R = B_{\max}/B_{\min} = 4,8 \text{ Тл} / 3,2 \text{ Тл} = 1,5$ .

Гофрированное магнитное поле модулирует нагрев электронов от двухпоточковой неустойчивости, а подавленная теплопроводность не позволяет электронам выровнять градиенты температуры. В результате появляется модуляция давления плазмы ( $P = n \cdot T$ ) вдоль установки, что приводит к возникновению встречных плазменных потоков в каждой пробкотроне. В результате происходит очень быстрый (~ 3–4 мкс) нагрев ионов до температуры ~2 кэВ. Данный механизм должен сопровождаться резкими скачками плотности плазмы, которые и были обнаружены методом Томсоновского рассеяния луча лазера. Также по колебаниям в отдельных пробкотронах потока термоядерных нейтронов был обнаружен новый класс плазменных колебаний – неустойчивость баунс-осцилляций (коле-

бания частиц между точками остановки в пробкотроне).

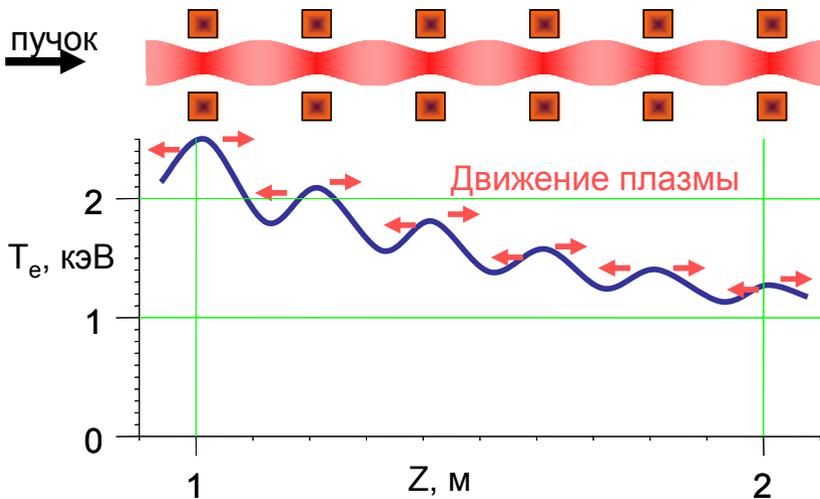


Рис. 26. Неоднородный нагрев электронов и возникающие потоки плазмы

В плазму инжектируется пучок с током, превышающим предел устойчивости Крускала-Шафранова (для камеры ГОЛ-3 это  $\sim 12$  кА). Чтобы транспортировка пучка была устойчивой, перед его инжекцией в камере установки с помощью специальной системы создается плазма с небольшим встречным (к пучку) током. После начала инжекции пучка в плазме индукционно наводится встречный ток, почти равный току пучка, но течет он по поверхности плазменного шнура, так как в центре плазмы летит электронный пучок и вследствие высокого уровня турбулентности возникает высокое сопротивление. Прямолинейный ток формирует вокруг себя азимутальное магнитное поле, которое в сумме с продольным полем соленоида создает винтовое магнитное поле. Разные (по величине и направлению) токи на разных радиусах формируют сложную структуру магнитного поля с широким, подавляющее развитие желобковой неустойчивости, которая должна выбрасывать плазму на стенку. В результате время удержания плазмы составляет около 1 мс, что является значительным достижением, поскольку почти на порядок превышает оценку времени развития в данной плазме желобковой неустойчивости.

После пролёта основного соленоида пучок попадает в выходной узел, который должен принять мощный пучок электронов и поток плазмы и при этом не разрушиться. Для этого магнитное поле в выходном узле делают расходящимся, что в 50 раз уменьшает плотность энергии в пучке, стано-

вещающую ниже порога значительного разрушения материала приёмника. Наличие на выходе установки мощного плазменного потока позволяет проводить эксперименты по облучению материалов для будущих термоядерных реакторов, которые подвергаются огромным тепловым нагрузкам, не достижимым сейчас на других плазменных установках.

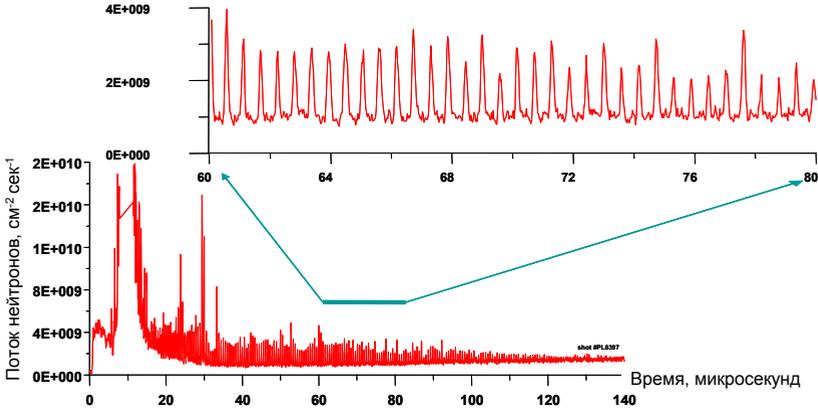


Рис. 27. Осцилляции нейтронного потока в отдельных ячейках

Хотя сейчас наиболее близки к реакторным параметрам токамаки (у них больше температура и время удержания), благодаря ГОЛ-3 многопробочные ловушки тоже рассматриваются как вариант термоядерного реактора. Плотность плазмы в ГОЛ-3 в тридцать раз выше, чем в среднем у токамаков (плотность плазмы в JET  $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), и, в отличие от токамаков, нет ограничений по давлению плазмы. Если давление плазмы будет сравнимо с давлением магнитного поля (5 Тл создаёт давление  $\sim 100$  атмосфер), то ловушка перейдёт в режим «стеночного» удержания – вытолкнутое из плазмы магнитное поле (плазма – диамагнетик) будет концентрироваться и увеличиваться вблизи стенок камеры и всё равно будет удерживать плазму. Сейчас неизвестно ни одной причины, которая принципиально бы ограничивала рост основных термоядерных параметров ( $n$ ,  $T$  и время удержания) в многопробочных ловушках.

Главная задача, стоящая перед коллективом установки ГОЛ-3, это разработка концепции многопробочного термоядерного реактора и последующая экспериментальная проверка основных положений этой концепции. Оценки показывают, что для многопробочного реактора с  $Q \sim 1$  достаточно длины 60 м и диаметра плазмы  $\sim 10$  см, это гораздо меньше размеров ИТЭРа. Для подтверждения концепции требуется создать электронные пучки большой длительности ( $\sim 1$  мс), а также системы нагрева плазмы

ГОЛ-3 нейтральными пучками. Работа по этим направления уже активно ведется.

## 10. ЗАДАЧИ ТЕРМОЯДЕРНОГО МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

Как уже говорилось, демонстрация возможности достичь коэффициента усиления мощности  $Q \approx 1$  в системах с магнитным удержанием привела к резкому увеличению активности в области решения полного комплекса научных и инженерных проблем, направленных на создание термоядерных установок для производства энергии. Термоядерный реактор на основе систем с магнитным удержанием должен сочетать в себе трудносовместимые объекты: от сверхпроводящих систем с температурой жидкого гелия до горячей плазмы с температурой в сотни миллионов градусов. Материалы элементов конструкции при этом будут находиться под воздействием экстремально высоких потоков тепла, заряженных частиц и нейтронов. Эти обстоятельства выводят задачи поиска и создания материалов для элементов конструкции будущих реакторов в разряд ключевых. Целью данного раздела является краткое знакомство читателя с актуальными вопросами термоядерного материаловедения.

### 10.1. Проблема выбора материала первой стенки

Одной из серьезнейших задач программы термоядерного синтеза на основе магнитного удержания стал вопрос о материале первой стенки, обращенной к плазме. Стенка должна принимать потоки энергии и частиц. В замкнутых магнитных конфигурациях вся энергия выходит через стенку, и только в ловушках открытого типа есть варианты с прямой конверсией термоядерной мощности в электрическую, например, проекты открытых ловушек с вращающейся плазмой [11]. В современных токамаках потоки частиц и энергии попадают на стенку в специальном устройстве – диверторе. Расположение дивертора в токамаке обозначено на схеме ИТЭРа (см. рис. 15).

К свойствам первой стенки предъявляются следующие требования:

- высокая теплопроводность, адекватные механические свойства, низкая активация нейтронами, доступность (в том числе по цене);
- совместимость с высокотемпературной плазмой реактора: стойкость к физическому и химическому распылению, высокая температура плавления (сублимации), стойкость к тепловым ударам, низкий поток вещества со стенки в основную плазму;
- совместимость с теплоносителем, высокая прочность, возможность механического и теплового соединения деталей.

**Таблица 2.** Нагрузки на материалы в диверторе ИТЭРа с материалами, используемыми сейчас в ТЭЦ и АЭС,

	ТЭЦ	Ядерный реактор деления	Дивертор ИТЭР
Поток тепла, МВт/м <sup>2</sup>	0,2	0,7	5
Тепловые удары, МДж/м <sup>2</sup>	–	–	10-100
Нейтронная нагрузка, dpa	–	10	0,2
Материал	Сталь	Zircaloy-4	CuCrZr покрыт CFC и W
Теплоноситель	Вода-пар	Вода	Вода
Давление, МПа	28	15	4
Температура	280-600	285-325	100-150
Скорость, м/с	3	5	10
Допустимые утечки, г/с	50	50	<b>10<sup>-7</sup></b>

Примечание: dpa (displacement-per-atom) – среднее количество перемещений атома из узлов кристаллической решетки материала под воздействием нейтронного излучения за период эксплуатации.

Импульсная нагрузка в ИТЭРе в случае вероятного «срыва» плазмы и высвобождения ее энергии на поверхности первой стенки составит 100 МДж/м<sup>2</sup> за 1 мс. Кроме того, 0,5–4 МДж/м<sup>2</sup> за 0,3–0,6 мс будет выделяться при развитии так называемых ELMов, представляющих собой периодические явления на границе плазмы токамака, приводящие к выбросу энергии из горячей области на стенку (ELM – Edge Localized Mode). Ожидается, что ELMы будут происходить многократно (более 10<sup>3</sup> раз) за один рабочий импульс [32]. В итоге требования к дивертору ИТЭР это 10 000 циклов тепловой нагрузки при потоках 30–50 МВт/м<sup>2</sup>. Поскольку эти нагрузки слишком велики, для ИТЭРа разрабатываются специальные сценарии работы (например, с использованием быстрых диагностик с обратной связью) без срывов, ELMы при этом развиваются с большей частотой, но с меньшей пиковой нагрузкой.

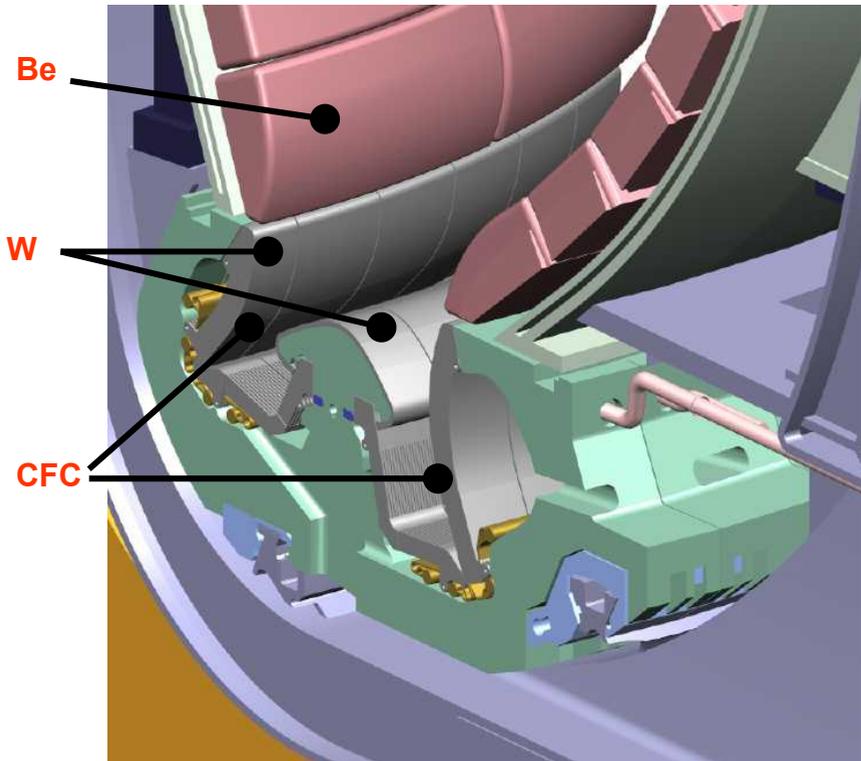


Рис. 28. Схема дивертора ИТЭРа

В качестве материала дивертора предполагается использовать вольфрам и углеродные материалы (CFC – carbon fiber composite, графит), в качестве первой стенки вакуумной камеры – бериллий (Рис. 28.), параметры которых представлены в Табл. 3.

**Таблица 3.** Характеристики бериллия, углеродных композитов и вольфрама.

	Be	CFC	W
Z, атомный номер	4	6	74
Допустимая концентрация в плазме ИТЭР	15 %	12 %	$10^{-6}$
Теплопроводность $\lambda$ , Вт/м*К	190	200...500	140
Температура плавления, °С	1285	3500 (сублимация)	3410
Площадь покрытия в ИТЭРе, м <sup>2</sup>	~680	~50	~100

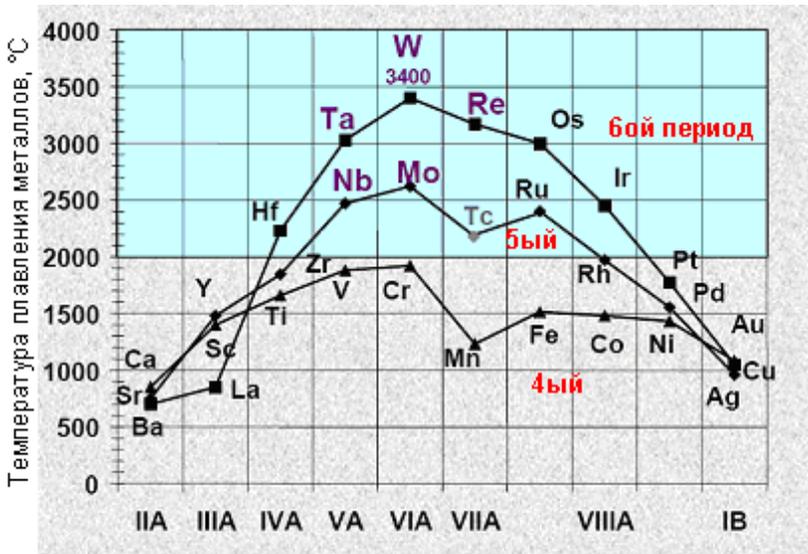


Рис. 29. Температура плавления различных металлов

## 10.2. Испарение материала, эффект экранировки

Рассмотрим, что происходит с материалом под воздействием теплового потока. Для каждого материала существует предельный поток энергии  $w_{\max}$ , который может отводиться от облучаемой поверхности вглубь материала за счёт теплопроводности:

$$w_{\max}(t) = \lambda \nabla T \approx T_{\max} (\lambda c \rho / \pi)^{1/2}, \quad (10.1)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $c$  — удельная теплоёмкость;  $\rho$  — массовая плотность;  $T_{\max}$  — максимально возможная температура поверхности материала (это может быть температура кипения или сублимации);  $t$  — момент времени от начала взаимодействия. Например, при  $t = 1$  мкс для вольфрама  $w_{\max} = 100$  ГВт/м<sup>2</sup>, меди  $w_{\max} = 50$  ГВт/м<sup>2</sup>, графита  $w_{\max} = 20$  ГВт/м<sup>2</sup>, стали  $w_{\max} = 15$  ГВт/м<sup>2</sup> [14]. В том случае, когда поступающий на поверхность поток энергии не может полностью отводиться вглубь материала, т.е.  $w > w_{\max}$ , начинается интенсивное его испарение. Именно такой режим будет реализовываться на диверторных пластинах ИТЭР при срывах тока, и следовательно пластины могут сильно эродировать и разрушаться. В существующих токамаках условие  $w > w_{\max}$  практически не достигается, и основным механизмом эрозии материалов является атомарное распыление под действием потока частиц.

Расчёты показывают, что если бы вся энергия плазменного потока доходила до поверхности диверторных пластин, то это приводило бы к испа-

рению большого количества материала, и при каждом срыве тока с поверхности пластин испарялся бы слой вещества толщиной 100—200 мкм [32,33].

Специфика взаимодействия мощных потоков плазмы с материалами заключается в том, что в результате испарения и ионизации материала мишени перед облучаемой поверхностью быстро образуется плотный слой мишенной плазмы, который выполняет роль своеобразного экрана, защищая поверхность от прямого воздействия плазменного потока [12, 34]. В условиях, характерных для срыва тока в ИТЭР, экранирующий слой мишенной плазмы образуется в течение нескольких микросекунд [12], т. е. практически одновременно с началом взаимодействия плазмы с материалом. Затем начинается квазистационарная стадия процесса, когда тепловое воздействие на мишень полностью определяется процессами переноса энергии в экранирующем слое. При этом значительная часть энергии плазменного потока рассеивается в виде излучения мишенной плазмы и вообще не доходит по поверхности [13]. В результате тепловая нагрузка на мишень существенно снижается, соответственно уменьшается количество испаренного материала.

Эрозия графита МПГ-8, измеренная на установке МК-200 при однократном воздействии плазменного потока с плотностью энергии  $q = 15$  МДж/м<sup>2</sup>, составила 0,4 мкм [14]. В отсутствие экранирующего слоя, т. е. в том случае, когда вся энергия плазменного потока доходила бы до поверхности и полностью расходовалась на нагрев и испарение материала мишени, с облучаемой поверхности испарился бы слой графита толщиной около 200 мкм [34]. Таким образом, за счет эффекта экранировки эрозия графита уменьшилась в 500 раз!

В случае вольфрама эффективность экранировки оказалась ещё выше. На испарение материала расходовалось не более 0,1 % энергии плазменного потока, а основная часть энергии трансформировалась в излучение мишенной вольфрамовой плазмы и рассеивалась в окружающее пространство. При этом излучение было настолько интенсивным, что вызывало плавление и испарение элементов вакуумной камеры, не находящихся в контакте с плазмой. Этот экспериментальный факт указывает на то, что не только приемные пластины дивертора, но и другие его элементы, находящиеся за пределами плазменного потока, должны быть покрыты теплозащитными материалами.

Если бы эрозия происходила только за счёт испарения, то проблему эрозии теплозащитных материалов дивертора при срывах тока можно было бы считать уже решённой. Однако существуют еще макроскопические механизмы эрозии, которые могут вызывать более серьёзные повреждения материалов, чем испарение.

### 10.3. Макроскопические механизмы эрозии

Если в падающем на материал плазменном потоке есть высокоэнергичные ( $E_e > 100$  кэВ) электроны, то они свободно проходят через слой испаренного материала, непосредственно бомбардируют поверхность и проникают внутрь материала, приводя к объёмному нагреву приповерхностной области мишени. Глубина пробега зависит от плотности материала мишени и энергии падающих электронов. Электроны с энергией 1 МэВ имеют пробег порядка 0,3 мм в вольфраме и 2 мм в графите [15].

Резкий объёмный нагрев материала приводит к возникновению в нём термических напряжений и макроскопическому разрушению [16]. В результате, в зависимости от плотности потока энергии на мишень в эксперименте могут реализовываться различные режимы эрозии. Мелкозернистые графиты и С-С-композиты могут эродировать в виде гранул из-за макроскопического хрупкого разрушения [17].

Энергетический порог хрупкого разрушения графита, равный 10 кДж/г, был экспериментально определён на установке ГОЛ-3 [35]. При облучении мишеней разрушается зона, в которой выделившаяся энергия превосходит указанную величину. При больших плотностях энергии (выше 5 МДж/м<sup>2</sup>) энерговыделение от электронов пучка превосходит указанный порог, так что глубина разрушения определяется пробегом релятивистских электронов в материале мишени.

Отдельного внимания заслуживает величина эрозии, полученная в этом эксперименте: при плотности энергии в электронном пучке 30 МДж/м<sup>2</sup>, что характерно для сильных срывов тока в ИТЭР, с поверхности графитовой мишени эродировал слой толщиной 500 мкм.

Эрозия металлов (в том числе вольфрама) может осуществляться за счёт капельного разбрызгивания расплава, образующегося на поверхности мишени [18]. Образующиеся при объёмном нагреве напряжения внутри вольфрама при последующих термоциклических нагрузках приводят к макроскопическим отколам. Стойкость вольфрама также зависит от ориентации гранул и того, как вольфрам был произведен.

Откуда могут появиться высокоэнергичные электроны в падающем плазменном потоке? Во-первых, релятивистские электронные пучки используются для нагрева плазмы в открытых ловушках (как существующих, так и перспективных [36]), и после прохождения через плазму они должны попасть на приемник. Во-вторых, во время срыва на ИТЭРе будет образовываться популяция высокоэнергичных (до сотен МэВ) убегающих электронов, падающих под небольшим (скользящим) углом на мишень и которые паровая защита остановить не может вследствие их большого пробега. Убегающие электроны набирают энергию до сотен МэВ в индуцированном электрическом поле (около 100 В/м в течение 5 мс). Ограничение сверху на энергию электронов – синхротронное излучение. Образуются

убегающие электроны вследствие двух механизмов [37]: классического Дрейсеровского (Dreicer) процесса или вторичного механизма генерации. Первый определяется диффузией в пространстве скоростей электронов с так называемой критической скоростью, при которой столкновительные потери уравновешены ускорением в электрическом поле. Второй механизм происходит из близких кулоновских столкновений между убегающими электронами и тепловыми электронами, которые в результате также становятся убегающими. Спектр энергии и поток убегающих электронов зависит от того, какой механизм преобладает.

#### 10.4. Исследование стойкости к нейтронным потокам

Нейтронная нагрузка на материал коммерческого термоядерного реактора равна 150 дпа, что в 15 раз выше нагрузок на современных АЭС. Ядерные реакторы деления производят множество нейтронов, но их энергия ниже энергии нейтронов, рождающихся в термоядерных реакциях. Известные материалы, стойкие к условиям ядерных реакторов, как правило, не применимы к термоядерным системам. Для изучения стойкости материалов к потоку термоядерных нейтронов нужен мощный источник этих нейтронов. В мире предлагается две основные схемы создания такого источника: это уже упоминавшийся проект на основе газодинамической ловушки и ускорительный проект IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility).

Проведенные эксперименты показали, что под воздействием нейтронного облучения бериллий разбухает (трансмутация  $\text{Be} \rightarrow \text{He}, \text{T}$ ), вольфрам активируется и становится более хрупким, у углеродных материалов падает теплопроводность.

Графит, в частности, предназначенный для ядерных реакторов, обладает повышенной прочностью при высоких температурах. Такое свойство графитов объясняют, как правило, «залечиванием» микротрещин в результате самодиффузии атомов углерода при повышенных (вплоть до  $2400\div 2500$  °С) температурах [19–21]. Уникальный характер прочностных свойств графитовых композитов при повышенных температурах позволяет сохранять работоспособность графитовых кладок уран-графитовых реакторов под воздействием нейтронного облучения в течение многих десятков лет, с почти двукратным превышением ресурсного срока [22]. Например, графитовая кладка реактора АМ-1 Обнинской АЭС остается работоспособной в течение 50 лет [22].

В дополнение к материалу о первой стенке полезно отметить несколько еще не упоминавшихся моментов. Хотя графит активно используется во многих плазменных установках, несколько вопросов остаются невыясненными.

Под воздействием плазмы химическая эрозия с образованием углеродородов, которая велика при низких температурах, приводит к переосаждению материала в различных областях поверхности первой стенки. При этом возможно значительное загрязнение системы тритием. Оценки показывают, что возможен захват  $1 \div 20$  г трития за разряд. С учетом ограничения на захват трития в камере ИТЭР в 350 г легко оценить, что предел при неблагоприятном сценарии может быть достигнут менее чем за 50 выстрелов. Возможно, придется разработать технологии удаления трития или самого переосажденного материала. Дополнительный вопрос – совместимость материалов между собой, т. е. как изменится стойкость к облучению СФС если рядом облучается вольфрам, и наоборот. Все это в настоящее время активно исследуется, в том числе на ГОЛ-3, единственной термоядерной установке в мире, имеющей в плазменном потоке мощную компоненту горячих электронов.

## ВМЕСТО ЗАКЛЮЧЕНИЯ

Авторы этого издания, вслед за большей частью научной общественности, убеждены, что управляемый термоядерный синтез является единственным направлением развития энергетики, которое способно удовлетворить всем требования нашей цивилизации в ближайшем и последующих тысячелетиях: экономическим, экологическим и геополитическим. Запасы «топлива» практически неисчерпаемы, производство энергии не сопряжено с выбросами, вопросы обеспечения безопасности могут быть полностью решены доступными сегодня техническими средствами. Будущие энергетические установки обещают быть компактными и способными размещаться в самых густонаселенных областях, что, в принципе, решает задачу энергетической независимости отдельных государств и территорий. В отличие от реакторов деления, «топливо» термоядерных реакторов не может быть использовано для производства взрывных устройств.

Достигнутые на сегодняшний день результаты исследований позволяют с уверенностью сказать, что ряд ключевых вопросов физики решен, и создание реакторов синтеза для производства энергии возможно в ближайшие десятилетия. Вместе с тем следует подчеркнуть, что развитие в настоящее время пути решения проблемы уводят нас в области, лежащие на пределе сегодняшних технологических возможностей, а создание термоядерной энергетики видится как результат сложного эволюционного пути развития термоядерных технологий.

В свое время Игорь Николаевич Головин – ученик, соратник и заместитель Игоря Васильевича Курчатова по Институту атомной энергии – утверждал, что все подходы к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза одинаково трудны. Это утверждение в среде специалистов в шутку называется «теоремой Головина», и более чем полувековой опыт исследований в области УТС, к сожалению, подтверждает её. Однако не следует отбрасывать возможность кратчайшего пути к осуществлению УТС через новые «прорывные» идеи, нуждающиеся в «свежих» головах. Авторы смеют надеяться, что предлагаемый обзор может вызвать интерес читателей к проблеме и содействовать появлению новых идей, реализация которых позволит опровергнуть «теорему Головина».

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. С. С. Герштейн, В. И. Петров, Л. И. Пономарев, «Мюонный катализ и ядерный бридинг», УФН, т. 160, вып. 8, (1990), с. 3 – 46.
2. С. Ю. Лукьянов, «Горячая плазма и управляемый термоядерный синтез», М., «Наука», 1975.
3. Куртмуллаев Р. Х., Малютин А. И., Семенов В. Н., «Компактный тор», Итоги науки и техники. Физика плазмы. – ВИНТИ, 1985, - т.7, с. 80-135.
4. Г. И. Будкер, Собрание трудов, М., Наука, 1982.
5. Димов Г. И., Закайдаков В. В., Кишеневский М. Е., Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 597.
6. Г. И. Димов, «Амбиполярная ловушка», Успехи Физических Наук, 2005, т. 175, № 11.
7. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез, М.:ЦНИИАТОМИНФОРМ,1980, т.1, с.57.
8. А. В. Аржанников, А. М. Батраков, А. В. Бурдаков, и др., Экспериментальное исследование динамики нейтронной эмиссии в многопробочной ловушке ГОЛ-3. // Физика плазмы, том 32, №2, 2006, с. 113–121.
9. П. Л. Капица, «Эксперимент, теория, практика», М., Наука, 1981, стр. 110-128.
10. В. А. Лучников, «Экономика управляемого термояда», Химия и жизнь, 2009, №1, стр. 14-17.
11. Волосов В. И., Безнейтронный резонансный синтез (необходимость, принципы, проблемы, пути реализации) // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2008. № 1. С. 31-38.
12. Архипов Н. И., Бахтин В. П., Васенин С. Г. и др. — Физика плазмы, 1999, т. 25, № 3, с. 263.
13. Архипов Н. И., Бахтин В. П., Васенин С. Г. и др. — Физика плазмы, 2002, т. 28, № 4, с. 1.
14. Н. И. Архипов, В. М. Сафронов, В. А. Барсук и др, Эрозия углеграфитовых материалов при облучении интенсивными потоками плазмы // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 4, с. 3—13
15. Доклад 37 МКРЕ, Тормозная способность электронов и позитронов, М., Энергоатомиздат, 1987.
16. Усов Н. А., Гребенщиков Ю. Б., Песчаный С. Е., Вюрц Г. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2000, вып. 3, с. 36.
17. Мартыненко Ю. В., Московкин П. Г. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1999, вып. 2, с. 31.
18. Мартыненко Ю. В., Московкин П. Г. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2000, вып. 1, с. 65.

19. Вяткин С. Е., Деев А. Н., Нагорный В. Г. и др. Ядерный графит. М.: Атомиздат, 1967. 280 с.
20. Мармер Э. Н. Углеродистые материалы. // М.: Металлургия, 1973. 136с.
21. Е. И. Жмуриков, Д. Ю. Болховитянов, М. Ф. Блинов и др., К вопросу о долговечности реакторных графитов // Препринт ИЯФ 2009-012 (URL: [http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/files/2009\\_012.pdf](http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/files/2009_012.pdf))
22. Виргильев Ю. С. Оценка работоспособности графита в кладках уран-графитовых реакторов. // Материаловедение. 2006. N11. С.34 -37.
23. Frank F. C.O.B.E.//Nature, London, 1947, v.160, p. 525.
24. Lawson J. D., Some criteria for a power producing thermonuclear reactor // Proceedings of Physical Society B.— Vol. 70, pt.1.— 1957.— Pp. 6–10.
25. A. Gsponer, J. P. Hurni, “First Generation Nuclear Weapons: The Physical Principles of Thermonuclear Explosives, Inertial Confinement Fusion, and the Quest for Forth Generation Nuclear Weapons”, Darmstadt University of Technology, Germany, 2002.
26. D. Meade, “Fusion Innovation Research and Energy”, Symposium On Fusion Energy, June 2009, San Diego, USA.
27. Tuszewski M., “Field reversed configurations”, Nuclear fusion, 1988, - v.28, No. 11, p. 2033-2092.
28. N. Rostoker, M. W. Binderbauer, H. J. Monkhorst, „Colliding Beam Fusion Reactor”, Science, 21 November 1997, Vol. 278. no. 5342, pp. 1419 – 1422.
29. The National Mirror Fusion Plan. —Livermore, 1980.
30. P. A. Bagryansky, A. A. Ivanov, E. P. Kruglyakov, et. al., “Gas dynamic trap as high power 14MeV neutron source”, Fusion Engineering and Design 70 (2004) 13-33.
31. “Multiple Mirror Plasma Confinement” by A. J. Lichtenberg, V. V. Mirnov, Preprint 91-116, Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, 1991; Reviews of Plasma Physics, v.19, p.53, 1996, ed. B. B. Kadomtsev (Consultant Bureau/Plenum Press, New York).
32. ITER physics basis, Nuclear Fusion, Vol. 39, No. 12, 1999.
33. Van der Laan J. G., Akiba M., Hassanein A. et al. — Fusion Engineering and Design, 1991, vol. 18, p. 135.
34. Safronov V., Arkhipov N., Bakhtin V. et al. — J. of Nuclear Materials, 2001, vol. 290—293, p. 1052.
35. Astrelin V. T., Burdakov A. V., Chebotaev P. Z. — Hot electron target interaction experiments at the GOL-3 facility, Nuclear Fusion, 1997, vol. 37, № 11, p. 1541.
36. A. Burdakov, A. Arzhannikov, V. Astrelin, et al, Status and Prospects of GOL-3 Multiple Mirror Trap // Fusion Science and Technology, 2009, Vol.55, No.2T, p. 63-70.

37. J. R. Martin-Solis, R. Sanches, B. Esposito, Predictions on runaway current and energy during disruption in tokamak plasmas, *Physics of Plasmas*, 7, No. 8, p. 3369-3377, 2000.
38. JET – Europe’s largest Fusion Device, URL: <http://www.jet.efda.org/>, (дата обращения 12.11.2010).
39. JT60 HOME PAGE, URL: <http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/index-e.html>, (дата обращения 12.11.2010).
40. ITER – the way to new energy, URL: <http://www.iter.org/>, (дата обращения 12.11.2010).
41. Large Helical Device Research, URL: <http://www.lhd.nifs.ac.jp/en/>, (дата обращения 12.11.2010).
42. Wendelstein 7-X, URL: <http://www.ipp.mpg.de/ippcms/eng/pr/forschung/w7x/index.html>, (дата обращения 12.11.2010).
43. Plasma Research Center, University of Tsucuba, URL: <http://www.prc.tsukuba.ac.jp/>, (дата обращения 12.11.2010).

Учебное издание

**Багрянский** Петр Андреевич,  
**Бурдаков** Александр Владимирович,  
**Шошин** Андрей Алексеевич

**СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ УПРАВЛЯЕМОГО  
ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА**

Учебное пособие

Редактор *С. В. Исакова*  
Оригинал-макет *О. Г. Заварзиной*

Подписано в печать 27.03.2010 г.  
Формат 60 x 84 1/16. Офсетная печать. Гарнитура Times New Roman.  
Уч.-изд. л. 1. Усл. печ. л. 0,93. Тираж 200 экз.

Заказ №  
Редакционно-издательский центр НГУ  
630090, Новосибирск-90, ул. Пирогова, 2.