

Министерство образования и науки Российской Федерации

Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»

Ю.В. Готт, В.А. Курнаев

На пути к энергетике будущего

Учебное пособие

*Рекомендовано к изданию
УМО «Ядерные физика и технологии»*

Москва 2017

УДК 533.9(075.8)
ББК 22.333я7
Г73

Готт Ю.В., Курнаев В.А. **На пути к энергетике будущего:** Учебное пособие.
М.: НИЯУ МИФИ, 2017. – 292 с.

Пособие содержит краткий перечень альтернативных источников энергии, представляет собой введение в проблему управляемого термоядерного синтеза и состоит из двух принципиально разных частей. Первая из них является историческим и физическим введением в проблему, рассчитана на очень широкий круг читателей, даже не специализирующихся в физике и технике управляемого термоядерного синтеза, полезна для всех студентов МИФИ. Наряду с вопросами создания и нагрева плазмы, рассмотрены эффекты воздействия потоков частиц и излучений на материалы термоядерных реакторов. Вторая часть дополняет сведения, изложенные в первой части, до уровня, который необходим студентам, специализирующимся по физике плазмы и УТС. Не повторяя известные издания по физике явлений, происходящих в горячей плазме, данная книга рассказывает об основных физических принципах, физических и инженерных ограничениях, которые встречаются на пути реализации технологии управляемого термоядерного синтеза, путях их преодоления, а также показывает альтернативные пути его реализации.

Предназначено для студентов, обучающихся по направлениям «Ядерные физика и технологии» и «Высокотехнологические плазменные и энергетические установки», в том числе как дополнительный материал для студентов других специальностей и направлений подготовки, а также для более широкого круга читателей, интересующихся проблемами энергетики и управляемого термоядерного синтеза.

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Н.Г. Ковальский

ISBN 978-5-7262-2296-7

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2017

О г л а в л е н и е

Предисловие	7
Часть 1. Общие представления о «зеленой» энергетике и управляемом ядерном синтезе	9
Глава 1. Введение. Энергетика будущего	9
Глава 2. Возобновляемые источники энергии.....	18
2.1. Гидроэнергетика	18
2.2. Ветроэнергетика	19
2.3. Приливные электростанции.....	21
2.4. Гелиоэнергетика	22
2.5. Геотермальная энергетика	24
2.6. Биоэнергетика	25
2.7. Аннигиляционная энергетика.....	26
Глава 3. Принципиальные возможности использования энергии деления ядер.....	28
3.1. Атомная (ядерная) энергетика	28
3.2. Цепная реакция.....	31
3.3. Типы реакторов.....	32
3.3.1. Урановые реакторы	32
3.3.2. Ториевый реактор	34
3.4. Проблемы атомной энергетики	36
3.5. Безопасность атомной энергетики	36
Глава 4. Принципиальные возможности использования энергии синтеза ядер	39
4.1. Термоядерная энергетика	39
4.2. D-T реакция	43
4.3. D-D реакция	43
4.4. D- ³ He реакция	44
4.5. p- ¹¹ B реакция	44
Глава 5. Немного истории	52
5.1. Ядерные исследования	52
5.2. Термоядерные исследования	55
Глава 6. Топливный цикл термоядерного реактора	63
6.1. Добыча дейтерия.....	63
6.2. Производство трития	63
6.3. Производство ³ He	64
Глава 7. Магнитное удержание. Ловушки с магнитными пробками	66

Глава 8. Замкнутые магнитные конфигурации. Стеллараторы.....	76
Глава 9. Замкнутые магнитные конфигурации. Токамаки.....	83
Глава 10. Заполнение токамака плазмой	92
10.1. Перезарядка.....	92
10.2. Подпитка плазмы топливом.....	97
10.3. Инжекция пеллет на токамаке Т-10.....	102
10.4. Пеллет-инжекция в ИТЭР.....	105
Глава 11. Нагрев плазмы.....	108
11.1. Омический нагрев.....	108
11.2. Нагрев пучком быстрых атомов	109
11.3. Высокочастотные методы нагрева	112
11.3.1. Нагрев на второй гармонике электронно-циклотронной частоты	113
11.3.2. Нагрев на ионно-циклотронной частоте	116
11.3.3. Нагрев на нижней гибридной частоте	117
Глава 12. Некоторые направления термоядерных исследований	120
12.1. Инерционное удержание.....	120
12.2. Мишени для инерционного управляемого термоядерного синтеза	121
12.3. Драйверы для инерционного управляемого синтеза.....	122
12.4. Лазеры.....	125
12.5. Ионные пучки	125
12.6. Электронные пучки.....	126
12.7. Мюонный катализ.....	127
Глава 13. Действие излучения на элементы термоядерного реактора.....	131
13.1. Дефекты кристаллических тел.....	131
13.2. Объёмные эффекты.....	135
13.2.1. Изменение механических свойств.....	135
13.2.1.1. Радиационное распухание	135
13.2.1.2. Радиационное упрочнение и охрупчивание	136
13.2.2. Релаксация и ползучесть.....	137
13.2.3. Аморфизация	138
13.2.4. Трансмутация.....	138
13.2.5. Радиационно стимулированная диффузия	138
13.3. Поверхностные эффекты	139
13.3.1. Распыление под действием частиц перезарядки	139
13.3.2. Распыление под действием нейтронов	141
13.3.3. Химическое распыление.....	141
13.3.4. Блистеринг	142

13.3.5. Изменение электрических свойств.....	143
13.3.5.1. Радиационно наведённая ЭДС (Radiation Induced Electro-Motive Force – RIEMF)	143
13.3.5.2. Увеличение электрического сопротивления проводников (Radiation Induced Electrical Degradation – RIED).....	143
13.3.5.3. Уменьшение электрического сопротивления изоляторов (Radiation Induced Conductivity – RIC)	144
13.3.5.4. Термостимулированный ток (Thermally Simulated Current – TSC).....	144
13.3.6. Оптические эффекты	144
13.3.6.1. Радиолюминесценция (Radioluminescence).....	144
13.3.6.2. Радиационное окрашивание (Radiation Induced Absorption – RIA)	144
13.3.7. Действие облучения на полимерные материалы.....	145
13.3.8. Другие эффекты воздействия излучения на материалы ...	145
13.3.9. Синергизм	146
Глава 14. Первая стенка	147
14.1. Бериллий	151
14.2. Пыль.....	155
14.3. Тритий.....	155
Глава 15. Материалы для термоядерных реакторов.....	158
15.1. Дивертор	158
15.2. Литий в термоядерной энергетике.....	162
15.3. Сверхпроводящие обмотки.....	165
Глава 16. Термоядерные реакторы	167
16.1. Международный экспериментальный токамак-реактор ИТЭР.....	167
16.2. Краткая история проекта ИТЭР.....	167
16.3. Основные физические задачи ИТЭРа.....	169
16.4. Основные инженерные задачи ИТЭРа	170
16.5. Термоядерная электростанция на базе сферического токамака	171
16.6. Гибридный реактор.....	172
Глава 17. Радиационная безопасность термоядерных реакторов	174
Глава 18. За ИТЭРОм – ДЕМО.....	179

Часть 2. Физико-технические основы создания установок УТС.....	184
Глава 19. Особенности конструкции электромагнитной системы токамака	184
19.1. Последовательность создания полей в токамаке	186
19.2. Сферический токамак	188
Глава 20. Основные ограничения на параметры плазмы при её удержании в токамаке	190
20.1. Равновесие плазменного шнура.....	190
20.2. Устойчивость тороидального плазменного шнура (ограничение по току)	192
20.3. Ограничения по плотности плазмы	193
20.4. Ограничение по бета	194
20.5. Токамак с некруглым сечением плазменного шнура	197
Глава 21. Инженерные ограничения в ТЯУ. Проблемы прочности.....	202
21.1. Требования к вакуумной камере.....	202
21.1.1. Толщина стенок разрядной камеры.....	203
21.2. Электродинамические усилия	207
21.3. Оптимизация формы тороидального соленоида	212
Глава 22. Инженерные ограничения в ТЯУ. Охлаждение	217
Глава 23. Типовые конструкции токамаков	227
Глава 24. Массо- и энергобаланс в термоядерном реакторе. Критерий Лоусона	235
24.1. Массобаланс термоядерной плазмы.....	235
24.2. Энергобаланс в термоядерном реакторе. Критерий Лоусона	237
Глава 25. Особенности конструкции реактора ИТЭР	243
Глава 26. Так каковы же перспективы?.....	263
Заключение.....	279
Задачи для самопроверки	281
Ответы к задачам	284
Список использованной и рекомендуемой литературы	287

«Среди различных целей, для которых предназначается предисловие к книге, доминирующую роль довольно часто играет попытка автора смягчить грядущие удары критики...»

(Из предисловия к первому изданию книги Л.А. Арцимовича «Управляемые термоядерные реакции»)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга представляет собой краткое описание различных возможных способов получения необходимой человечеству энергии, которая ему понадобится через очень короткое с исторической точки зрения время. Так как сейчас считается, что наиболее перспективным будет получение энергии при использовании термоядерных реакций, то этому методу уделяется особое внимание.

Активно реализуемая программа создания Международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР) странами, представляющими более половины населения Земли, демонстрирует важность и перспективы развития технологии управляемого термоядерного синтеза.

Значительное количество вопросов, рассматриваемых в данном пособии, обсуждались в работах, разбросанных по многочисленным журналам и книгам. Более того изложение многих проблем стало настолько общепринятым, что уже мало кто помнит о первоисточнике. В связи с этим возникает проблема цитируемости. Заранее приносим свои извинения тем, на чьи результаты мы, по своему неведению, не сослались.

Список использованной литературы состоит из двух частей, первая его часть содержит рекомендуемые учебники и монографии, а вторая – статьи, на часть из которых даны ссылки в тексте и в которых можно найти более детальное описание отдельных рассматриваемых вопросов.

Часть фотографий различных термоядерных установок взята из книги А.А. Сковороды «Магнитные ловушки для удержания плазмы» (М.: Физматлит, 2009).

Так как данное пособие предназначено, в основном, для молодого читателя, то мы включили в него описание некоторых историче-

ских фактов, имеющих, по нашему мнению, отношение к рассматриваемым вопросам. Объем пособия определяется временем, ограниченным длительностью читаемых курсов. Поэтому в историческую часть включены только наиболее важные факты. Более подробно с историей развития термоядерных исследований можно ознакомиться в статье В.С. Стрелкова в журнале «Природа», 2015, № 8 и в недавно вышедшей книге Н.Г. Ковальского «Воспоминания о путях к термоядерной мечте», а также в монографиях, перечисленных в конце пособия. Из педагогических соображений различные формулы записаны в разных системах единиц.

Для лучшего понимания некоторых глав (7–12 и 20) этого пособия желательно знакомство с основами физики плазмы.

Книга написана на основе лекций, которые авторы в течение многих лет читали студентам Московского энергетического института (Ю.В. Готт) и МИФИ (В.А. Курнаев).

Материал в данном пособии расположен следующим образом. В первой части книги дано довольно популярное изложение обсуждаемых вопросов. Для тех, кому нужны более подробные сведения о технологии УТС с магнитным удержанием плазмы, предназначена вторая часть пособия.

Для более полного понимания материала в конце пособия приведены задачи.

Так как физика плазмы и термоядерные исследования – быстро развивающиеся области науки и техники, то к моменту выхода этого пособия из печати часть изложенного материала устареет. Но мы надеемся, что это пособие поможет будущему читателю разобраться в новых научных и инженерных результатах.

Авторы признательны Н.Г. Ковальскому и А.Б. Колдобскому, а также С.Е. Лысенко за советы, высказанные при обсуждении рукописи, и будут благодарны всем, кто выскажет свои замечания к данному пособию.

Благодарим также Дмитрия Труфанова и Екатерину Мещерякову, много сделавших при подготовке оригинал-макета книги.

ЧАСТЬ 1

ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О «ЗЕЛЕННОЙ» ЭНЕРГЕТИКЕ И УПРАВЛЯЕМОМ ЯДЕРНОМ СИНТЕЗЕ

Глава 1 ВВЕДЕНИЕ. ЭНЕРГЕТИКА БУДУЩЕГО

На протяжении миллионов лет энергии, поступающей от Солнца на Землю, хватало не только для поддержания органической жизни на Земле, но и на создание запасов этой энергии в виде угля, нефти, газа и других горючих веществ. Однако появившемуся на Земле около 200 000 лет назад человеку разумному (*homo sapiens*) солнечной энергии перестало хватать, и он стал использовать её *невосполняемые* источники, созданные в предыдущие годы.



Энергия имеет очень важное значение для развития человечества. Почти каждый аспект этого развития – от борьбы с нищетой до совершенствования здравоохранения – требует большого потребления энергии.

В настоящее время примерно 1,6 миллиарда человек живут без доступа к электроэнергии, а 2,4 миллиарда не могут использовать современные виды топлива. В основном это те страны, которые относятся к *развивающимся*.

На рис. 1.1 приведены данные, характеризующие изменение потребления энергии за период с 1850 по 2100 г. Кривые *A*, *B* и *C* – результаты трёх различных прогнозов. Там же изображено изменение количества людей, проживающих на Земле. Начиная с 2000 г. – это прогноз. Из рисунка видно, что к 2100 г. население Земли может возрасти до 12 миллиардов человек, а потребление энергии – в 2–4 раза.

По оценкам Международного энергетического агентства глобальное потребление энергии к 2030 году, по сравнению с 2015 г.,

возрастет примерно на 60 %, а к 2050 г. может удвоиться, причем 70 % этого роста будет связано с развивающимися странами. Т.е. энергопотребление увеличивается примерно пропорционально квадрату населения, что похоже на сценарий А.

Для количественного сравнения различных энергетических величин вводятся понятия *условное топливо* (теплотворная способность которого принимается равной 7000 ккал/кг), и *единица энергии Q*:
 $1 Q = 2,52 \cdot 10^{17} \text{ ккал} = 1,05 \cdot 10^{21} \text{ Дж} = 2,93 \cdot 10^{14} \text{ кВт(тепл.)} \cdot \text{ч} = 3,35 \cdot 10^7 \text{ МВт(тепл.)} \cdot \text{год}$. Обозначение «тепл.» указывает, что имеется в виду первичная тепловая энергия, которая идет на производство электроэнергии и тепла. 1 Q выделяется при сжигании 36 млрд. т условного топлива. В настоящее время всё человечество в год потребляет около 0,5 Q энергии.

На рис. 1.2 приведено распределение современного потребления энергии в зависимости от её источника. Из рисунка видно, что в настоящее время бóльшая часть энергии производится за счёт сжигания нефти и угля. Пессимисты говорят, что из-за исчерпания запасов угля, нефти и газа до этого дня осталось 50 лет, а оптимисты утверждают – 100. В историческом плане большой разницы между этими сроками нет. Использование так называемых *возобновляемых* источников (ветер, солнечная энергия, гидроэнергия и др.) может обеспечить только несколько десятков процентов необходимого количества (в настоящее время доля этих источников в производстве энергии составляет около 10 %).

В 2007 г. доля ядерной энергии в мировом производстве электричества составляла 14 %. Однако свертывание ядерной энергетики после Фукусимы в некоторых странах, например в Германии, может привести к снижению этой доли в 2030-м до 10 %. Но по прогнозам кампании British Petroleum с 2013 по 2035 г. ядерная энергетика возрастет на 26 % в основном за счет стран Азии. Доля же производства электроэнергии за счёт возобновляемых источников (кроме гидро) доля же производства может возрасти (от ~ 3,8 % в 2016 г до ~ 8 % в 2035 г.).

При сжигании органического топлива в атмосферу выделяется большое количество CO₂ и ряда других газов и примесей, что, по мнению ряда специалистов, приводит к серьёзным *экологическим* последствиям.

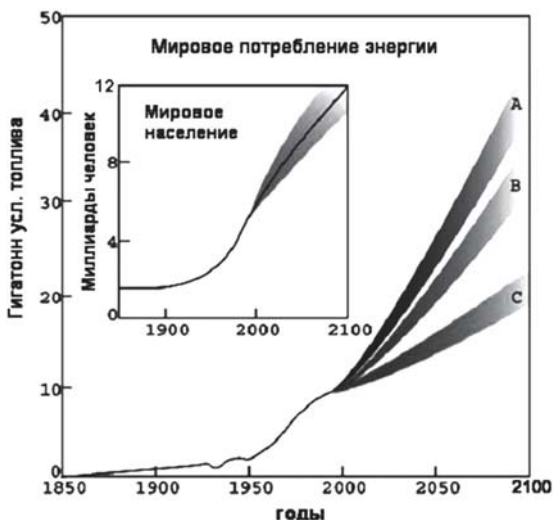


Рис. 1.1. Изменение потребления энергии за период с 1850 по 2100 г.

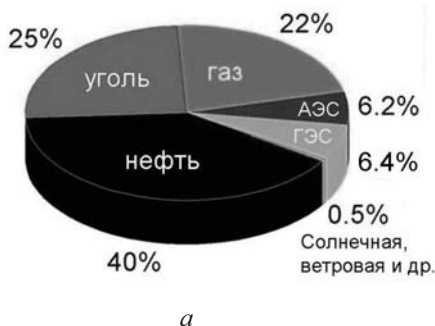


Рис.1.2. Структура мирового производства: а) энергии (2000 г.); б) электроэнергии (2012 г.)

В 1824 г. французский математик **Жан-Батист Фурье** понял, что атмосфера задерживает тепловое излучение Земли. Он сравнил этот эффект с действием стеклянных стенок парника (*парниковый эффект*).

Примерная схема возникновения парникового эффекта следующая. Солнечная радиация проходит через атмосферу, попадает на поверхность Земли и нагревает её. Нагретая поверхность излучает, в основном, в инфракрасной области. Это излучение эффективно поглощается молекулами парниковых газов, увеличивая их энергию. Нагретые парниковые газы греют атмосферу.

В конце XIX века швед *Сванте Аррениус* открыл, что этот эффект обусловлен наличием в атмосфере некоторых газов (в том числе углекислого) – *парниковых газов*. Он рассчитал, что двукратное увеличение концентрации CO_2 в атмосфере повысит её температуру на 4–6 °С. Данные, полученные на основе анализа проб из глубинных скважин, пробуренных во льдах Антарктиды, показывают, что на протяжении последних 420 000 лет земная температура (рис. 1.3, а) изменялась синхронно с содержанием углекислого газа в атмосфере (рис. 1.3, б).

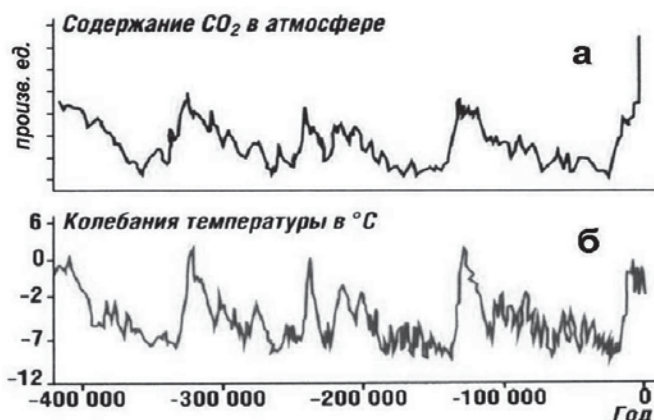


Рис. 1.3. Корреляция изменения содержания CO_2 в атмосфере (а) и колебаний температуры на поверхности Земли (б)

Концентрация углекислого газа начала стремительно расти в первой половине XX века, когда началось бурное развитие промышленности и транспорта. Считается, что если не принять срочных мер, то к концу XXI века глобальная средняя температура повысится на 2–4,5 °С, что приведет к усиленному таянию ледников, подъёму уровня Мирового океана, затоплению приморских территорий и другим катастрофическим последствиям.

Наиболее ярко парниковый эффект проявляется на планете *Венера*. Диаметр планеты составляет 0,949 диаметра Земли. Расстояние от Венеры до Солнца составляет 0,729 астрономических единиц. Расстояние от Земли до Солнца – 1 астрономическая единица. Таким образом, Венера получает от Солнца энергию примерно в 1,8 раза большую, чем Земля. Средняя температура на поверхности

Земли равна 15°C . Если бы состав атмосферы на Венере был таким же, как на Земле, то температура на её поверхности была бы меньше 30°C . Но атмосфера Венеры на 95% состоит из углекислого газа, и из-за парникового эффекта температура на её поверхности превышает 500°C .

Первый шаг в борьбе с парниковым эффектом был сделан после подписания в 1997 г. *Киотского протокола*, по которому индустриально развитые страны взяли на себя обязательство уменьшить к 2012 г. выбросы углекислого газа на $5,2\%$ (по сравнению с 1990 г.) К сожалению, этот протокол не подписали Австралия и США (последняя, кстати, являясь крупнейшим загрязнителем атмосферы, не уменьшила, а увеличила свои выбросы на 14% .) На смену Киотскому протоколу пришло Парижское соглашение, которое было принято на конференции ООН в декабре 2015 года. 195 стран-участниц договорились не допустить повышения средней температуры на планете к 2100 г. более, чем на 2 градуса по сравнению с доиндустриальной эпохой. Россия вместе с 175 странами (включая США) подписала Парижское соглашение, но предстоит еще его ратификация. Вновь избранный президент США Дональд Трамп уже заявил о выходе из этого соглашения.

Кроме парниковых газов при сгорании органического топлива в атмосферу выбрасываются некоторые соединения, которые, смешиваясь с водяным паром, образуют кислоты (серную, азотную и др.). Эти кислоты выпадают на Землю в виде *кислотных дождей*, что вредно воздействует на окружающую среду.

Следует отметить, что далеко не все учёные согласны с тем, что человек оказывает влияние на парниковый эффект. Дело в том, что, например, вулканы выбрасывают в атмосферу намного больше парниковых газов, чем современная промышленность. Добавим, что, кроме парниковых газов, вулканы и промышленные предприятия выбрасывают в атмосферу много пепла, сажи аэрозолей и прочего, что приводит к уменьшению прозрачности атмосферы, из-за которого уменьшается количество солнечной энергии, доходящей до поверхности Земли. Вследствие чего понижается её температура. Так, после извержения в 1816 г. вулкана Тимбора (Индонезия) на всей Земле был «год без лета», а средняя температура уменьшилась на 3 градуса. Известно также, что самые мощные извержения вулканов (Тоба 75 000 лет назад и Кракатау в 1883 г. (оба в Индо-

незии)) привели к глобальному изменению климата на Земле. Поэтому не вполне ясно, к чему приводят выбросы всякой гадости в атмосферу – к всеобщему потеплению или всеобщему похолоданию.

Более того, существуют прямые свидетельства того, что максимум содержания углекислого газа в атмосфере отстаёт от максимума температуры вблизи Земли на 500–600 лет. Из этого следует, что первичным в этом процессе является изменение температуры. Как видно из рис. 1.3, периодические изменения концентрации угарного газа происходили задолго до возникновения промышленности. Скорее всего, климат на Земле подвержен периодическим изменениям – на смену периода похолодания (ледниковый период) приходит период потепления. Известно, что уже в нашу историческую эпоху, например, в 829 и 1011 гг., замерзал Нил в районе Александрии. В 1323 г. замерзала северная часть Адриатического моря, включая акваторию около Венеции. В 1601 г. 19 августа замерзла Москва-река. С другой стороны, в X веке Гренландия была покрыта лесами, из-за чего получила название «Зеленая страна». Последнее потепление началось, по-видимому, в XVII веке, а с 2006–2007 гг., началось похолодание. Таким образом, мы живем в эпоху малого ледникового периода, которая должна закончиться примерно к 2020 г. Эти соображения привели к тому, что США не подписывала Киотский протокол, а Россия вышла из него в декабре 2012 г.

Однако тот факт, что промышленные выбросы губят экологию, никто не отрицает, а проблема уменьшения загрязнения окружающей среды остается.

К сожалению, испорченная экология является не единственной угрозой для существования человечества.

Раз в два года Всемирный фонд дикой природы публикует доклад «Живая планета» (Living Planet Report) в котором проводится сравнение нашего потребления природных ресурсов с теми, что за это время может накопить Земля. Следует заметить, что, несмотря на войны, стихийные бедствия, кризисы население планеты неуклонно растет, причём ожидаемое замедление прироста населения не оправдывается. По последним прогнозам экспертов ООН, к 2100 г. численность населения превысит 13 миллиардов человек. С ростом численности населения увеличивается и потребление при-

родных ресурсов. Начиная с 1970 г. человечество расходует за год столько, сколько природа неспособна восполнить. Особенно расточительны США и Объединенные Арабские Эмираты. Если бы всё население потребляло бы столько (на одного человека) сколько потребляют жители этих стран, то для их прокорма необходимо было бы иметь *четыре!* Земли. Вторая проблема – нехватка пресной воды. Некоторые страны, например Китай и Индия, уже сейчас ощущают ее нехватку. В дальнейшем эти проблемы только увеличатся.

«Так, может быть, всего важнее изменить сам образ жизни? Повышая уровень потребления, мы не становимся от этого – автоматически счастливее. Жизнь не сводится лишь к присвоению материальных благ. Мы же создали «общество потребления». Пока оно не преобразится, *не станет другим обществом*, важнейший мировой кризис – кризис потребления – будет лишь нарастать. Земля не прокормит нас. Значит, меняться придется нам» (А. Волков. Знание-сила. № 3. 2015. С. 4).

Например, недостаток пресной воды может быть компенсирован при помощи опреснения соленой морской воды, однако для этого требуется большое количество энергии. Первый в мире опреснитель на основе реактора на быстрых нейтронах БН-350 был запущен в 1972 г. в г. Шевченко (ныне Актау) в пустыне на берегу Каспийского моря. Этот опреснитель вырабатывал 120 000 кубометров пресной воды в сутки. В общем, как уже говорилось выше, чем дольше существует человечество, тем больше энергии ему нужно.

Одним из путей решения данной проблемы является замена тепловой энергии (получаемой при сжигании органического топлива) на *внутриядерную – атомную и термоядерную*.

Ядерная энергетика практически не создает никаких вредных выбросов.

В 2007 г. во всем мире было произведено около **10 000 т** отработанного ядерного топлива – очень маленькая величина по сравнению с тем количеством отходов, которое образуется при производстве такого же количества электроэнергии на электростанциях, сжигающих органическое топливо. Кроме того, в этом случае в атмосферу выбрасывается **28 млрд. т CO₂**.

Для производства на атомной электростанции **300 млрд. кВт-ч** электроэнергии нужно затратить **900 т** диоксида урана. Для выработки такого же количества энергии на станции, работающей на

органическом топливе, нужно затратить или *100 млн. т угля* (25 000 эшелонов), или *70 млн. т нефти*, или *60 млрд. м³ газа*. При этом в атмосферу было бы выброшено *20 млн. т сажи*, *3 млн. т серных продуктов* (кислотные дожди) и *десятки млн. т парниковых газов*.

Радиационный фон вокруг атомных станций в 2–3 раза меньше, чем вокруг станций, работающих на угле или мазуте. Продукты их сгорания и создают повышенную радиоактивность вокруг станции. Дело в том, что уголь и нефть имеют достаточно высокую *естественную* радиоактивность, которая определяется, в основном, изотопом углерода ¹⁴C. Справедливости ради, следует сказать, что этот уровень радиоактивности угрозы здоровью не представляет.

Ежегодно атомные станции в Европе позволяют избежать эмиссии 700 млн. т CO₂, а в Японии – 270 млн. т CO₂. Действующие АЭС России ежегодно предотвращают выброс в атмосферу 210 млн. т углекислого газа. В отличие от электростанций, работающих на угле, газе или мазуте, атомные станции не приводят к появлению кислотных дождей.

Другие преимущества энергетики, основанной на широком использовании ядерных электростанций, заключаются в том, что:

- их можно строить в отдаленных районах, не имеющих собственного топлива;
- доставка ядерного топлива в любое место не имеет практических ограничений;
- большие запасы топлива могут быть накоплены и храниться очень долго.

После недолгого периода, в течение которого ряд стран отказался от использования атомных станций (например, ФРГ) в связи с ростом цен на нефть и газ интерес к ядерной энергетике стал возрастать. После аварии в 2011 г. на атомной станции в Японии ФРГ в очередной раз отказалась от атомной энергетике. Однако строительство атомных станций в ряде стран (особенно в Китае) продолжается, так мировой прирост мощностей АЭС в 2015 г. составил 4,5 ГВт.

Согласно МАГАТЭ в 2016 г. в мире насчитывалось 449 ядерных энергоблоков и 60 сооружалось. Больше всего АЭС (60 АЭС, 99 энергоблоков) эксплуатируется в США. На втором месте идет

Франция (58 энергоблоков). Для сравнения: в России эксплуатируются 10 АЭС (36 энергоблоков).

В настоящее время на атомных станциях во Франции вырабатывается 76,3 % потребляемой электроэнергии, в Украине 56,5 %, в Южной Корее 32,7 %, в США – 19,5 %, в России – около 18,6 %.

Еще одно, можно сказать совершенно естественное применение атомной энергии для выработки электричества и тепла является обеспечение районов Крайнего Севера с помощью плавучих теплоэлектростанций ПАТЭС. Такая плавучая станция мощностью почти 90 МВт, недавно спущенная на воду на Санкт-Петербургском заводе, должна с лихвой обеспечить наш самый северный город Певек на Чукотке. Помимо тепла и электроэнергии такие станции могут вырабатывать много пресной воды, которая по оценкам может стать в конце XXI века дороже нефти. Именно поэтому кроме России еще и Китай интенсивно строит такие ПАТЭС.

Есть еще недоказанная гипотеза Ларина о металлгидридном строении Земли, если она окажется верной и будут созданы технологии прямого извлечения водорода из недр, то, это, в принципе даст ископаемое, но не углеродосодержащее топливо. Однако, пока слишком много «если».

Таким образом, можно прийти к заключению, что для производства необходимого количества экологически чистой («зеленой») энергии наряду энергией Солнца и ветра нужны *атомная* и *термоядерная* энергетика.

В России в 2000 г. принята Стратегия развития атомной энергетики на первую половину XXI века. Президент России выступил 7 сентября 2000 г. на Саммите тысячелетия с инициативой обеспечения устойчивого развития человечества с помощью ядерной энергии. В США принята Новая энергетическая политика, в которой атомная энергетика признана одной из основных линий развития энергетики.

21 ноября 2005 г. в Елисейском дворце (Париж, Франция) было подписано соглашение о строительстве Интернационального термоядерного экспериментального реактора – ИТЭР (ITER). Задача ИТЭР – создание физико-технической базы термоядерной энергетики.

Глава 2 ВОЗОБНОВЛЯЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ

Возобновляемыми источниками энергии являются энергия рек, ветра, морских приливов и отливов, солнечного излучения, тепла недр Земли, биоэнергетика и др.

Самыми первыми возобновляемыми источниками, использованными человеком, были энергия рек и ветра, которые передвигали суда по водным просторам, вертели мельничные жернова. Поэтому начнем с них.

2.1. Гидроэнергетика

Гидроэнергетика в качестве источника энергии использует энергию водного потока. Гидроэлектростанции обычно строятся на реках, для чего сооружают плотины и водохранилища. Типичная схема гидроэлектростанции (ГЭС) приведена на рис. 2.1. Вода из водохранилища, протекая через водовод в реку, вращает ротор генератора 1, ток из которого подается потребителю через линии электропередачи 2.

Для устойчивой работы ГЭС необходимо гарантированное поступление воды круглый год и достаточный перепад воды между рекой и поверхностью водохранилища. Для выполнения этих условий на равнинных реках приходится строить водохранилища, занимающие большие площади.

Достоинства ГЭС по сравнению с другими электростанциями:

- 1) существенно ниже себестоимость электроэнергии;
- 2) значительно меньшее воздействие на окружающую среду.

Недостатки:

- 1) строительство ГЭС значительно дороже, чем строительство, например, тепловых электростанций;
- 2) часто значительное удаление от потребителей;
- 3) при строительстве водохранилищ приходится затоплять, как правило, много сельскохозяйственных земель.

На рис. 2.2 представлена фотография плотины самой крупной в России Братской ГЭС.

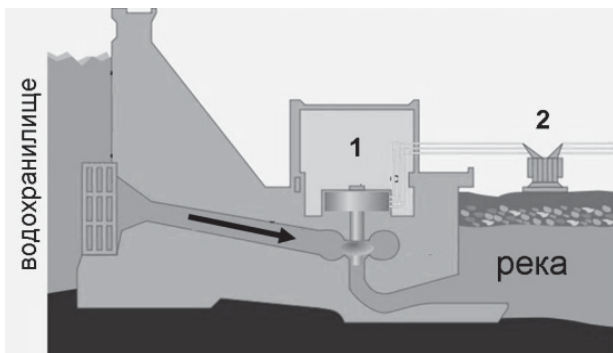


Рис. 2.1. Схема ГЭС



Рис. 2.2. Плотина Братской ГЭС

2.2. Ветроэнергетика

Ветроэнергетика – отрасль энергетики, специализирующаяся в преобразовании энергии воздушных масс в атмосфере в электрическую, механическую, тепловую или в любую другую форму энергии, удобную для использования в хозяйстве. Ветряные мельницы (рис. 2.3) использовались для размола зерна в Персии ещё в 200 г. до нашей эры. Ветряные мельницы, производящие электричество, были изобретены в XIX веке в Дании, где в 1890-м году построена первая ветроэлектростанция. Сейчас в этой стране таким образом получают более 40 % (2014 г.) потребляемой электроэнергии, а в Испании и Португалии – более 20 %.



Рис. 2.3. Ветряные мельницы (Ла-Манча, Испания)

На рис. 2.4 приведена фотография ветровых электростанций, установленных в Балтийском море.



Рис. 2.4. Ветровые электростанции у берегов Дании

Высота мачты, на которой расположены лопасти мощных генераторов диаметром до 100 м, также достигает 100 м. О высоте этих сооружений можно судить, если обратить внимание на парусную яхту в левой части. Ветряные генераторы в процессе эксплуатации не потребляют ископаемого топлива. Работа ветрогенератора мощностью 1 МВт за 20 лет позволяет сэкономить примерно **29 тыс. тонн** угля или **92 тыс. баррелей нефти** (1 нефтяной баррель – 158,988 л). Еще одно преимущество ветроэлектростанции (ВЭС) – отсутствие выброса вредных примесей в атмосферу.

Так как выработка электроэнергии зависит от силы ветра – (фактора, отличающегося большим непостоянством), то и выдачу электроэнергии с ВЭС в энергосистему отличает большая неравномерность как в суточном, так и в недельном, месячном, годовом и

многолетнем разрезе. Поэтому введение значительной доли ветроэнергетики в энергосистему способствует её дестабилизации.

ВЭС используют часть кинетической энергии потока воздуха, и это может сказаться на изменении локального, а может быть, и глобального, климата. Из-за взаимодействия потока воздуха с вращающимися лопастями возникает шум, величина которого близка к величине шума реактивного самолета на расстоянии 250 м.

При работе ВЭС возникают низкочастотные колебания, которые, передаваясь через почву, вызывают дребезг стёкол в домах, расположенных на расстояниях до 60 м от ВЭС мощностью в 1 МВт. Вращающиеся лопасти представляют определённую опасность для птиц и создают радиопомехи.

Со временем эти недостатки преодолеваются, но стоимость энергии, включая строительство и обслуживание ветроэлектростанций очень высока.

2.3. Приливные электростанции

Под влиянием притяжения Луны и Солнца происходят периодические поднятия и опускания поверхности морей и океанов – *приливы* и *отливы*. Лунные приливы в 2,17 раза превышают по силе солнечные.

Приливная электростанция (ПЭС) использует энергию морских приливов для выработки электроэнергии. Принципиальная схема ПЭС похожа на схему ГЭС (см. рис. 2.1) с той только разницей, что во время прилива вода из моря через водовод поступает в водохранилище, а при отливе – из водохранилища в море. Естественно, что ПЭС экономически выгодно строить там, где высота приливов максимальна. Таких мест на Земле не так уж и много. Наибольшей величины приливы достигают в заливе Фанди (Атлантическое побережье Канады). У порта Монктон в этом заливе уровень воды во время прилива поднимается на 19,6 м. В Англии, в устье реки Северн, впадающей в Бристольский залив, наибольшая высота прилива составляет 16,3 м. На Атлантическом побережье Франции, у Гранвиля, прилив достигает высоты 14,7 м, а в районе Сен-Мало – 14 м.

Крупнейшая в мире ПЭС была построена в 1966 г. на реке *Ранс* (рис. 2.5). Её мощность составляет 240 МВт. В 1968 г. на побережье Баренцева моря, в губе Кислой (Шалимской), недалеко от Мурманска, дала ток первая в СССР опытно-промышленная ПЭС.



Рис. 2.5. ПЭС на реке Ранс (Франция)

В здании Кольской ПЭС предусмотрено размещение двух гидроагрегатов мощностью 400 кВт каждый.

Использование приливной энергии ограничено главным образом высокой стоимостью сооружения ПЭС (стоимость сооружения ПЭС Ранс почти в 2,5 раза больше, чем обычной речной ГЭС такой же мощности).

Преимуществами ПЭС являются экологичность и низкая себестоимость производства энергии, недостатками – изменяющаяся в течение суток мощность, из-за чего ПЭС может работать только в составе энергосистемы.

Небольшое отступление

Гравитационное воздействие Луны и Солнца на Землю приводит к тому, что вращение Земли замедляется и сутки увеличиваются примерно на 0,001 с за 100 лет. Когда период вращения Земли достигнет 55 сут, то он сравняется с периодом обращения Луны вокруг Земли и прекратятся приливы и отливы. Нетрудно подсчитать, что это произойдет через $\sim 8 \times 10^9$ лет. За время, меньшее примерно в два раза, на Солнце закончится термоядерное горючее, и оно, скорее всего, сначала превратится в красного гиганта, а затем в белого карлика. Так что мы вряд ли доживем до того времени, когда прекратят работать ПЭС.

2.4. Гелиоэнергетика

Гелиоэнергетика, или **солнечная энергетика**, основана на непосредственном использовании солнечного излучения для получения энергии в каком-либо виде. От Солнца на Землю в районе

экватора на уровне моря попадает (в максимуме) 1020 Вт/м^2 . Среднесуточная величина – в три раза меньше. Это – довольно большая величина. Увеличение в настоящее время КПД солнечных батарей до 20 % позволяет серьёзно ставить вопрос об использовании солнечной энергии для производства электроэнергии. Предполагается, что к 2050 г. при помощи солнечной энергии будет производиться 20–25 % необходимой электроэнергии.

В настоящее время применяют два основных метода для получения *гелиоэнергии* – преобразование излучения в электричество (при помощи солнечных батарей) и тепло (при помощи нагрева поверхности, поглощающей солнечные лучи).

Достоинства гелиоэнергетики:

- 1) общедоступность и неисчерпаемость источника;
- 2) полная безопасность для окружающей среды, хотя существует вероятность того, что повсеместное внедрение солнечной энергетики может изменить характеристики отражательной и рассеивающей способностей земной поверхности и привести к изменению климата (однако при современном уровне потребления энергии это крайне маловероятно).

Недостатки:

- 1) зависимость от погоды и времени суток и, как следствие, необходимость накопления энергии;
- 2) высокая стоимость конструкции;
- 3) необходимость периодической очистки отражающей поверхности от пыли;
- 4) нагрев атмосферы над электростанцией;
- 5) нагрев поверхности фотоэлемента, приводящий к снижению его эффективности (в 2 раза при повышении температуры на 10 градусов);
- 6) экологически чистое производство самой электроэнергии. Но если учесть технологический цикл изготовления, например солнечных батарей, то это утверждение оказывается не очень справедливым (так, промышленный кремний получают путем восстановления из кремнезема или кварца с помощью кокса в электродуговых печах);
- 7) для строительства гелиостанций требуется использование больших площадей (например, для электростанции мощностью 1 ГВт это может быть несколько десятков квадратных километров).

2.5. Геотермальная энергетика

Геотермальная энергетика используется для получения энергии тепла Земли. В некоторых районах Земли, особенно там, где проявляется вулканическая деятельность, подземные воды часто нагреваются до высоких температур. Доступ к этим водам возможен при помощи глубинного бурения скважин. Через эти скважины воду или смесь воды и пара в зависимости от их температуры можно направлять для горячего водоснабжения и теплоснабжения, для выработки электроэнергии либо одновременно для всех этих целей. Хозяйственное применение геотермальных источников особенно распространено в Исландии. На рис. 2.6 показана одна из исландских геотермальных станций.



Рис. 2.6. Несьявеллир ГеоТЭС, Исландия

Все российские ГеоТЭС в настоящее время расположены на Камчатке и Курилах.

Основная проблема при использовании подземных термальных вод заключается в том, что они содержат большое количество солей различных токсичных металлов (например, бора, свинца, цинка, кадмия, мышьяка) и химических соединений (аммиака, фенолов), что исключает сброс этих вод в природные водные системы, расположенные на поверхности. Для того чтобы не нанести урон окружающей среде, эти воды обычно закачивают обратно в подземные водоносные слои.

2.6. Биоэнергетика

Биоэнергетика подразумевает использование материалов биологического происхождения для получения энергии. Кроме сжигания дров, наиболее древним применением биоэнергетики можно считать использования в степных и пустынных районах вместо дров **кизяков** – высушенных лепешек из смеси навоза домашних животных с соломой. Во время Великой Отечественной войны широкое распространение нашел метод получения топлива для автомобильных двигателей при помощи специальных **газогенераторных** установок, которые монтировались на автомобильном шасси (рис. 2.7). В качестве топлива для газогенератора использовались, в основном, древесные чурки.

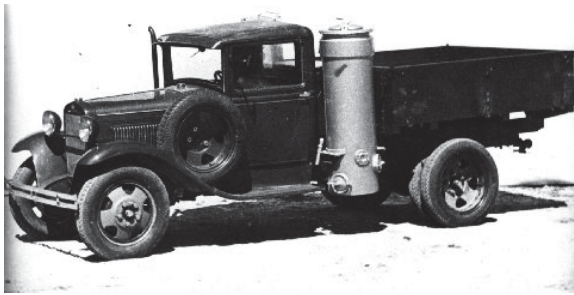


Рис. 2.7. Газогенераторный автомобиль ГАЗ-42

Несмотря на то, что при работе на генераторном газе двигатель развивает меньшую мощность, чем при работе на бензине, в условиях нехватки последнего газогенераторные автомобили сыграли свою существенную роль.

В настоящее время из биологического сырья для двигателей внутреннего сгорания производится жидкое (этанол, метанол, биодизель), твёрдое (дрова, брикеты, топливные гранулы и т.д.) и газообразное (биогаз, водород) биотопливо. Для этих целей выращиваются леса, состоящие из быстрорастущих пород (тополь, эвкалипт и др.) и различные сельскохозяйственные культуры, например, сахарный тростник (рис. 2.8).

Рассматривается возможность использования морских водорослей и фитопланктона. Для производства биотоплива широко применяются и отходы животноводства. К сожалению, растущий спрос на биотопливо вынуждает сельхозпроизводителей сокращать по-

севные площади под продовольственными культурами и перераспределять их в пользу топливных, что может создать проблемы для обеспечения населения продуктами питания.



Рис. 2.8. Сахарный тростник – сырьё для производства этанола

Использование водорослей может создать большие экологические проблемы. Действительно, извлечение необходимого количества водорослей из морей и океанов почти наверняка нарушит экологическое равновесие в водной среде. Искусственное разведение водорослей может привести к «эффекту кроликов». Имеется в виду то, что в Австралию в своё время завезли кроликов, и они так расплодились, что сейчас представляют большую проблемы для сельского хозяйства. Разрастание водорослей около побережья Франции, вызванное попаданием в море сельскохозяйственных удобрений, начинает представлять угрозу для населения, так как при гниении выброшенных на берег водорослей выделяются ядовитые газы. Правда, на последней выставке ЭКСПО-2017 в Астане Германией был продемонстрирован дом, за стеклянными стенами которого именно водоросли использовались как «накопители» солнечного излучения.

2.7. Аннигиляционная энергетика

В настоящее время может гипотетически рассматриваться, по крайней мере теоретически, ещё один возможный источник энергии, использующий *аннигиляцию вещества и антивещества* – вещества, состоящего из античастиц. Напомним, что античастица – это частица-двойник некоторой элементарной частицы, имеющую ту же массу, но отличающейся некоторыми другими параметрами,

например знаком электрического заряда. Так, античастицей отрицательно заряженного электрона является положительно заряженный позитрон, а положительно заряженного протона – отрицательно заряженный антипротон. Если обычное вещество состоит из частиц, то антивещество – из античастиц. Например, атом водорода состоит из протона и электрона, а атом *антиводорода* – из антипротона и позитрона. При столкновении частицы и античастицы *аннигилируют*, превращаясь в другие частицы с выделением большого количества энергии. Например, $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma + (\sim 1 \text{ МэВ})$.

Следует отметить, что эта реакция идет в определённом интервале энергий. При низких энергиях электрон и позитрон соединяются, образуя атом – *позитроний*, а при высоких энергиях – образуются другие частицы.

При аннигиляции 1 г вещества и 1 г антивещества выделится энергия, эквивалентная взрыву атомной бомбы мощностью в 45 килотонн в тротиловом эквиваленте.

К сожалению, в настоящее время в нашей Вселенной антивещество не обнаружено. Это является большой загадкой для астрофизиков, так как по существующим теориям во время Большого взрыва должно образоваться одинаковое количество вещества и антивещества.

Но антивещество изготавливают в лабораториях. Так, в 2011 г. физиками, работающими по программе ALPHA в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN (Швейцария)), были получены и сохранялись в течение почти 16 мин 309 атомов *антиводорода*. Конечно, этого количества недостаточно для серьёзного рассмотрения перспектив аннигиляционной энергетики, но вспомним, что мощность первого ядерного реактора составляла всего несколько ватт, а мощность современных реакторов составляют гигаватты, то есть за 70 лет их мощность возросла на **9(!)** порядков величины. Как будет показано в главе 4, в физике термоядерной плазмы вводится величина Q , определяющая, насколько близко мы подошли к цели – созданию термоядерного реактора. Приблизительно за сорок лет значение Q возросло на **12 (!)** порядков величины.

Принимая во внимание эти цифры, можно предположить, что за следующие 70–100 лет человечество, возможно, научится получать и сохранять антивещество и тем самым окончательно решит свои энергетические проблемы.

Глава 3 ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

3.1. Атомная (ядерная) энергетика

Атомное ядро является центральной частью атома и состоит из *нуклонов – протонов и нейтронов*.

Линейные размеры различных ядер составляют от 3×10^{-13} до 10^{-12} см. Число протонов Z в атомном ядре определяет номер элемента и его место в таблице *Д.И. Менделеева*. Плотность вещества атомного ядра составляет примерно 10^{14} г/см³.

Протоны и нейтроны в ядре связаны между собой *ядерными* силами. Кроме ядерных сил притяжения, между протонами действуют кулоновские силы отталкивания. Прочность ядра зависит от *энергии связи нуклонов*.

Энергия связи определяется разностью между суммарной массой составляющих ядро протонов и нейтронов и массой ядра:

$$\Delta E = [Zm_p + Nm_n - M(Z + N)]c^2, \quad (3.1)$$

где N – количество нейтронов в ядре; m_p и m_n – массы протона и нейтрона соответственно; c – скорость света.

На рис. 3.1 представлена зависимость энергии связи нуклонов в ядре от атомного номера элемента.

Из рисунка видно, что самое большое значение энергии связи, равное примерно 8,6 МэВ/нуклон, имеют ядра химических элементов, занимающих середину таблицы Менделеева. Можно подсчитать, что если бы удалось разделить ядро урана, например на две части, то суммарная масса осколков была бы меньше массы исходного ядра, и такое деление сопровождалось бы выделением энергии

$$E = [m_u - (m_1 + m_2)]c^2, \quad (3.2)$$

здесь m_u – масса исходного ядра; m_1 и m_2 – массы осколков.

Возникает вопрос: а как разделить исходное ядро?

В 1939 г. *Ган* и *Штрассман* обнаружили, что тяжёлые ядра можно разделить, облучая их нейтронами разных энергий.

В 1940 г. *Петржак* и *Флеров* показали, что в некоторых случаях ядра урана делятся самопроизвольно, то есть без облучения их нейтронами.

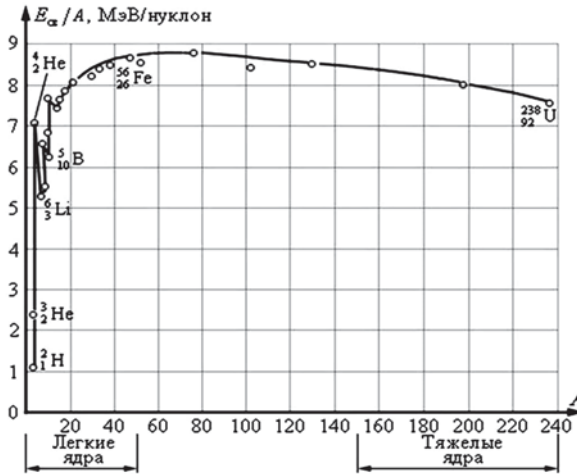
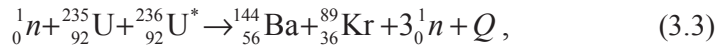


Рис. 3.1. Зависимость энергии связи нуклонов в ядре от атомного номера элемента

Типичными реакциями деления ядер урана-235 под действием нейтронов являются



где Q – энергия, выделяемая при реакции.

Нетрудно подсчитать, что при каждом распаде ядра урана-235 выделяется около 200 МэВ энергии.

Основная часть энергии Q передается осколкам. На рис. 3.2 представлена зависимость количество осколков, на которые делится ядро урана-235, от их массы.

Обращает на себя внимание тот факт, что при развале ядра выделяется несколько нейтронов, которые могут попасть в соседнее ядро, вызвать его деление и так далее. Этот процесс носит название **цепной реакции**.

Следует добавить, что при распаде ядра выделяются также γ -кванты и нейтрино.

Природный уран состоит практически из двух изотопов – **урана-235** (0,7 %) и **урана -238** (99,3 %).

Уран-235 делится нейтронами любых энергий, но сечение деления тепловыми нейтронами (с энергией менее 5 эВ) примерно в 350 раз больше, чем сечение деления быстрыми нейтронами (с энергией более 1 МэВ).

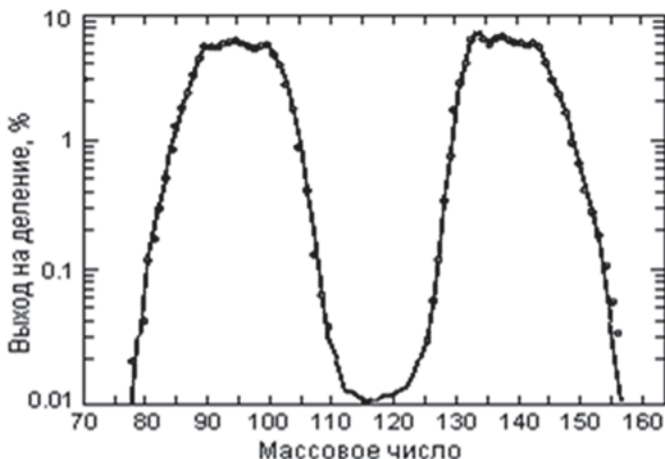


Рис. 3.2. Зависимость количество осколков, на которые делится ядро урана-235, от их массы

Уран-238 делится только быстрыми нейтронами с энергией более 1 МэВ, причем сечение деления при этих энергиях примерно в два раза меньше, чем сечение деления урана-235.

Из приведенных данных ясно, что наиболее эффективно использовать для практических целей уран-235 и медленные нейтроны. К сожалению, урана-235 в природной руде мало, и так как значительная часть нейтронов поглощается ядрами урана-238, *цепная реакция в природном уране маловероятна*. Следовательно, нужно тем или иным способом увеличить содержание урана-235, то есть произвести *обогащение* топлива. В действующих реакторах доля урана-235 в топливе несколько превышает 5 %.

Одна из задач освоения атомной энергии в значительной мере заключается в том, чтобы замедлить нейтроны до тепловой (~ 0,03 эВ) энергии. Замедлить нейтроны можно, сталкивая их с ядрами атомов, которыми они не поглощаются. В настоящее время в качестве замедлителей применяются обычная дистиллированная вода, тяжелая вода D₂O, гелий, графит, бериллий и некоторые другие вещества.

Эффективность замедления нейтронов тяжелой водой примерно в 170 раз больше, чем водой обыкновенной, в 75 раз – бериллием и в 70 раз – углеродом.

Небольшое отступление

Известно, что перед Великой Отечественной войной в фашистской Германии начались работы по созданию атомной бомбы. Для этих работ требовалось большое количество тяжёлой воды. А в ту пору единственный в мире завод по промышленному производству тяжёлой воды работал в поселке Веморк близ города Рjukan (в срединной части Южной Норвегии, примерно в 180 км к западу от Осло). В апреле 1940 г. фашисты захватывают Норвегию, и под контроль германских оккупационных властей попадает и этот завод. Для исключения возможности получения фашистской Германией запасов тяжёлой воды английская разведка предприняла ряд действий, среди которых была заброска в Норвегию нескольких групп диверсантов. В результате совместных действий диверсантов и английской авиации завод по производству тяжёлой воды и её запасы были уничтожены. Восстановить производство фашистам так и не удалось.

3.2. Цепная реакция

Как уже было сказано, при делении тяжёлых ядер обычно возникает в среднем 2,5 нейтрона на одно деление.

Однако не все эти нейтроны могут вызвать деление другого ядра. Дело в том, что часть нейтронов поглощается ядрами урана-238, ядрами конструкционных материалов, уходит из области, в которой расположено топливо.

Обязательным условием возникновения цепной реакции является то, что в результате взаимодействия нейтрона с ядром оставался, по крайней мере, один нейтрон. Это условие определяет величину **коэффициента размножения $k = 1$** .

Таким образом, коэффициент размножения – это отношение количества нейтронов на определённой стадии цепной реакции деления к числу нейтронов на предыдущей стадии:

$k \geq 1$ – цепная реакция **возможна**;

$k < 1$ – цепная реакция **невозможна**;

$k = 1$ – система работает в **критическом состоянии**;

$k < 1$ – система находится в **подкритическом состоянии**;

$k > 1$ – система находится в **надкритическом состоянии**.

В надкритическом состоянии интенсивность цепной реакции лавинообразно нарастает, и если в силу каких-либо из причин коэффициент размножения становится меньше единицы, то реакция

затухает, а если нет – происходит *атомный взрыв*. Для предотвращения таких неприятностей в реакторе всегда поддерживается $k \leq 1,0065$.

Для достижения критического состояния в объёме, занятом делящимся материалом, нужно иметь определённое количество нейтронов.

Если делящегося материала мало, то большое количество нейтронов уходит через поверхность и не участвует в реакциях. Несколько поправить дело можно, если окружить делящийся материал отражателем нейтронов, но и в этом случае для создания цепной реакции нужна некоторая *критическая масса* материала.

Например, при применении графитового отражателя, критическая масса урана-235 составляет около *1 кг*.

Цепные реакции происходят не только в ядерных процессах.

Впервые цепную реакцию наблюдали в 1924 г. во время протекания химических реакций *Ю.Б. Харитон* и *З.Ф. Вальта*. Опубликованные ими результаты не были приняты научной общественностью, и авторы были обвинены в неправильной постановке экспериментов и полном непонимании проблемы. Однако нашёлся человек, который повторил эти эксперименты, использовал полученные результаты для создания теории *ценных реакций* и в 1954 г. получил за эту теорию Нобелевскую премию. Этот человек – *Николай Николаевич Семёнов*.

3.3. Типы реакторов

3.3.1. Урановые реакторы

По энергии используемых нейтронов реакторы работают на *тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах*.

По состоянию, в котором находится делящийся материал, реакторы делятся на *гомо-* и *гетерогенные*.

В *гомогенном* реакторе делящийся материал, равномерно распределен в замедлителе, например в виде соли высокообогащенного урана.

В *гетерогенном* реакторе делящийся материал в твёрдом виде размещается в каналах внутри замедлителя в виде *Твэлов (тепло-выделяющих элементов)*.

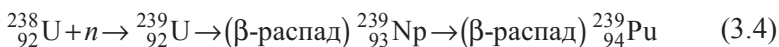
Выделяющееся в результате ядерных реакций тепло необходимо использовать для производства (например, электроэнергии) то есть это тепло нужно отводить из зоны, в которой идет цепная реакция.

В реакторах на тепловых нейтронах для отвода тепла обычно используется вода, под большим давлением циркулирующая в специальных каналах. В реакторе эта вода нагревается до температуры в несколько сот градусов. Поскольку примеси, содержащиеся в такой воде, активируются, то она циркулирует в первом, замкнутом контуре. Горячая вода испаряет воду во втором контуре, и полученный пар направляется в турбины, производящие электричество. Кроме того, вода из второго контура может использоваться для теплоснабжения городов.

Охлаждения реакторов на быстрых нейтронах обычно осуществляется жидким металлом, например натрием.

В зависимости от того, что является замедлителем, а что – охладителем, реакторы бывают, например, водно-водяные и водно-графитные.

Во время работы реактора на тепловых нейтронах в результате реакции



образуется некоторое количество плутония.

Плутоний делится тепловыми нейтронами, и энергия, выделяющаяся при сгорании 1 г плутония эквивалентна энергии, выделяющейся при сгорании 4 т угля.

В реакторе на тепловых нейтронах на 1 кг сгоревшего урана-235 образуется меньше 1 кг плутония, и поэтому такой реактор не может быть использован для производства *топлива*.

Другое дело – реактор на быстрых нейтронах. В таком реакторе на 1 кг сгоревшего плутония образуется 1,1 кг нового. Поэтому реакторы на быстрых нейтронах производят ядерное горючее и такие реакторы часто называют «бридерами» – «размножителями».

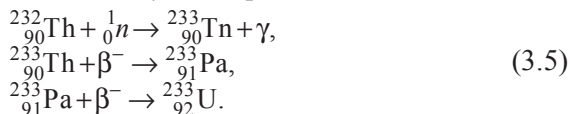
Из-за того что при сгорании плутония выделяется очень большое количество энергии, ядерное горючее, сильно обогащённое плутонием (до 95 %), используется в *атомных бомбах*.

Интересно отметить, что в 1972 г., при исследовании изотопного состава урановой руды с рудника *Окло* (Габон, Африка) было установлено, что 1900 миллионов лет назад в этом месте в течение сотен тысяч лет работал *естественный* ядерный реактор.

В настоящее время в ядерной энергетике используются в основном реакторы на тепловых нейтронах. Расчёты показывают, что в недалеком будущем для выработки необходимого количества энергии при помощи этих реакторов потребуется такое количество относительно дешевого природного урана, которое в десятки раз превышает то, что разведано в настоящее время. Таким образом, развитие ядерной энергетике на основе ^{235}U сталкивается с проблемой ресурсов ядерного топлива. Один из путей решения этой проблемы – переход к реакторам на быстрых нейтронах и использование других видов ядерного горючего, например тория.

3.3.2. Ториевый реактор

Первоначально урановые реакторы создавались для переработки материалов, необходимых для изготовления атомных бомб, – ^{235}U и ^{239}Pu . По инерции реакторы такого типа стали применяться и в мирных целях, хотя уже в то время был известен элемент, применение которого в качестве топлива для реактора имеет ряд преимуществ перед ураном. Это – $^{232}_{90}\text{Th}$. Торий – радиоактивный элемент, период полураспада которого 14,05 миллиарда лет, то есть превышает возраст Вселенной. В результате ряда последовательных распадов торий превращается в стабильный изотоп свинца – $^{208}_{82}\text{Pb}$. Под действием медленных нейтронов торий не делится и поэтому не является ядерным горючим. Но его можно использовать для эффективного создания такого горючего. Под действием быстрых нейтронов проходят следующие реакции:



Таким образом, под действием быстрых нейтронов из тория производится эффективное ядерное топливо $^{233}_{92}\text{U}$, которое делится нейтронами любых энергий.

Запасов тория на планете в три–пять раз больше, чем запасов урана. Расчёты показывают, что при производстве энергии одна тонна добываемого тория эквивалентна 200 тоннам урановой руды или 3,5 миллиона тонн угля.

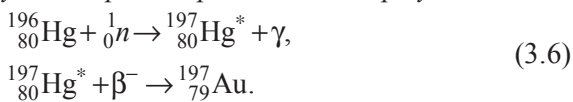
Для того чтобы заработал ториевый реактор, нужно обеспечить облучение горючего нейтронами или быстрыми частицами. Например, автор одного из первых проектов ториевого реактора, лауреат Нобелевской премии итальянский физик Карло Руббиа для поддержания работы реактора предложил использовать ускоритель протонов с энергией пучка порядка 1 ГэВ. Естественно, если включить ускоритель, реактор перестанет работать.

Ториевые реакторы будут иметь маленькую активную зону, врожденную неспособность к цепной реакции, и высокоэффективную систему пассивной безопасности, что позволит избежать аварий типа Чернобыльской. Кроме того, в отличие от урановых реакторов, такой реактор не будет производить долгоживущие высокоактивные отходы. Максимальный период полураспада радиоактивных элементов в такой установке не превышает 300 лет, в урановом реакторе – несколько миллионов лет. Очевидно, что при хранении радиоактивных отходов ториевого реактора возникнет намного меньше проблем, чем при хранении отходов уранового реактора.

В настоящее время разработку ториевых реакторов ведут несколько стран, среди которых – Китай, Индия, Австралия, США, Норвегия.

Небольшое отступление

Работа ядерных реакторов основана на использовании превращений (трансмутаций) одних элементов в другие. Термин «трансмутация» достался нам в наследство от средневековых алхимиков, стремившихся превратить свинец в золото. Возникает вопрос – при современном состоянии науки и технологии можно ли превратить какой-нибудь элемент в золото? Оказывается – можно. Для этого проще всего облучить в реакторе 196 изотоп ртути



При облучении медленными нейтронами указанного изотопа образуется радиоактивный изотоп ${}_{80}^{197}\text{Hg}^$, который после бета-распада превращается в стабильный изотоп золота.*

35 микрограмм такого искусственно полученного золота хранится в Чикагском музее науки и промышленности. О его цене говорить не приходится!

3.4. Проблемы атомной энергетики

На АЭС есть два источника радиоактивных веществ (отходов): вещества, образующиеся в результате деления топлива, и вещества, образующиеся при активации нейтронами конструкционных материалов.

В зависимости от удельной активности радиоактивные отходы (РАО) разделяются на три категории – *низкой*, *средней* и *высокой* удельной активности.

РАО *первой* категории опасны только при попадании внутрь организма человека.

РАО *второй* категории опасны и как источник внешнего облучения, и поэтому требуется защита от их излучения.

РАО *третьей* категории имеют настолько высокую удельную активность, что, кроме мощной радиационной защиты, при хранении требуют охлаждения в течение длительного времени. Так как РАО третьей категории, как правило, имеют периоды полураспада, составляющие сотни тысяч и миллионы лет, то их хранение связано с особыми техническими сложностями. В настоящее время радиоактивные отходы чаще всего *остекловывают* и помещают в специальные глубокие подземные хранилища, размещаемые в залежах каменной соли или глинистых (осадочных) и скальных породах.

3.5. Безопасность атомной энергетики

Самую серьёзную опасность для населения и окружающей среды представляют такие крупные катастрофы, как авария на американской АЭС «Три-Майл-Айленд» (28 марта 1979 г.), Чернобыльской станции (26 апреля 1986 г., СССР) и на Фукусима-1 (11 марта 2011 г., Япония). Они сопровождалась выбросом в атмосферу большого количества радиоактивных веществ, загрязнения почвы и радиационным поражением населения.

В настоящее время существуют две различные точки зрения на количество пострадавших в результате всех ядерных катастроф, которых было немало за время развития ядерной энергетики. Одной из них придерживаются в Институте безопасности и развития атомной энергетики Российской академии наук (ИБРАЭ РАН). Они утверждают, что на самом деле в результате этих аварий погибло

очень незначительное количество людей. По существующим оценкам, жертвами Чернобыльской аварии на сегодняшний день являются 90 человек, из них 28 умерло от лучевой болезни сразу после аварии (и ещё трое от причин, не связанных с радиацией) и 59 – через некоторое время. От инициированных радиацией раковых заболеваний в будущем скончаются около 4000 человек. Однако точное количество жертв мы не узнаем никогда, так как очень трудно выявить превышение заболеваемости раком, обусловленное облучением, над фоновым уровнем онкологических заболеваний. Эти цифры были представлены 5 сентября 2005 года в Вене в докладе ООН, посвященном Чернобыльской трагедии. В подробном докладе «25 лет Чернобыльской аварии (1986–2011)», опубликованном этим же институтом в 2011 г., эти данные подтверждаются.

Вторую точку зрения проповедует член-корреспондент РАН А.В. Яблоков, который в статье «Здоровье человека и природы как жертвы атомного века» и в ряде последующих работ пишет: «Таким образом, общее число жертв атомного века от раков, генетических поражений и врожденных уродств – 2 млрд 337 млн человек.

К этим цифрам надо добавить: около 500 млн выкидышей (спонтанных абортов) и мертворожденных; 8–14 млн смертей новорожденных; 5 млн с замедленным умственным развитием». (Бюллетень программы «Ядерная и радиационная безопасность». № 5–6, 2000 г.)

Таким образом, возникает библейский вопрос: «Что есть истина?»



Рис. 3.3. Что есть истина?

Небольшое отступление

Этот вопрос возник при допросе римским прокуратором Понтием Пилатом Христа, которого привели к нему перед казнь. На рис. 3.3 приведена репродукция картины, написанной знаменитым русским художником Н.Н. Ге на эту тему в 1890 г.

Необходимо отметить, что техногенные катастрофы – это неизбежная плата за прогресс человечества. В истории были техногенные катастрофы, по своим последствиям не уступающие ядерным. Одной из них стала авария на химическом заводе Union Carbide в индийском городе **Бхопал** (штат Мадхья-Прадеш) произошедшая ранним утром 3 декабря 1984 г., повлекшей смерть, по крайней мере, 18 тысяч человек, из них 3 тысячи погибли непосредственно в день трагедии, а 15 тысяч – в последующие годы. По различным данным, общее количество пострадавших оценивается в 150–600 тысяч человек. Эти цифры дают основание считать бхопальскую трагедию крупнейшей в мире, по числу жертв, техногенной катастрофой.

Генетические последствия этой катастрофы никто не изучал.

Глава 4

ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ СИНТЕЗА ЯДЕР

4.1. Термоядерная энергетика

«Она (эта задача) обязательно будет решена, когда термоядерная энергия будет совершенно необходима человечеству».

Академик Л.А. Арцимович

В отличие от деления ядер тяжёлых элементов, деление ядер лёгких элементов сопровождается поглощением, а не высвобождением энергии. Для лёгких ядер выделение энергии происходит только при их слиянии. В результате слияния двух лёгких ядер высвобождается энергия, примерно в восемь раз превышающая энергию, образующуюся при делении тяжёлых элементов.

Реакции, в которых из двух ядер синтезируется одно и при этом выделяется некоторая энергия, называют *термоядерными*.

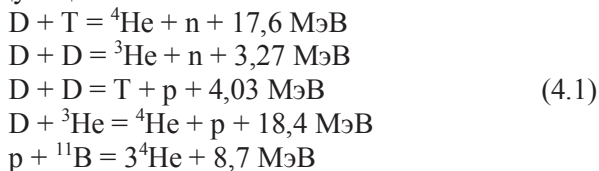
Взрыв термоядерной бомбы – пример *неконтролируемой* термоядерной реакции.

Создание термоядерной (водородной) бомбы – это пример *военного* применения термоядерной реакции. Для *мирного* применения, например для получения энергии, необходимо научиться использовать *контролируемые* (или управляемые) термоядерные реакции.

Следует отметить, что многие вещи, первоначально разработанные для военных целей, нашли свое мирное применение.

Изображенные на рис. 4.1 гильзы от артиллерийских снарядов являются «отходами» Российского военно-морского флота. Металл этих гильз был использован для изготовления некоторых деталей детектора *CMS* (компактный мюонный соленоид) для ускорителя на встречных пучках – Большого андронного коллайдера (ЦЕРН, Женева, Швейцария), официальный запуск которого состоялся 10 сентября 2008 г. О размерах измерительных устройств на БАК можно судить по тому, что «компактный» *CMS* имеет высоту 15 м, длину – 21 м и он весит 12 500 т!

Хотя ядерных реакций синтеза, идущих с выделением энергии, довольно много, для практического использования интерес представляют только следующие:



Между заряженными частицами в плазме действуют *отталкивающие кулоновские* силы. Эти силы работают до расстояний, примерно равных $4 \cdot 10^{-13}$ см. При меньших расстояниях начинают действовать *ядерные силы притяжения*. Для того чтобы произошла термоядерная реакция, ядра реагирующих элементов должны быть сближены на расстояние порядка $4 \cdot 10^{-13}$ см, то есть на расстояние, на котором уже начнется действие ядерных сил. Для преодоления кулоновского отталкивания энергия сталкивающихся ядер должна превышать, для изотопов водорода, величину приблизительно 400 кэВ. Следует заметить, что так как температура плазмы в центре Солнца составляет около $15 \cdot 10^6$ К $\sim 1,5$ кэВ, то доля частиц, имеющих температуру 0,4 МэВ, не превышает 10^{-116} – совершенно ничтожная величина, и, тем не менее, *термоядерные реакции на Солнце идут!*



Рис. 4.1. Перекуем мечи на орала!

Естественно, возникает вопрос – *как это может быть?*

Этот парадокс объясняется законами квантовой механики. В квантовой механике существует явление, называемое *туннельным*

эффектом, суть которого заключается в том, что микрочастица, энергия которой меньше величины энергетического барьера, всё же имеет некоторую вероятность этот барьер преодолеть (рис. 4.2). Как видно из рисунка, чем меньше энергия сталкивающихся частиц, тем шире барьер необходимо им преодолеть. Таким образом, можно ожидать, что вероятность протекания термоядерной реакции будет увеличиваться с ростом температуры плазмы.

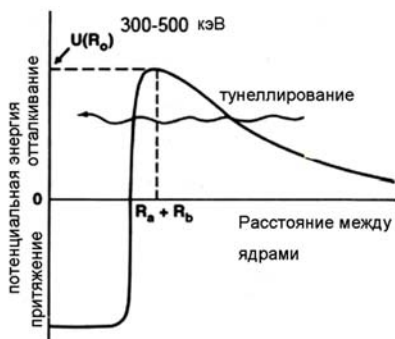


Рис. 4.2. Туннельный эффект

На рис. 4.3 изображены сечения наиболее перспективных термоядерных реакций.

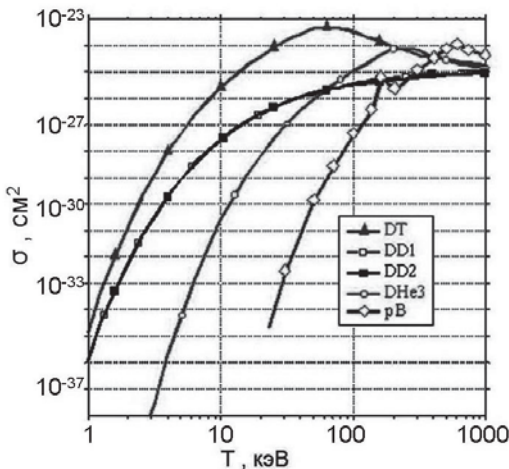


Рис. 4.3. Сечения некоторых термоядерных реакций

Из рисунка видно, что при температурах плазмы выше, примерно, 500 кэВ, сечения всех реакций становятся близкими друг к другу. К сожалению, в настоящее время нет технической возможности нагреть плазму до таких температур.

Число ядерных реакций, происходящих в единице объема за одну секунду, описывается формулой

$$g = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle, \quad (4.2)$$

где n_1 и n_2 – плотности реагирующих частиц, а $\langle \sigma v \rangle$ – усреднённая по функции распределения частиц скорость реакции. Для D-D реакции $n_1 n_2 = n_D^2 / 2$. В интересующих нас случаях распределение частиц по скоростям является максвелловским. Величина $\langle \sigma v \rangle$ для некоторых реакций изображена на рис. 4.4. Энергия, выделяющаяся в единице объёма в термоядерных реакциях, равна

$$W = g \omega, \quad (4.3)$$

где ω – энергия, выделяющаяся в одном акте реакции.

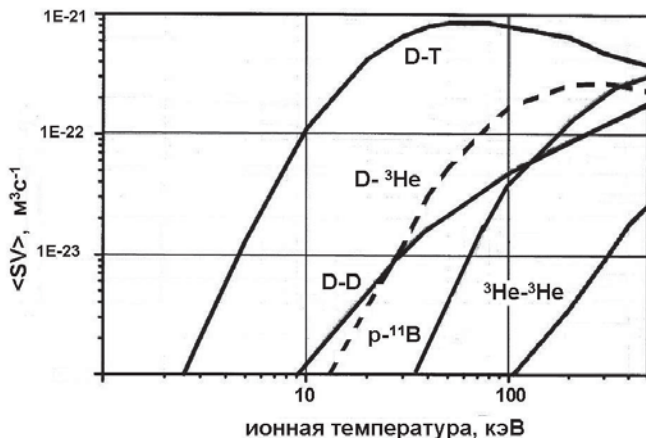


Рис. 4.4. Зависимость величины $\langle \sigma v \rangle$ для некоторых термоядерных реакций от температуры плазмы

Может возникнуть вопрос: а почему не рассматривается реакция превращения двух протонов в ядро дейтерия, которая идёт на Солнце? Дело заключается в следующем. Для протекания этой реакции протон должен превратиться в нейтрон. Масса протона ($1,672623 \cdot 10^{-24}$ г/см 3) меньше массы нейтрона ($1,674927 \cdot 10^{-24}$ г/см 3), и

поэтому для протекания этой реакции нужно использовать дополнительную энергию. Источником этой энергии являются ядерные силы. Скорость этой реакции очень мала. В центре Солнца, где плотность плазмы примерно равна 10^{26} см^{-3} при температуре около 1,5 кэВ, промежуток времени между $p-p$ реакциями составляет около миллиарда лет. В ИТЭР, плотность плазмы в котором около 10^{14} см^{-3} , вероятность $p-p$ реакции будет на **11 порядков меньше!** И поэтому на Земле такие реакции практически не происходят.

Рассмотрим подробнее некоторые из перечисленных реакций.

4.2. D-T реакция

При температурах плазмы 10–20 кэВ сечение этой реакции максимально и поэтому в настоящее время ориентируются именно на неё. Недостатком её является то, что в результате возникают нейтроны с энергией около 14 МэВ, которые активируют конструкционные материалы. Работа с большими потоками нейтронов требует применения специальных мер для биологической защиты персонала.

Трития в природе практически нет и поэтому его необходимо приготовить.

Тритий является радиоактивным элементом, распадающимся по схеме



Период полураспада трития – 12,3 года, максимальная энергия электронов – 18 кэВ.

Работа с тритием требует применения специальных мер предосторожности.

4.3. D-D реакция

По существу, в этом случае мы имеем две реакции: в одной образуются нейтроны с энергией 2,5 МэВ, а в другой – тритий. Вероятность этих реакций практически одинакова. При температурах 15–20 кэВ энергетический выход реакции D-D почти на 3 порядка величины меньше, чем выход в D-T реакции.

Преимуществом этой реакции по сравнению с D-T реакцией является то, что поток нейтронов меньше, энергия нейтронов – 2,5 МэВ, а дейтерия в природе очень много – на 6600 атомов обыкновенной воды приходится один атом дейтерия.

Недостатком является то, что для производства достаточно большого количества энергии нужно существенно увеличивать температуру плазмы.

4.4. D-³He реакция

Реакция хороша тем, что в реакторе, работающем на таком топливе, выделяется очень мало нейтронов (за счёт D-D и D-T реакций).

Недостатком является то, что для практического использования требуется нагреть плазму до 80–100 кэВ.

Другой недостаток – на *Земле* практически нет ³He. Зато ³He очень много на *Луне*. Поэтому сейчас рассматривается вопрос о разработке и доставке ³He с Луны.

4.5. p-¹¹B реакция

В этой реакции нейтронов не возникает. Протонов (водорода) на Земле много. Из всего количества бора, которого достаточно много на Земле, стабильного изотопа ¹¹B – 80,4 %. Таким образом, для использования этой реакции проблем с горючим не возникает. К сожалению, для осуществления этой реакции плазму нужно нагреть до температуры в несколько *сот килоэлектронвольт*.

В дальнейшем мы будем рассматривать только D-T реакции. Как уже было сказано, в воде на 6600 атомов водорода приходится 1 атом дейтерия. Можно подсчитать, что энергетический эквивалент 1 л воды соответствует энергетическому эквиваленту 300 л нефти (рис. 4.5).



Рис. 4.5. Энергетический эквивалент 1 л воды

Для того чтобы получить термоядерную энергию, нужно создать плазму, поместить её в некоторое устройство, в котором плазма могла бы удерживаться достаточно долгое время, и нагреть её.

Естественно, что такая плазма будет терять заключенную в ней энергию, например за счет излучения, частицы будут покидать плазму за счет перезарядки и других процессов. Поэтому есть оптимальные параметры, при которых термоядерная энергия превосходит энергию потерь.

В свое время *Лоусон* (J.D. Lawson, 1957) получил для D-T реактора условие, при котором вырабатываемой энергии хватит на поддержание реакции, называемое теперь *критерием Лоусона*:

$$n\tau_E > 10^{20} \text{ с/м}^3$$

здесь n – плотность плазмы, м^{-3} , τ_E – время удержания энергии в плазме, с. Сейчас для критерия долговременного поддержания в реакторе D-T реакции часто используют так называемое *тройное термоядерное произведение*:

$$n\tau_E T > 3 \times 10^{21} \text{ кэВ} \cdot \text{с/м}^3, \quad (4.5)$$

где T – температура плазмы, кэВ.

В термоядерных исследованиях вводится коэффициент усиления мощности $Q = Q_{\text{тя}}/Q_{\text{пот}}$, где $Q_{\text{тя}}$ – мощность, генерируемая термоядерными реакциями в плазме и $Q_{\text{пот}}$ – мощность плазменных потерь. Режим, при котором $Q = 1$, называется режимом *перевала (Breakeven)*, $Q > 5$ – режим *зажигания (Ignition)*. При дальнейшем увеличении Q образовавшиеся *альфа-частицы* начинают разогревать электроны и ионы основной плазмы и реакция может стать *самоподдерживающейся*, то есть в этом случае уже не потребуются вводить в плазму дополнительную энергию. При этом $Q \rightarrow \infty$ и режим называется *режимом горения (Burning plasma)*. До настоящего времени в мире эксперименты с D-T проводились только на двух установках – TFTR (США) и JET (Великобритания). На установке TFTR в 1994 г. была получена термоядерная мощность 12 МВт. На JET в 1997 г. – 16 МВт, причем величина равнялась $Q = 0,64$. При параметрах, достигнутых на установке JT-60U (Япония), если бы она могла работать на D-T смеси, была бы получена величина $Q = 1$.

Все имеющиеся в настоящее время системы можно разделить на два класса: *квазистационарные*, использующие для своего удержания магнитные поля, и импульсные, *инерциальные*.

Плотность плазмы в *квазистационарных* системах *невелика*, и критерий Лоусона выполняется за счёт длительного удержания энергии в установке.

В *инерциальных* системах критерий Лоусона выполняется за счёт сжатия термоядерного горючего до *высокой* плотности. Время жизни плазмы в таких системах мало и определяется временем свободного разлета плазмы.

Как известно, понятие *плазмы* было введено *Ирвином Ленгмюром* в 1928 г. Данное им определение гласит: «(плазма) – это область, занятая сбалансированным по заряду количеством ионов и электронов». Строго говоря, это определение следует дополнить понятием *радиуса Дебая* r_D – расстоянием, за которым электрическое поле $\phi(r)$ выделенного заряда (например, с зарядом Z_1) экранируется другими заряженными частицами:

$$\phi(r) = \frac{Z_1 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right).$$

И тогда для того, чтобы говорить о плазме, необходимо, чтобы область, занятая квазинейтральным газом заряженных частиц, была бы больше этого радиуса. Для оценок удобно применять простые и удобные для запоминания формулы:

$$r_D (\text{см}) \approx 7 \sqrt{\frac{T(\text{К})}{n(\text{см}^{-3})}} \quad \text{или} \quad r_D (\text{см}) \approx 500 \sqrt{\frac{T(\text{эВ})}{n(\text{см}^{-3})}}, \quad (4.6)$$

где T – температура плазмы, а n – ее концентрация.

Различают *низкотемпературную* плазму и *высокотемпературную* (горячую) плазму ($T > 100$ эВ). Кроме того, *низко-* и *высокоионизованную* плазму.

Для того чтобы газ был полностью ионизованной плазмой нужно, чтобы количество заряженных частиц намного превосходило количество частиц нейтральных, то есть должно выполняться условие $n_i \gg n_0$.

Если не применяются дополнительные меры для ионизации газа, то равновесное отношение количества заряженных частиц к ко-

личеству нейтральных определяется формулой *Саха*, которая (в применении к астрофизике) для водорода имеет вид:

$$\frac{n_i}{n_0} = AT^{3/2} \frac{1}{n_e} e^{-\frac{\chi_i}{T}}, \quad (4.7)$$

где $A = 9,5 \times 10^{31} \text{ кэВ}^{-3/2} \text{ м}^{-3}$, T – температура газа, кэВ; n_e – плотность электронов, м^{-3} ; $\chi_i = 13,6 \times 10^3 \text{ кэВ}$ – энергия ионизации атома водорода.

Например, для токамака, у которого $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $T = 8,6 \text{ кэВ}$ из формулы *Саха* следует, что

$$\frac{n_i}{n_0} \approx 2,4 \times 10^{13} \gg 1, \quad (4.8)$$

таким образом, в токамаке действительно содержится **высокоионизованная** плазма.

Небольшое отступление.

Правомерно поставить вопрос: а есть ли высокоионизованная плазма в центре Солнца?

Для центра Солнца ($n = 10^{32} \text{ м}^{-3}$, $T = 1500 \text{ эВ}$) из той же формулы получаем

$$\frac{n_i}{n_0} \sim 1. \quad (4.9)$$

Назвать такую плазму высокоионизованной вряд ли возможно.

Однако в действительности дело обстоит несколько иначе. Оценим расстояние между частицами в центре Солнца:

$$\langle r \rangle = n^{-1/3} \approx 2,1 \cdot 10^{-11} \text{ м}. \quad (4.10)$$

Размер атома водорода $r_H \approx 5,28 \times 10^{-11} \text{ м}$. Таким образом, в центре Солнца расстояние между частицами не даёт возможности разместиться атомам и поэтому электроны оказываются свободными, то есть никак не связанными с индивидуальными атомами, что характерно для металлов. Следовательно, можно утверждать, что в центре Солнца находится **металлический водород**.

Еще одно отступление

Почему Солнце не взрывается?

Большинство звезд, в том числе и наше Солнце, практически не изменяют своего «вида» в течение очень большого времени. Например, за всё время наблюдений, а это тысячи лет, его размер не из-

менился с точностью до десяти тысячных долей процента. Изменение его светимости (усредненной за период 100 лет) абсолютно незаметно.

Солнце находится в таком равновесном состоянии из-за того, что сила гравитации и газовое давление полностью уравновешивают друг друга.

На первый взгляд это достаточно удивительно, так как при протекающих на Солнце термоядерных реакциях выделяется большое количество энергии, которое разогревает плазму. Так как при увеличении температуры плазмы (по крайней мере, до 100 кэВ) скоростной коэффициент реакции увеличивается, то можно было бы ожидать, что со временем количество выделяемой энергии будет увеличиваться, то есть должна пойти цепная реакция и Солнце **должно взорваться**.

Но мы видим, что этого не происходит.

Причина устойчивости Солнца заключается в том, что при **нагреве** плазмы и увеличении газокинетического давления размер Солнца увеличивается, что приводит к **уменьшению** температуры плазмы. Время основной реакции Солнечного цикла – H-H реакции – составляет около 10 млн лет. Характерное время расширения и сжатия Звезды – десятки минут. Таким образом, по существу, Солнце является системой с отрицательной обратной связью. Такие системы обладают очень большой устойчивостью.

Возникает вопрос – как долго будет такое равновесие сохраняться – водород в термоядерных реакциях выгорает.

Почти за 5 млрд лет жизни Солнца температура его поверхности возросла на 2 %, радиус – на 10 %, светимость – примерно на 30 %. За следующие 4 млрд лет температура практически не изменится, радиус возрастет в 1,5 раза, а светимость – в 2 раза. При этом у Солнца появится ядро, состоящее практически из чистого гелия. Такое ядро будет окружено оболочкой из водорода с примесью гелия. К этому времени будет израсходовано только около 10 % первоначальной массы.

В этот момент в ядре температура будет слишком мала для того, чтобы загорелся гелий, и силы гравитации начнут ядро сжимать. При сжатии ядро начнет нагреваться, и когда температура на границе с водородной оболочкой достигнет 10^7 К, в ней загорится водород. Увеличение давления приводит к расширению

оболочки и охлаждению внешней поверхности Звезды. Цвет её становится красным, и Звезда превращается в **красный гигант**.

В этот момент граница красного гиганта достигнет орбиты Земли, и жизнь на Земле прекратится. Но в районе орбиты Плутона возникнут условия, благоприятные для возникновения биологической жизни.

При дальнейшей эволюции оболочка отделяется и улетает в космос, а ядро остается. Какой это будет остаток, зависит от первоначальной массы Звезды.

Если масса Звезды меньше восьми масс Солнца – то образуется **белый карлик** (звезда с размерами Земли, но плотностью в миллион раз превосходящей плотность воды).

Аналогичные превращения испытывают и некоторые другие Звезды, но если их масса больше восьми, но меньше 60–80 масс Солнца, то остатком является **нейтронная звезда** (звезда, состоящая, в основном, из нейтронов. Плотность нейтронной звезды в 10^{14} раз больше плотности воды).

Возможность существования нейтронных звезд была предсказана в 1932 г. Л.Д. Ландау.

Теоретически показано, что в некоторых случаях эволюция на стадии нейтронной звезды может не остановиться, она будет продолжать сжиматься и в конце-концов превратится в **кварковую звезду**. Если диаметр нейтронной звезды равен 10–20 км, то диаметр кварковой – 4–8 км. В настоящее время нет надёжных доказательств существования кварковых звёзд, однако найдено несколько кандидатов в такие звёзды. Считается, что кварковые звёзды являются промежуточным звеном между нейтронными звёздами и черными дырами.

В связи с существованием нейтронных звёзд возникает интересный вопрос. Как известно, нейтрон – нестабильная частица, которая примерно за 15 мин распадается на протон, электрон и антинейтрино. Несмотря на это, нейтронные звезды существуют миллионы и миллиарды лет. Спрашивается, почему?

Все дело в законах квантовой механики. Spin протона, электрона и нейтрона равен $1/2$, то есть они подчиняются принципу Паули. Из этого принципа следует, что на расстоянии меньшем длины волны Де-Бройля, не могут существовать две частицы с одинаковыми квантовыми числами. В центре нейтронной звезды длина

волны Де-Бройля у протона и электрона ($\lambda_D = h/mv \sim 10^{-10}$ см) много больше расстояния между частицами ($\sim 10^{-13}$ см), то есть протонам и электронам **просто негде разместиться**.

Если масса Звезды превышает 60–80 масс Солнца, то образуется **черная дыра** – область в пространстве-времени, в которой гравитационное притяжение таково, что ни вещество, ни свет не могут выйти из пределов области, определяемой «горизонтом событий».

Еще одно отступление

В 1802 г., исследуя излучения Солнца, английский физик и химик Уильям Волластон обнаружил, что на фоне непрерывного спектра видны тонкие темные линии. В 1814 г. эти линии были подробно описаны немецким физиком Йозефом Фраунгофером, в честь которого они получили свое название (рис. 4.6).



Рис. 4.6. Фраунгоферовы линии

Несколько позже было доказано, что эти линии являются линиями поглощения излучения химических элементов, входящих в состав атмосферы Солнца. В настоящее время в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах насчитывается более 20 000 линий.

24 октября 1868 г. Французская академия наук получила два сообщения – от Жансена из Индии и от Локьера из Лондона – об открытии ими в спектре Солнечной короны новой ярко-желтой линии, которой впоследствии был присвоен символ D₃. Так как в то время на Земле не было известно элемента, спектр которого имел бы такую линию, то вопрос о том, какому веществу эта линия принадлежит, в течение долгого времени оставался открытым. В 1871 году Локьер и Франкланд предложили дать этому, пока ещё не известному элементу, название **гелий** (от греч. «helios» – Солнце).

На Земле гелий был открыт в 1881 г. итальянцем Пальмиери, но его сообщение мало кто из учёных принял всерьёз.

Официально автором обнаружения гелия на Земле считается англичанин Рамзай, который открыл его в 1895 г. при исследовании излучения некоторых минералов.

Примерно в то же время в спектре Солнечной короны было открыто несколько неизвестных линий, самая яркая из которых имела **зелёный** цвет, а в спектре излучения некоторых туманностей – другие неизвестные линии, наиболее интенсивная из которых имела тоже зелёный цвет, но несколько другую длину волны. По аналогии с гелием предположили, что эти линии принадлежат новым элементам, названным **коронием** и **небулием** (от лат. «nebula» – туман). К этому времени уже была известна таблица Д.И. Менделеева, в которой места для корония и небулия не нашлось.

Только в середине прошлого века было доказано, что неизвестные линии являются запрещёнными линиями высокоионизованных атомов тяжёлых элементов, в частности, линия корония – линия излучения тринадцатикратно ионизованного атома железа, а линия небулия – линия двукратно ионизованного атома кислорода. Долгое время считалось, что для их излучения необходимы экстремально низкие плотности вещества, недостижимые в земных лабораториях.

Однако в 1975 г. Дж.А. Щеглов, исследуя излучение из плазмы токамака Т-4, **обнаружил зелёную линию**. После этого запрещённые линии неоднократно проявлялись и на других установках.

Короний и небулий канули в лету, название линий – **корональные** и **небулярные** – сохранилось. Сейчас эти линии также наблюдаются в атмосферах некоторых звёзд и спектрах полярных сияний. Излучение этих запрещённых линий используется для диагностики лабораторной и космической плазмы.

Глава 5 НЕМНОГО ИСТОРИИ

Полная история начального этапа исследований по ядерной и термоядерной энергетике вряд ли когда-нибудь будет написана. Дело в том, что все эти работы во всех странах проводились в условиях строжайшей секретности, часть документов, даже если они существовали, затерялось в секретных архивах. Так, не существует фотографии первого ядерного реактора, первого токамака, первого стелларатора.

В этой главе мы попытаемся кратко описать наиболее важные события, сыгравшие решающую роль в ядерных и термоядерных исследованиях. Некоторые факты, приводимые в данной главе, уже упоминались в предыдущих главах.

5.1. Ядерные исследования

Развитие ядерной физики, приведшее к созданию ядерной энергетике, по существу началось с открытия в 1911 г. *Э. Резерфордом* атомного ядра. В 1924 г. *Ю.Б. Харитон* и *З.Ф. Вальта* открыли цепную реакцию. В 1932 г. *Дж. Чедвик* обнаружил не имеющую электрического заряда нейтральную ядерную частицу – *нейтрон*. В 1938 г. *О. Ган* и *Ф. Штрассман* обнаружили, что при попадании нейтрона в ядро урана ядро разваливается – делится на два меньших ядра. В 1939 г. *Ю.Б. Харитон* и *Я.Б. Зельдович* теоретически показали *возможность осуществления цепной реакции деления ядер урана-235*. В 1940 г. *Г.Н. Флеров* и *К.А. Петржак* открыли спонтанное деление ядер урана, то есть доказали, что ядра урана могут самопроизвольно распадаться.

Таким образом, к началу 40-х годов 20-го столетия уже существовали все теоретические и экспериментальные предпосылки для создания ядерного реактора. И такой реактор был создан. Он был запущен в США под руководством итальянского ученого *Энрико Ферми* под трибунами чикагского стадиона 2 декабря 1942 г. и получил название «*Чикагская поленица*». Фотографии этого реактора не сохранилось. Имеется только рисунок, сделанный со слов очевидцев (рис. 5.1).

Первый ядерный реактор в Советском Союзе, Европе и Азии *Ф-1* (Физический 1) был запущен в декабре 1946 г. на территории современного НИЦ «Курчатовский институт» (Москва) (рис. 5.2).



Рис. 5.1. Рисунок первого ядерного реактора



Рис. 5.2. Реактор Ф-1

Как это часто случается, дальнейшее развитие ядерной физики было направлено на создание ядерного оружия.

Американцы любят давать красивые названия своим проектам. Так, проект создания атомной бомбы имел название *Манхэттенский*. Первое ядерное испытание было проведено Соединёнными Штатами уже 16 июля 1945 г. в штате Нью-Мексико, заряд был приблизительно равен 20 килотоннам в тротиловом эквиваленте. И уже 6 августа 1945 г. США сбросила атомную бомбу «Мальш» на японский город Хиросиму, а 9 августа – на Нагасаки («Толстяк»). Мощность этих бомб составляла около 20 килотонн.

Первое ядерное испытание в СССР было проведено 29 августа 1949 г. Следует отметить, что заявка на авторское свидетельство по созданию атомной бомбы была подана Ф.Ф. Ланге, В.А. Масловым и В.А. Шпинелем – учеными из Украинского физико-технического института (г. Харьков) в 1941 г.

Однако свидетельство было выдано только в 1946 г. – после того, как бомбу взорвали американцы.

На рис. 5.3 представлена фотография ядерного взрыва 1 июля 1946 г. на атолле **Бикини** (Маршалловы острова, Тихий океан).



Рис. 5.3. Взрыв атомной бомбы на атолле Бикини



Рис. 5.4. Девушка в бикини

Это ядерное испытание на атолле Бикини известны еще и тем, что уже 5 июля французский дизайнер **Луи Регар** представил публике новый тип женского купального костюма, который он назвал «**бикини**» (рис. 5.4). Появление этого костюма вызвало бурю возмущения в обществе. В течение почти десяти лет он считался верхом непристойности. Его реабилитация наступила только после того, как известная французская киноактриса **Бриджит Бардо** снялась в таком купальнике в кинофильме «Манина, девушка в бикини».

1958 г. датируется начало ядерных испытаний в околоземном и космическом пространстве (американский проект «Аргус»). При взрывах в космосе образовались *искусственные радиационные пояса Земли*.

В 1963 г. все ядерные и многие безъядерные государства подписали договор об ограничении ядерных испытаний, по которому обязались воздерживаться от ядерных взрывов в атмосфере, под водой и в космическом пространстве, разрешались только подземные испытания. Последнее подземное ядерное испытание (не считая испытаний в Северной Корее) было проведено в СССР в 1990 г.

В 1954 г. началась эра мирного использования ядерной энергии – была введена в эксплуатацию *первая в мире* опытно-промышленная АЭС мощностью 5 МВт (Обнинск, Калужская обл.).

Небольшое отступление

В 1932 г. **Альберт Эйнштейн** писал: «Нет ни малейшего намека на то, что (ядерная энергия) может быть когда либо использована». С ним был солидарен и **Эрнст Резерфорд**: «Любой, кто думает, что можно получить энергию из трансформации (ядра) атома подвержен фантазиям»(1933 г.).

Эйнштейн умер в 1955 г., то есть ещё при его жизни был запущен ядерный реактор, взорваны атомная и водородные бомбы, стала работать атомная электростанция.

И великие могут ошибаться!

5.2. Термоядерные исследования

Люди всегда интересовались, откуда берётся энергия, которая излучается Солнцем и звёздами. Решение этого вопроса было получено только в середине XX века. Еще в 1920 г. **А. Эддингтон**, известный английский астроном, говорил: «Звёзды являются обширным резервуаром энергии, происхождение которой нам неизвестно. Эта энергия вряд ли может отличаться от субатомной, которая в большом количестве содержится в веществе. Мы иногда мечтаем о том, что когда-нибудь человек сможет использовать эту энергию для своих нужд» (цитируется по книге J. Wesson, The science of JET). Решение этой проблемы было найдено в 1938 г. **Гансом Бете** и, независимо от него **Карлом Вайцекером**, которые показали, что главным процессом, ответственным за выделение энергии, является превра-

щение четырех протонов в ядро гелия. Вариантов таких превращений может быть несколько, в зависимости от свойств звезды. Простейший из них – протон-протонный цикл (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Реакция	Выделяемая энергия, МэВ	Среднее время реакции
$p+p \rightarrow D+e^++\nu$	$2 \cdot (0,164+0,257)$	$1,4 \cdot 10^{10}$ лет
$e^++e^- \rightarrow 2\gamma$	$2 \cdot (1,02)$	-
$p+D \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma$	$2 \cdot (5,49)$	5,7 с
${}^3\text{He}+{}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+2p$	12,85	10^6 лет
$4p \rightarrow {}^4\text{He}+2e^+$	$26,21+(0,514)$	

Первые три реакции входят в полный цикл дважды. Здесь e^- – электрон, e^+ – позитрон, ν – нейтрино, γ – гамма-квант. Из табл. 5.1 видно, что при каждом образовании ядра гелия выделяется 26,21 МэВ энергии (в скобках указана энергия нейтрино). Схема другого, углеродного (CN) цикла приведена в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Реакция	Выделяемая энергия, МэВ	Среднее время реакции
$p+{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N}+\gamma$	1,95	$1,3 \cdot 10^7$ лет
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C}+e^++\nu$	$1,5+(0,72)$	7 мин
$p+{}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N}+\gamma$	7,54	$2,7 \cdot 10^6$ лет
$p+{}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{O}+\gamma$	7,35	$<3,2 \cdot 10^8$ лет
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N}+e^++\nu$	$1,73+(0,98)$	82 с
$p+{}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C}+{}^4\text{He}$	4,96	$1,1 \cdot 10^5$ лет
$4p \rightarrow {}^4\text{He}+2e^+$	$25,03+(1,7)$	

Из таблицы видно, что в данном цикле ядро ${}^{12}\text{C}$ является *катализатором*.

Рассмотрим некоторые исторические этапы, которые прошла идея получения *энергии* за счёт термоядерных реакций.

1928 – *Аткинсон* и *Хутерманс* (R. Atkinson and F.G. Houtemans) высказали предположение о том, что источником энергии, излучаемой звёздами, являются термоядерные реакции.

1932 – принято считать, что первооткрывателем термоядерных реакция является австралийский физик сэр *Марк Олифант* (Sir Mark Oliphant). Он осуществил реакцию при бомбардировке ускоренными ионами дейтерия мишени, содержащей атомы трития.

1939 – *Ганс Бете* (Hans Bethe) обосновал последовательность термоядерных превращений в звёздах (*углеродный цикл Бете*).

Приблизительно с этого времени исследования по ядерной и термоядерной физике были засекречены.

Во всем мире использование термоядерной энергии первоначально рассматривалось исключительно ради создания термоядерной (водородной) бомбы. Первым о возможности создания такой бомбы открыто заговорил японский физик *Хагивара* в 1941 г. В начале 40-х годов прошлого века этим вопросом заинтересовались и немецкие учёные.

Летом 1942 г. *Роберт Оппенгеймер* – руководитель американской программы по созданию атомной бомбы – провёл в Калифорнийском университете в Беркли закрытый семинар, где были обсуждены теоретические основы разработки водородной бомбы.

В СССР эта тема впервые возникла в докладной записке, которую в 1946 г. представили в высшие инстанции *И.И. Гуревич*, *Я.Б. Зельдович*, *И.Я. Померанчук* и *Ю.Б. Харитон*. Вскоре в Институте химической физики, где в то время работал Юлий Борисович Харитон, сформировалась небольшая группа теоретиков, которая занялась расчётами водородной бомбы. Летом 1948 г. такая же группа появилась в Физическом институте. Руководил этой группой *И.Е. Тамм*. В неё вошёл и 27-летний *А.Д. Сахаров*. Как известно, результаты работы этих групп привели к созданию атомно-го и водородного оружия в нашей стране.

Что же касается управляемого синтеза, то, как писал А.Д. Сахаров в своих мемуарах, впервые он стал задумываться над этой проблемой в 1949 г. «без каких-либо разумных идей».

Однако, как это часто бывает, нашёлся человек, который тоже задумался над этими вопросами. В 1950 г. младший сержант *Олег Александрович Лаврентьев*, радист, проходивший службу на Сахалине, человек, не имеющий высшего образования, отправил в ЦК ВКП(б) письмо, с утверждением о том, что ему известно, как сделать водородную бомбу. В подавляющем большинстве случаев подобное заявление 24-летнего парня, выпускника вечерней школы, в лучшем случае могло бы стать поводом для насмешек и советом обратиться к психиатру. Однако в ЦК нашлись умные люди, которые передали эти заметки заведующему отделом тяжёлого машиностроения ЦК *И.Д. Сербину*. В то время отдел тяжёлого машиностроения занимался всеми вопросами вооружения.

На Сахалин позвонили и распорядились создать все условия для работы сержанта-самородка, а письмо было отправлено ведомство *Л.П. Берия*, а оттуда – на отзыв *А.Д. Сахарову*. Лаврентьев предложил использовать в качестве термоядерной взрывчатки дейтерид лития – LiD. Эта идея была абсолютно правильной, но, к сожалению, не новой. *В.Л. Зельдович* (будущий академик и лауреат Нобелевской премии) уже работал над этой идеей, причем на уровне, который и не снился О.А. Лаврентьеву.

Термоядерная реакция в земных условиях впервые была осуществлена первого ноября 1952 г., когда на атолле *Эниветок* (Маршалловы острова) в Тихом океане американцы взорвали *термоядерное устройство* весом 50 тонн. Энергия взрыва была равна энергии 500 атомных бомб, сброшенных на Хиросиму и Нагасаки. Напомню, что мощность атомной бомбы, сброшенной на Хиросиму, составляла **20 кт** тринитротолуола. Устройство, которое уже можно было назвать *термоядерной (водородной) бомбой* было взорвано 12 августа 1953 г. в нашей стране на *Семипалатинском* полигоне. Весила бомба 7 т. И её мощность была эквивалентна 400 килотоннам. 1 марта 1954 г. на атолле *Бикини* (в группе Маршалловых островов) США произвел испытательный термоядерный взрыв мощностью в 15 Мт. Это было первое испытание переносимого термоядерного устройства, проведённое Пентагоном. При взрыве в атмосферу попало около 100 млн т загрязненного грунта. В результате этих испытаний пострадало 23 японских рыбака на судне *«Фукурю мару»* («Счастливый дракон»), находившемся в 140 км от эпицентра взрыва: на них попали хлопья радиоактивного «снега». Радист этого судна умер сразу, остальные 11 членов экипажа не дожили и до 60 лет.

Самым крупным термоядерным зарядом за всё время испытаний стала советская *«Царь-бомба»* (100 Мт), испытанная на половину своей мощности – около 57 Мт, взорванная на площадке Сухой Нос, на полигоне Новая Земля 30 октября 1961 г. Взрывная волна от этих испытаний три раза обогнула земной шар. Фотография этой бомбы приведена на рис. 5.5. Кроме «Царь-бомбы» в России имеется ещё два устройства с приставкой «Царь» – это *«Царь-колокол»*, который никогда не звонил (рис. 5.6) и *«Царь-пушка»*, которая никогда не стреляла (рис. 5.7).

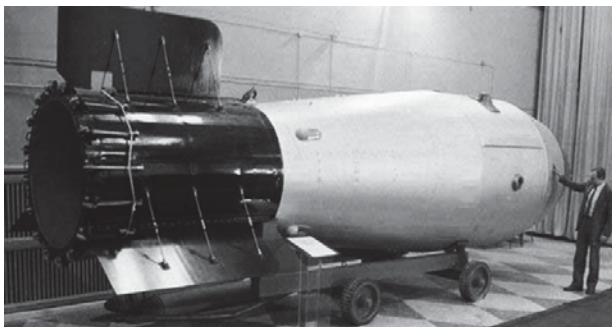


Рис. 5.5. «Царь-бомба»



Рис. 5.6. «Царь-колокол»



Рис. 5.7. «Царь-пушка»

«Царь-бомба» имеет ещё одно название – *«Кузькина мать»*. Появление этого названия связано со словами Первого секретаря ЦК КПСС, главы Правительства СССР *Никиты Сергеевича Хрущёва* (1894–1971), сказанные им (1959) вице-президенту США *Ричарду Никсону*: «В нашем распоряжении имеются средства, которые будут иметь для вас тяжёлые последствия. **Мы вам покажем кузькину мать!**»

Взрыв термоядерной бомбы – пример *неконтролируемой* термоядерной реакции.

Создание термоядерной (водородной) бомбы – это пример *военного* применения термоядерной реакции. Для *мирного* применения, например для получения энергии, необходимо научиться использовать *контролируемые* термоядерные реакции. Следует отметить, что многие вещи, первоначально разработанные для военных целей, нашли своё мирное применение.

О.А. Лаврентьев предложил не только конструкцию бомбы, но и эскиз промышленного реактора, извлекающего электрическую энергию из термоядерного синтеза. Реактор представлял собой два вложенных друг в друга металлических сетчатых сферических электрода. Между ними прикладывается разность потенциалов в несколько десятков тысяч вольт. Пространство между сферами заполнено D-T плазмой. По мысли автора эта смесь разогревается до такой степени, что в ней зажигается термоядерная реакция. Автор считал, что электростатическое поле удержит плазму с температурой в сотни миллионов градусов во внутреннем пространстве реактора и не позволит ей «упасть» на сетки.

Эту идею Сахаров подверг критике, выдержанной в чрезвычайно вежливой форме. Он написал, что проект Лаврентьева заслуживает детального обсуждения. Тем не менее он дал понять, что создание предложенного Лаврентьевым реактора на практике неосуществимо, так как электрическое поле не позволяет надежно изолировать плазму.

Однако появились и другие идеи и работы по овладению *контролируемой* термоядерной реакцией во всем мире начались в начале 1950-х годов.

Кратко перечислим основные вехи на этом пути.

1946 г. Патент **Дж.П. Томсона** и **М. Блекмана** на тороидальный термоядерный реактор с дейтерием. Для удержания плазмы предлагалось использовать слабое магнитное поле. Впоследствии эта идея была использована в установке ZETA (Англия) и АЛЬФА (СССР).

1950 г. Предложение **И.Е. Тамма** и **А.Д. Сахарова** использовать для удержания плазмы тороидальную камеру с сильным магнитным полем и пропустить вдоль оси установки электрический ток. Такая ловушка в 1958 г. получила название **токамак** (ТОроидальная, КАмера, МАгнитные КАтушки). Фотографии различных токамаков будут приведены далее.

1951 г. Начало термоядерных исследований в США (проект **Шервуд**).

1951 г. **Л. Спитцер** предложил идею **стелларатора**. Фотографии первого стелларатора (модель А) не сохранилось. Демонстрационная модель стелларатора в форме восьмерки (1958 г. Принстон, США) приведена на рис. 5.8.

1952 г. – создание установки БИГ-1 – прямого разряда (Z – пинча) в фарфоровой цилиндрической камере, запитываемого от мощной конденсаторной батареи.

1955 г. Постройка прообраза токамака – тор с магнитным полем (ТМП). Установка с фарфоровой камерой. Фотография не сохранилась.

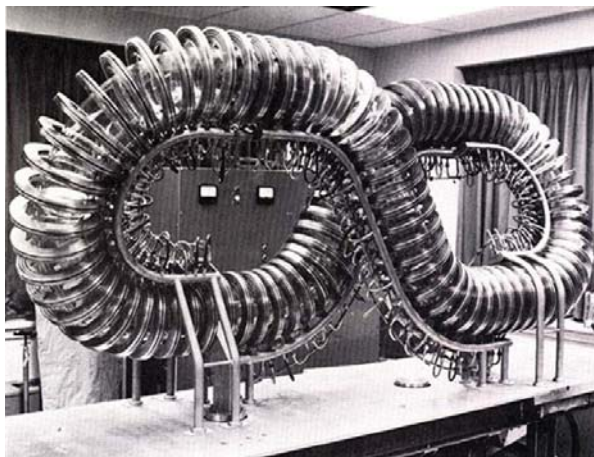


Рис. 5.8. «Восьмерка»

1956 г. Постройка первой в СССР ловушки с магнитными пробками ПР-1 (Пробкотрон-1) рис. 5.9.

1956 г. Выступления 25 апреля *И.В. Курчатова* в Англии, в атомном научном центре *Харуэлл*, с докладом о проводимых в СССР работах по исследованию управляемого термоядерного синтеза. С этого момента работы были рассекречены и теперь носят международный характер.

1961 г. Эксперименты группы *М.С. Иоффе* по стабилизации МГД (желобковой) неустойчивости плазмы («*палки Иоффе*»).

1969 г. Опубликованы результаты измерения электронной температуры на советском токамаке Т-3, выполненных английскими физиками. Температура оказалась рекордно большой для того времени. С этого момента начинается бурное строительство токамаков во всем мире.

1978 г. Начало работы над международным проектом *ИНТОР*. Работа над этим проектом началась со встречи представителей Японии, Советского Союза, Германии и США при участии представителя МАГАТЭ (Международного агентства по атомной энергии), которая произошла в Вене 20–23 ноября 1978 г.

1985 г. Начало работы над международным проектом *ИТЭР*. Началом работ по этому проекту можно считать договоренность между руководителем Советского Союза *М.С. Горбачевым* и президентом США *Рональдом Рейганом*, достигнутую на встрече в верхах в Женеве в ноябре 1985 г.

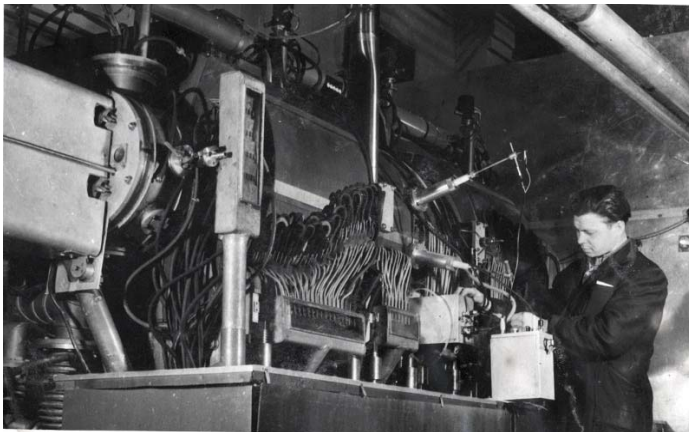


Рис. 5.9. Установка ПР-1

Глава 6

ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Всю последовательность повторяющихся производственных процессов в топливно-энергетическом комплексе, начиная от добычи топлива (включая производство энергии) и кончая удалением отходов, обычно называют *топливным циклом*. Таким образом, топливный цикл термоядерного реактора состоит из трех этапов:

- 1) добычи топлива;
- 2) генерации энергии;
- 3) утилизации отработавшего реактора.

Топливом термоядерного реактора являются **D**, **T** и ${}^3\text{He}$.

6.1. Добыча дейтерия

Дейтерий – тяжёлый изотоп водорода с атомной массой 2. Ядро дейтерия состоит из одного протона и одного нейтрона. В соединении с кислородом образует *тяжёлую воду* – D_2O или HDO . В природной воде 1 атом дейтерия приходится на 6600 атомов водорода. Соединения изотопов водорода слабо отличаются друг от друга по химическим свойствам, чего нельзя сказать об их физических свойствах. Так, например, скорость *электролиза* тяжёлой воды намного ниже, чем у воды обыкновенной. На этом различии основан один из способов получения тяжёлой воды, а следовательно, и дейтерия – метод *многоступенчатого электролиза*.

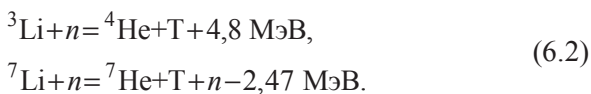
6.2. Производство трития

Тритий – сверхтяжёлый изотоп водорода с атомной массой 3. Ядро трития состоит из одного протона и двух нейтронов. В соединении с кислородом образует *сверхтяжёлую воду* – T_2O , THO или TDO . Тритий радиоактивен и распадается по схеме



Период полураспада трития – 12,3 года. Энергия образовавшегося электрона – 18 кэВ.

Так как трития в природе практически нет (ничтожное его количество образуется под действием космических лучей), то его нужно приготовить, желательно в самом реакторе. Для этой цели предполагается использовать реакции нейтронов с изотопами лития:



Оба изотопа лития широко распространены в природе, причем их относительное содержание ${}^6\text{Li}:{}^7\text{Li}=7,5\%:92,5\%$.

6.3. Производство ${}^3\text{He}$

${}^3\text{He}$ на Земле практически нет, но зато его много на Луне. По данным всех межпланетных экспедиций, побывавших на Луне, лунная поверхность содержит, по крайней мере, 1 000 000 т ${}^3\text{He}$. Остается только добыть его и переправить на Землю. Очевидно, что когда на Земле будут созданы соответствующие реакторы, проблемы с лунным гелием не будет (рис. 6.1).



Рис. 6.1. «Добыча» ${}^3\text{He}$ на Луне

Небольшое отступление

Еще в 1956 г. Королевский астроном, консультант Британского правительства по вопросам космоса Др. Ричард Вули (Richard Wooley) писал: «Космические путешествия являются полной чужьей». Напомню, что первый спутник полетел в 1957 г., а Ю.А. Гагарин – в 1961-м.

Представим себе, что дешевый и экономически конкурентоспособный реактор построен. Рассмотрим, как будет работать реактор на смеси дейтерия и трития.

На рис. 6.2 приведена схема основных технологических контуров термоядерного реактора. В результате термоядерной реакции будут образовываться нейтроны с энергией 14,1 МэВ и альфа-частицы с энергией 3,5 МэВ. Энергия альфа-частиц будет тратиться, в основном, на разогрев плазмы, а энергия нейтронов – на нагрев теплоносителя, протекающего через *бланкет*.

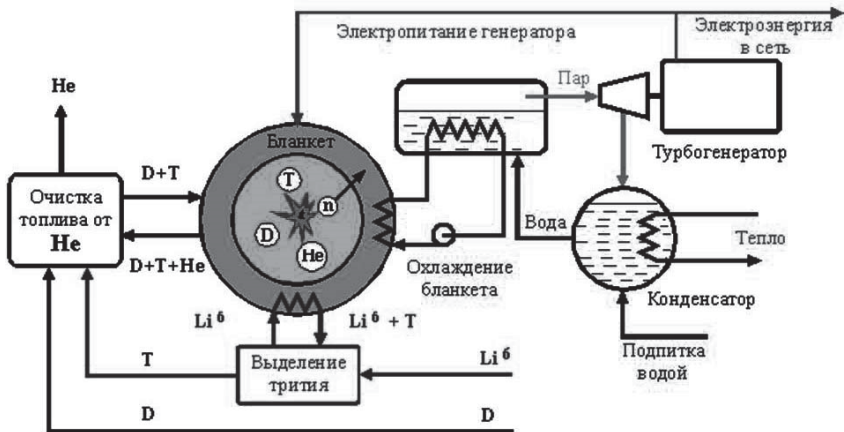


Рис. 6.2. Схема основных технологических контуров термоядерного реактора

Теплоноситель превращает воду в пар, который используется для производства электроэнергии. Тритий будет производиться в blankets, выделяться из него и подаваться в реактор.

Инженерные проработки показывают, что можно обеспечить коэффициент воспроизводства трития на уровне 1,1, что вполне достаточно для надёжной работы реактора.

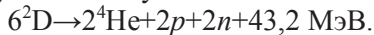
Термоядерный реактор мощностью 1 ГВт будет сжигать около 100 кг дейтерия и 300 кг лития в год.

Оценки показывают, что существующих на Земле запасов лития хватит на много *тысяч* лет.

В заключение приведем полный цикл термоядерных реакций, протекающих в D–D-плазме.



так что в результате получаем



Глава 7 МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ. ЛОВУШКИ С МАГНИТНЫМИ ПРОБКАМИ

Принцип магнитного удержания заключается в использовании сильного магнитного поля для изоляции горячей плазмы от первой стенки реактора.

При тех температурах, которые нужны для термоядерных реакций, реагирующая смесь полностью ионизована и состоит из заряженных частиц – ионов и электронов, которые движутся независимо друг от друга с относительно редкими столкновениями между собой. Сила Лоренца, действующая на заряженную частицу в магнитном поле, заставляет её вращаться по ларморовской окружности радиусом

$$r_L = \frac{mcV_{\perp}}{eB}, \quad (7.1)$$

здесь m – масса частицы; e – заряд частицы; B – индукция магнитного поля; V_{\perp} – составляющая скорости частицы, перпендикулярная направлению силовых линий магнитного поля (формулы приведены в системе СГС).

Вдоль магнитного поля частица может двигаться свободно, и поэтому её траектория в магнитном поле представляет собой спираль, навивающуюся на магнитную силовую линию. Увеличивая магнитное поле, можно уменьшить ларморовский радиус частицы и сделать его существенно меньшим размеров системы и, таким образом, воспрепятствовать разлёту плазмы поперек магнитного поля.

Для того чтобы избежать продольных по отношению к направлению магнитного поля потерь, можно либо замкнуть силовые линии, либо поставить на концах силовой линии специальные магнитные или электростатические «пробки» для заряженных частиц.

В этих системах критерий *Лоусона* выполняется не за счёт большой плотности плазмы, как это происходит в системах с инерциальным удержанием, а за счёт длительности удержания плазмы в установке.

Самыми простыми системами такого типа являются ловушки с *магнитными пробками* или, как их называют в иностранной литературе, *зеркальные* ловушки.

Ловушки с магнитными пробками впервые независимо друг от друга были предложены в 1952 г. *Г.И. Будкером* в СССР и *Х.Ф. Йорком* и *Р.Ф. Постом* в США.

Идея работы этой ловушки заключается в следующем. Известно, что во время движения заряженной частицы в магнитном поле её **магнитный момент**, то есть величина

$$\mu = \frac{mV_{\perp}^2}{2B} \quad (7.2)$$

сохраняется. Правда, сохраняется она не точно, а *адиабатически*, то есть за длительное время величина магнитного момента может измениться, однако, с практической точки зрения, время, через которое может произойти заметное изменение магнитного момента, обычно значительно превышает время удержания плазмы, необходимое для работы реактора.

Схема простейшей ловушки с пробками приведена на рис. 7.1.

Если θ – между вектором скорости и направлением магнитного поля, то формулу (7.2) можно записать в виде

$$\mu = \frac{mV^2 \sin^2 \theta}{2B} \quad (7.3)$$

или

$$\sin^2 \theta = \frac{2B}{mV^2}. \quad (7.4)$$

Из формулы (7.4) видно, что если в минимуме поля, где $B = B_0$, угол $\theta = \theta_0$, то при движении в сторону нарастающего магнитного поля угол θ будет увеличиваться при

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\frac{B_0}{B}} = \sqrt{\frac{1}{R}}, \quad (7.5)$$

частица отразится от усиленного магнитного пол – пробки. Величина R называется пробочным отношением. Таким образом, между пробками удерживаются только те частицы, у которых при прохождении через среднее сечение ловушки вектор скорости лежит вне так называемого **конуса потерь** с раствором

$$\vartheta_{\text{кп}} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{1}{R}} \right). \quad (7.6)$$

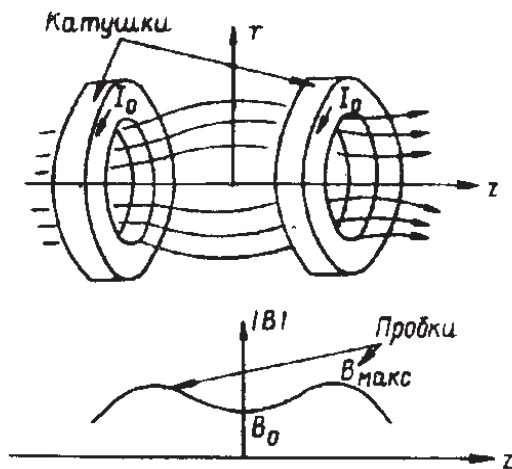


Рис. 7.1. Схема установки с магнитными пробками

Время удержания частиц в такой ловушке должно было бы определяться временем рассеяния частиц в конус потерь и быть достаточно большим.

Удержания отдельных частиц в простой пробочной ловушке экспериментально было исследовано в опытах *Родионова*. В этих экспериментах в ловушку запускался тритий и изучалось время удержания электронов, возникавших в результате его распада. Аналогичные исследования проводились и в США, но у них ловушка заполнялась позитронами.

Эксперименты показали, что частицы испытывают до 10^7 отражений от пробок и время их удержания превышает 10 с. Этого времени было бы достаточно для того, чтобы построить энергетический реактор на основе простой пробочной ловушки.

К сожалению, реальная жизнь оказалась более сложной.

Когда перешли от изучения удержания отдельных частиц к удержанию плазмы, то выяснилось, что плазма удерживается в ловушке всего несколько сотен микросекунд.

Объяснение этой ситуации заключается в следующем. В простой пробочной ловушке магнитное поле убывает по радиусу. В такой ситуации в плазме развивается так называемая *гидродинамическая желобковая* неустойчивость, при которой плазма в виде отдельных языков выбрасывается на боковые стенки камеры.

На рис. 7.2 схематически изображены две конфигурации радиального магнитного поля, при одной из которых в плазме развивается желобковая неустойчивость (рис. 7.2, а), а при другой – нет (рис. 7.2, б).

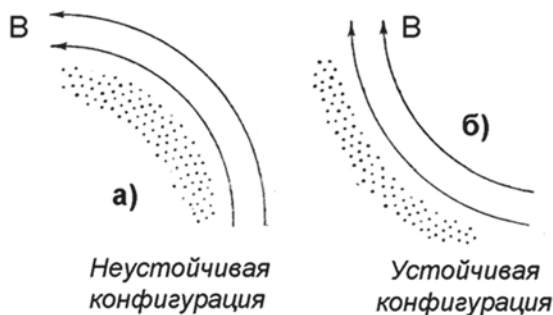


Рис. 7.2. Неустойчивая (а) и устойчивая (б) конфигурации магнитного поля

Вообще говоря, развитие желобковой неустойчивости связано с тем, что плазма – диамагнетик, и, следовательно, она должна выталкиваться в область слабого магнитного поля. Для борьбы с желобковой неустойчивостью необходимо было создать магнитное поле, которое нарастало бы от центра во всех направлениях. В первых экспериментах для этой цели вокруг плазмы были размещены шесть проводников, токи в которых текли в противоположных направлениях. (Такие проводники получили название «*палки Иоффе*»). Геометрия магнитного поля в этой системе представлена на рис. 7.3.

Первые же эксперименты, проведенные на установки данного типа, показали, что как только радиальное пробочное отношение превышает 1, время удержания плазмы резко возрастает и ограничивается только временем жизни плазмы (определяемым взаимодействием ионов плазмы с остаточным газом) то есть определялось давлением остаточного газа в установке. На рис. 7.4 представлена зависимость времени жизни плазмы от величины радиального пробочного отношения R_{\perp} , определяемого аналогично продольному пробочному отношению R .

Максимальное время жизни плазмы в такой установке составляло 60 мс, что всего в 100 раз меньше, чем планируемое энергетическое время жизни в ИТЭР.

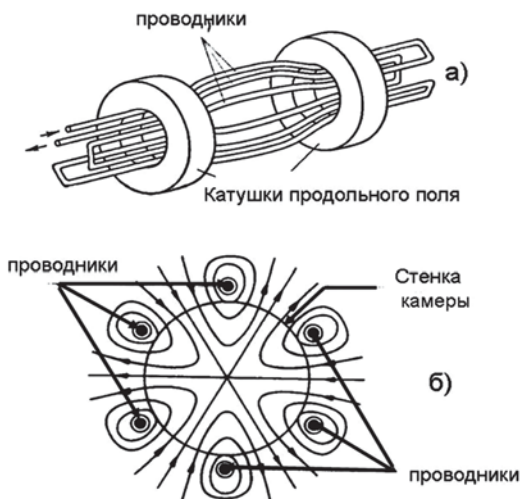


Рис. 7.3. Схема создания магнитного поля с «минимумом В»: а – продольная проекция, б – перпендикулярная проекция

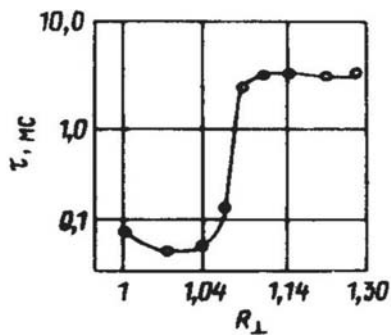


Рис. 7.4. Зависимость времени жизни плазмы от величины радиального пробочного отношения

К сожалению, плотность плазмы этих экспериментов была порядка 10^{10} см^{-3} , что на четыре порядка меньше планируемой в ИТЭР плотности.

Полученные результаты привели к разработке других систем с «минимумом В», часть из которых представлена на рис. 7.6.

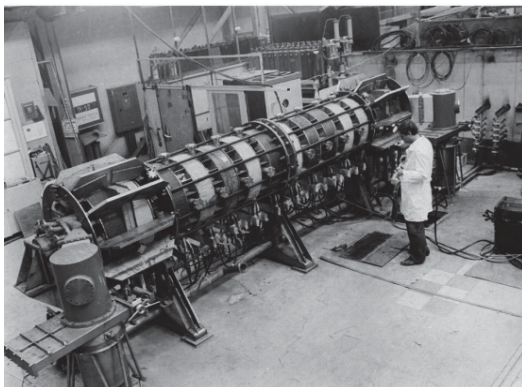


Рис. 7.5. Фотография ловушки с магнитными пробками ПР-8 (Россия)

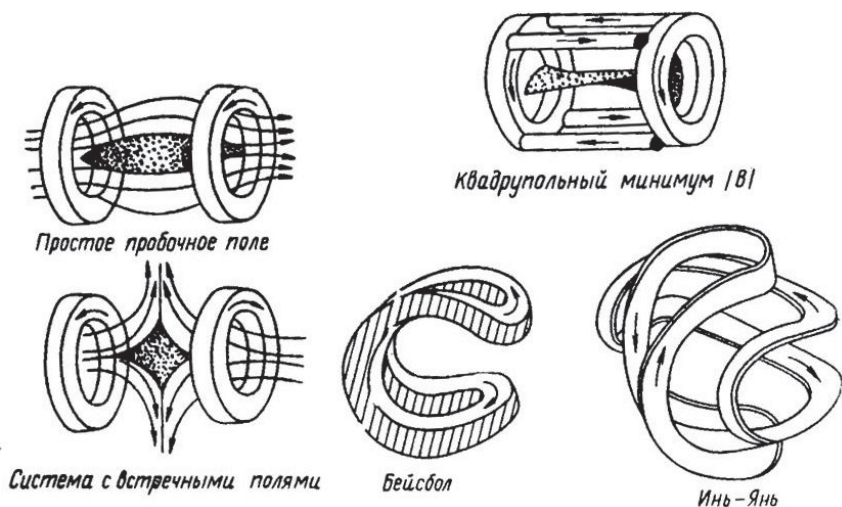


Рис. 7.6. Магнитные системы ловушек с минимумом B

Экспериментальное подавление желобковой неустойчивости в полях с минимумом B сыграло очень большую роль в термоядерных исследованиях. Это был первый пример успешной стабилизации плазмы, первый пример полного согласия теории с экспериментом в одном из самых фундаментальных вопросов.

Принцип минимума B впоследствии перенесен на замкнутые конфигурации, в которых выполнение этого принципа возможно только в среднем – при усреднении вдоль силовой линии.

Детальное понимание физики желобковой неустойчивости позволило применить для её стабилизации метод (получивший название «*стабилизации обратными связями*»), суть которого заключается в следующем.

При желобковой неустойчивости возникают разделение зарядов и появление потенциалов на поверхности плазмы. Если окружить плазму электродами и подавать на них потенциал обратного знака, то можно надеяться на подавление неустойчивости.

Многочисленные эксперименты, проведённые на различных установках, дали достаточно хорошие результаты для плазмы, плотность которой не превышает 10^{10} – 10^{11} см⁻³.

Попытки дальнейшего увеличения плотности плазмы привели к уменьшению времени удержания.

Причина заключается в следующем. Если бы функция распределения частиц по скоростям была *термодинамически равновесной*, максвелловской функцией, то в плазме не могли бы развиваться никакие неустойчивости. В пробочной ловушке частицы с $V_{\perp}/V < \sin\theta_{\text{кп}}$ в установке не удерживаются, на функции распределения появляется максимум, и плазма с такой функцией распределения становится неустойчивой по отношению к развитию так называемых *кинетических* неустойчивостей. Эти неустойчивости более слабые, чем гидродинамические, и начинают заметно влиять на удержание плазмы только после подавления гидродинамических.

Так как причиной развития кинетических неустойчивостей в пробочных ловушках является возможность ухода частиц через пробки, то для улучшения удержания плазмы необходимо или научиться возвращать ушедшие частицы обратно или, по крайней мере, уменьшить скорость такого ухода.

Для решения этих проблем были предложены два метода:

- 1) осуществить обратное рассеяние ионов из конуса потерь в зону удержания;
- 2) запереть магнитные пробки дополнительным потенциальным силовым полем.

Чтобы выполнить первое предложение, можно создать цепочку ловушек, длина которых будет много больше длины свободного пробега ионов, определяемой их рассеянием. С гидродинамической точки зрения вытекание плазмы из такой *многопробочной* ловушки замедляется благодаря трению частиц, не удерживаемых маг-

нитными пробками, об удерживаемые, заперты между пробками. Справедливость такой идеи была проверена экспериментально на плазме с низкой температурой. Однако техническая реализация идеи требует создания очень длинных систем, заполненных очень плотной и горячей плазмой. На рис. 7.7 приведена фотография такой многопробочной ловушки «ГОЛ-3» (Россия).

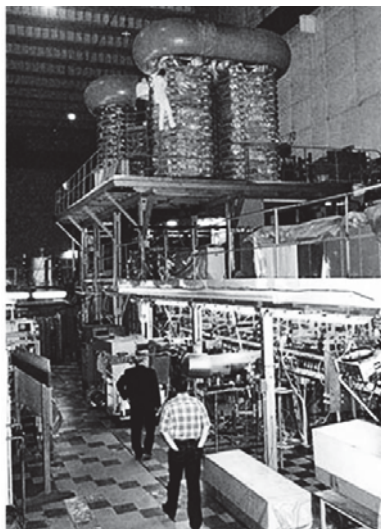


Рис. 7.7. Многопробочная ловушка «ГОЛ-3» (Россия)

Для реализации второй идеи в 1976 г. *Г.И. Димов* в СССР и *Т.Х. Фаулер* и *В.Г. Логан* в США предложили ловушку, получившую название *амбиполярной* или *тандемной*. Схема такой ловушки представлена на рис. 7.8. В этой установке для запираия ионов используется постоянный электростатический потенциал. Известно, что плазму, состоящую из частиц с зарядами разных знаков, удержать постоянным электрическим полем нельзя. Однако если разделить в пространстве ионы и электроны, то их можно по отдельности отразить от своего барьера. Как видно из рис. 7.8, имеются три последовательно расположенных ловушки – пробкотрона. Центральная ловушка *1* является длинным соленоидом с пробками на конце, а концевые *2* – ловушками с «*минимумом В*». В этой установке для запираия ионов используется постоянный электростатический потенциал.

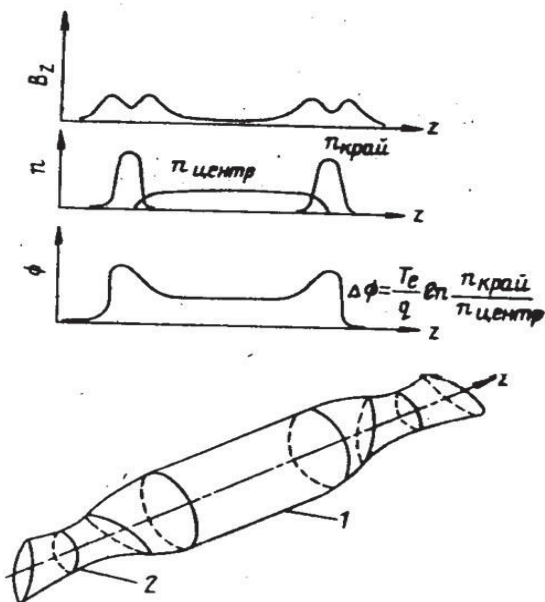


Рис. 7.8. Схема амбиполярной ловушки

За счёт инжекции частиц в концевые ловушки в них создается плазма с плотностью и энергией, значительно превышающей параметры плазмы в центральном пробкотроне. В такой системе между соленоидом и концевыми ловушками устанавливается разность потенциалов

$$\phi_c = T_e \ln \frac{n_p}{n_c}, \quad (7.7)$$

где T_e – электронная температура плазмы; n_p и n_c – плотность плазмы в крайних и центральном пробкотроне, соответственно. Ионы со средней энергией, меньшей этого потенциала, удерживаются в центральной ловушке в течение достаточно большого времени. Расчёты показывают, что для удержания в центральном пробкотроне плазмы с температурой 20–30 кэВ удерживающий потенциал должен быть около 100 кВ при электронной температуре около 100 кэВ. Энергия ионов в крайних ловушках должна быть порядка 1–2 МэВ. Плотность плазмы в них должна достигать $1,5 \div 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Так как длина соленоида намного превышает длину

концевых ловушек, а основная часть термоядерной мощности выделяется именно в нем, то плохое удержание плазмы в концевых ловушках не оказывает особого влияния на работу тандемного реактора.

На рис. 7.9 приведена фотография амбиполярной ловушки «Гамма-10» (Япония).



Рис. 7.9. Амбиполярная ловушка «Гамма-10» (Япония)

Глава 8

ЗАМКНУТЫЕ МАГНИТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ. СТЕЛЛАРАТОРЫ

Для того чтобы устранить потери частиц через пробки, можно замкнуть магнитные силовые линии, то есть превратить цилиндрический соленоид в тор. Однако в этом случае мы сталкиваемся с новой неприятностью: магнитное поле в таком торе становится неоднородным – его напряженность убывает при увеличении большого радиуса R пропорционально $1/R$. Как известно, заряженные частицы в неоднородном магнитном поле дрейфуют в направлении, перпендикулярном плоскости, в которой лежат векторы \vec{B} и ∇B , причём направление дрейфа зависит от знака заряда частиц. На рис. 8.1 изображена схема тороидального магнитного поля, а на рис. 8.2 – сечение этого «бублика».

Дрейф частиц под действием магнитного поля и его градиента вызывает разделение зарядов и возникновению электрического поля. Дрейф частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях не зависит от знака заряда, и поэтому плазма выбрасывается на наружную часть камеры.

Очевидно, что в такой системе хорошего удержания частиц не будет.

Однако если изменить конфигурацию магнитного поля таким образом, чтобы в одной половине тора положительные (например, частицы дрейфовали вверх, а на другой – вниз), то частицы покидать установку не будут.

Для такого изменения магнитной конфигурации в систему вводят так называемое ***вращательное преобразование***. Одним из способов создания вращательного преобразования является превращение кругового тора в ***восьмерку*** (рис. 8.3).

Схема дрейфа частиц в магнитном поле «восьмерки» изображена на рис. 8.4.

Из-за того, что в данном случае электрическое поле в разных половинках системы направлено в разные стороны, дрейфы заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях в разных половинках компенсируют друг друга.

В США установка такого типа была предложена ***Л. Спитцером*** и получила название ***стелларатор***.



Рис. 8.1. Схема тороидального магнитного поля

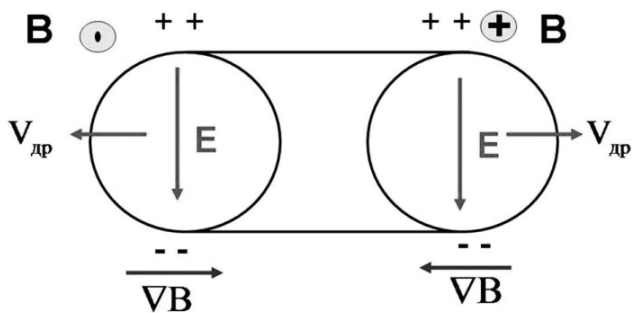


Рис. 8.2. Схема нескомпенсированного дрейфа частиц в тороидальном поле

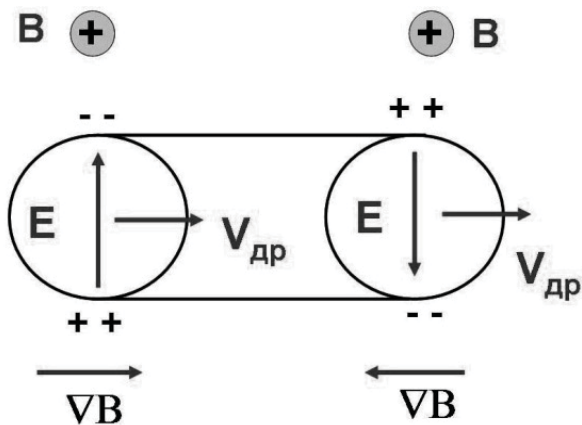


Рис. 8.3. «Восьмерка»

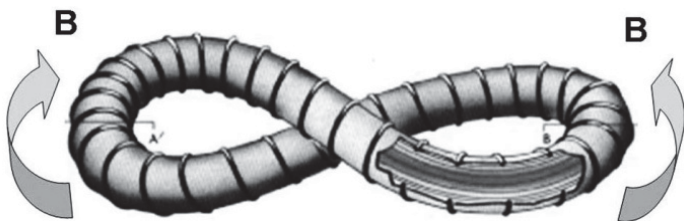


Рис. 8.4. Схема дрейфа частиц в магнитном поле «восьмерки»

Стеллараторы типа «восьмерка» строились недолго потому, что научились создавать вращательное преобразование при помощи магнитных катушек специальной формы. На рис. 8.5 приведен один из типов магнитных катушек, создающих вращательное преобразование.

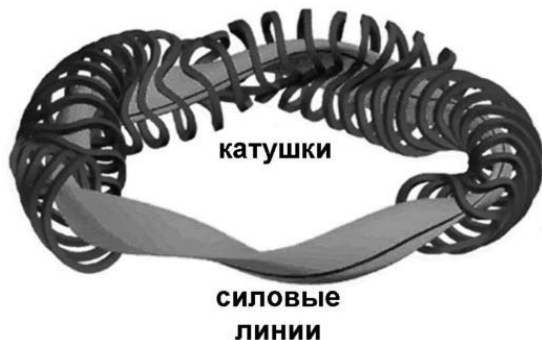


Рис. 8.5. Один из типов магнитных катушек, создающих вращательное преобразование

Из-за сложной формы катушек магнитного поля вакуумная камера стелларатора тоже представляет собой достаточно сложное устройство. Вид части камеры современного стелларатора представлен на рис. 8.6.

Как видно, стелларатор – это ловушка с замкнутыми магнитными поверхностями, в которой поле, образующее магнитные поверхности, создается с помощью *внешних* витков, а также – стационарная машина, которая не требует сложных методов поддержания плазменного тока для её работы. Стелларатор – принципиально аксиально-несимметричная ловушка с магнитной осью, представляющей собой трёхмерную кривую, и переменным (в тороидальном направлении) сечением плазмы.

На рис. 8.7 представлен вид вакуумной камеры в сборе.

Существуют различные модификации стеллаторных конфигураций, которые отличаются тем, каким образом создается вращательное преобразование.



Рис. 8.6. Часть вакуумной камеры современного стелларатора



Рис. 8.7. Вакуумная камера стелларатора в сборе

Относительная сложность магнитной конфигурации несколько затормозили развитие этой системы. В первых стеллараторах удержание плазмы было достаточно плохим, и потребовались многие годы исследований для выяснения причины больших потерь

энергии из стелларатора. Оказалось, что (из-за тороидальной несимметрии) траектории частиц в первых стеллараторах имели большие отклонения от магнитных поверхностей. Соответственно были большими и потери энергии из плазмы. Кроме того, выяснилось, что магнитные поверхности в стеллараторе чувствительны к внешним возмущениям магнитного поля, создаваемым не совсем точной установкой винтовых обмоток, что было характерно для первых установок. В результате этого часть магнитных поверхностей была разрушена возмущениями, что также уменьшало время удержания плазмы.

Существенный прогресс в развитии концепции стеллараторов был достигнут после появления мощных численных кодов, которые были использованы для оптимизации их магнитной системы.

Нынешнее поколение стеллараторов существенно улучшило свою способность удерживать горячую плазму. Соответственно выросли и параметры плазмы в этих ловушках.

Для описания зависимости одних параметров плазмы от других используются эмпирические закономерности – *скейлинги*. Различные скейлинги называются или по фамилиям ученых, их предложивших (скейлинг *Мережкина–Муховатова*, скейлинг *Голдстоуна*), или по названию установки, на основании данных которой они получены (скейлинг *T-11*, *Алкаторный* скейлинг) или по номеру (скейлинг *ISS95*).

Данные, представленные на рис. 8.8 показывают, что время удержания энергии в так называемом *L*-режиме токамаков и стеллараторах хорошо описывается одной и той же формулой (скейлингом), и, следовательно, удержание энергии в стеллараторе не хуже, чем в токамаке, работающем в *L*-режиме.

Однако основной режим работы ТОКАМАКов с дивертором – это режим с улучшенным удержанием энергии и частиц, *H*-режим, со временем удержания примерно в *два раза* выше, чем в *L*-режиме. *H*-режим хорошо освоен и является основным рабочим режимом нынешних экспериментальных установок с дивертором. Предполагается, что токамак-реактор будет также работать в *H*-режиме. Пока стеллараторам не удалось получить подобного увеличения времени жизни – режимы с улучшенным удержанием в стеллараторе, хотя и существуют, но дают возрастание времени жизни лишь на 20–30 % по сравнению с *L*-режимом. Если стелларатор не

освоит режимы подобные *H*-режиму в токамаке и не сможет существенно увеличить энергетическое время жизни, то удержание энергии останется в 1,5–2,5 раза ниже, чем в токамаке, и, соответственно, для выполнения критерия Лоусона стелларатор-реактор потребует гораздо больших размеров, чем токамак-реактор.

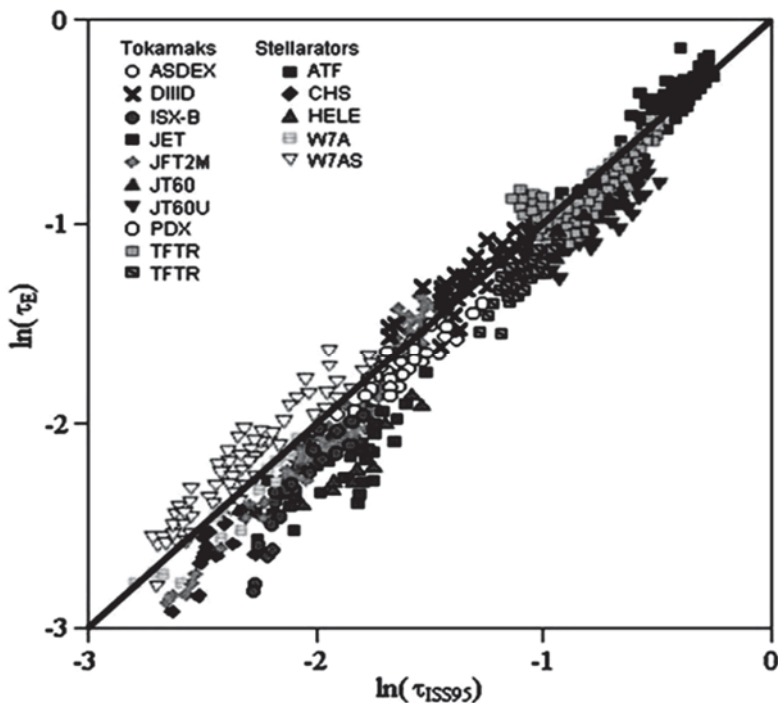


Рис. 8.8. Зависимость экспериментально определенного энергетического времени жизни плазмы в различных установках от предсказанного скейлингом ISS95

Улучшение времени жизни плазмы за счёт оптимизации плазменных параметров и магнитной конфигурации является основной экспериментальной задачей стеллараторной программы. Сейчас эта программа проводится довольно активно, и стеллараторы работают во многих странах, включая Японию, Германию и Россию.

Основные параметры больших стеллараторов приведены в табл. 8.1.

На рис. 8.9 приведена фотография вакуумной камеры, а на рис. 8.10 – внешний вид японского стелларатора *LHD*.

Таблица 8.1

	R , м	a , м	Мощность нагрева, МВт	B , Тл	
LHD (Япония)	3,9	0,6	28	4	Сверхпроводящий
WVII-X (Германия)	5,5	0,5	20	3	Сверхпроводящий



Рис. 8.9. Вакуумная камера стелларатора LHD

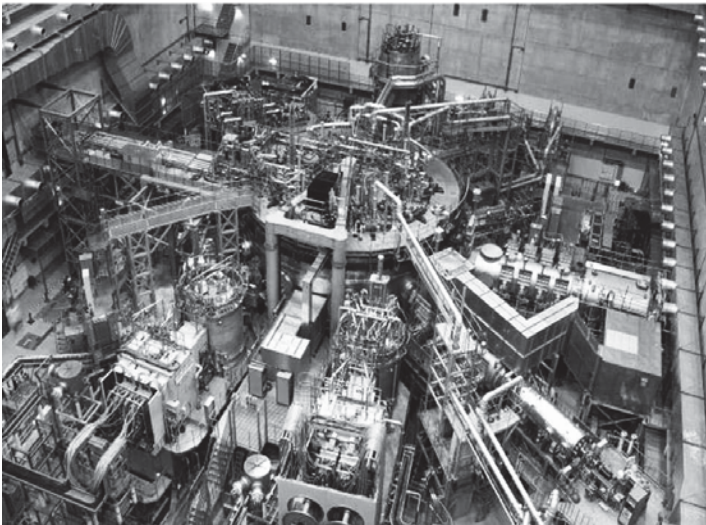


Рис. 8.10. Внешний вид стелларатора LHD

Глава 9 ЗАМКНУТЫЕ МАГНИТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ. ТОКАМАКИ

Для создания *вращательного* преобразования можно также использовать полоидальное магнитное поле, возникающее при прохождении в направлении тороидального магнитного поля электрического *тока* через плазму. На рис. 9.1 приведена топология силовых линий магнитного поля в токамаке с круговыми магнитными поверхностями.



Рис. 9.1. Топология силовых линий магнитного поля в токамаке с круговыми магнитными поверхностями

Тороидальное магнитное поле создаётся набором катушек, собранных в виде тора. Плазменный ток, протекающий вдоль тора, создаёт магнитное поле, силовые линии которого представляют собой окружности, расположенные в плоскости, перпендикулярной направлению тока – полоидальное поле. Силовые линии суммарного поля представляют собой винтовые линии. Такие системы получили название *токамак*.

Схема устройства токамака приведена на рис. 9.2.

По существу токамак представляет собой трансформатор тока, в котором индуктор является первичной обмоткой, а плазменный шнур – вторичной. Так как токамак – это трансформатор, то он может быть либо с *железным*, либо с *воздушным* сердечником. Схема токамака с железным сердечником представлена на рис. 9.3.

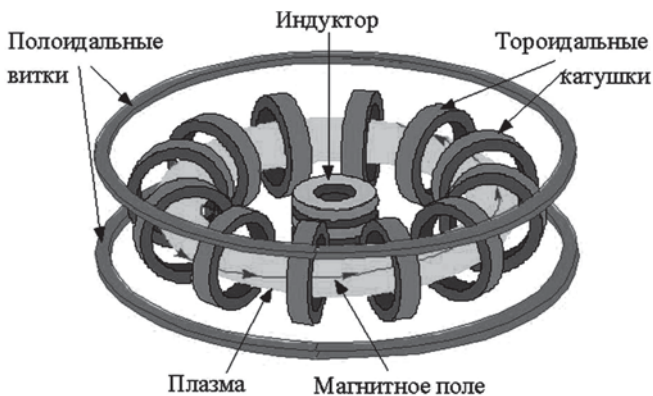


Рис. 9.2. Схема устройства токамака

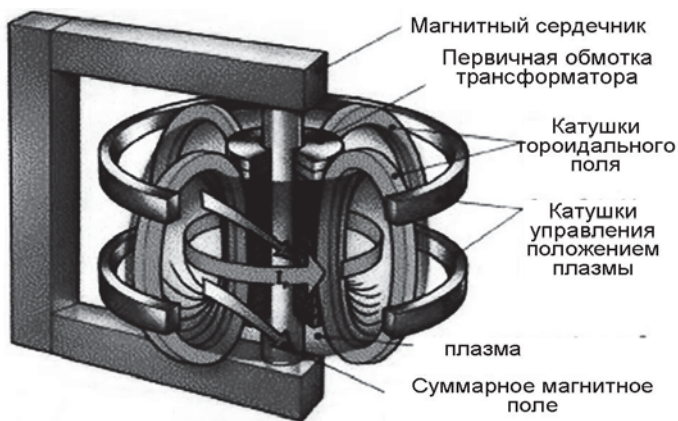


Рис. 9.3. Схема токамака с железным сердечником

Международный экспериментальный токамак-реактор является установкой с воздушным сердечником (рис. 9.4).

Типичным представителем токамаков с железным магнитопроводом является установка JET (Англия), вид которой представлен на рис. 9.5.

Масса магнитопровода этой установки составляет **2 800 т**. ИТЭР приблизительно в десять раз больше, чем JET. Таким образом, если бы ИТЭР имел железный сердечник, то его масса могла бы быть около **28 000 т**. Это – вес американского авианосца времен Второй мировой войны (рис. 9.6)! Достоинством токамаков с

железным сердечником является то, что рассеянные магнитные поля в них очень маленькие, что существенно упрощает получение нужной конфигурации магнитного поля установки. К недостаткам относится очень большая масса устройства и ограниченные возможности получения больших магнитных полей из-за насыщения сердечника.

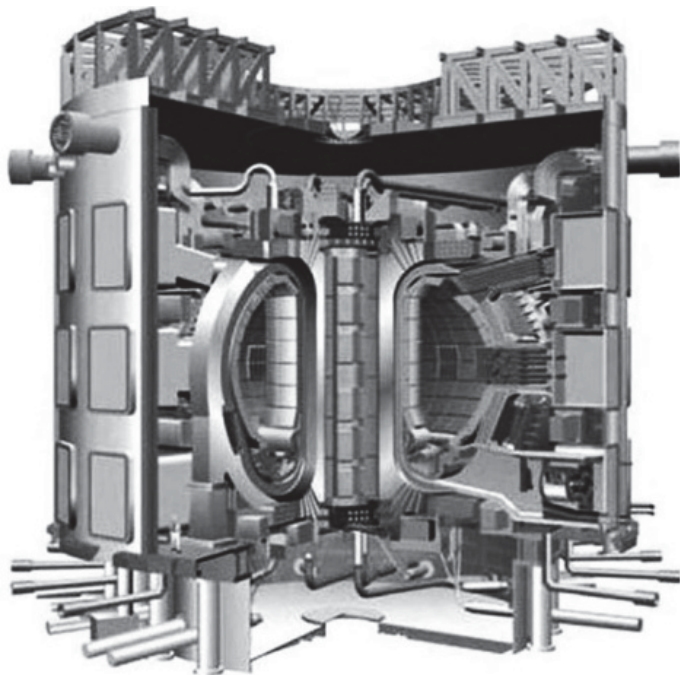


Рис. 9.4. ИТЭР – токамак с воздушным сердечником

Токамаки без железного магнитопровода проще конструктивно и позволяют получать магнитные поля большей величины. Недостатком таких установок являются относительно большие рассеянные магнитные поля. Однако рассеянные поля удается скомпенсировать и поэтому крупные установки в настоящее время предпочитают делать с воздушным сердечником и без замыкающего поле индуктора магнитопровода.

Основное магнитное поле в тороидальной камере, содержащей горячую плазму, создаётся тороидальными магнитными катушками.

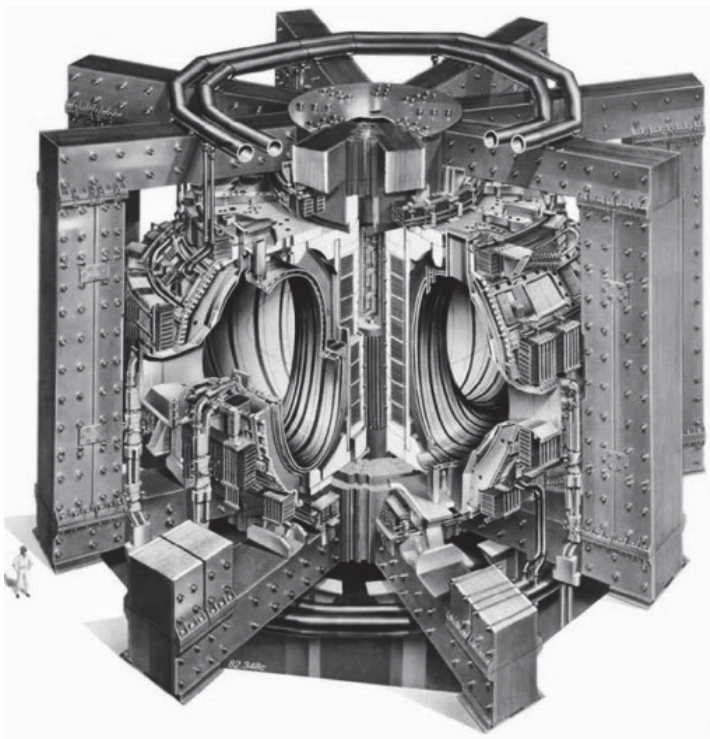


Рис. 9.5. Установка JET (Англия)

Существенную роль в равновесии плазмы играет плазменный ток, который протекает вдоль тороидального плазменного шнура и создает полоидальное магнитное поле B_p , направленное вдоль малого обхода тора. Ток в плазме поддерживается вихревым электрическим полем, создаваемым индуктором. Очевидно, что индукционное поддержание тока в токамаке ограничено запасом потока магнитного поля в первичной обмотке, и поэтому возможно лишь в течение конечного времени.

Таким образом, суммарное магнитное поле токамака представляет собой спираль, навитую на магнитную ось установки. Данная топология магнитного поля осуществляет необходимое вращательное преобразование. Кроме тороидальных катушек и первичной обмотки индуктора, в токамаке должны быть полоидальные обмотки, которые нужны для поддержания равновесия плазмы и кон-

троля ее положения в камере. Токи, текущие в полоидальных катушках, создают электромагнитные силы, действующие на плазменный ток, и таким образом могут изменить её положение в камере и форму сечения плазменного шнура.



Рис. 9.6. Авианосец «Китти Хоук» (США)

В токамаках, так же как и в стеллараторах, большую роль играют две величины:

1) отношение газокINETического давления плазмы p к давлению магнитного поля B

$$\beta = \frac{p}{(B^2 / 8\pi)}; \quad (9.1)$$

2) коэффициент запаса устойчивости q – число оборотов силовой линии в полоидальном направлении за один оборот в тороидальном направлении:

$$q_a = \frac{aB_\theta}{RB_\phi} = \frac{cB_\theta a^2}{2IR}, \quad (9.2)$$

где B_θ – величина полоидального магнитного поля; B_T – величина тороидального поля; I – ток плазмы.

Чем больше β , тем лучше используется магнитное поле для удержания плазмы в ловушке. Очевидно, что β не может быть больше 1. В противном случае, давления магнитного поля не хватит для того, чтобы скомпенсировать давление плазмы и обеспе-

чить её равновесие. Однако, как показали теоретические и экспериментальные исследования различных магнитных ловушек, давление плазмы, как правило, ограничивается не условием равновесия плазмы, а плазменными неустойчивостями, которые приводят к более жестким ограничениям на максимальную величину β . Максимальное давление плазмы в токамаке или максимальная величина β приблизительно описывается соотношением Тройона:

$$\beta = \beta_N \frac{I_p}{aB_T}, \quad (9.3)$$

где β выражено в %; I_p – ток, текущий через плазму, МА; B_T – напряжённость магнитного поля, Тл; a – малый радиус токамака, м; β_N – безразмерная константа, называемая коэффициентом *Тройона*. Максимальные значения коэффициента Тройона $\beta_N = 3 \div 5$, достигнутые в экспериментах, хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями, базирующимися на расчётах устойчивости плазмы. На рис. 9.7 показаны предельные значения β , полученные в различных токамаках.

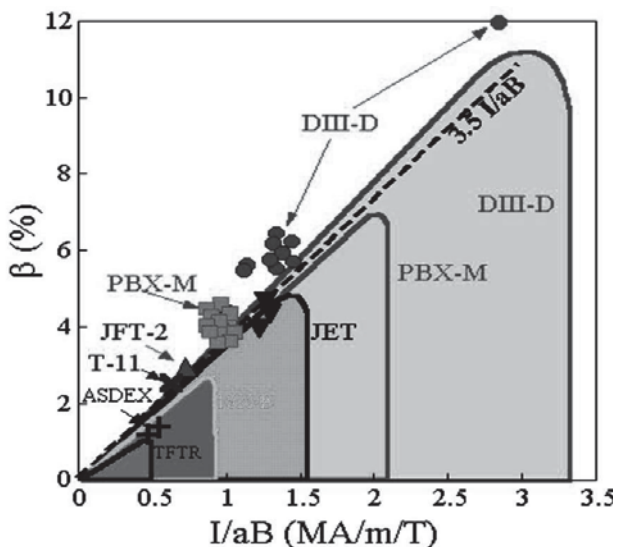


Рис. 9.7. Предельные значения β , полученные в различных токамаках

При превышении предельного значения β , в плазме токамака развиваются крупномасштабные винтовые возмущения, плазма

быстро охлаждается и гибнет на стенке. Это явление называется *срывом плазмы*.

Для того чтобы плазма была устойчивой необходимо, чтобы коэффициент запаса устойчивости был, как правило, больше 1.

Плазменные разряды в токамаке могут существовать только в определенном диапазоне изменения параметров. Этот диапазон показан на диаграмме, называемой диаграммой *Хьюгелла* (рис. 9.8).



Рис. 9.8. Диаграмма Хьюгелла

На рис. 9.8 изображено следующее.

1. Предел по убувающим электронам, который определяется тем, что при малых плотностях частота столкновений электронов с ионами становится малой, и поэтому в вихревом электрическом поле электроны могут ускоряться до очень больших энергий (*убегающие* электроны). Они портят характеристики разряда и могут представлять опасность для вакуумной камеры установки.

2. Предел по току, определяемый тем, что токамак может работать только при $q > 1$. Поэтому при данном магнитном поле нельзя увеличивать ток выше некоторой величины.

3. Предел Мураками по абсолютному значению плотности. При больших плотностях усиленную роль начинают играть атомарные процессы на периферии плазмы – излучение, перезарядка и ионизация нейтральных атомов. Из-за этих процессов происходит сжатие плазменного шнура и возникает опасность развития винтовой неустойчивости, приводящей к разрушению плазменного шнура.

4. На пределе по плотности Хьюгелла постоянным остается число Хьюгелла

$$H = q_{\text{эф}} M = q_{\text{эф}} \bar{n}_e R / B_{\varphi}, \quad (9.4)$$

где $q_{\text{эф}}$ – эффективная величина коэффициента запаса устойчивости, а M – число *Мураками* – безразмерная плотность, $M = \bar{n}_e R / B_{\varphi}$, \bar{n}_e – средняя величина электронной плотности.

Для эффективного использования тороидального магнитного поля желательно иметь как можно большее значение β , увеличить которое можно, вытягивая плазменный шнур в вертикальном направлении (рис. 9.9). На этом рисунке даны основные определения величин, применяемых для описания геометрии вытянутого плазменного шнура.



Рис. 9.9. Топология вытянутого сечения

Создание вытянутой конфигурации приводит к расщеплению магнитных поверхностей на два семейства. Одно – семейство, состоящее из замкнутых силовых линий, – семейство, которое удерживает плазменный шнур, другое семейство – семейство разомкнутых силовых линий. Граница, разделяющая эти семейства, называется *сепаратрисой*.

Экспериментально максимально высокую величину $\beta \sim 10\%$ удалось получить на американской установке DIII-D при вытянутости $k = b/a = 2,3$.

Внутренняя часть разрядной камеры этого токамака представлена на рис. 9.10. Размеры установки: $R = 1,7$ м, $a = 0,62$ м.

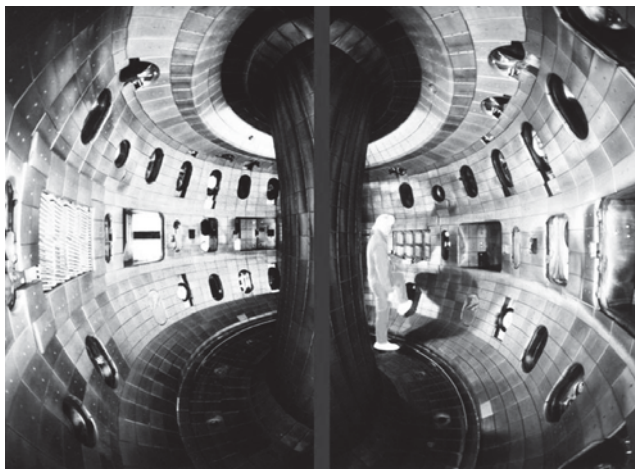


Рис. 9.10. Внутренней часть камеры установки DIII-D (США)

Глава 10

ЗАПОЛНЕНИЕ ТОКАМАКА ПЛАЗМОЙ

Основное назначение вакуумной камеры токамака – создание объёма, в котором может удерживаться плазма.

Перед заполнением этого объёма плазмой его необходимо откачать до давления не хуже, чем 10^{-7} мм рт. ст.

После откачки на современных установках камера заполняется очищенным от всяких примесей дейтерием до давления 10^{-4} – 10^{-3} мм рт. ст.

После этого включаются тороидальное магнитное поле, индукционное электрическое и управляющие поперечные магнитные поля. Вихревое электрическое поле ускоряет имеющиеся в объёме электроны, которые ионизуют газ и создают продольный электрический ток. Первичные электроны в объёме образуются, например, из-за ионизации космическим излучением. Иногда для увеличения количества этих электронов и, тем самым, для облегчения создания плазменного шнура используется предиионизация высокочастотным, ультрафиолетовым излучением или электронным пучком.

После ионизации большей части нейтрального газа в камере установки образуется плазменный шнур, плотность которого пропорциональна плотности нейтрального газа. При этом в тороидальном направлении протекает ток, величина которого определяется напряжённостью вихревого электрического поля и электронной температурой плазмы.

Допустим, что в образовавшейся плазме нет никаких неустойчивостей. Тем не менее плазма будет уходить из установки. Этот уход будет определяться по крайней мере двумя механизмами – *диффузией* поперек магнитного поля и *перезарядкой*.

10.1. Перезарядка

В объёме, занятом плазмой, всегда есть нейтральные частицы, в основном – атомы рабочего газа, которые проникают в плазму из объёма, находящегося между плазмой и стенкой камеры, возникают из-за рекомбинации ионов плазмы с электронами и попадают в плазму со стенок камеры.

Ионы плазмы, сталкиваясь с атомами, могут поменяться с ними электроном (процесс *перезарядки*). Образовавшиеся в результате

перезарядки атомы (*нейтралы перезарядки*) не удерживаются магнитным полем и вылетают из плазмы. При попадании на стенку, эти нейтралы сбивают адсорбированные на стенке частицы. Если нейтралы имеют достаточно большую энергию, то они могут выбивать атомы материала стенки (*катодное распыление*). Все эти сбитые со стенок нейтральные частицы поступают в плазму и ионизируются плазменными электронами.

Процесс возвращения в плазму атомов рабочего газа называется *рециклингом*.

Из-за ухода из плазмы частиц рабочего газа её плотность уменьшается. В этом случае рециклинг рабочего газа играет положительную роль, так как уменьшает необходимое количество газа, инжектируемого в разряд для поддержания нужных параметров плазмы.

Совсем другую роль играют попавшие в плазму посторонние атомы, у которых атомный номер превышает 1.

Для характеристики чистоты плазмы вводится определение её *эффективного заряда*

$$Z_{\text{эф}} = \frac{\sum n_i Z_i^2}{n_e}, \quad (10.1)$$

здесь n_i – количество ионов с зарядом Z_i ; n_e – плотность электронов. Чем больше эффективный заряд плазмы, тем больше потери энергии из её электронной компоненты за счёт тормозного излучения и потерь энергии на ионизацию атомов элементов с атомным номером, большим единицы. Уход энергии из плазмы за счёт диффузии и теплопроводности возрастает с увеличением частоты столкновений, которая, в свою очередь, увеличивается с ростом эффективного заряда. Кроме того, так как в плазме существует предел по плотности, то замещение части ионов дейтерия и трития ионами с большим зарядом приводит к уменьшению выхода термоядерной энергии. Действительно, из-за квазинейтральности плазмы

$$n_e = Z_{\text{эф}} n_i. \quad (10.2)$$

Количество примесей, поступающих в плазму, зависит как от состояния стенок (количества и состава сорбированных газов, наличия окисных плёнок и других химических соединений, например соединений углерода с водородом и кислородом), так и от материала стенки и процессов взаимодействия плазмы со стенкой.

Следовательно, перед работой необходимо стенку как можно лучше очистить.

Очистка обычно проходит в несколько этапов – прогрев стенки до температуры в несколько сот градусов, очистка камеры различными типами разрядов в различных газах и тренировка разрядами с параметрами, близкими к рабочим. Такая подготовка стенок камеры позволяет получить плазму с эффективным зарядом, меньшим 2. Например, в ИТЭРе планируется создавать плазму с эффективным зарядом 1,6–1,7.

Распыление материала стенки потоками частиц будет рассмотрено в других разделах.

Образование плазмы с вытянутым сечением позволяет внести в конструкцию токамака еще один очень важный элемент – *дивертор*. Схема дивертора приведена на рис. 10.1. Заряженные частицы, находящиеся в *пограничном* слое (*SOL*), двигаясь вдоль *сепаратрисы*, попадают в отдельную камеру, нейтрализуются на диверторных пластинах, а образовавшиеся атомы откачиваются.

Дивертор позволяет предохранить плазменный шнур от загрязнения продуктами эрозии стенки, решить, хотя бы частично, проблему откачки гелия и уменьшить поток энергии на стенку. (Дополнительные детали, связанные с работой дивертора обсуждаются ниже).

Многолетние исследования удержания плазмы в токамаках показали, что процессы переноса энергии и частиц поперёк магнитного поля определяются сложными турбулентными процессами. И хотя плазменные неустойчивости, ответственные за аномальные потери плазмы, в основном исследованы, теоретическое понимание нелинейных процессов еще недостаточно для того, чтобы описать время жизни плазмы.

Поэтому для экстраполяции времен жизни плазмы, полученных в современных установках, к масштабам токамака-реактора, в настоящее время используются эмпирические закономерности – *скейлинги*. Один из таких *скейлингов* (ITER-97(y)), полученный с помощью статистической обработки экспериментальной базы данных с различных токамаков, предсказывает, что энергетическое время жизни (время удержания энергии) растёт с увеличением размера плазмы R , плазменного тока I_p , вытянутости сечения плазмы $k = b/a$ и падает с ростом мощности нагрева плазмы P :

$$t_E \sim R^2 k^{0,9} I_p^{0,9} / P^{0,66} . \quad (10.3)$$

Зависимость энергетического времени жизни от остальных плазменных параметров довольно слабая. Данные рис. 10.2 показывают, что измеренное время жизни, практически, во всех экспериментальных токамаках хорошо описывается этим скейлингом.

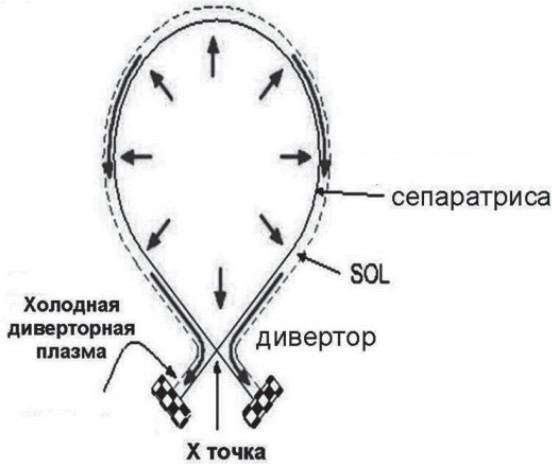


Рис. 10.1. Схема дивертора

Кроме «обычных» токамаков, у которых аспектное отношение равно $A = R/a = 3 \div 5$, в настоящее время активно исследуются токамаки с малым $A \leq 2$ аспектным отношением (рис. 10.3). Такие установки получили название «сферические» токамаки. Плазма в таких токамаках более устойчива, чем в обычных. Это позволяет значительно увеличить ток в плазме и уменьшить величину тороидального магнитного поля. Уменьшение магнитного поля приводит к значительному уменьшению стоимости установки ($\sim B^4$).

Самым сложным, с технической точки зрения, элементом конструкции сферического токамака является центральный токопровод, через который для создания магнитного поля нужной величины приходится пропускать большие токи. В планируемом реакторе на основе сферического токамака (Spherical Tokamak Power Plant – STPP) этот ток будет достигать 30 МА.

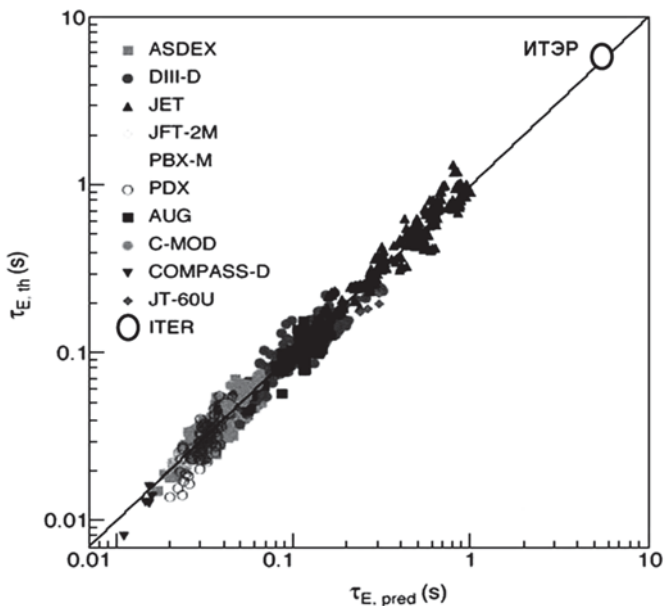


Рис. 10.2. Сравнение экспериментально измеренных (ось ординат) и предсказанных (ось абсцисс) энергетических времен жизни на различных токамаках

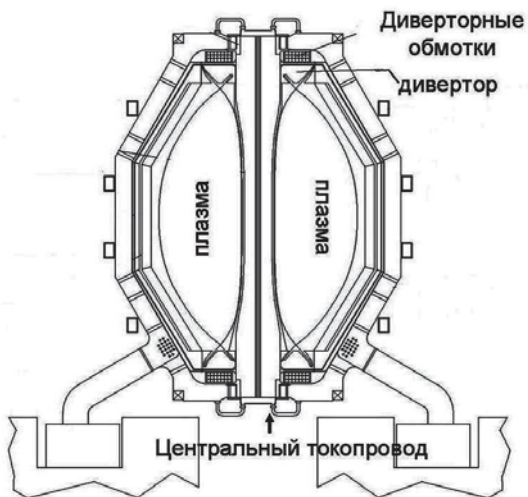


Рис. 10.3. Схема устройства

10.2. Подпитка плазмы топливом

Во время работы термоядерного реактора часть топлива (дейтерий и тритий) сгорает, превращаясь в другие элементы, уходит из плазмы и гибнет на стенках. Так как *рециклинг* не может полностью возместить эти потери, то приходится вводить недостающее топливо в плазму другими способами.

Один из них – управляемый напуск газа извне через специальный клапан. Количество напускаемого газа регулируется системой, позволяющей поддерживать плотность плазмы постоянной во времени, или изменять её по заранее заданному закону. Обычно на установках используется несколько клапанов, расположенных в разных сечениях камеры.

К сожалению, эффективность подпитки плазмы топливом за счет газонапуска уменьшается при увеличении размеров установки плотности, ионной и электронной температур плазмы. Эффективностью газонапуска называется отношение количества частиц, захваченных плазмой, к количеству инжектированных частиц.

На рис. 10.4 приведены расчётные величины эффективности газонапуска на установке DIII-D и в ИТЭР.

Из рисунка видно, что инжектируемый извне газ проникает в плазму на очень малое расстояние. Это происходит из-за эффективной ионизации инжектируемых атомов электронами и ионами плазмы. Но, тем не менее, этого достаточно для того, чтобы поддерживать параметры плазмы на заданном уровне.

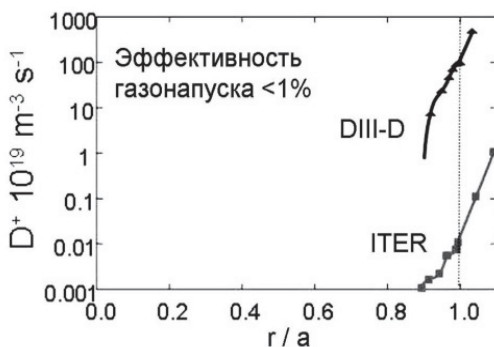


Рис. 10.4. Расчётные величины эффективности газонапуска

Другой способ – инжектирование в плазму твёрдых частичек рабочего вещества – *пеллет*.

Естественно, что для получения таких пеллет из дейтерия или трития газ нужно охладить до сверхнизкой температуры. Для водорода такая температура не должна превышать 14 К. Напомню, что температура, при которой гелий переходит из газообразного в жидкое состояние, равна 4,23 К. Если тем или иным способом в плазму забросить кусочек твёрдого водорода, то в ней он испарится, а образующиеся при этом атомы водорода ионизируются и нагреются. Так как выгодно, чтобы пеллета испарилась как можно ближе к центру, то очевидно, что её нужно забрасывать в плазму с максимально возможной скоростью.

В настоящее время используют два устройства для инъекции пеллет. Одно из них работает по принципу *пневматического* ружья.

На рис.10.5 приведена типичная схема такого устройства.

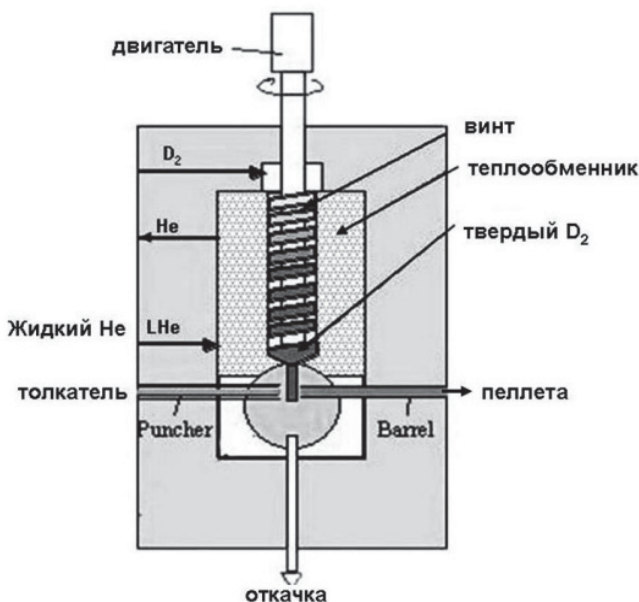


Рис.10.5. Типичная схема инжектора пеллет

В инжектор запускается газ (D_2), где он замораживается. Твёрдый дейтерий формируется в виде цилиндрической «колбаски». От

неё отрезаются небольшие кусочки, которые газом (толкатель), сжатым до давления в несколько атмосфер, выстреливаются в плазму. В настоящее время пневматические устройства инжeksiруют до 5 пеллет в секунду. Для ИТЭР собираются разработать систему, инжeksiрующую до 16 пеллет в секунду. Типичные размеры пеллет – длина до 3 мм, диаметр около 1 мм. При помощи пневматического инжeksiктора пеллеты ускоряются до скоростей, равных нескольким сотням метров в секунду.

На рис. 10.6 показан инжeksiктор, который просто «роняет» пеллету в камеру. Пеллеты из этого инжeksiктора имеют характерные размеры около 1 мм. Скорость инжeksiции – около 50 м/с. Данное устройство позволяет инжeksiровать до 100 пеллет в секунду. Вторая система использует для ускорения пеллет *центрифугу*. Схема такого инжeksiктора приведена на рис. 10.7.

Основная идея работы этого инжeksiктора ясна из рисунка. Отрезанные ножом кусочки твёрдого газа падают на быстро вращающийся диск. Срывающаяся на большой скорости с диска пеллета инжeksiруется в плазму. На рис. 10.8 представлено изображение центрифужного инжeksiктора, разрабатываемого для ИТЭР.

При помощи центрифуги пеллеты разгоняются до 1 км/с.

Правда, в последнее время появились слухи о том, что на ИТЭР центрифугу применять не будут.

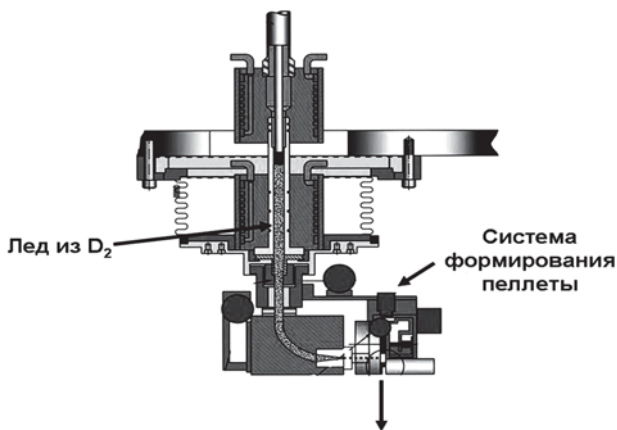


Рис. 10.6. Пеллет-инжeksiктор, «роняющий» пеллету в камеру

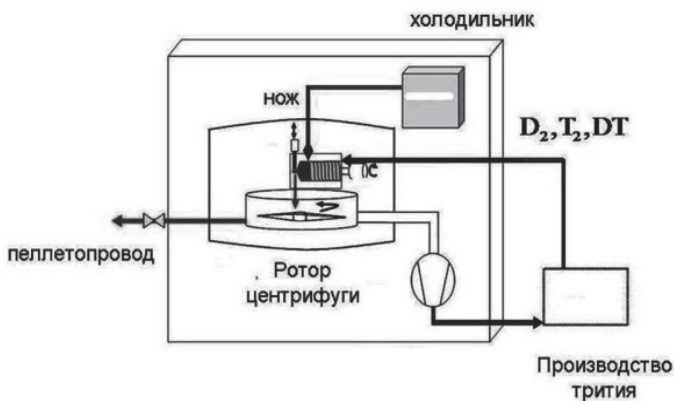


Рис. 10.7. Центрифуга

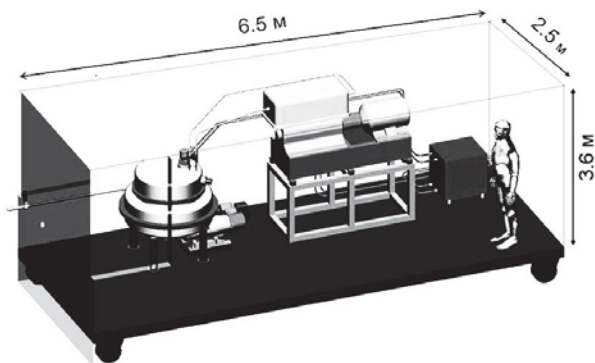


Рис. 10.8. Центрифуга для ИТЭР

На этой установке инжекция производится как со стороны сильного поля (HFS) под углом 45° к экватору, так и со стороны слабого поля (LFS) в экваториальной плоскости.

На рис. 10.9 приведена схема инжекции пеллет в установку DIII-D.

На рис. 10.10 изображены кривые, иллюстрирующие проникновение газа из пеллеты в плазму токамака DIII-D при инжекции со стороны сильного (HFS) и со стороны слабого (LFS) поля. Из рисунка видно, что инжекция со стороны сильного поля более эффективна, несмотря на то, что скорость пеллеты в этом случае меньше, чем при инжекции со стороны слабого поля.

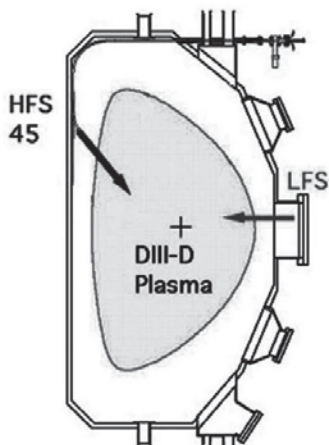


Рис. 10.9. Схема инъекции пеллет в установку DIII-D

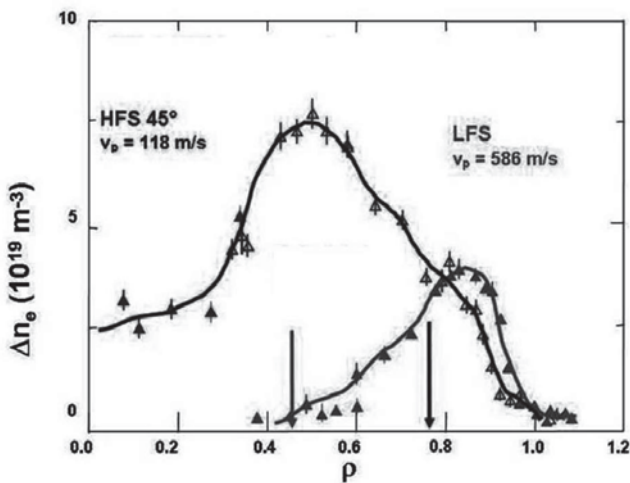


Рис. 10.10. Кривые, иллюстрирующие проникновение газа из пеллеты в плазму токамака DIII-D при инъекции со стороны сильного (HFS) и слабого (LFS) поля

Для исследовательских целей в установку иногда инжестируют так называемые *цветные пеллеты*, то есть пеллеты из элементов, отличные от водорода и его изотопов, например, углеродные или литиевые.

10.3. Инжекция пеллет на токамаке T-10

На рис. 10.11 показано свечение *углеродной* пеллеты, влетающей в плазму установки T-10. Диаметр пеллеты – 0,4 мм, скорость – 150 м/с. Видно, что пеллета доходит почти до центра камеры. На рисунке пеллета влетает в плазму через нижний патрубок (показано стрелкой). Там же указаны направление магнитного поля и тока плазмы.

Отклонение пеллеты от первоначального направления движения связано с дрейфом заряженных частиц, образовавшихся из атомов пеллеты.

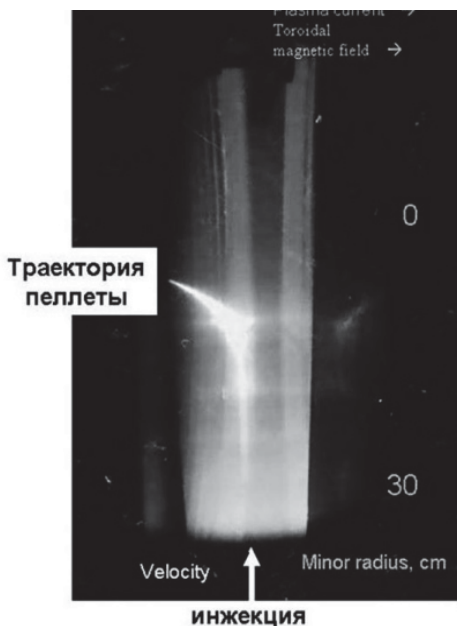


Рис. 10.11. Свечение углеродной пеллеты, влетающей в плазму установки T-10

В качестве примера рассмотрим некоторые результаты, полученные на токамаке T-10 при инъекции дейтериевых пеллет в дейтериевую плазму при одновременном нагреве последней на второй гармонике электронно-циклотронной частоты.

На T-10 используется пневматический инжектор, позволяющий инжектировать до пяти пеллет за время существования плазмы в установке. Каждая пеллета содержит около 10^{20} атомов дейтерия.

На рис. 10.12 показано, как изменяется плотность плазмы при инжекции пяти пеллет. Из рисунка видно, что инжекция пяти пеллет увеличивает среднюю плотность плазмы примерно в 2 раза.

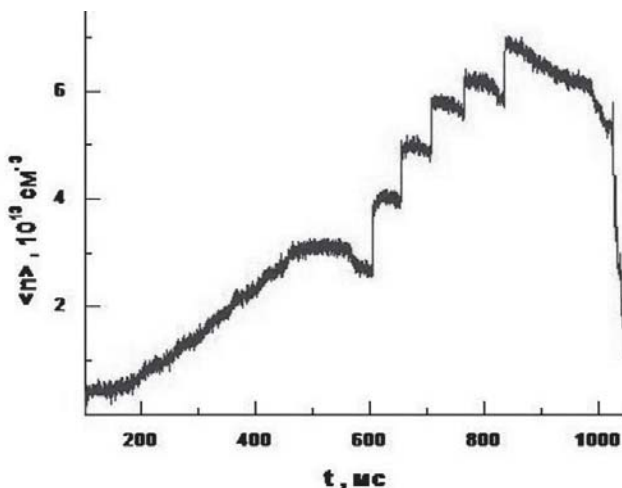


Рис. 10.12. Изменение плотность плазмы при инжекции пяти пеллет

Для понимания дальнейшего, рассмотрим, как связаны между собой *электронная* и *ионная* температуры.

В стационарном состоянии ионная температура связана с электронной соотношением

$$T_i = \frac{T_e}{1 + \tau_B / \tau_E}, \quad (10.4)$$

где

$$\tau_B = 4,4 \cdot 10^{-2} A_i \frac{T_e^{3/2} (\text{keV})}{n_{13}} \text{ с} - \quad (10.5)$$

время обмена энергией между электронами и ионами, а величина τ_E примерно равна энергетическому времени жизни плазмы. На рис. 10.13 показано изменение электронной температуры после инжекции приблизительно на 600 мс одной пеллеты.

Измерение электронной температуры проводилось полупроводниковым спектрометром (SXR) и по интенсивности излучения на второй гармонике электронно-циклотронной частоты (ECE).

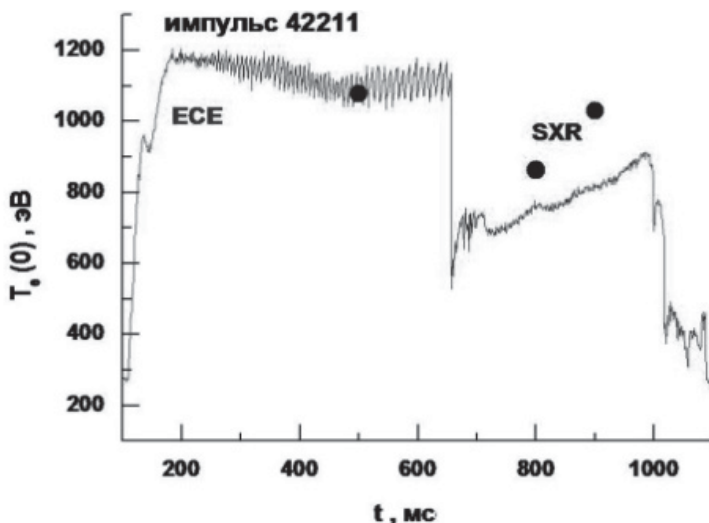


Рис. 10.13. Изменение электронной температуры после инжекции одной пеллеты

Из рисунка видно, что при инжекции пеллеты электронная температура быстро уменьшается, а затем начинает медленно увеличиваться. Изменение ионной температуры в тех же условиях показано на рис. 10.14. Из рисунка видно, что сразу после инжекции пеллеты ионная температура быстро падает, а затем возвращается к прежнему значению. Время восстановления ионной температуры примерно равно энергетическому времени жизни плазмы (~ 60 мс).

Ионная температура измерялась по интенсивности нейтронного излучения (кривая) и по спектру нейтралов перезарядки (точки). Быстрый спад температуры можно объяснить следующим образом. При испарении пеллеты в плазму поступает большое количество холодных атомов. Быстрые ионы плазмы перезаряжаются на медленных атомах, уменьшая тем самым температуру плазмы. Атомы также ионизируются плазменными электронами, что тоже приводит к «инжекции» в плазму медленных ионов.

Время ионизации и перезарядки составляет несколько микросекунд. Так как электроны тратят часть своей энергии на ионизацию атомов пеллеты, то электронная температура столь же быстро падает (см. рис. 10.13), но, в отличие от ионной температуры, полностью не восстанавливается.

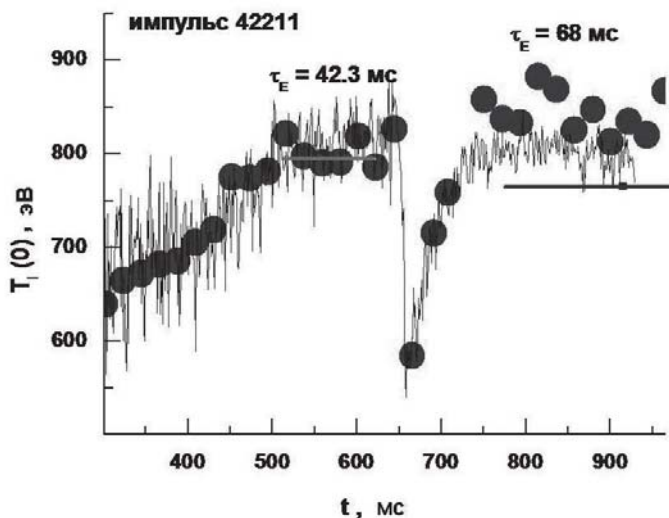


Рис. 10.14. Изменение ионной температуры при инъекции одной пеллеты

На рис. 10.15 и 10.16 показаны изменения электронной и ионной температур плазмы при одновременном нагреве плазмы на второй гармонике электронно-циклотронной частоты и инъекции пяти пеллет. Нагрев включается примерно на 600 мс.

Максимальная ионная температура, рассчитанная по формуле (10.3) и измеренной электронной температуре, составляет 1200 эВ, что совпадает с температурой, измеренной по частицам перезарядки.

10.4. Пеллет-инъекция в ИТЭР

Подпитка топливом ИТЭР за счёт газонапуска малоэффективна из-за того, что газ будет плохо проникать через плотный, толстый пристеночный слой. Тем не менее газонапуск в ИТЭР всё же будет осуществляться через четыре патрубка и в трех местах в области дивертора. Более обещающим выглядит пеллет-инъекция со стороны сильного поля. Предполагается, что в ИТЭР будут инжектироваться D-T пеллеты диаметром 3 мм 32 раза или диаметром 5 мм — 16 раз *в секунду*. Скорость пеллет — 300 м/с. Инжектор должен работать не менее 1 ч. В плазму будет инжектироваться до 4500 см^3 дейтерия за разряд.

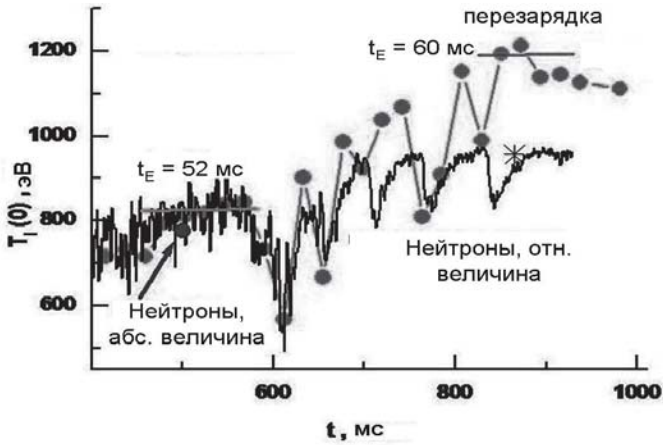


Рис. 10.15. Изменение электронной температуры плазмы при инъекции пяти пеллет

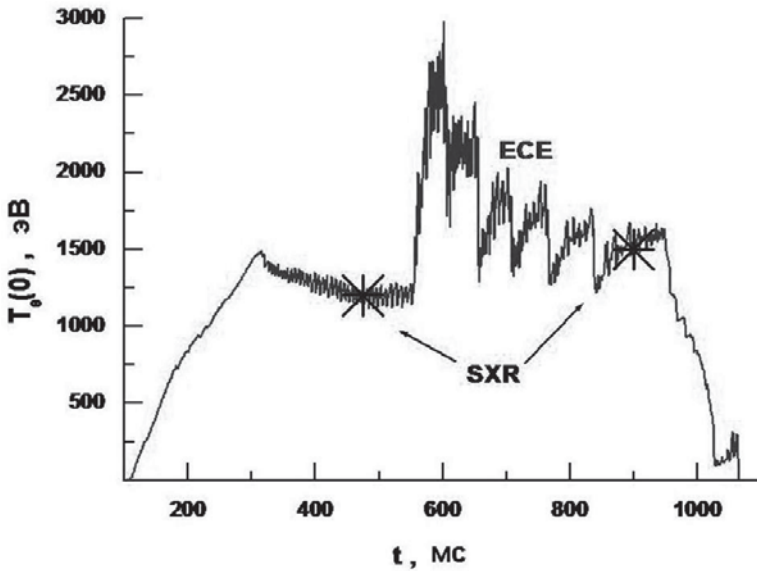


Рис. 10.16. Изменение ионной температуры плазмы при инъекции пяти пеллет

На рис. 10.17 приведено сравнение эффективности пеллет инъекции и газонапуска в ИТЭР.

Из рисунка видно, что инъекция пеллет со стороны сильного поля (HFS) значительно более эффективна, чем газонапуск.

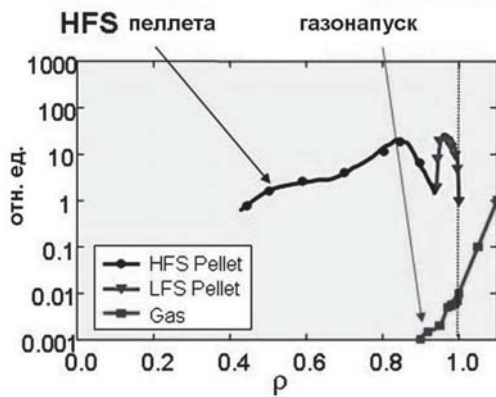


Рис. 10.17. Сравнение эффективности пеллет инъекции и газонапуска в ИТЭР

Глава 11 НАГРЕВ ПЛАЗМЫ

После того как камера заполнена плазмой, последнюю нужно нагреть до необходимой температуры.

Отметим некоторые требования к методам нагрева плазмы в термоядерных установках.

1. Наиболее выгодно нагревать центральную часть плазмы.
2. Нагрев плазмы не должен приводить к заметному поступлению примесей со стенок.
3. Нагрев не должен приводить к заметному ухудшению устойчивости плазмы, срывам тока и росту коэффициентов переносов.
4. Метод нагрева должен быть технологически совместимым с устройством вакуумной камеры и магнитной системы установки.

Эти условия приводят к серьезным ограничениям на выбор системы нагрева.

Рассмотрим основные способы нагрева плазмы.

11.1. Омический нагрев

Исторически первым был освоен *омический* нагрев плазмы током, который проходит через неё и создает необходимую для длительного удержания магнитную конфигурацию.

Как известно, удельное сопротивление плазмы описывается формулой

$$\rho(\text{Ом} \cdot \text{м}) = 3 \cdot 10^{-8} Z_{\text{эф}} T_e^{-3/2} (\text{кэВ}), \quad (11.1)$$

где T_e – температура электронов. Если вспомнить, что удельное сопротивление меди при комнатной температуре равно $\rho_{\text{Cu}} = 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, то видно, что удельное сопротивление плазмы уже при температуре 1 кэВ значительно меньше удельного сопротивления меди.

При прохождении тока через вещество, в данном случае через плазму, вещество нагревается (закон *Джоуля–Ленца*), причём в плазме в первую очередь нагреваются электроны. Сталкиваясь с ионами, электроны передают им часть своей энергии и нагревают ионную компоненту плазмы. На современных токамаках при омическом нагреве температура ионов обычно в два-три раза меньше, чем температура электронов. При повышении плотности плазмы

разрыв между ионной и электронной температурами уменьшается.

Увеличение электронной температуры приводит к уменьшению сопротивления плазмы, и поэтому при температурах выше нескольких килоэлектронвольт омический нагрев становится неэффективным.

В связи с этим были разработаны различные методы *дополнительного нагрева* плазмы.

11.2. Нагрев пучком быстрых атомов

В настоящее время одним из наиболее успешных и наиболее широко применяемых методов нагрева плазмы является инъекция мощных пучков быстрых нейтральных атомов. Схема этого способа представлена на рис. 11.1.

Поток ускоренных ионов из ионного источника попадает в нейтрализатор, где в результате столкновений с атомами газа превращается в поток быстрых атомов. Не перезарядившиеся ионы убираются из потока магнитным полем и поглощаются ловушкой. Интенсивность потока атомов измеряется калориметром. Через пат-рубков быстрые атомы попадают в плазму. В плазме атомы пучка ионизируются, захватываются магнитным полем, замедляются из-за столкновений с ионами и электронами и передают им свою энергию. Если энергия быстрых атомов превышает примерно 15 электронных температур, то греются преимущественно электроны, если меньше – ионы.

Для обеспечения высокой интенсивности нагрева необходимо обеспечить эффективное поглощение потока атомов в плазме. Поскольку требуется, чтобы максимальный нагрев был вблизи центра шнура, то пробег атома до ионизации должен быть больше размеров плазменного шнура. Необходимо также, чтобы траектории образовавшихся ионов укладывались внутри шнура.

Инъекция быстрых атомов в установку производится одним из трёх способов (рис. 11.2). При *радиальной инъекции* частицы запускаются в установку в радиальном направлении. Если частицы инжектируются в направлении плазменного тока, то это – *коинжекция*, если в противоположном, *контринжекция*. Для того, чтобы под действием инжектируемых частиц плазма не стала вращаться в тороидальном направлении нужно одновременно осуществлять ко- и контринжекцию. Ко- и контринжекция носят об-

щее название – *тангенциальная инжекция*. При коинжекции в плазме также возникает *продольный неиндукционный ток*, величина которого может быть сопоставима с омическим.

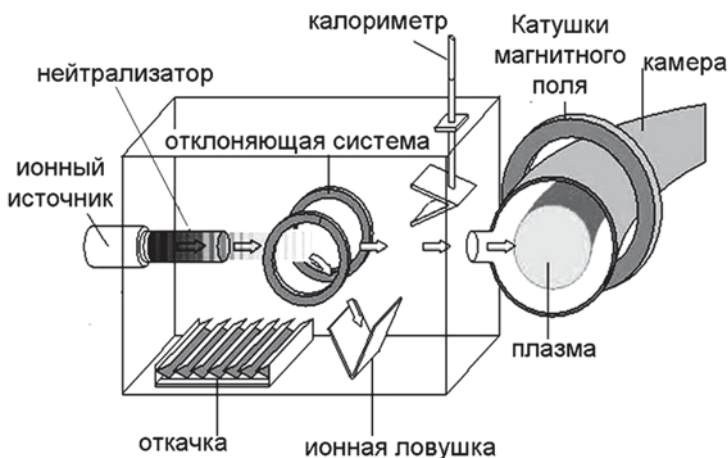


Рис. 11.1. Схема нагрева плазмы потоком быстрых атомов

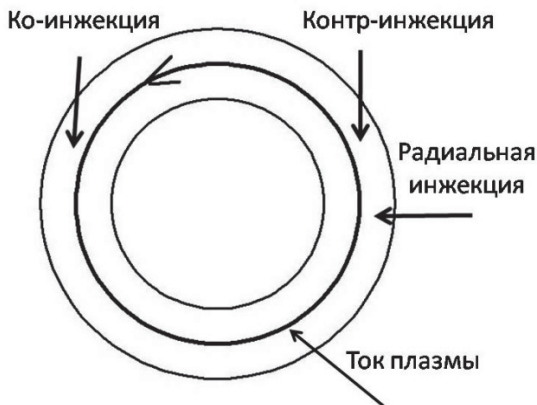


Рис. 11.2. Инжекция быстрых атомов в установку

Расчёты показывают, что если обмен энергией между пучком и плазмой происходит в результате кулоновских столкновений, то ионам плазмы должна передаваться примерно половина инжектируемой мощности. Увеличения размеров установок и параметров

плазмы приводит к необходимости повышения энергии инжектируемых атомов.

Эффективное сечение ионизации быстрых атомов водорода, дейтерия и трития с энергией E может быть вычислено по формуле

$$\sigma_{eff} = 7 \cdot 10^{-19} (Z_{eff} + 0,2)^{0,65} \left(\frac{3n_e}{2T_e + 1} \right)^{0,118} \left(\frac{A_i}{E} \right)^{(0,7+0,02Z_{eff})} \text{ см}^2/\text{электрон.} \quad (11.2)$$

Здесь A_i – массовое число атома; n_e – средняя плотность электронов, см^{-3} ; E – энергия частицы, МэВ; T_e – электронная температура, 10^4 эВ. Вообще говоря, эта формула применима в некотором диапазоне параметров, но для оценок её можно использовать практически во всех представляющих интерес случаях.

На рис. 11.3 приведена зависимость глубины проникновения атомов дейтерия в установку ИТЭР от их энергии. При повышении энергии пучка все более трудной становится задача получения достаточно высокого КПД инжектора, так как при этом уменьшается эффективность их преобразования в атомы. Создание инжектора атомарных пучков высокой интенсивности с энергией более 200 кэВ возможно, по-видимому, только с использованием отрицательных ионов эффективность преобразования их в атомы в газовой мишени достигает 80 % (рис. 11.4).

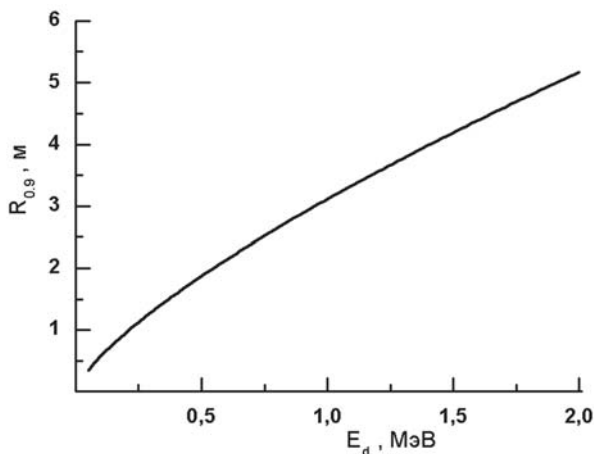


Рис. 11.3. Зависимость глубины проникновения атомов дейтерия в установку ИТЭР от их энергии

Длину свободного пробега быстрых нейтральных частиц в термоядерной плазме можно также грубо оценить по простой формуле

$$\lambda(M) = \frac{W(\text{кэВ})}{180 \cdot n(10^{20} \text{ м}^{-3}) \cdot M(\text{а.е.м.})} \quad (11.3)$$

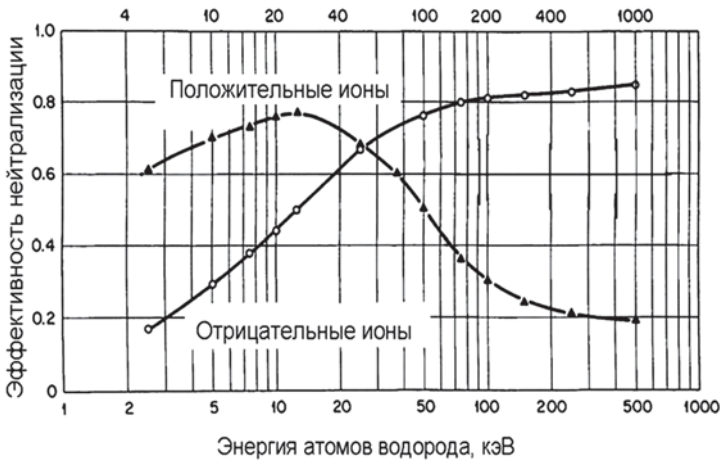


Рис. 11.4. Эффективность преобразования ионов в атомы

11.3. Высокочастотные методы нагрева

Нагрев плазмы вводимым в неё высокочастотным излучением происходит из-за резонансного взаимодействия возбуждаемых в плазме электромагнитных волн с её электронами или ионами.

Угловая частота вращения заряженной частицы в магнитном поле (ларморовская частота) зависит от величины магнитного поля B , массы частицы m и ее заряда Z :

$$\omega_{Li,e} = \frac{ZeB}{m_{i,e}c}$$

Так как область резонанса определяется напряжённостью магнитного поля и частотой колебаний волны, то нагрев происходит в определённой области камеры.

Для высокочастотного нагрева наиболее широко используются три метода:

- 1) нагрев на *электронно-циклотронной* частоте $\omega_e = \frac{eB}{m_e c}$;

- 2) нагрев на *ионно-циклотронной* частоте $\omega_{Li} = \frac{ZeB}{M_i c}$;
- 3) нагрев на *нижнегибридной* частоте $\omega_{LH} \approx \sqrt{\omega_{Le} \cdot \omega_{Li}}$.

11.3.1. Нагрев на второй гармонике электронно-циклотронной частоты

Частота излучения для возбуждения *электронно-циклотронного резонанса*

$$f_{эц} (\text{Гц}) = \frac{\omega_{Le}}{2\pi} \approx 2,8 \cdot 10^{10} B(\text{Тл}). \quad (11.4)$$

Длина волны при такой частоте находится в *миллиметровом* диапазоне. Создание мощных генераторов частоты гигагерцового диапазона (*гиротронов*) позволило использовать это излучение для нагрева электронной компоненты плазмы. Обычно нагрев проводится на второй гармонике электронно-циклотронной частоты. На рис. 11.5 изображена схема гиротрона. Поток электронов из электронной пушки попадает в резонатор, находящийся в магнитном поле, и возбуждает в нем электромагнитные колебания. Из полного спектра колебаний при помощи антенны и квазиоптических отражателей выделяются колебания с нужной частотой и через вакуумноплотное окно вводятся в плазму. Коллектор поглощает электроны, вылетевшие из резонатора.

Фотография гиротрона на 170 ГГц, разработанного для установки ИТЭР, представлена на рис. 11.6.

При вводе высокочастотных колебаний в плазму поперек магнитного поля в ней возбуждаются *обыкновенная (O-волна)* (электрическое поле волны *параллельно* магнитному полю установки) и *необыкновенная (X-волна)* (электрическое поле волны *перпендикулярно* магнитному полю установки) волны, при поглощении которых электронная компонента плазмы нагревается. Обыкновенная волна распространяется в плазме только тогда, когда её круговая частота больше электронной плазменной (ленгмюровской) частоты

$$\omega_{pe} (\text{рад/с}) = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}} = 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e (\text{см}^{-3})}, \quad (11.5)$$

где n_e – плотность электронов; m_e – масса электрона.

Необыкновенная волна имеет две точки отсечки, но так как эта волна используется значительно реже, то о них говорить не будем.

Чаще всего электронно-циклотронное излучение вводится в плазму со стороны слабого поля. Если излучение вводится в плазму под некоторым, отличным от $\pi/2$, углом к направлению магнитного поля, то в плазме создается *ток*.

Таким образом, излучение на электронно-циклотронной частоте используется для:

- 1) нагрева электронов плазмы;
- 2) создания продольного тока.

Для ввода в плазму мощности на электронно-циклотронной частоте не требуется применение сложных антенных систем, располагающихся в вакуумной камере. Ввод осуществляется через диэлектрическое окно (например, из нитрида бора) через простой волновод. Фотография такого волновода, рассчитанного на вводящую мощность 1 МВт, приведена на рис. 11.7.

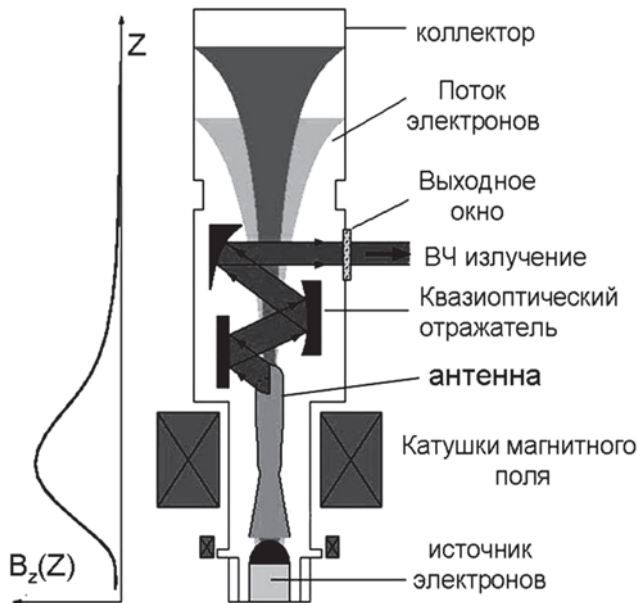


Рис. 11.5. Схема гиротрона

Сечение пучка
СВЧ излучения

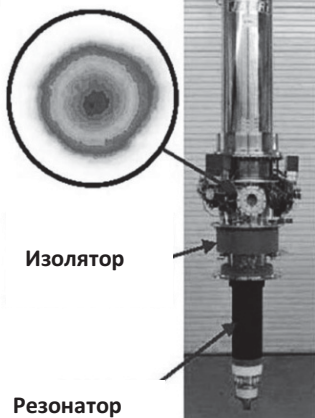


Рис. 11.6. Гиротрон для ИТЭР

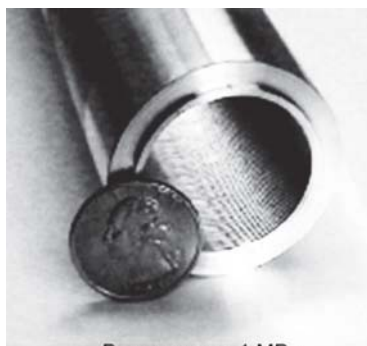


Рис. 11.7. Волновод для электронно-циклотронного нагрева

На рис. 11.8 представлено изменение *электронной* температуры плазмы установки Т-10, измеренной по излучению на второй гармонике электронной циклотронной частоты (ЭЦ) и при помощи спектрометра рентгеновского излучения, в течение разряда. Нагрев включается на 550 мс. Мощность нагрева – около 900 кВт. Разница в температурах, определённых разными способами, связана с ускоренными надтепловыми электронами, возникающими во время нагрева. На рис. 11.9 показано изменение *ионной* температуры во время ЭЦРН.

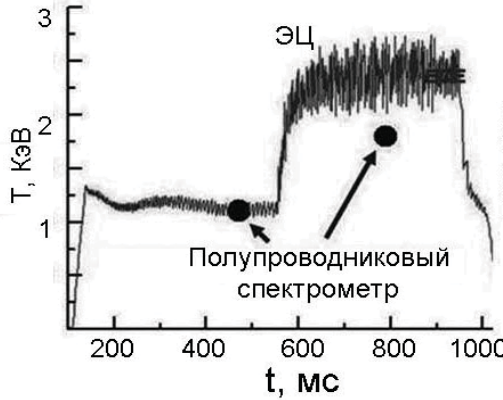


Рис. 11.8. Изменение электронной температуры

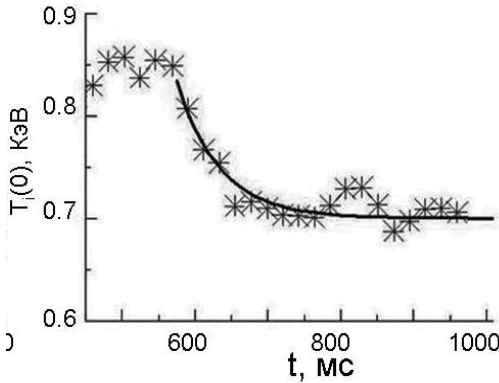


Рис. 11.9. Изменение ионной температуры

Видно, что во время нагрева ионная температура уменьшается. Это связано с тем, что сечение столкновений между ионами и электронами уменьшается при увеличении электронной температуры и, следовательно, мощность нагрева ионов уменьшается, то есть ионы остывают быстрее, чем нагреваются.

11.3.2. Нагрев на ионно-циклотронной частоте Ионно-циклотронная частота

$$f_{\text{иц}} (\text{Гц}) = \frac{\omega_{Li}}{2\pi} \approx 1,57 \cdot 10^7 \frac{Z}{M(\text{а.е.м.})} B(\text{Тл}), \quad (11.6)$$

где Z – заряд иона; M – масса иона в атомных единицах массы.

Длина волны у колебаний с такой частотой находится в *метровом* диапазоне. В этом методе нагрева используется первая или вторая гармоника ионно-циклотронной частоты. Вообще говоря, нагрев идет более эффективно, если греть не ионы, составляющие большинство в плазме, а ионы другого сорта, специально добавляемого в неё для этой цели (например, несколько процентов ионов ^1H или ^3He в дейтериевую плазму). Ионы малой добавки ускоряются высокочастотным полем до больших энергий (иногда до энергии в 1 МэВ) и передают её ионам плазмы за счет кулоновских соударений.

Для ввода высокочастотной мощности в установку применяются довольно сложные антенные устройства, расположенные внутри вакуумной камеры.

На рис. 11.10 представлена одна секция антенны. Обычно устанавливается несколько таких секций. На рис. 11.11 показана одна из секций антенны, предназначенная для установки в ИТЭР.

11.3.3. Нагрев на нижней гибридной частоте *Нижнегибридная частота равна*

$$f_{\text{НГ}} (\text{Гц}) = 6,53 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{Z}{M}} B(\text{Тл}). \quad (11.7)$$

Длина волны у колебаний с такой частотой находится в *дециметровом* диапазоне.

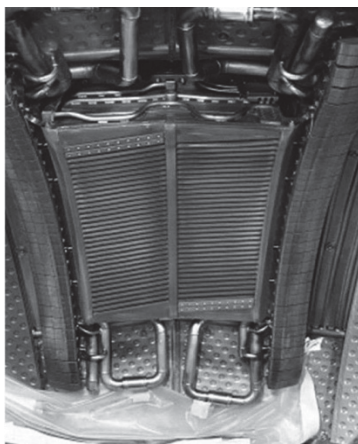


Рис. 11.10. Антенна для высокочастотного нагрева плазмы

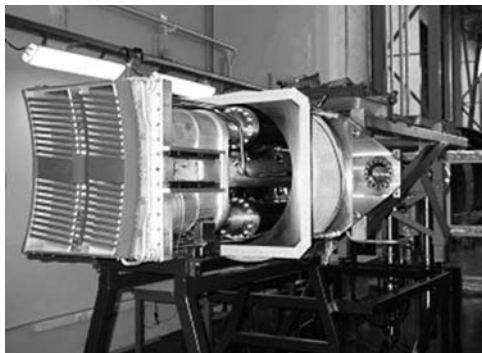


Рис. 11.11. Антенна для ИТЭР

Нагрев производится или на *основной* частоте, или на её *гармониках*. Диапазон частот излучения, применяемого для этого нагрева очень привлекателен с технической точки зрения. В этом диапазоне длин волн можно использовать имеющиеся мощные генераторы, волноводы и антенны, при помощи которых вводится излучение в плазму проще, чем для ИЦРН. В принципе, излучение на нижнегибридной частоте греет как ионы, так и электроны. В специальных условиях нижнегибридные волны создают продольный ток в токамаке, причем эффективность генерации этого тока достаточно велика даже в условиях реактора. На рис. 11.12 показана антенна для нижнегибридного нагрева. Такая антенна вводится в установку через патрубков.

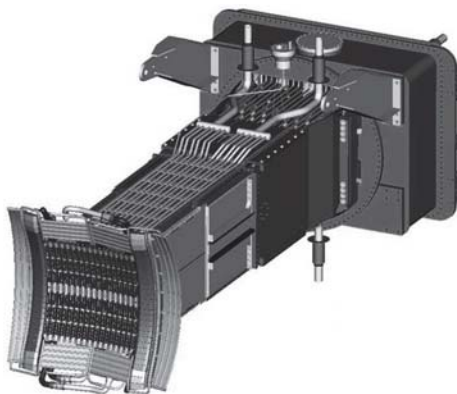


Рис. 11.12. Антенна для нижнегибридного нагрева

Следует отметить, что при протекании термоядерной реакции образуются α -частицы с энергией 3,5 МэВ. Эти частицы сталкиваются с ионами и электронами плазмы, передают им часть своей энергии и, тем самым, греют плазму. Если интенсивность термоядерных реакций достаточно велика, то нагрев α -частицами может полностью компенсировать потери энергии из плазмы.

В этом случае говорят, что в установке идет *самоподдерживающаяся* реакция.

В качестве примера системы нагрева плазмы рассмотрим установку **JET** (Англия).

На этой установке используются следующие методы дополнительного нагрева плазмы:

21 МВт NBI (инжекция нейтральных атомов);

16 МВт ICRH (ионно-циклотронный нагрев);

6 МВт LH (нижнегибридный нагрев).

В 1997 году на JET были проведены эксперименты с **D-T** плазмой. Правда, эксперимент был проведен не с плазмой, где содержание дейтерия и трития было одинаково, а с плазмой, в которой трития было только 10 %. Полученные результаты были пересчитаны на оптимальное содержание трития. Такой пересчет показал, что отношение термоядерной мощности (16 МВт) к затраченной (26 МВт) равно $Q = 0,61$.

В этих экспериментах плотность плазмы была $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, мощность NBI составляла 22 МВт, мощность ICRH – 3 МВт. Ионы были нагреты до температуры 30 кэВ.

В аналогичных экспериментах на установке TFTR (США), выполненных в 1994 г., была получена термоядерная мощность около **11 МВт**.

Больше ни на одной установке в мире эксперименты с D-T плазмой пока не проводились!

Глава 12

НЕКОТОРЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

12.1. Инерционное удержание

В импульсных системах с *инерционным* удержанием плазмы, выполнение критерия *Лоусона* достигается не за счет длительного удержания плазмы, а за счет увеличения ее плотности в результате сжатия смеси. Если при сжатии удастся достичь требуемой температуры 10–50 кэВ, а плотность смеси после её сжатия будет достаточно велика, то она успеет прореагировать за время инерционного разлёта смеси.

Системы, которые фактически используют микровзрывы небольшого количества реагирующей смеси, называются системами с *инерционным удержанием*.

Основная физическая задача в этом направлении управляемого термоядерного синтеза – получение высоких степеней сжатия в таком малом количестве топлива, которое позволит использовать выделившуюся термоядерную энергию без разрушения камеры.

Импульсные системы для осуществления управляемого термоядерного синтеза получили своё второе рождение после изобретения в 1960 г. лазеров, способных в коротких импульсах генерировать огромные мощности. Идея лазерного термоядерного синтеза заключается в облучении лазерным излучением небольшой сферической оболочки, заполненной газообразным или твердым топливом. Под действием излучения материал оболочки испаряется и создает реактивные силы, способные сжать оболочку и содержащуюся в ней реагирующую смесь.

Параллельно с лазерами в 1960-е годы развивались и другие мощные *драйверы* – ионные и электронные пучки, которые также могли бы обеспечивать требуемые мощности на поверхности мишеней (*драйвером* называется система подвода энергии к мишени).

Были разработаны импульсные системы питания, способные создавать и подводить к мишеням энергию 1–10 МДж за 10^{-8} с, то есть, получать пиковые мощности на уровне 10^{15} Вт. Появление новой технологии повлекло за собой интенсивные исследования физики взаимодействия мощного излучения и пучков частиц с

твёрдым телом и привело к разработке термоядерных мишеней, способных давать положительный выход энергии.

12.2. Мишени для инерционного управляемого термоядерного синтеза

Один из возможных вариантов устройства мишени показан на рис. 5.1. Мишень для инерционного синтеза состоит из поллой оболочки 1, изготовленной из тяжёлого металла, например, золота, слоя твёрдой замороженной дейтерий-тритиевой (D-T) смеси 2 и D-T газа низкой плотности в центре мишени 3. Основное топливо содержится внутри мишени в виде твёрдой D-T смеси, намороженной на внутреннюю сторону оболочки.

Центральная часть мишени заполнена разреженным D-T газом (примерно 5 % полной массы топлива), который служит для *поджига* плазмы в процессе сжатия мишени. Энергия к мишени подводится при помощи *драйвера*. Испарение материала оболочки и его разлёт создаёт реактивную, силу, сжимающую оболочку и содержащиеся в нём D-T топливо. В конечном, сжатом состоянии давление должно быть примерно однородным по сечению, но температура плазмы в центральной области, получившейся из разреженного газа (область 3 на рис. 12.1), будет более высокой, и в центре загорится термоядерная реакция, которая разогреет более плотную внешнюю область. В результате термоядерное горение распространится на всю смесь, содержащуюся внутри оболочки. После этого смесь будет разлетаться, примерно, со скоростью звука, соответствующей температуре смеси $T = 20\text{--}40$ кэВ.

Расчёты показывают, что энергия микровзрыва тем больше, чем большей плотности смеси удастся достичь при сжатии. Ограничения на степень сжатия связаны с небольшой, но всегда существующей неоднородностью падающего на оболочку излучения и с неидеальностью конструкции самой мишени. Несимметричность свойств мишени может нарастать в процессе сжатия оболочки из-за развития неустойчивостей. Неустойчивость может развиваться как на стадии ускорения оболочки, так и при её разлете и приводить к экспоненциальному росту исходных возмущений. Термоядерные мишени, подобные той, которая описана выше, уже были проверены экспериментально с помощью подземных ядерных взрывов.

Было показано, что они дают ожидаемый термоядерный выход, что доказало принципиальную возможность этого направления.

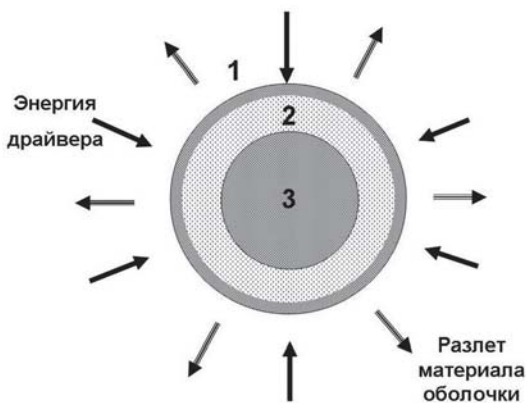


Рис. 12.1. Устройство мишени для инерционного термоядерного синтеза

С тех пор основной задачей импульсного управляемого синтеза стала демонстрация большого положительного выхода в лабораторных условиях, что требует совершенствования конструкции мишеней и разработки эффективных неядерных драйверов для их обжатия. Одновременно с перспективной задачей создания управляемого термоядерного реактора, подобные драйверы позволят, в условиях полного запрещения ядерных испытаний, продолжать исследования в области ядерных вооружений. Именно перспектива оборонных приложений дала в последние годы мощный толчок исследованиям в области импульсных систем. В термоядерном реакторе с электрической мощностью 1 ГВт нужно поджигать 5–6 мишеней в секунду. Диаметр мишени – 1 мм. Содержит она несколько миллиграммов D-T смеси.

12.3. Драйверы для инерционного управляемого синтеза

В настоящее время разрабатываются несколько типов *драйверов*: лазеры, пучки легких и тяжелых ионов. Некоторое время назад большой интерес вызывали релятивистские электронные пучки, но потом стало ясно, что их трудно фокусировать и подводить к мишеням.

Прежде чем переходить к обсуждению каждого типа драйверов, рассмотрим, каким образом в эксперименте добиваются требуемой равномерности облучения. Существуют два принципиальных под-

хода. При прямой схеме облучения, которая применяется в случае драйверов, использующих излучение в оптическом диапазоне, однородность достигается за счёт применения большого количества лучей, равномерно распределённых по поверхности мишени, при этом используются различные дополнительные оптические методы, позволяющие более равномерно «размазать» излучение отдельного пучка по поверхности мишени.

Второй подход, который можно применить не только для оптических, но и пучковых драйверов, заключается в использовании **холраума** (от нем. «hohlraum» – полость) – дополнительной камеры с небольшими отверстиями, изготовленной из материалов с большим Z , например вольфрама.

Схема облучения мишени в холрауме для лазерного излучения приведена на рис. 12.2. Лазерное излучение направляется в холраум через небольшие отверстия и нагревает стенки кожуха, которые испускают мягкое рентгеновское излучение. Непрямая схема облучения позволяет преобразовывать лазерное излучение в излучение с меньшей длиной волны (мягкое рентгеновское излучение), которое обеспечивает лучшие характеристики сжатия мишени, чем исходное излучение. Кроме того, достигается большая равномерность облучения мишени.

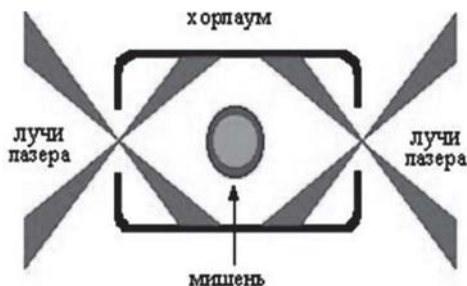


Рис. 12.2. Холраум для облучения мишени лазерным излучением

На рис. 12.3 показана фотография холраума в рентгеновских лучах в момент его облучения на установке NOVA (США) десятью лазерными лучами.

На установке NIF (National Ignition Facility) в США на мишень фокусируется 192 лазерных луча. Исходная ширина луча – около полуметра. Размер мишени – около 1 см. Наружная оболочка ми-

шени изготовлена из золота. На долю секунды плотность плазмы становится в 4–5 раз больше, чем плотность самых тяжёлых металлов, а температура достигает нескольких миллионов градусов. Стоимость установки – более 5 млрд. долларов, мощность – 500 ТВт. На рис. 12.4 приведена фотография камеры установки во время монтажа. На врезке – золотая мишень.

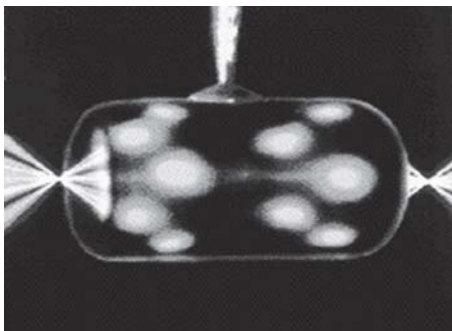


Рис. 12.3. Фотография холраума в рентгеновских лучах в момент его облучения на установке NOVA десятью лазерными лучами



Рис. 12.4. Фотография камеры NIF во время монтажа. На врезке – золотая мишень

12.4. Лазеры

Преимущество лазерного излучения заключается в относительной легкости его транспортировки к мишени и фокусировки, возможности получать мощность огромной плотности, требуемой для эффективного сжатия мишени.

Параметры современных лазерных установок для исследования термоядерного синтеза приведены в табл. 12.1.

Таблица 12.1

Установка	Тип лазера	Энергия в импульсе (кДж)	Длина волны (мкм)
NOVA (США)	Nd стекло	125/80/55	1,05/0,53/0,35
OMEGA (США)	Nd стекло	30	0,35
NIF (США)	Nd стекло	1800	0,35
ИСКРА 5 (Россия)	Iodine	30	1,35
ДЕЛЬФИН (Россия)	Nd стекло	10	1,05
РНЕВБУС (Франция)	Nd стекло	20/10	0,53/0,35
ГЕККО ХП (Япония)	Nd стекло	20/15/12	1,05/0,53/0,35
LFEX (Япония)2 ТВт	Nd стекло	20	1,05/0,53/0,35
LMJ Строится (Франция)	Nd стекло	1000	1,5/0,53/0,35

Хотя лазеры позволяют проводить лабораторные исследования по обжатию и зажиганию мишеней, их недостаток – низкий КПД, который пока в лучшем случае достигает 1–2 %. При таких низких КПД термоядерный выход мишени должен превышать 10^3 , что является очень сложной задачей. Для того чтобы лазеры могли служить драйвером реактора термоядерной электростанции их стоимость должна быть снижена примерно на два порядка величины. Поэтому, параллельно с развитием лазерной технологии, исследователи обратились к разработке более эффективных драйверов – ионных пучков.

12.5. Ионные пучки

В настоящее время рассматривается два типа ионных пучков: пучки легких ионов, типа Li, с энергией в несколько десятков МэВ и пучки тяжелых ионов, типа Pb, с энергией до 10 ГэВ.

Ионные пучки бомбардируют твердую мишень (рис. 12.5), в которой генерируется рентгеновское излучение, облучающее мишень.

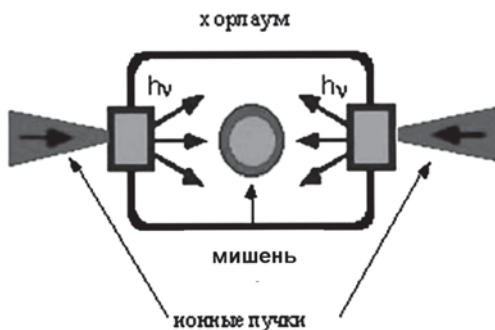


Рис. 12.5. Холраум для облучения ионными пучками

12.6. Электронные пучки

Типичным представителем установки с использованием электронных пучков является российская установка «Ангара-5» (рис. 12.6).

Параметры этой установки:

Энергия электронов, МэВ	1,5
Ток, МА	6
Длительность импульса, нс	150
Мощность, диссипируемая в мишени, ТВт	5

В настоящее время вся энергетика «Ангара-5» используется для производства мощного рентгеновского излучения для сжатия мишени.

Основные технологические трудности создания импульсных реакторов лежат в области драйверной техники, создании прецизионных мишеней и систем, позволяющих инжектировать и контролировать их положение в камере. Сама камера импульсного реактора имеет относительно простую конструкцию. Большинство проектов предполагает применять жидкую стенку. Например, проект реактора HYLIFE-11 использует расплавленную соль Li_2BeF_4 , жидкая за-веса из которой окружает область, куда поступают мишени. Жидкая стенка будет поглощать нейтронное излучение и смывать остатки мишеней. Она же демпфирует давление микровзрывов и равномерно передает ее на основную стенку камеры. Характерный внешний диаметр камеры около 8 м, её высота – около 20 м.

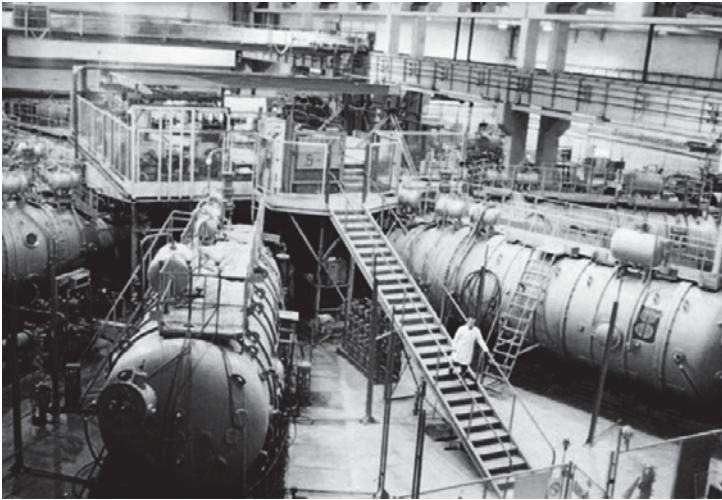


Рис. 12.6. Установка «Ангара-5» (Россия)

12.7. Мюонный катализ

Для того чтобы произошла термоядерная реакция, ядра реагирующих элементов должны быть сближены на расстояние порядка $4 \cdot 10^{-13}$ см, то есть на расстояние, на котором уже начнется действие ядерных сил. Так как на больших расстояниях между положительно заряженными ядрами действуют кулоновские силы отталкивания, то для преодоления этого отталкивания энергия сталкивающихся ядер должна превышать, для изотопов водорода, величину

$$E_{cr} = \frac{e^2}{r} = \frac{1,44 \cdot 10^{-13} \text{ МэВ} \cdot \text{см}}{4 \cdot 10^{-13} \text{ см}} = 0,36 \text{ МэВ}. \quad (12.1)$$

Как уже говорилось, возможность протекания термоядерных реакций при меньших энергиях сталкивающихся частиц определяется туннельным эффектом.

Однако есть и другая возможность осуществить слияние двух ядер. Для этого нужно сблизить ядра до расстояния, на котором начнут действовать ядерные силы, каким-то другим способом.

Как известно, в атоме водорода и, следовательно, в атомах дейтерия и трития, радиус электронной орбиты (*боровский радиус*) равен

$$r_B = \frac{h^2}{4\pi^2 m e} = 0,58 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad (12.2)$$

где h – постоянная Планка; e – заряд электрона; m – масса электрона.

Из формулы видно, что если бы удалось увеличить массу электрона или найти такую отрицательную частицу с большой массой, которая могла бы образовывать с протоном нейтральный атом, то его размер был бы в отношении масс в $k = m_{\text{част}}/m$ раз меньше, чем размер атома водорода. В образовавшейся из двух таких атомов молекуле, аналогичной молекуле D_2 , расстояние между ядрами дейтерия будут в k раз меньше, и вероятность туннельного эффекта возрастет.

Оказывается, что в природе такая частица существует – это мю-мезон (мюон).

Мюон (мю-мезон) – элементарная частица, свойство которой, включая и взаимодействие с другими частицами, аналогичны свойствам электрона. Однако мюон тяжелее электрона в 207 раз. Мю-мезон является нестабильной частицей со временем жизни

$$\tau_{\mu} \approx 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}. \quad (12.3)$$

Мюоны бывают *положительно* и *отрицательно* заряженными. Положительно и отрицательно заряженные мюоны по отношению друг к другу являются частицей и античастицей. Впервые отрицательно заряженный мюон был обнаружен в 1936–1937 гг. **К. Андерсоном** и **С. Недермейером** в космических лучах.

Мюоны распадаются по следующей схеме:

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu} (\nu_{\mu}), \quad (12.4)$$

ν_e и ν_{μ} – электронное и мюонное нейтрино. Тильдой отмечены антинейтрино.

В лабораторных условиях мюоны получают при распаде π -мезонов, которые, в свою очередь, образуются при бомбардировке на ускорителе тяжелыми частицами мишени. π -мезоны бывают трех видов: π^{-} , π^0 и π^{+} . Масса заряженных пионов равна примерно 140 МэВ, а масса нейтрального – 135 МэВ.

В физике высоких энергий *массы* часто выражают в единицах *энергии* в соответствии с соотношением Эйнштейна

$$E = mc^2. \quad (12.5)$$

Пионы – частицы нестабильные, время их жизни составляет примерно $2,6 \cdot 10^{-8}$ с и распадаются они по схеме



Совместно с изотопами водорода отрицательный мюон может образовывать системы, заменяя в атомной оболочке электрон (положительно заряженный мюон вместе с электроном также может образовать связанную систему).

Находящийся в среде, содержащей ядра-изотопы **d** и **t**, свободный мюон сначала образует атомы **р μ** , **d μ** и **t μ** , а затем и молекулы **рр μ** , **рд μ** , **D-D μ** , **D-T μ** и др.

Так как радиус молекулы водорода равен $0,7414 \cdot 10^{-8}$ см, то радиус *мезомолекулы* составляет $0,358 \cdot 10^{-10}$ см. Оказывается, что при таком расстоянии между ядрами, термоядерные реакции могут происходить и при комнатной температуре.

В результате термоядерной реакции *мюон* освобождается и может принять участие в образовании следующей мезомолекулы. Расчёты показывают, что за время своей жизни мюон может принять участие в **100–150 реакциях**.

Таким образом, мюон является катализатором термоядерных реакций.

К сожалению, из-за низкого КПД такой способ производства энергии оказывается нерентабельным.

Осознав суть идеи холодного синтеза ядер при замене в атоме электрона на более тяжелый мюон, нельзя не сказать о модной в настоящее время и (и настолько же загадочной) идее получения энергии за счет так называемого «холодного ядерного синтеза» (ХЯС). Огромная масса исследователей в разных странах после ошеломляющего сообщения в 1989 г. Флейшмана и Понса о ядерном синтезе с большим выделением энергии в обычной электрохимической ячейке при электролизе в тяжелой воде с палладиевыми электродами бросились перепроверять на разных установках эти фантастические результаты. После безуспешных попыток воспроизвести появление гелия и избыточное выделение энергии дело кончилось статьёй с поучительным названием «Cold confusion» (холодный конфуз!). Хотя до сих пор нет убедительных доказательств существования этого явления, попытки задешево и запро-

сто получить энергию оказались настолько заразительны, а опыты с демонстрацией избыточно получаемой энергии и ядерных трансмутаций при весьма простых манипуляциях настолько распространились, что, начиная с конца 1990-х и по сей день ежегодно проводятся международные конференции по холодному ядерному синтезу. Существует множество научных публикаций даже в солидных журналах, в которых демонстрируется наличие ядерных процессов при химически превращениях, в низкотемпературной плазме либо при лазерной абляции. Это направление получило даже свою аббревиатуру LENR – (низкоэнергетичные ядерные реакции) или CANR (химически ассистируемые ядерные реакции). На слуху генератор Росси мощностью в 1 МВт, в котором никель превращается в медь при участии водорода. И хотя мы пока не можем заказать по интернету такой генератор, например, для обогрева дачи, убедительного доказательства «надувательства» также не существует. Остается определенным «гвоздем» и идея кавитационного ХЯС, когда, как предполагают, при схлопывании пузырьков и происходящей при этом акустической и гидродинамической кумуляции энергии возможен ХЯС. Физикам остается задуматься: либо наши совершенные диагностики не настолько совершенны, либо есть явления, которые мы не можем пока объяснить.

Глава 13

ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕМЕНТЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

В середине XX века после того, как ядерная энергия начала широко использоваться в науке и технике, было выяснено, что повреждение конструкционных материалов мощными потоками нейтронов приводит к серьезным ограничениям на выбор этих материалов. Отмечается, что «...именно поведение материалов в реакторах оказывается тем главным фактором, который определяет и, к сожалению, часто ограничивает применение многих конструкций ядерных реакторов, оптимальных с точки зрения современной энергетики».

С аналогичными, а может быть с ещё большими проблемами, придется столкнуться и при строительстве термоядерного реактора.

Например, в ИТЭР поток нейтронов на первую стенку будет составлять, примерно, $1,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует интегральной дозе за время работы установки $3 \cdot 10^{21}$ нейтр./ см^2 , гамма квантов – $1,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а поток частиц перезарядки – $2 \cdot 10^1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Так как степень радиационных повреждений существенным образом зависит от состава, обработки и структуры материала, то, как правило, будут рассмотрены только самые общие результаты воздействия облучения на вещество.

13.1. Дефекты кристаллических тел

Механические, электрические и оптические свойства кристаллических тел тесно связаны с наличием в них различных нарушений правильности кристаллической решетки. Дефекты решетки делятся на *точечные (point)* и *протяженные (дислокации – dislocation)*. На рис. 13.1 приведены примеры точечных дефектов. На рис. 13.1, *a* изображено расположение атомов в идеальной плоской решетке.

Если из узла решетки убрать один атом, то образуется *вакансия (vacancy)* (рис. 13.1, *б*). Если один из атомов сместить из узла, то возникает *смещенный (interstitial)* атом, который вместе с образовавшейся вакансией образует *пару Френкеля (Frenkel pair)* (рис. 13.1, *в*). Атомы, расположенные между узлами решетки таким образом, как показано на рис. 13.1, *г* образуют *гантельную (di-interstitial)* конфигурацию, а так, как показано на рис. 13.1, *д* – *кро-*

удион (crowdion). И, наконец, атом, помещенный между узлами решетки называется *внедренным (foreign atom)* (рис. 13.1, *e*).

Точечные дефекты, собираясь вместе определенным образом, образуют пространственные дефекты (рис. 13.2)

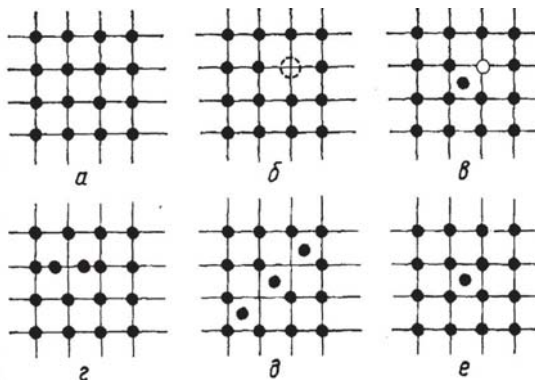


Рис. 13.1. Точечные дефекты: *a* – плоская идеальная решетка; *b* – вакансия; *в* – смещенный атом (пара Френкеля); *г* – гантельная конфигурация; *д* – кроудион; *e* – внедренный атом

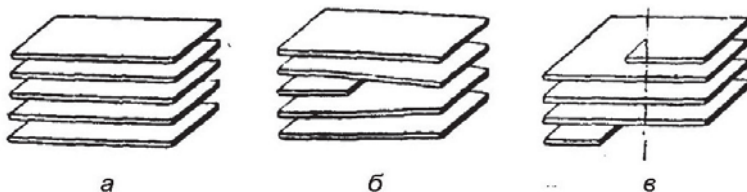


Рис. 13.2. Схемы двух пространственных дефектов: *a* – структура атомных плоскостей идеального кристалла; *b* – краевая (boundary); *в* – винтовая (screw) дислокации

На рис. 13.3 приведен пример *винтовой дислокации*.

Вакансии, мигрируя по решетке, могут «собираться» вместе, образуя *поры (voids)*. Внедренные атомы газов, собираясь вместе, образуют *газовые пузыри (bubbles)*. Деформация сферических пор может привести к образованию *петлевых дислокаций (loop dislocation)* (рис. 13.4).

В типичных кристаллах плотность дислокаций составляет 10^6 см^{-2} . Проводя термическую обработку – *отжиг*, плотность дислокаций можно уменьшить до 100 см^{-2} , а после пластической деформации плотность дислокаций может увеличиться до 10^{12} см^{-2} .

При облучении нейтронами и быстрыми частицами выбивают атомы из узлов решетки, образуя *радиационные дефекты*.



Рис. 13.3. Пример винтовой дислокации

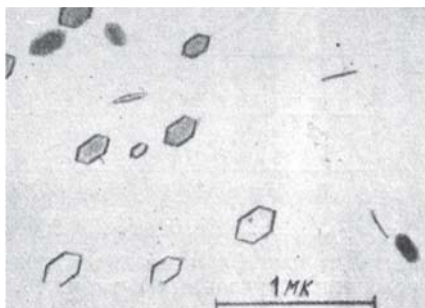


Рис. 13.4. Петлевые дислокации

Величина энергии связи атомов в кристаллической решетке составляет 25–35 эВ. При облучении вещества, например, нейтронами с энергией в несколько МэВ, первый выбитый атом приобретает достаточную энергию для того, чтобы выбить второй и т.д.

Таким образом, при облучении вещества частицами больших энергий образуются каскады смещённых атомов. Например, при облучении в реакторе деления на каждый первичный смещённый атом в бериллии всего образуется до 440, в углероде – до 900, а в железе – до 390 вторичных атомов. Образовавшиеся дефекты могут мигрировать. Если во время миграции встречаются смещённый атом и вакансия, то происходит *аннигиляция* дефектов. При увеличении температуры вещества увеличивается скорость миграции и, тем самым, возрастает вероятность аннигиляции дефектов. Та-

ким образом, при нагреве вещества происходит *отжиг* радиационных дефектов.

В радиационном материаловедении часто используется специфическая единица дозы облучения – *сна* – смещение на атом (*dpa – displacement per atom*) – величина, показывающая, сколько раз *каждый* атом смещается со своего места во время облучения.

Ниже приводятся величины ожидаемых доз для некоторых элементов диагностики ИТЭР, сна:

Керамические изоляторы	до 3
Провода и кабели	до 3
Окна	3–10

Таким образом, видно, что для отдельных элементов ИТЭР доза облучения может достигать **10 сна**.

Приводимые ниже данные по действию нейтронного облучения на вещество получены, как правило, при облучении на реакторах деления. Сравнение спектра нейтронов в реакторе на тепловых нейтронах с сектором нейтронов в ИТЭРе приведено на рис. 13.5.

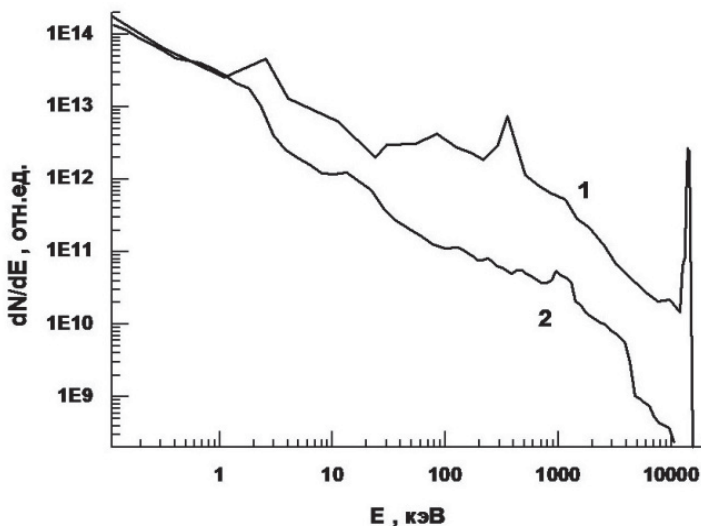


Рис. 13.5. Спектр нейтронов в ИТЭР (1) и в реакторе на тепловых нейтронах (2)

Полное число нейтронов в обоих случаях одинаково. Из рисунка видно, что различие в нейтронных спектрах достаточно велико, и

поэтому приводимые данные можно использовать только для качественных оценок, так как ряд эффектов весьма существенно зависит от энергии нейтронов. Например, радиационно стимулированная диффузия под действием 14 МэВ нейтронов примерно на порядок величины больше, чем под действием нейтронов деления.

К сожалению, имеющиеся в настоящее время нейтронные генераторы, производящие нейтроны с энергией 14 МэВ, маломощны, и на них трудно получить необходимую дозу облучения.

Для моделирования действия термоядерных нейтронов иногда используют потоки протонов с энергией 590 МэВ. Специально поставленные эксперименты показали, что при соответствующей энергии радиационные повреждения под действием протонов приблизительно такие же, как и под действием нейтронов. Однако есть некоторые различия в дозах, при которых достигаются аналогичные эффекты.

13.2. Объёмные эффекты

13.2.1. Изменение механических свойств

13.2.1.1. Радиационное распухание

Образование при облучении в веществе большого количества пор и газовых пузырей приводит, как правило, к увеличению размеров облучаемых тел. Величина этого распухания сильно зависит от температуры. На рис. 13.6 приведена температурная зависимость распухания ниобия, а на рис. 13.7 – распухания одного из видов нержавеющей стали.

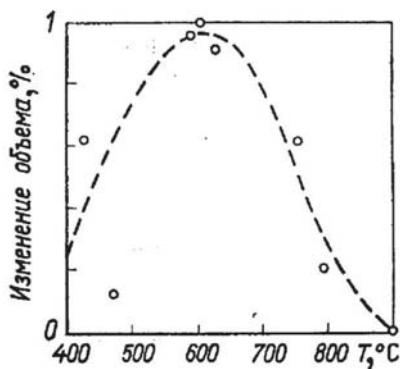


Рис. 13.6. Распухание ниобия

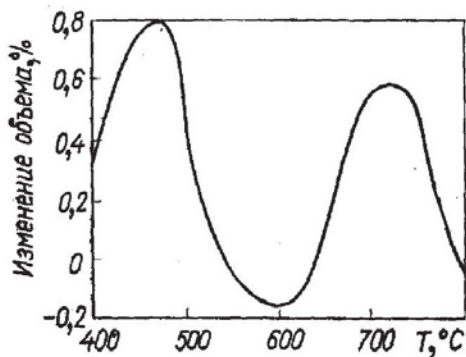


Рис. 13.7. Распухание нержавеющей стали

Из рисунков видно, максимальное увеличение объема достигается при одной или двух характерных для данного материала температурах. Есть данные, что распухание аустенитной стали марки 09X16H15M3B при дозе $1,4 \cdot 10^{23}$ нейтрон/см² достигает 28 % при температуре 400–500 °С и равно 0 при температурах 350 и 600 °С.

Распухание некристаллических материалов связано, в основном, с образованием газовых пузырей. Однако так происходит не всегда. Например, обычное оконное стекло при облучении нейтронами ($E > 0,1$ МэВ) при дозе облучения, превышающей $2 \cdot 10^{20}$ нейтр./см², сжимается и его плотность увеличивается на 2–3 %. Что же касается кристаллического кварца, то его плотность в аналогичных условиях уменьшается примерно на 15 %.

Следует добавить, что для стекла и кварца изменение плотности при увеличении дозы нейтронного облучения достигает насыщения при дозе около 2×10^{20} нейтр./см².

Наиболее сильное распухание наблюдается в материалах, делящихся под действием нейтронов. В некоторых случаях, при больших дозах облучения, распухание может превышать 100 %.

13.2.1.2. Радиационное упрочнение и охрупчивание

Пластичность материала определяется подвижностью дислокаций. Возникновение при нейтронном облучении большого количества точечных дефектов приводит к торможению на них дислокаций и, как следствие, к уменьшению пластичности вещества. В качестве примера на рис. 13.8 приведена диаграмма растяжения сплава Mo+0,5 % Ti.

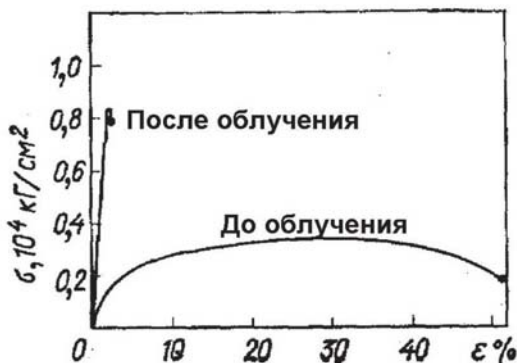


Рис. 13.8. Диаграмма растяжения сплава Mo+0,5% Ti

Здесь по горизонтальной оси отложена величина относительного удлинения, а по вертикальной – величина приложенной нагрузки.

Из рисунка видно, что облучение приводит к заметному увеличению прочности и уменьшению пластичности. Так, разрушение облученного образца наблюдается при нагрузке, примерно в два раза превышающей нагрузку разрушения необлученного.

В то же время относительное удлинение до разрушения необлученного образца примерно на порядок больше, чем для облученного. Таким образом, при облучении вещество становится более прочным и более хрупким. Для чистых отожженных металлов повышение прочности и снижение пластичности может достигать 50 %.

Радиационное распухание, упрочнение и охрупчивание может приводить к растрескиванию деталей из металлов и керамики. В частности, на основании облучения в реакторе образцов корпусных сталей было обнаружено ускоренное радиационное охрупчивание металла сварных швов корпусов реакторов ВВЭР-440 и снижение их ресурса по сравнению с заявленным (30 лет) до 8–10 лет.

13.2.2. Релаксация и ползучесть

Радиационная ползучесть некоторых сплавов может на порядок превышать термическую ползучесть.

Радиационные релаксация и ползучесть приводят к тому, что при облучении могут ослабевать болтовые соединения и уменьшаться упругость пружин. Если на различные части детали дей-

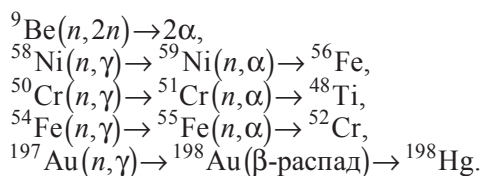
ствуется облучение разной интенсивности, то деталь может деформироваться.

13.2.3. Аморфизация

Облучение быстрыми нейтронами может вызвать *аморфизацию* кристаллических веществ.

13.2.4. Трансмутация

Под действием нейтронов в результате ядерных реакций происходит *трансмутация* (изменение) элементов, входящих в состав конструкционных материалов. Некоторые из этих реакций перечислены ниже:



Из-за трансмутаций внутри вещества образуется гелий, который создает газовые пузыри. Кроме того, трансмутации вызывают изменение состава конструкционных материалов, что приводит к изменению их свойств. В частности, превращение золота в ртуть исключает применение чувствительных элементов в болометрах, изготавливаемых в настоящее время из золота. Для ИТЭР рассматривается возможность замены золота на платину.

13.2.5. Радиационно стимулированная диффузия

При облучении увеличение коэффициента диффузии как собственных, так и примесных атомов, в металлах, сплавах и полупроводниках может достигать 10^2 – 10^{10} раз. Увеличение коэффициента диффузии может привести к тому, что попавшие при бомбардировке частицами перезарядки в материал атомы водорода, продиффундируют в объём и вызовут *водородное охрупчивание*.

Радиационно стимулированная диффузия может вызвать диффузионную *сварку* соприкасающихся деталей.

На рис. 13.9 показано изменение распределения по глубине количества тантала, нанесенного на бериллиевую подложку до и после облучения в реакторе на тепловых нейтронах. Доза облучения нейтронами с энергиями более 100 кэВ составила $2 \cdot 10^{19}$ нейтр./см². Толщина нанесённого слоя – 100 Å.

Из рисунка видно, что после облучения количество танталла на поверхности *уменьшилось* примерно в *четыре раза*.



Рис. 13.9. Распределение Ta, нанесённого на W, в приповерхностном слое до и после облучения

13.3. Поверхностные эффекты

13.3.1. Распыление под действием частиц перезарядки

Распылением называется процесс выбивания атомов из поверхности падающими частицами. *Коэффициентом распыления* называется количество атомов мишени выбитых одной падающей частицей.

Коэффициенты распыления различных материалов под действием атомов водорода, дейтерия и трития с энергиями, меньшими 100 кэВ, как правило, не превышают нескольких единиц на 10^{-2} атомов на падающую частицу. Исключением является химическое распыление углерода под действием атомов H, D, и T, при котором коэффициент распыления может превышать 0,1 атом на частицу.

На рис. 13.10 приведены зависимости коэффициента распыления нержавеющей стали (SS) под действием атомов водорода дейтерия и гелия от их энергии.

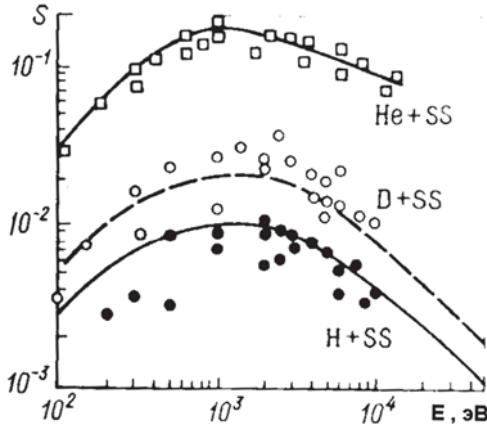


Рис. 13.10. Зависимость коэффициента распыления нержавеющей стали от энергии атомов водорода, дейтерия и гелия

Следует заметить, что для частиц с энергиями, превышающими несколько сот электронвольт, коэффициент распыления *не зависит от их зарядового состояния*.

Коэффициент распыления зависит от *направления* падения частиц относительно кристаллографических осей распыляемого вещества, и поэтому эрозия поверхности происходит неравномерно. В качестве примера на рис. 13.11 представлена поверхность монокристалла меди (кристаллографическая плоскость 001) после распыления потоком ионов аргона с энергией 40 кэВ.

При изменении угла падения частиц на поверхность, «конусы» видоизменяются, но неравномерность эрозии остается.

Распыление носит *пороговый* характер. Для того чтобы выбить атом из вещества, необходимо передать ему энергию, превышающую энергию связи атома в веществе.

Пороговая энергия распыления определяется следующим соотношением:

$$E_T = \frac{E_s}{\gamma_{sp}(1-\gamma_{sp})}, \quad (13.1)$$

где E_T – пороговая энергия, E_s – энергия связи, а

$$\gamma_s = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2}, \quad (13.2)$$

m_1 и m_2 – массы сталкивающихся частиц.

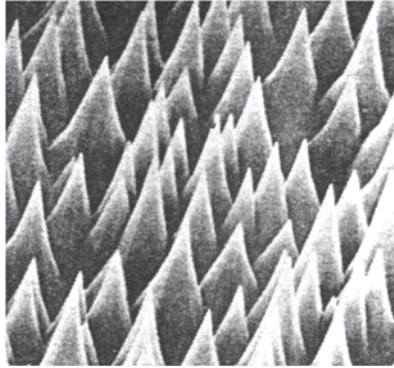


Рис. 13.11. Поверхность монокристалла меди (кристаллографическая плоскость 001) после распыления потоком ионов аргона с энергией 40 кэВ

13.3.2. Распыление под действием нейтронов

Коэффициент распыления под действием нейтронов обычно составляет 10^{-4} – 10^{-5} ат./нейтр. Однако некоторые исследователи отмечают, что под действием 14 МэВ нейтронов из таких веществ, как Nb, V, Si, могут выбиваться куски, содержащие до $2 \cdot 10^{12}$ ат., что увеличивает коэффициент распыления до 0,25 ат./нейтр. При потоке нейтронов $4 \cdot 10^{14}$ нейтр.·см⁻²·с⁻¹ разрушение стенки термоядерного реактора, связанное с этим эффектом, может достигнуть **0,6 мм/год**.

13.3.3. Химическое распыление

Из материалов, интересных для термоядерных реакторов, химическое распыление важно только при взаимодействии ионов водорода, дейтерия и трития с углеродом.

Типичная реакция при этом имеет вид



Метан – наиболее часто возникающее соединение, однако встречаются и другие гидрокарбонаты, такие, как C₂H₄, C₃H₆ и др. Коэффициент химического распыления сильно зависит от температуры, что видно из рис. 13.12.

Введение в углерод небольшого количества других элементов резко снижает коэффициент химического распыления. Как видно из рис. 13.12, добавление в углерод всего 3 % вольфрама снижает коэффициент распыления почти на порядок величины. К такому же эффекту приводит добавка в углерод бора.

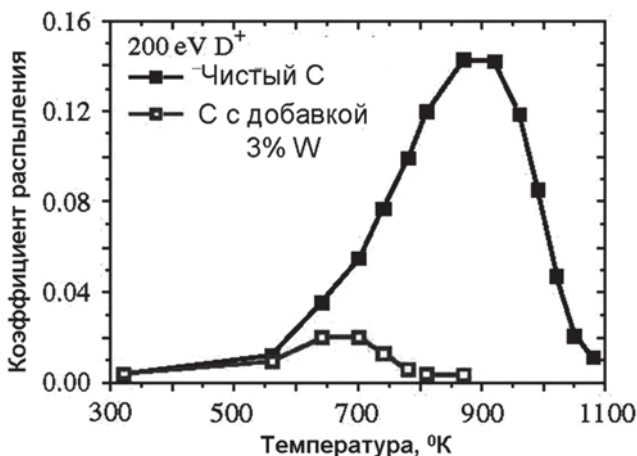


Рис. 13.12. Коэффициент химического распыления углеродосодержащих материалов

13.3.4. Блистеринг

При облучении поверхности вещества ионами (или атомами) водорода или, в особенности, инертного газа, вблизи поверхности образуются газовые пузыри – *блистеры*. В качестве примера на рис. 13.13 приведена микрофотография поверхности Мо, облученного ионами аргона с энергией 36 кэВ.

Температура Мо во время облучения составляла 1100 °С. При увеличении времени облучения давление внутри блистера растёт до тех пор, пока его поверхность не разрушится. Действительно, на рисунке видны трещины на поверхности некоторых блистеров.

В термоядерных установках при бомбардировке образцов, помещенных вблизи стенки камеры, наблюдаются аналогичные разрушения.

На рис. 13.14 приведены фотографии Мо образца, облученного ионами гелия с энергией около 0,25 кэВ в установке TRIAM-1M (Фукуока, Япония).

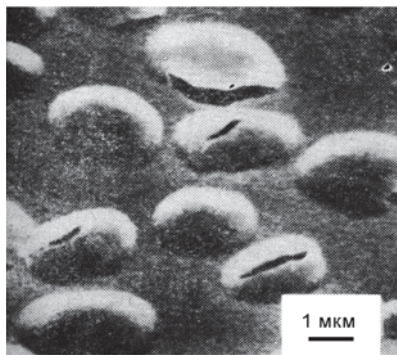


Рис. 13.13. Микрофотография поверхности Мо, облученного ионами аргона с энергией 36 кэВ

Тёмные точки на рисунке – *дислокационные кольца*, а светлые – *блистеры*.

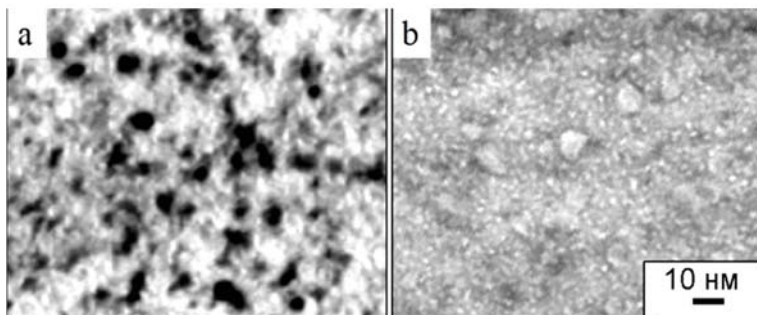


Рис. 13.14. Молибденовый образец, облученный ионами гелия с энергией около 0,25 кэВ в установке TRIAM-1M: *a* – доза $1,5\div 7,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; *b* – $9,3\div 14 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

13.3.5. Изменение электрических свойств

Изменение *электрических* и *оптических* свойств происходит не только под действием нейтронов и других частиц, но и под действием гамма-квантов.

13.3.5.1. Радиационно наведенная ЭДС (Radiation Induced Electro-Motive Force – RIEMF)

Этот эффект наиболее ярко проявляется при облучении электрических кабелей и в некоторых случаях величина наведенной ЭДС может быть сравнима с величиной полезного сигнала.

13.3.5.2. Увеличение электрического сопротивления проводников (Radiation Induced Electrical Degradation – RIED)

При облучении удельное сопротивление чистых проводников, как правило, *увеличивается*. Для чистой меди это увеличение может достигать 15 %. У сплавов наблюдается как *увеличение* удельного сопротивления, так и его *уменьшение*. Такой эффект зависит от предварительной обработки образца. Например, удельное сопротивление отожжённого сплава никеля с марганцем при облучении *увеличивается* с 30 до ~ 70 мкОм·см, а у закалённого *снижается* приблизительно на 1 %.

13.3.5.3. Уменьшение электрического сопротивления изоляторов (*Radiation Induced Conductivity – RIC*)

Под действием облучения в некоторых случаях проводимость изоляторов **увеличивается на несколько порядков величины**.

13.3.5.4. Термостимулированный ток (*Thermally Simulated Current – TSC*)

В диэлектриках при нагреве наблюдается **термостимулированный ток**, который возникает из-за поведения свободных электронов и дырок, которые, двигаясь в материале, могут рекомбинировать или захватываться в имеющихся в материале ловушках. При нагреве эти носители освобождаются и создают импульсы тока. Облучение и ядерный нагрев заметно усиливают данный эффект.

13.3.6. Оптические эффекты

13.3.6.1. Радиолюминесценция (*Radioluminescence*)

При облучении прозрачные вещества могут **люминесцировать** в разных диапазонах длин волн.

13.3.6.2. Радиационное окрашивание (*Radiation Induced Absorption – RIA*)

Под действием облучения прозрачные вещества **окрашиваются** и при достаточной дозе облучения становятся **непрозрачными**, по крайней мере, для видимого света. В качестве примера на рис. 13.15 приведена фотография фотообъектива «Юпитер-8» до и после того, как он был выдержан 30 мин в источнике гамма-излучения, интенсивность которого в 20 раз меньше интенсивности гамма излучения на первой стенке ИТЭР.

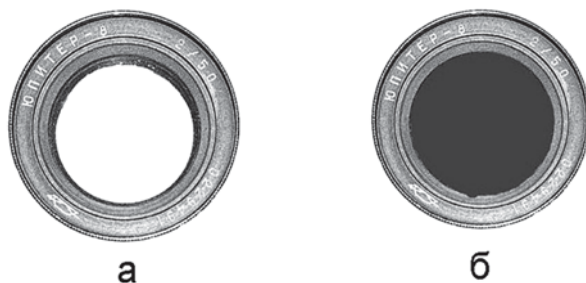


Рис.13.15. Фотография фотообъектива «Юпитер-8» до (а) и после (б) облучения γ -квантами

Видно, что после такого облучения объектив стал абсолютно непригоден к эксплуатации.

13.3.7. Действие облучения на полимерные материалы

При облучении полимерных материалов происходит увеличение их проводимости на 3–4 порядка величины и их разрушение за счёт **радиолиза**. Потому применение полимерных материалов и клеев в зоне действия излучения абсолютно исключено.

Например, сложные оптические объективы, как правило, состоят из блоков склеенных между собой линз. При достаточно большой дозе облучения клей разлагается, и эти блоки **разваливаются**.

Из-за радиолиза использование электротехнических и высокочастотных кабелей с полимерной изоляцией при действии радиационного излучения невозможно. Для этих условий разработаны кабели с **минеральной** изоляцией – **МИ-кабели**. Схема такого кабеля приведена на рис. 13.16.



Рис. 13.16. Схема МИ-кабеля

Из рисунка видно, что кабель состоит из центральной жилы, изготовленной из никеля или нержавеющей стали, оболочки из нержавеющей стали и минерального изолятора, например алунда Al_2O_3 . Диаметр такого кабеля – 1,5–2 мм.

13.3.8. Другие эффекты воздействия излучения на материалы

Облучение вызывает уменьшение **магнитной проницаемости** и увеличение **коэрцитивной силы**, в то время как **теплопроводность** изменяется незначительно. В керамике при дозах 0,1 сна наблюдается заметное увеличение **диэлектрических потерь**, уменьшение **теплопроводности** и **сопротивлению тепловым ударам**.

Облучение приводит также к **нагреву** (ядерный нагрев) материалов. В условиях ИТЭР некоторые элементы конструкции могут нагреваться до 800 °С.

В пространстве между установкой и биологической защитой облучение может заметно увеличить скорость *коррозии* оборудования. Эта коррозия возникает в результате действия следующего механизма. В атмосфере под действием радиационного излучения возникает большое количество *озона* (O_3). Озон – химически активный газ, который при взаимодействии, например, с азотом воздуха, производит азотную кислоту, которая и вызывает усиленную коррозию.

Кроме того, кабельные разъемы часто работают как миниатюрные ионизационные камеры, создавая дополнительный *паразитный* сигнал.

13.3.9. Синергизм

Синергизмом называется эффект, при котором результат воздействия двух или нескольких факторов превышает сумму воздействий каждого фактора по отдельности.

Например, равновесная концентрация атомов водорода в Be, предварительно обработанном потоком ионов гелия с энергией 2,8 МэВ, в 2,8 раза превышает количество накопленного в Be водорода без предварительного облучения. Аналогичный эффект наблюдался и для вольфрама, предварительно обработанного ионами гелия с энергией около 8 кэВ.

Синергизм, вызванный *нейтронным* облучением, приводит к повышенной диффузии водорода в материал, вызывая тем самым эффект *водородного охрупчивания*. Отмечается, что материал, облученный потоком нейтронов с энергией, превышающей 0,5 МэВ и дозой $2,6 \times 10^{19}$ нейтр./см² атмосфере водорода за счёт *радиационного* и *водородного охрупчивания* может полностью потерять *пластичность*.

Таким образом, выбор конструкционных материалов для реактора представляет собой достаточно сложную проблему.

Глава 14 ПЕРВАЯ СТЕНКА

Потери энергии из плазмы за счёт тормозного и рекомбинационного излучения зависят от эффективного заряда плазмы – чем больше $Z_{эф}$, тем больше потери.

Поэтому нужно приготовить такую плазму, у которой эффективный заряд был бы близок к единице. Основные механизмы поступления примесей в плазму – это десорбция поверхностных загрязнений со стенок вакуумной камеры и эрозия стенок в результате взаимодействия с плазмой. Для уменьшения десорбции перед работой необходимо проводить очистку стенок камеры.

Подготовка камеры начинается с её откачки до давления примерно 10^{-7} – 10^{-8} мм рт. ст. Затем, как правило, камера прогревается до температуры 200–400 °С. Такой прогрев, в первую очередь, удаляет находящуюся на поверхности воду. Следующий этап – удаления с поверхности кислорода. Для этой цели в камере зажигается разряд в водороде и других газах (кондиционирование). Степень очистки определяется по содержанию различных газов в камере. На каждой установке имеются данные о стандартном массовом спектре остаточных газов. Очистка ведется до тех пор, пока измеряемый спектр не станет стандартным.

На рис. 14.1 приведен такой стандартный спектр для установки Т-10.

После проведенной очистки стенок камера заполняется рабочим газом (водородом или дейтерием), и в ней зажигается разряд.

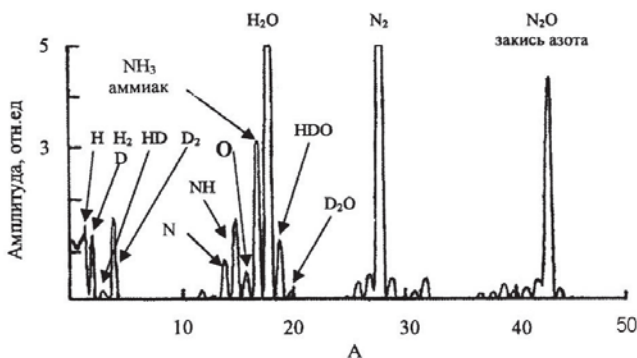


Рис. 14.1. Стандартный спектр остаточных газов в установке Т-10

Если стенки камеры сделаны из нержавеющей стали, в состав которой, кроме железа, входят Cr, Ni и некоторые другие элементы, то в результате распыления стенок эти элементы попадают в плазму. На рис. 14.2 приведен спектральный состав излучения плазмы T-10 в рентгеновском диапазоне, а на рис. 14.3 – спектральный состав излучения плазмы установки TFTR (США), в плазму которой с диагностическими целями инжектировался криптон.

На спектрах отчётливо видны линии железа, хрома, никеля и криптона. Так как в атмосфере есть небольшое количество аргона, то и он присутствует в плазме.

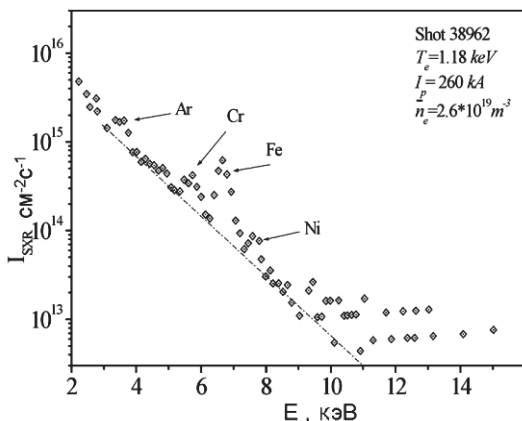


Рис. 14.2. Спектральный состав излучения плазмы T-10

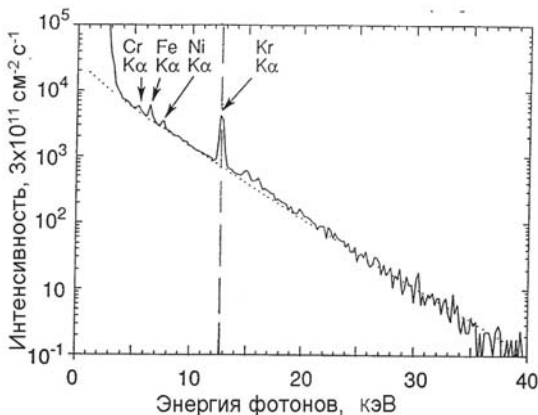


Рис. 14.3. Спектральный состав излучения плазмы установки TFTR (США)

Как уже говорилось ранее, частицы перезарядки возникают из-за взаимодействия ионов плазмы с нейтральными атомами. Таким образом, чем больше нейтральных атомов при той же самой плотности плазмы, тем больше поток нейтралов.

Плотность и ионная температура плазмы обычно максимальны около центра вакуумной камеры. Плотность же нейтральных атомов максимальна вблизи стенки камеры.

На рис. 14.4 изображена радиальная зависимость плотности нейтрального газа для типичных параметров установки Т-10, рассчитанная с использованием двух различных моделей. Из рисунка видно, что в центре плазмы плотность приблизительно в 250 раз меньше, чем около стенки. На более крупных установках этот перепад еще больше.

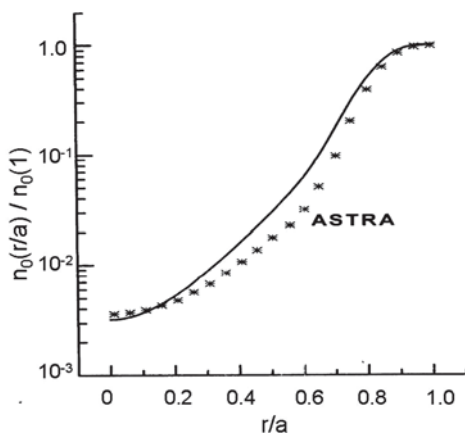


Рис. 14.4. Радиальная зависимость плотности нейтрального газа для типичных параметров установки Т-10

К сожалению, экспериментальных сведений о распределении нейтрального газа в установках практически нет.

Из данных, приведенных на рисунке, можно сделать вывод о том, что основной поток частиц перезарядки, который попадает на стенку камеры, идет из пристеночной области, где ионная температура мала.

На рис. 14.5 приведена характерная зависимость потока частиц перезарядки, попадающих на стенку камеры установки типа Т-10, от их энергии. Из рисунка видно, что на Т-10 основной поток на

стенку состоит из частиц с энергиями менее 0,5 кэВ. Коэффициент распыления частицами таких энергий мал, и поэтому эффективный заряд плазмы на этой установке обычно меньше 2, несмотря на то, что стенка вакуумной камеры сделана из нержавеющей стали ($Z \sim 26$).

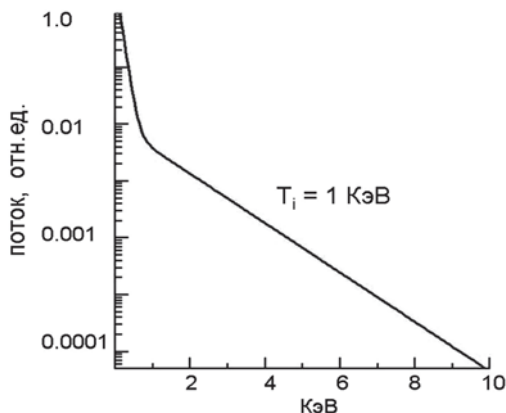


Рис. 14.5. Характерная зависимость потока частиц перезарядки, попадающих на стенку камеры, от их энергии

В установках, в которых температура плазмы достигает десятков кэВ, эффективный заряд намного увеличивается, что делает не очень оптимальным применение нержавеющей стали для изготовления тех элементов внутри вакуумной камеры, которые «видят» плазму. К сожалению, в настоящее время для изготовления вакуумной камеры нет более подходящего по механическим свойствам немагнитного материала, чем нержавеющая сталь. Поэтому возникла идея покрыть внутренние стенки камеры плитками из другого материала. В англоязычной литературе такие плитки получили название «*tiles*». Тайлы вместе с деталями крепления и системой охлаждения образуют *бланкет*. Оставалось выбрать подходящий материал. Первыми претендентами были материалы с малым Z – *углерод* ($Z = 6$) и *бериллий* ($Z = 4$).

На рис. 14.6 представлена фотография внутренней части вакуумной камеры установки *ASDEX UPGRADE* (Германия). На рисунке видны покрывающие стенки тайлы. Материал покрытия – графит. (Позже эти тайлы были заменены на графитовые, но с вольфрамовым покрытием.)

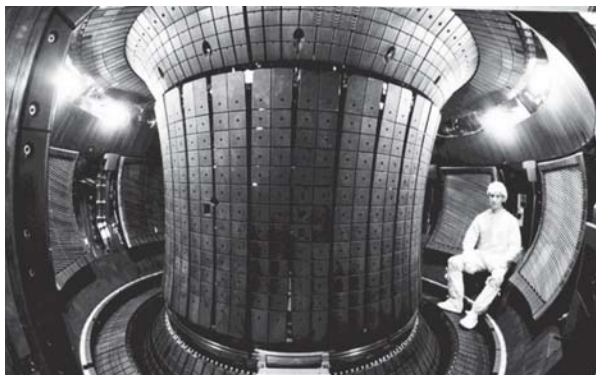


Рис. 14.6. Внутренняя часть вакуумной камеры установки ASDEX UPGRADE (Германия)

14.1. Бериллий

Основной недостаток бериллия заключается в том, что он плавится при не очень высокой ($1270\text{ }^{\circ}\text{C}$) температуре. При выделении на таком тайле большой энергии он может расплавиться, что приводит к частичному разрушению тайла и увеличенному поступлению Be в плазму. Фотография следов плавления на Be -тайле, полученная на установке JET (Англия) – приведена на рис. 14.7.

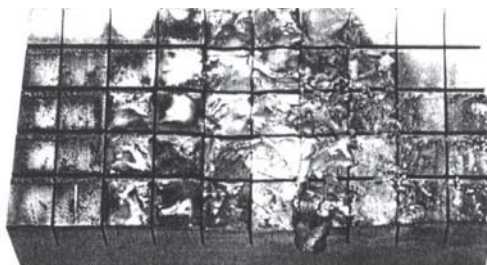


Рис. 14.7. Следы плавления на Be -тайле

Другой недостаток бериллия – это то, что пыль его ядовита, и поэтому Be требует специального с ним обращения.

Тайлы из углерода также не являются идеальными. Было замечено, что в некоторых случаях, когда по тем или иным причинам поток энергии на тайлы превышает некоторую величину, вспыхивает мощное излучение линий углерода. Данный эффект получил название, которое в дословном переводе с английского звучит как

«углеродное цветение» (*carbon bloom*). Особенно часто такое свечение появлялось на тайлах, расположенных в диверторе. Причина этого излучения оказалась следующая. Конструктивные особенности системы тайлов заключаются в том, что между отдельными тайлами существуют зазоры (рис. 14.8).

Поток тепла, движущийся вдоль силовых линий магнитного поля, попадает на угол тайла, нагревает его до такой температуры, что происходит испарение углерода. Испаренные атомы в плазме переходят в возбужденное состояние, и их высвечивание вызывает «углеродное цветение». Для борьбы с этим явлением пришлось изменить конструкцию тайла таким образом, чтобы угол, под которым поток тепла попадает на поверхность тайла, был минимальным (рис. 14.9).

Тайлы из бериллия и углерода исследовались на многих установках.

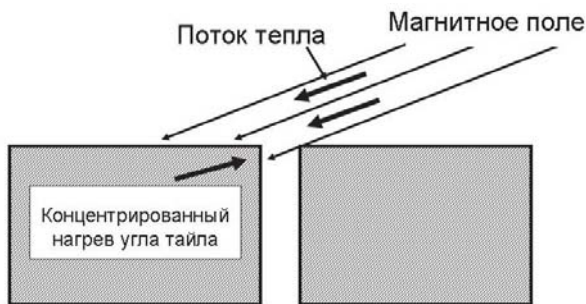


Рис. 14.8. Образование «углеродного свечения»

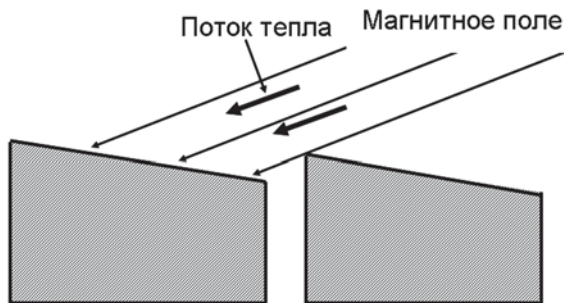


Рис. 14.9. Подавление «углеродного цветения»

На рис. 14.10 представлены зависимости коэффициентов распыления ионными дейтерия и самораспыления (распыления вещества своими собственными частицами) Be, C и W от энергии падающих частиц. Из рисунка видно, что если энергия падающих ионов дейтерия меньше 1–2 кэВ, то минимальный коэффициент распыления у вольфрама, а максимальный – у бериллия. Однако, из-за того, что у бериллия заряд меньше, чем у углерода, эффективный заряд плазмы оказывается меньше. На рис. 14.11 представлена зависимость эффективного заряда плазмы от её средней плотности в случае применения Be- и C-тайлов (JET). Несмотря на то, что в случае применения Be-тайлов эффективный заряд оказывается меньше, чем для тайлов из углерода, чаще всего предпочтение отдается углероду в основном из-за угрозы расплавления бериллия. В последнее время в качестве материала для тайлов стали рассматривать вольфрам. Конечно, Z вольфрама велико (74), однако низкий коэффициент распыления ионными дейтерия с энергиями менее 1 кэВ и высокая температура плавления делают вольфрам привлекательным материалом.

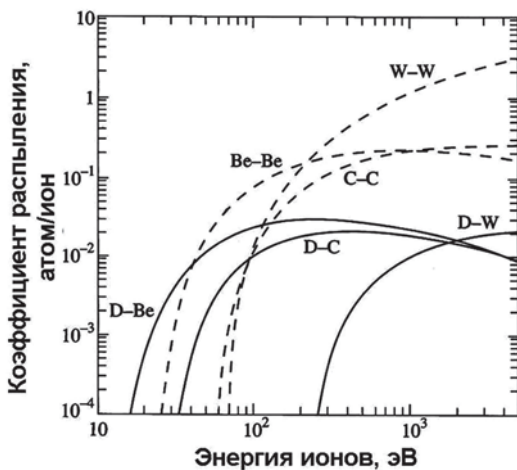


Рис. 14.10. Зависимости коэффициентов распыления ионными дейтерия и самораспыления Be, C и W от энергии падающих частиц

Отметим, что пороговая энергия распыления W ионными дейтерия свыше 200 эВ около 80 эВ, Be немногим более 10 эВ, а C, из-за химического распыления вообще не имеет энергетического порога

распыления, так как оно происходит даже под действием тепловых атомов водорода.

На рис. 14.11 представлены зависимости радиационных потерь из плазмы для вольфрамовых и бериллиевых тайлов от плотности плазмы. Из рисунка видно, что при термоядерных плотностях ($\sim 10^{20}$ частиц/м³), радиационные потери примерно равны.

На рис. 14.12 приведены зависимости эффективного заряда плазмы от ее плотности для стенок из графита и бериллия. Еще чище плазма получается при напылении на стенки лития.

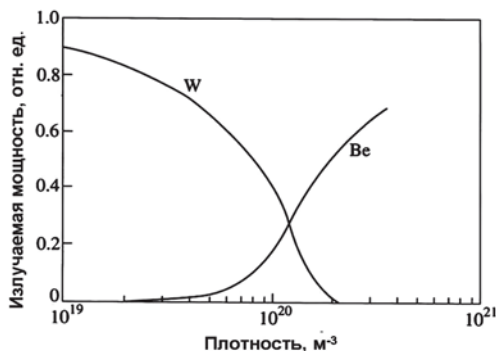


Рис. 14.11. Зависимости радиационных потерь из плазмы для вольфрамовых и бериллиевых тайлов от плотности плазмы

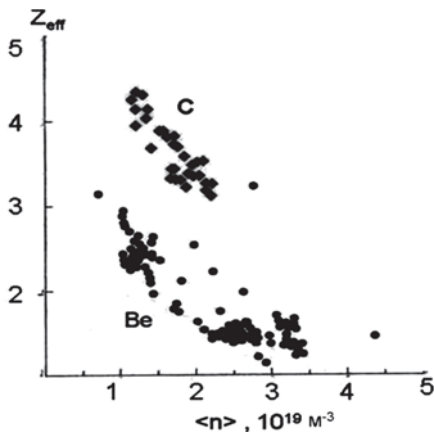


Рис. 14.12. Зависимость эффективного заряда плазмы от её средней плотности в случае применения Be- и C-тайлов (JET)

К сожалению, приведенные на рисунках данные получены расчетным путем и могут содержать некоторые ошибки, но, тем не менее, вольфрам в качестве материала для покрытия первой стенки и для элементов дивертора рассматривается вполне серьезно.

Кроме поставки примесей в плазму, распыление приводит к ещё одному очень неприятному явлению – *пыли* в камере установки.

14.2. Пыль

Для ИТЭР, в зависимости от материала стенки, суммарный вес образовавшейся *пыли* может достигать нескольких сот килограмм. Образовавшаяся пыль имеет своеобразную структуру, часто имеют вид плёнки (рис. 14.13), является пористым образованием с большой поверхностью и поэтому может захватывать большое количество *трития*.

SEM и AFM – это два типа микроскопов, на которых получены данные снимки.

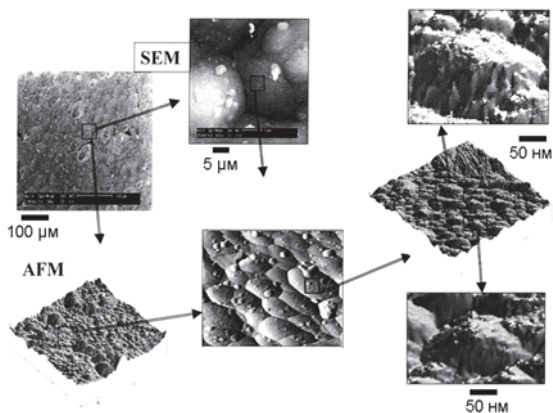


Рис. 14.13. Пыль в Т-10

14.3. Тритий

При работе установки ИТЭР могут возникнуть экологические проблемы, связанные с использованием в установке трития. Как известно, тритий – бета-активное вещество с периодом полураспада – 12,3 года, максимальной энергией электронов – около 18 кэВ.

В каждом импульсе ИТЭР в установку будет запускаться от *2 до 5 г* трития, а годовое потребление составит *1,2 кг*.

Небольшое отступление

«Зелёные» утверждают, что такого количества трития хватит на изготовление 200 атомных бомб с тритиевым поджигом и на этом основании выступают за прекращение не только программы ИТЭР, но и вообще за прекращение термоядерных исследований.

Правда, по их же данным, в ядерных боеголовках США в настоящее время содержится около 100 кг трития, но это не вызывает у них особого протеста.

Экологическая опасность трития требует строгого учёта его расхода во время хранения и проведения экспериментов.

До настоящего времени эксперименты с D-T реакцией были проведены только на установке JET (Англия) и TFTR (США). Оказалось, что, например, на установке JET после окончания экспериментальной кампании **недосчитались** около 10 % трития. Выяснилось, что примерно 40 % запускаемого в установку трития сгорает, около 50 % захватывается стенкой и другими конструкционными материалами, куда исчезают еще 10 % – не ясно.

По всей вероятности, недостающее количество трития было захвачено именно **пылью**.

В результате захвата трития пыль становится **радиоактивной и взрывоопасной**.

В связи с этим возникают проблемы определения мест скопления пыли, безопасного извлечения пыли из установки, извлечении из этой пыли трития. К сожалению, все эти проблемы, хотя и интенсивно исследуются, еще далеки от их окончательного решения.

Таким образом, первая стенка или её покрытие должны быть:

- 1) долговечными или допускать легкую замену;
- 2) не являться источником элементов, «отравляющим» плазму;
- 3) быть радиационно и термически стойкими.

Современные материалы надёжно работают при тепловых и нейтронных нагрузках, вместе не превышающих **2 МВт/м²**.

Отсюда, зная мощность реактора, можно оценить его размеры. Допустим, что мощность реактора составляет 0,5 ГВт. Тогда площадь стенки должна быть не менее 250 м². Пусть сечение камеры будет окружностью радиуса a , и аспектное отношение – 3,5. Сле-

довательно, большой радиус токамака будет равен $R = 3,5a$ м. Площадь стенки камеры в этом случае равна

$$S = 4\pi^2 aR = 140a^2 \quad (14.1)$$

Следовательно, в этом реакторе $a = 1,33$ м, $R = 4,65$ м.

Применение вытянутого сечения и дивертора позволяет уменьшить тепловую нагрузку на стенки и, тем самым, несколько уменьшить размер реактора. Например, для ИТЭР имеем $a = 2$ м, $R = 6,2$ м, $\kappa = 1,9$. Поверхность плазмы – 673 м^2 (естественно, что площадь стенки несколько больше).

Нагрузка на стенку ИТЭР:

тепловая – $< 0,5 \text{ МВт/м}^2$,

нейтронная – $< 0,8 \text{ МВт/м}^2$.

Расчётная нагрузка на диверторные пластины ИТЭР: до 20 МВт/м^2 !!!

Предложения о том, как решать проблему с дивертором в реакторе, обсудим в следующей главе.

Глава 15

МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Создание экономичного и безопасного термоядерного реактора требует разработки специальных конструкционных материалов для первой стенки и бланкета, для компонент, работающих в условиях высоких тепловых и радиационных потоков, для сверхпроводящих магнитов, систем нагрева плазмы.

1. Материалы первой стенки и бланкета должны работать в течение нескольких десятков лет в условиях высокой температуры и нейтронного облучения.

2. Сплавы и композитные материалы не должны содержать элементов, которые под действием нейтронов превращаются в долгоживущие радиоактивные изотопы. После прекращения работы реактора их радиоактивность должна снижаться до безопасного уровня в течение нескольких десятков лет.

3. Материалы должны быть химически совместимыми с теплоносителем и материалами воспроизводящими тритий, такими, например, как литий.

На современных установках стенки вакуумной камеры делают из нержавеющей стали. Однако входящий в состав этой стали никель и некоторые другие элементы сильно активизируются. Поэтому в настоящее время разработано несколько перспективных кандидатов для материалов первой стенки и бланкета. Среди них особое внимание привлекают ванадиевые сплавы, такие как *ванадий-титановые* сплавы, и композитные материалы из *карбида кремния (SiC)*, которые обладают не только нейтронной стойкостью, но и не производят под действием нейтронов долгоживущих радиоактивных элементов.

15.1. Дивертор

Вытянутое сечение современных токамаков позволяет организовать такое очень важное устройство, как *дивертор*. Схема дивертора приведена на рис. 15.1.

Функции дивертора:

- 1) удаление из реактора образующегося гелия;
- 2) удаление примесей, поступающих в плазму со стенок. Эти примеси ионизируются в SOL и выводятся с потоком плазмы в дивертор;

3) откачка непрореагировавшей топливной смеси. Давление в диверторе оказывается больше, чем в SOL, и поэтому организовать откачку из него легче;

4) вынос уходящей из плазмы с потоком частиц энергии в место, откуда эта энергия может быть почти безболезненно удалена;

А также:

удаление зоны взаимодействия плазмы с приемными пластинами от области удержания плазмы и, следовательно, уменьшение потока примесей в плазму;

уменьшение потока нейтралов перезарядки на стенки камеры за счет уменьшения потока нейтралов со стенки в плазму.

Расчёты показывают, что в ИТЭР максимальная плотность потока энергии в дивертор будет составлять примерно 20 МВт/м^2 в месте выхода на поверхность сепаратрисы, так называемой точки удара (strike point). Диверторные пластины могут выдержать поток, не превышающий 10 МВт/м^2 .

В связи с этим возникает задача уменьшения нагрузки на диверторные пластины.

Для этой цели можно попробовать увеличить площадь пластин или заполнить диверторную область инертным газом. В этом газе часть энергии будет тратиться на ионизацию. При рекомбинации образовавшихся ионов энергия будет уходить в виде электромагнитного излучения и распределяться по большой площади. Такой процесс носит название *переизлучение энергии*. На рис. 15.1 показана фотография свечения диверторного объёма.

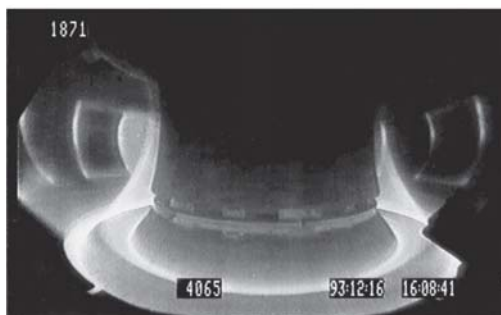


Рис. 15.1. Свечение диверторного объёма

Кроме этих, предлагаются ещё некоторые другие способы уменьшения нагрузки на диверторные пластины, например, такие как:

- 1) изменение магнитной диверторной зоны с образованием нескольких зон взаимодействия плазмы с приемными пластинами (см. ниже);
- 2) «покачивание» потока плазмы по поверхности приемной пластины;
- 3) организация быстро текущих по охлаждаемой подложке пленок жидкого металла;
- 4) создание завесы из сплошного потока жидкого металла;
- 5) создание капельной жидкометаллической завесы;
- 6) использование в качестве диверторных пластин вращающихся цилиндров.

В настоящее время рассматривается, в основном, вариант, предусматривающий покрытие диверторных пластин, а (в необходимых случаях) и стенки слоем жидкого легкоплавкого металла, например, *лития*, *галлия* или в последнее время *олова* (из-за малой упругости пара жидкого металла). Из-за большого заряда ядра галлия и олова предпочтение все же отдается литию ($Z_{Li} = 3$), причём наиболее перспективным считается устройство с *капиллярно-пористой* литиевой системой. На рис. 15.2 показана структура поверхности такого устройства (А) – это сетка из W, Mo или нержавеющей стали (SS). С тыльной стороны находится резервуар с жидким литием, который смачивает сетку, заполняя её ячейки (В). Литий, распыленный с поверхности, компенсируется литием, поступающим из глубины устройства.

На рис. 15.3 показана сетка, заполненная литием, в разрезе.

Использование этого принципа снимает практически все критические вопросы, стоящие перед конструкторами и материаловедцами при выборе материалов и самой конструкции дивертора термоядерного реактора.

Длительная работа при экономически оправданной частоте замены приемных элементов будет обеспечена следующими свойствами жидкометаллического дивертора:

эрозия приёмной поверхности пластин практически отсутствует из-за постоянной подпитки жидким литием;

термические градиенты, возникающие в заполненной жидким металлом капиллярно-пористой основе с малыми характерными размерами элементов её структуры, не будут создавать напряже-

ний; как следствие этого в приемных пластинах не будет происходить растрескивание, что характерно для твёрдотельного дивертора;

практически не возникает проблема радиационной стойкости материала капиллярно-пористой системы;

отсутствует проблема разработки технологии формирования и соединения капиллярно-пористой системы с несущей конструкцией дивертора;

накопление трития в приемных устройствах дивертора можно контролировать, поддерживая его концентрацию на необходимом уровне в циркулирующем жидком металле;

металл, переведённый в зоне конденсации в жидкую фазу из паровой, поступит в оборотную систему и, в отличие от твёрдотельного дивертора, не будет накапливаться в диверторной и прилегающих к ней зонах реактора;

малые скорости прокачки жидкого лития позволяют эффективно снизить *магнито-гидродинамические* эффекты, возникающие из-за движения проводника (лития) в магнитном поле.

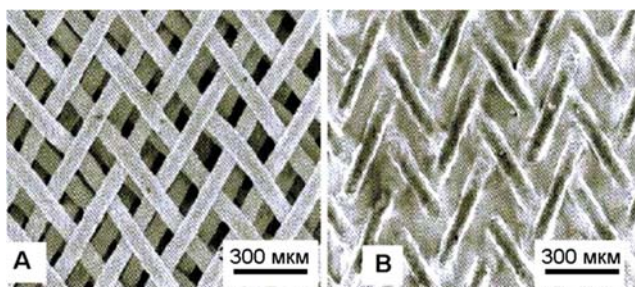


Рис. 15.2. Капиллярно-пористая структура: А – сетка с литием, В – сетка

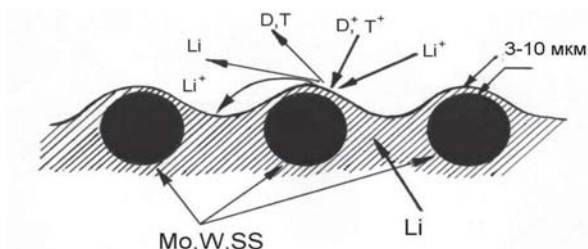


Рис. 15.3. Сетка, заполненная литием, в разрезе

Именно с литием на китайском токамаке EAST получено рекордное время существования горячей плазмы (более 100 с).

В ИТЭР литиевая стенка не предусматривается. Для её охлаждения будет использован *бланкет* довольно сложной конструкции (рис. 15.4).



Рис. 15.4. Устройство бланкета ИТЭР

Оригинальный способ уменьшения нагрузок на диверторные пластины был предложен Д.Д. Рютовым – дивертор «снежинка» примерная схема которого изображена на рис. 15.5. Как видно из рисунка, для создания такого дивертора вдоль тора размещаются два дополнительных проводника с током. Магнитное поле этих проводников вместе с полями тороидальных, полоидальных катушек и полем плазмы вблизи x -точки образуют магнитное поле, силовые линии которого напоминают снежинку и аналогичны силовым линиям, изображенным на рис. 7.3, б. В таком диверторе вместо двух можно использовать четыре диверторные пластины. Эксперименты, выполненные на установке DIII-D (США), показали, что дивертор «снежинка» позволяет уменьшить нагрузку на диверторные пластины в 2,5 раза.

15.2. Литий в термоядерной энергетике

С учётом комплекса ядерных, физических и теплофизических свойств легкоплавких металлов рассматриваются следующие основные области их применения в ТЯР:

- воспроизводство трития;
- поглощение энергии термоядерных нейтронов;

- перенос тепла;
- защита первой стенки;
- защита приемных элементов дивертора.

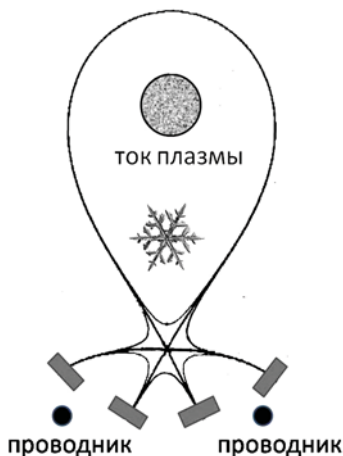


Рис. 15.5. Дивертор «снежинка»

Как уже говорилось, основным металлом для выполнения этих задач предлагается *литий*. Из всех легкоплавких металлов только литий может участвовать в производстве *третия*. В разд. 6.2 было отмечено, что природный литий состоит из двух стабильных изотопов – ${}^6\text{Li}$ (7,52 %) и ${}^7\text{Li}$ (92,48 %). Температура плавления – 179 °С. Тритий образуется в результате ядерных реакций между нейтронами и изотопами лития (6.2). Зависимости сечений реакций образования трития из ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ от энергии нейтронов приведены на рис. 15.6. Видно, что максимум сечения для этих изотопов приходится на совершенно разные энергии нейтронов.

Так как количество образующегося трития возрастает с увеличением количества нейтронов, то предполагается использовать размножение нейтронов в некоторых материалах, например в Ве:



В термоядерных исследованиях одним и тем же термином «*бланкет*» называют два разных устройства. *Первое* – это устройство защиты стенки, и оно располагается внутри вакуумной камеры. *Второе* располагается вне вакуумной камеры и предназначено для утилизации энергии нейтронов и воспроизводства трития. Этот

бланкет показан на схеме термоядерной электростанции (рис. 6.2). Как видно из рисунка, выделяющееся в бланкете тепло отводится в теплообменник для дальнейшей утилизации. В качестве теплоносителя для решения этой задачи предполагается использовать *жидкий литий*.

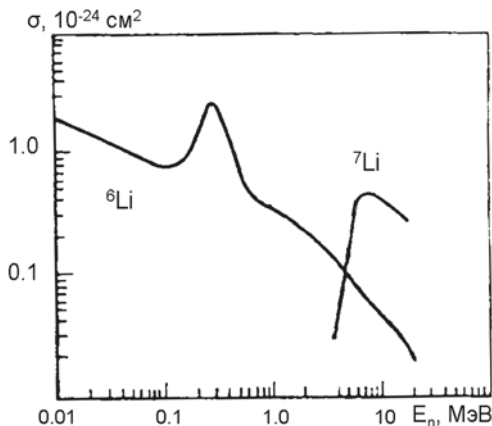


Рис. 15.6. Сечение реакций (6.2)

Использование жидкого лития обеспечивает:

- низкое давления теплоносителя в бланкете;
- максимально эффективный теплосъём и теплоперенос;
- минимальный объём жидкого металла в бланкете;
- возможность применения малоактивируемых сплавов, обеспечивающих работоспособность конструкций бланкета при температурах 700–750 °С.

Учитывая высокую эффективность производства трития в бланкете в природном литии (без его обогащения изотопом ${}^6\text{Li}$), можно сказать, что литий является уникальным материалом для ТЯР.

Наряду с очевидными преимуществами применения жидкого лития в бланкете и диверторе термоядерного реактора, использующего магнитное удержание плазмы, имеются некоторые сложности, связанные с тем, что сильные магнитные поля влияют на условия циркуляции электропроводящей жидкости и тем самым влияют на работоспособность жидкометаллических систем.

Движение жидкого металла в каналах с электропроводящими стенками при наличии перпендикулярной к направлению потока со-

ставляющей магнитного поля приводит к возникновению разности электрических потенциалов в поперечном к потоку направлении. Это электрическое поле приводит к торможению потока, что, естественно, изменяет величину теплопереноса, требует увеличения давления в системе и т.д. Для борьбы с этим нежелательным явлением стенки канала, по которому движется жидкий металл, покрывают изоляционным слоем. Для покрытия стенок канала изоляционным материалом предполагается использовать химическое взаимодействие примесей, вносимых в жидкий металл, с поверхностным слоем канала. Преимуществом такого метода нанесения изоляционных покрытий является то, что образующиеся в покрытии дефекты будут «залечиваться» непосредственно в процессе эксплуатации жидкометаллической системы.

Другая проблема, возникающая при применении жидкого лития, связана с особенностями взаимодействия жидкого и твёрдого металлов. Процесс взаимодействия выражается в растворении твёрдого металла в жидком и проникновении жидкого металла в твёрдый. Ситуация осложняется тем, что при растворении твёрдого металла обычно происходит преимущественное растворение одного из его компонентов.

Развитие этих процессов может привести к ухудшению свойств материалов, утечке жидкого металла через обложки без нарушения их герметичности и, в худшем случае, к *нарушению работоспособности* жидкометаллической системы.

15.3. Сверхпроводящие обмотки

Коэффициент полезного действия термоядерного реактора зависит от величины энергии, которая необходима для обеспечения его работы.

Наиболее энергоёмкими системами реактора являются системы, создающие магнитные поля. Поэтому для уменьшения энергопотребления вполне естественно для обмоток тороидального и полоидальных магнитных полей использовать *сверхпроводящие* материалы.

Обмотка электромагнита в состоянии *сверхпроводимости* обладает нулевым омическим сопротивлением. Если она замкнута накоротко, то возбужденный в ней ток протекает по обмотке, практически не изменяясь, сколь угодно долго и созданное магнитное поле остается постоянным.

Материал теряет сверхпроводящие свойства при повышении *температуры* выше *критической* T_k температуры сверхпроводника или

если достигнута *критическая* величина *магнитного поля* B_k или если величина *тока* в обмотке превысит *критическое* значение I_k .

Основными материалами для изготовления обмоток ИТЭР являются NbTi и Nb₃Sb.

Некоторые характеристики этих материалов приведены в табл. 15.1.

Таблица 15.1

Материал	B_k при 4,2 К, Тл	T_c , К	I_k , А/см ² при $B = 5$ Тл
NbTi	12	9,8	3×10^5
Nb ₃ Sn	24,5	18,1	$\sim 1,5 \times 10^6$

Следует отметить, что Nb₃Sn – довольно хрупкий материал, что затрудняет его использование как материала для намоток катушек. Тем не менее катушки тороидального поля в ИТЭР изготавливаются именно из Nb₃Sn. Катушки полоидального из NbTi.

Сверхпроводящий кабель состоит из сверхпроводящих проводников в матрице из металла с высокой проводимостью (Cu или Al). В таком кабеле сверхпроводник занимает от 5 до 50 % объёма. В кабеле есть каналы, через которые прокачивается жидкий гелий для охлаждения.

Два варианта конструкции сверхпроводящего кабеля можно увидеть на рис. 15.7.

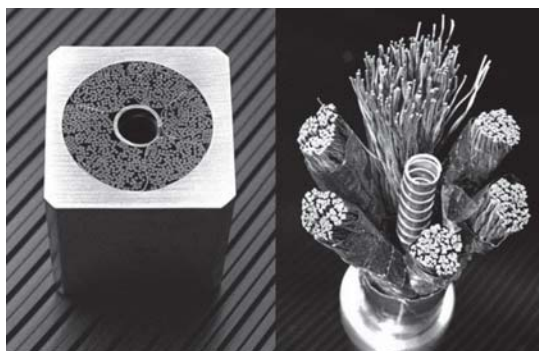


Рис. 15.7. Сверхпроводящие кабели

Глава 16 ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

16.1. Международный экспериментальный токамак-реактор ИТЭР

Началу работ по проекту Международного экспериментального токамака-реактора ИТЭР предшествовали многие годы переговоров и предварительной работы.

Современный проект ИТЭР вырос из проекта ИНТОР (1978–1988), в котором учёные и инженеры Европейского сообщества, СССР, США и Японии объединились для оценки возможности создания первого экспериментального термоядерного реактора. Полученные в результате этой работы данные дали возможность **М.С. Горбачёву**, тогдашнему руководителю СССР, на встрече в верхах в Женеве в ноябре 1985 г. предложить президенту США **Р. Рейгану** начать совместную работу по строительству термоядерной установки следующего поколения (рис. 16.1). Однако до воплощения этой идеи в жизнь прошло 20 лет, пока 21 ноября 2005 г. в Елисейском дворце (Париж, Франция) было подписано соглашение о строительстве Интернационального термоядерного экспериментального реактора **ИТЭР (ITER)**. Местом постройки ИТЭР было выбрано селение Кадараш на юге Франции.

Небольшое отступление

Знаменательно, что **ITER** в переводе с латинского означает «**путь**». Это латинское название было обыграно в изданной в 2006 г. книге Р. Арно и Ж. Жакино «ИТЭР – путь к звездам?» (R. Arnout, J. Jacquinot «ITER – le chemin des étoiles?», Edisud, 2006).

В настоящее время участниками проекта являются США, Россия, страны Евросоюза, Япония, Китай, Индия, Южная Корея.

16.2. Краткая история проекта ИТЭР

1978–1988 – работа над проектом ИНТОР.

1988–1991 – Евросоюз, СССР, США и Япония договорились начать работу по созданию ИТЭР. Выбор основных параметров.

1992–1998 – Определение условий зажигания, размеров реактора и его стоимости. Стороны одобрили проект, но не пришли к соглашению о начале строительства.

1999 – США вышли из Проекта. Оставшиеся участники стали обсуждать менее амбициозный новый проект: уменьшена термоядерная мощность и, как следствие, снижена в два раза стоимость ИТЭР.

2001 – Окончание этапа инженерного проектирования и начало переговоров о старте инженерного конструирования.

2003 – США опять присоединились к Проекту. К Проекту так же присоединились Китай и Южная Корея.

2005 – Местом для строительства ИТЭРа выбран Кадараш (рис. 16.2, 16.3)

2005 – К Проекту присоединилась Индия.

ИТЭР является чисто научной установкой, рассчитанной на получение информации о протекании термоядерной реакции в условиях близких к тем, которые будут осуществлены в реакторе ДЕМО – прототипа термоядерной электростанции. Решение о сооружении ДЕМО предстоит принять в начале 30-х годов XXI века. К сожалению, начало работы ИТЭРа по разным причинам откладывалось, и в настоящее время физический пуск намечен на 2025 г.



Рис. 16.1. Встреча в Женеве

16.3. Основные физические задачи ИТЭРа

1. Достижение устойчивого термоядерного горения в режиме индуктивного поддержания тока на протяжении 300–500 с. Получение отношения мощности синтеза к мощности нагрева $Q \geq 1$. Если повезет, то получить $Q \geq 10$.

2. Демонстрация стационарного термоядерного горения на уровне $Q \geq 10$ с неиндуктивным поддержанием тока в течение 3000 с.



Рис. 16.2. Церемония подписания соглашения о строительстве ИТЭРа



Рис. 16.3. Кадараш – место строительства установки ИТЭР

16.4. Основные инженерные задачи ИТЭРа

1. Демонстрация надёжности основных, специфических для термоядерного реактора, технологий.

2. Испытание материалов для будущих энергетических реакторов.

3. Проверка технологии производства трития.

Сооружение ИТЭРа позволит исследовать физику термоядерного горения, при котором нагрев плазмы продуктами D–T-реакции (альфа частицами) является определяющим.

Основные параметры ИТЭР:

• большой радиус, м	6,2
• малый радиус, м	2,0
• вытянутость	1,9
• объём, м ³	837
• тороидальное поле, Тл	5,3

Основные параметры плазмы:

• ток, МА	15
• плотность, м ³	10 ²⁰
• температура, кэВ	20
• мощность дополнительного нагрева, МВт	73
• термоядерная мощность, МВт	500
• длительность импульса, с	500

На рис. 16.4 приведено изображение ИТЭРа в том виде, в каком его сейчас представляют.

На рисунке отмечены основные элементы конструкции установки. Перечислим их.

1. Центральный соленоид, состоящий из шести обмоток из Nb₃Sn.

2. 18 обмоток тороидального поля, намотанных Nb₃Sn-кабелем.

3. Шесть обмоток полоидального поля, намотанных NbTi-кабелем.

4. 421 модуль blankets.

5. Девять секторов вакуумной камеры.

6. Криостат. Высота – 24 м, диаметр – 28 м.

7. 54 патрубка.

8. Восемь систем криогенной откачки установки. Система криогенной откачки представляет собой набор пластин, охлажденных приблизительно до 4 К, на которых вымораживается остаточный газ.

9. 54 диверторные кассеты.

Масса магнитной системы ИТЭРа будет составлять 10 150 т, а общая масса достигнет 23 350 т.

Подводя итоги, можно сказать, что

- 1) ИТЭР – одним из наиболее важных и инновационных научных проектов в мире;
- 2) с самого начала проект ИТЭРа разрабатывался как глобальный, общемировой;
- 3) большинство вопросов проекта решено при помощи международной кооперации;
- 4) ИТЭР – хороший пример широкого международного сотрудничества при решении проблем, представляющих общий интерес.

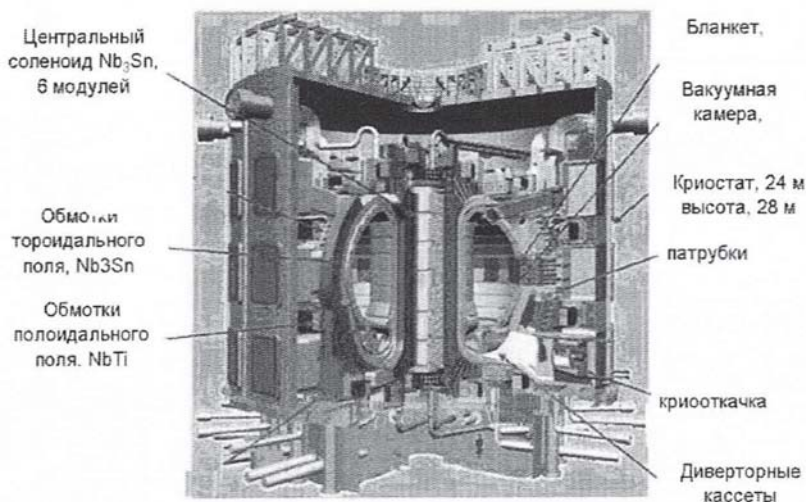


Рис. 16.4. ИТЭР

16.5. Термоядерная электростанция на базе сферического токамака

Внешний вид предлагаемого реактора представлен на рис. 16.5. Основные параметры установки:

аспектное отношение	1,4
большой радиус, м	3,4
вытянутость	3,2
треугольность	0,55
полный ток плазмы, МА	31

неиндукционный ток, МА	29,3
плотность плазмы на оси, м ⁻³	$1,4 \times 10^{20}$
температура на оси, кэВ	24
термоядерная мощность, ГВт	3,26
ток через центральный токопровод, МА	30,2
магнитное поле, Тл	3,5

В настоящее время никаких решений о строительстве такого реактора нет.

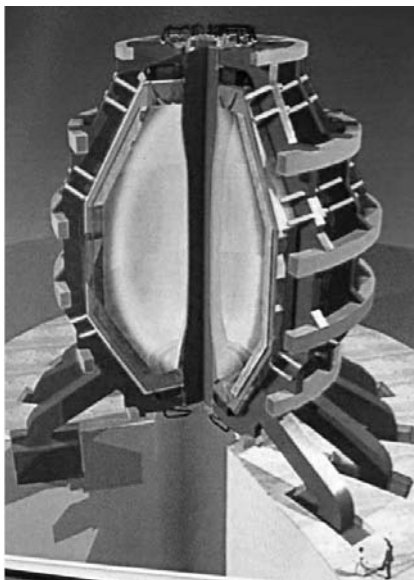


Рис. 16.5. Реактор на базе сферического токамака (STPP)

16.6. Гибридный реактор

Создание экономически выгодной термоядерной электростанции – дело довольно далекого будущего. Однако еще в режиме, далеком от зажигания, реактор можно использовать как источник быстрых нейтронов (термоядерный источник нейтронов – **ТИН**). Уже достаточно давно было предложено окружить установку бланкетом, содержащим ^{238}U , который делится под действием быстрых нейтронов и производит, правда, в не очень большом количестве, ^{239}Pu . В результате получится некоторый аналог атомного реактора на быстрых нейтронах. В результате облучения в бланкете тория

^{232}Th , будем получать ^{233}U – сырье для атомных реакторов на медленных нейтрона. Потребляя ^{232}Th или ^{238}U , ТИН мог бы, как показывают оценки, производить на единицу тепловой мощности в 10 раз больше урана-233 или плутония, чем реактор на быстрых нейтронах. В таком *гибридном* реакторе будут исключены аварии типа Чернобыльской. Это особенно важно потому, что урана у нас в стране мало, а тория – много. Источник термоядерных нейтронов можно использовать для дезактивации радиоактивных отходов атомной энергетики, так как под действием нейтронов за счёт *трансмутации* высокоактивные изотопы превращаются в малоактивные или даже стабильные.

Еще одна область применения ТИН – это материаловедческие исследования. Влияние нейтронов с энергией 14 МэВ на свойства конструкционных материалов в настоящее время исследовано недостаточно хорошо, а ТИН – единственный в настоящее время мощный источник таких нейтронов, на которых можно проводить исследования, имеющие большое значение для термоядерной энергетики.

Глава 17

РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

За прошедшие годы термоядерных исследований были выполнены довольно детальные исследования безопасности термоядерных реакторов и их потенциального воздействия на окружающую среду. Серьёзная и комплексная проработка безопасности реактора на основе токамака была сделана на инженерном этапе проектирования первого экспериментального реактора ИТЭР.

Очевидно, что анализ радиационной безопасности и загрязнения окружающей среды существенно зависит от конкретных инженерных решений и используемых конструкционных материалов. Поэтому здесь мы коснемся только тех аспектов радиационной безопасности реакторов, которые являются общими для любого D-T реактора.

В отличие от реактора деления, поддержание положительного баланса энергии в термоядерном реакторе требует постоянного и деликатного управления плазмой и точно синхронизированной работы всех основных систем установки. Например, в реакторе токамаке отказ почти любой из его систем приводит либо к потере устойчивости плазмы, либо загрязнению её примесями с последующим её охлаждением, либо к потере равновесия плазмы и её гибели на стенках вакуумной камеры. Как следствие, будет нарушен баланс энергии в плазме и термоядерное горение прекратится. Трудность осуществимости управляемой термоядерной реакции играет положительную роль с точки зрения безопасности реактора. В любом из известных устройств для управляемого термоядерного синтеза термоядерные реакции не могут войти в режим неконтролируемого нарастания мощности без последующего срыва плазмы и прекращения реакций. Таким образом, термоядерным реакторам присуща внутренняя безопасность. Тем не менее в процессе работы реактора в нем накапливаются радиоактивные элементы, которые могут представлять известную радиационную опасность для персонала, населения и окружающей среды.

Какие же радиоактивные вещества образуются при работе термоядерного реактора?

Термоядерное топливо (D, Li), как и конечный продукт реакций (He), не радиоактивно. Радиоактивными являются промежуточные

продукты реакций. В реакторе, использующем D-T реакции, существуют два принципиальных источника радиоактивности. Во-первых, это *третий*, который участвует в топливном цикле реактора, а во-вторых – *радиоактивные элементы*, возникающие в конструкционных материалах при облучении их термоядерными нейтронами.

Тритий, хотя и не создает проблем с точки зрения долговременного захоронения радиоактивных отходов, представляет радиационную опасность для персонала и населения в случае аварии и утечки. Энергия электронов, испускаемых тритием, довольно мала, и поверхность кожи хорошо защищает организм от β -излучения, однако тритий может попасть в организм человека, проникнув в него в результате вдыхания или с водой, заместив в молекуле воды протий (отметим что обмен веществ вынесет его через десять-двадцать дней, и поэтому человек будет получать дозу в течение ограниченного времени). Неприятная особенность трития – его мобильность. Он быстро распространяется в атмосфере с потоками воздуха или, попав в воду, с потоками воды. По этой причине при работе с тритием принимают специальные меры, обеспечивающие безопасность его применения.

Чтобы не допустить выброс трития в атмосферу, здания реактора и других цехов, содержащих тритий, проектируются таким образом, что они исключают утечку трития даже в случае его потерь из реактора. Энергия, содержащаяся в самом термоядерном реакторе, мала и не может привести к разрушению здания в случае аварии реактора.

Второй источник радиоактивности – это *активация* нейтронами конструкционных материалов первой стенки и бланкета. В результате облучения первой стенки нейтронами, в ней могут образовываться и накапливаться радиоактивные продукты реакций. Уменьшение активации стенки может быть достигнуто за счёт выбора подходящих материалов и устранения из них примесей, которые могут давать долгоживущие радиоактивные изотопы.

На рис. 17.1 показано, как активируются некоторые материалы в процессе работы реактора и как спадает их активность после прекращения его работы. Видно, что первая стенка, выполненная из *ванадий-титанового* сплава или *карбида кремния*, «остывает» примерно за тридцать лет после остановки реактора до уровня на порядок ниже активности руды природного урана. Пока эти мате-

риалы относятся к разряду перспективных кандидатов и еще окончательно не ясно, можно ли их использовать в термоядерном реакторе.



Рис. 17.1. Активация некоторых материалов в процессе работы реактора

Так как все детали реактора активируются в процессе его работы, то для ремонта или замены оборудования необходимо будет разрабатывать специальные манипуляторы, которые позволят проводить такую работу дистанционно. На рис. 17.2 показана фотография такого манипулятора, работавшего на установке JET после D-T эксперимента.

Хотя активированная первая стенка не принадлежит к числу мобильных радиоактивных источников, часть активированных материалов существует в камере реакторе в виде пыли или в теплоносителе в виде продуктов коррозии и поэтому, в принципе, могут быть выброшены при аварии.

Таким образом, термоядерный реактор должен иметь надёжный барьер для удержания хотя и относительно небольшой, но присутствующей ему радиоактивности.

Реактор, выработавший свой ресурс, может быть законсервирован на 30 лет, а затем может быть демонтирован, и материалы первой стенки могут вновь использованы.



Рис. 17.2. Манипулятор установки JET

Принципиальная трудность на этом пути – необходимость применения материалов высокой чистоты, не содержащих *высокоактивируемых* примесей.

Какова же радиационная обстановка на работающем реакторе?

Для начала вспомним единицы, в которых измеряются величины, связанные с действием ионизирующих излучений на человеческий организм.

Эффект облучения зависит от величины поглощённой дозы, её мощности, вида излучения, объёма облучаемых тканей и органов.

Для наших целей достаточно знать, что для измерения дозы облучения используются следующие единицы:

1 грей (Гр) \approx 1 зиверт (Зв) \approx 100 рентген (Р).

При таком определении не учитывается разница между экспозиционной, поглощённой и эквивалентной дозами. Также не будем различать **рентген** и **биологический эквивалент рентгена (БЭР)**.

В настоящее время приняты следующие характерные дозы облучения человека:

100 Гр – смерть наступает в течение нескольких часов или, если повезёт, то в течение нескольких дней;

10–50 Гр – смерть наступает через 1–2 недели;

3–5 Гр – относительно быстро умирает примерно половина облученных.

В качестве допустимой принята такая величина дозы облучения, которая не вызывает неблагоприятных изменений в состоянии здоровья человека в течение 50 лет.

Сейчас эта доза, утверждённая Всемирной организацией здравоохранения, составляет **50 мЗв (5 БЭР) в год**.

Подразумевается, что эта доза поглощена *всем* телом человека. Для облучения отдельных органов установлены свои дозы.

При сравнении различных видов ионизирующих излучений по ожидаемому биологическому эффекту используется величина, называемая *коэффициентом качества*. Ниже приведены значения коэффициентов качества для некоторых видов излучения:

гамма- и рентгеновское излучение	1
электроны, позитроны	1
альфа излучение ($E < 10$ МэВ)	10
нейтроны ($E < 10$ МэВ)	6,5

При рентгеновских исследованиях человек получает от **3 до 60 мР (0,03–0,6 мЗв)**.

Таким образом, видно, что можно безболезненно проходить полное рентгеновское исследование каждые **3–4 дня** в течение года.

При полёте на самолёте на высоте 10 км человек получает дозу около 6 мкЗв/час.

Нетрудно подсчитать, что для того, чтобы получить допустимую безопасную дозу облучения, человек должен находиться на высоте 10 000 м круглый год!

Что же будет на ИТЭРе?

Ожидается, что поток излучения на вакуумную стенку будет составлять 2×10^3 Гр/с. Это означает, около вакуумной стенки смертельную дозу можно получить за **0,05 с**.

Около внутренней стенки биологической защиты мощность дозы составляет 10 Зв/час. Таким образом, находится внутри биологической защиты во время работы установки *смертельно опасно!*

Глава 18 ЗА ИТЭРОМ – ДЕМО

ДЕМО (Демонстрационный термоядерный реактор – следующий шаг после ИТЭРа) – прототип коммерческого реактора. С его помощью должны быть решены две важные проблемы на пути к промышленной термоядерной электростанции. Это – реализация наработки трития и работоспособность материалов при больших флюенсах нейтронов, ну и, конечно, ДЕМО должен продемонстрировать возможность экономически приемлемой выработки электроэнергии. Это еще не промышленная электростанция, но может быть последний этап перед ее строительством. Выделение термоядерной энергии в ДЕМО должно быть, по крайней мере, в 4 раза больше, чем в ИТЭРе.

Главные отличия установки ИТЭР от установки следующего поколения ДЕМО заключаются в следующем:

1. В ДЕМО длительность разряда должна быть намного больше, чем в ИТЭРе. В идеале ДЕМО должен будет работать в стационарном режиме.

2. В ДЕМО существенно возрастет роль гелиевой «золы», образующейся в центре установки.

3. В ДЕМО поток высокоэнергичных нейтронов будет существенно превышать поток нейтронов в ИТЭРе и, следовательно, существенно обострятся материаловедческие проблемы.

4. Расчёты показывают, что энергетическое время жизни в ДЕМО может оказаться меньше, чем в ИТЭРе, однако вопрос о применимости для ДЕМО существующих скейлингов остается открытым.

5. В ДЕМО возрастут нагрузка на стенку и, особенно, на элементы дивертора.

6. В ДЕМО сильно увеличатся радиационные потери.

7. Большую проблему для ДЕМО может представить способность трития диффундировать через конструкционные материалы.

Считается, что ДЕМО может быть построен во второй половине XXI века.

Табл. 18.1 даёт представление о том, чем принципиально должен отличаться ДЕМО от ИТЭРа. Как видно из таблицы, главная проблема это материалы, радиационные повреждения которых возрастают в десятки раз. Поэтому одной из важных вех на пути к

коммерческому термоядерному реактору является созданию специализированной установки для испытания материалов потоками нейтронов. Такая установка IFMIF International Fusion Materials Irradiation Facility – (Международная установка для облучения материалов для термоядерных реакторов стоимостью примерно в десятую часть от стоимости ИТЭРа) создается совместно Японией и Европой в Рикашшо в Японии. Нейтроны со спектром очень близким к тому, который ожидается в термоядерном реакторе, создаются при взаимодействии 2-х пучков дейтронов с энергией 40 МэВ и током по 125 мА в каждом, бомбардирующих область $20 \times 5 \text{ см}^2$ с потоком жидкого лития толщиной 25 мм по реакции $D + Li = {}^2\text{He} + n$. В примыкающей к мишени камере объемом около 0,5 л можно разместить до тысячи маленьких образцов, облучаемых потоком нейтронов с плотностью $10^{18} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$, что в 200 раз больше, чем в самых высокопоточных реакторах и позволяет создать за год более 20 смещений на атом. Объём более удаленных от мишени объёмов больше, но плотность потокам нейтронов меньше (см. рис. 18.1).

Таблица 18.1

Параметр	ИТЭР	ДЕМО
Коэффициент воспроизводства трития k_T	<0,1	>1,05
Коэффициент использования установленной мощности	<0,1	>0,3–0,5
Тепловая мощность потока нейтронов Γ_n , МВт/м ²	0,5–0,6	2–3
Флюенс Fl , МВт-лет/м ²	0,3	>10
Уровень повреждений материалов, с.н.а.	3-5	>100
Тепловая мощность P_{therm} , ГВт	0,5	2,5–3
Q	≤5–10	≥30
Тепловая нагрузка на стенки P^*/S , МВт/м ²	~0,2	≥0,6–0,8

Многие страны наряду с участием в проекте ИТЭР разрабатывают проекты национальных демонстрационных термоядерных реакторов. Такие проекты есть в Европе, Японии, Корее, Китае и в США. Более того, после завершения проектирования реактора ИТЭР национальные команды специалистов вплотную занялись их проектированием, чтобы начать строительство.

Для обеспечения 4–5-кратного возрастания мощности реактора при тех же примерно параметрах плазмы и значении магнитного поля, размеры ДЕМО должны быть больше. Далее приведены па-

раметры одного из последних вариантов проекта европейского ДЕМО-1 (сравни с параметрами ИТЭРа на с. 171–172).

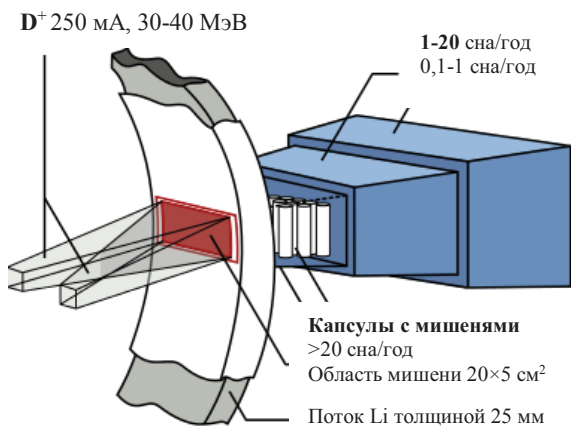


Рис. 18.1. Мишень нейтронного источника с литевой мишенью



Рис. 18.2. Процедура запуска ускорителя IFMIF

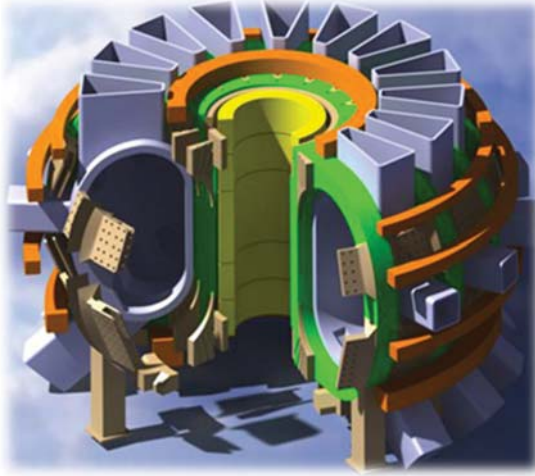


Рис. 18.3. Проект Европейского DEMO-1

Параметры плазмы DEMO-1

• Ток, МА	20
• Плотность, м ³	0,75·10 ²⁰
• Температура, кэВ	13
• Мощность дополнительного нагрева, МВт	50
• Термоядерная мощность, МВт	2000
• Длительность импульса, ч	> 2

Основные параметры DEMO-1

• Большой радиус, м	9,1
• Малый радиус, м	2,9
• Вытянутость	1,65
• Объём, м ³	~ 2502
• Торoidalное поле, Тл	5,7

Интересно отметить, что параметры плазмы, также как и нагрузки на стенки мало отличаются от ИТЭРа, а увеличение мощности достигается увеличением размеров. Большой размер позволяет также существенно увеличить запасенный в индукторе поток магнитного поля для поддержания тока. При этом лишь слегка увеличивая долю тока, создаваемую средствами дополнительного нагрева плазмы (от 0,24 до 0,35), удастся обеспечить 2-часовую

длительность импульса (увеличение в 15 раз по сравнению с ИТЭРом, т.е. практически чисто индуктивный вариант). Проблему радиационной стойкости материалов предлагается решать сменой первого «стартового» blankets после набора 20 с.н.а., а второго – после 50 с.н.а.

Сравнение с ИТЭРом параметров различных проектов ДЕМО (два европейских DEMO-1 и DEMO-2 и американского ARIES) даёт представление о том, каким может стать следующий за ИТЭР термоядерный реактор.

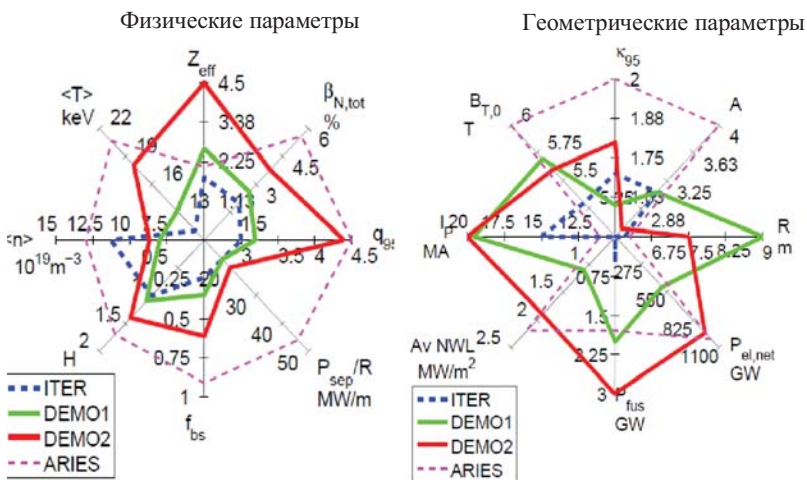


Рис. 18.4. Сравнение физических и инженерных параметров нескольких проектов ДЕМО и ИТЭР: f_{bs} – доля неиндуктивного тока, P_{sep}/R – отношение мощности потока плазмы на сепаратrise к большому радиусу, A – аспектовое отношение

ЧАСТЬ 2

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СОЗДАНИЯ УСТАНОВОК УТС

Во второй части пособия приводятся простые физические соображения, которые позволяют понять, почему именно так, а не иначе устроены современные термоядерные установки, а в некоторых случаях и оценить инженерно-физические проблемы создания и эксплуатации этих сложнейших на данный момент физических установок. Кроме того, излагаемые в этой части пособия, принципы и простые соотношения могут оказать несомненную практическую пользу при разработке и других плазменно-физических устройств и установок.

Глава 19

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ТОКАМАКА

Рассмотрим устройство и особенности работы токамака – наиболее сложной, но, пожалуй, и наиболее важной современной плазменной установки – несколько более подробно с тем, чтобы лучше представлять себе устройство «машины», которая должна привести нас к термоядерной энергетике. Именно с токамаком сейчас связывают надежду на практическую реализацию управляемого термоядерного синтеза. Пример тому – сооружаемый в настоящее время международным сообществом термоядерный реактор-токамак ИТЭР.

Токамак – это трансформатор, вторичной «обмоткой» которого является создаваемый в плазме ток. Магнитная термоизоляция обеспечивается сильным тороидальным магнитным полем B_ϕ , которое вместе с полоидальным (азимутальным) полем B_θ тока J_p создаёт винтовую конфигурацию магнитных силовых линий, необходимую для подавления тороидального дрейфа плазмы и сохранения устойчивости шнура (рис. 19.1). Для удержания стремящегося расшириться плазменного шнура с током применяется вертикальное поле (B_z), создаваемое управляющими катушками.

Показанная на рисунке проводящая оболочка (кожух) также служит для *пассивной стабилизации* плазменного шнура при его кратковременных возмущениях. Связь между толщиной кожуха и

характерным временем возмущения $t_{1/2}$, которое демпфируется возмущающимися в коже при таком изменении магнитного потока токами Фуко, определяется глубиной скин-слоя, которая в практических единицах может быть представлена в виде очень полезной для оценок формулы

$$\delta(\text{см}) \approx 0,3 \sqrt{\frac{\hat{\rho} \cdot t_{1/2} (\text{мс})}{\hat{\rho}_{\text{Cu}} 20^\circ\text{C}}} \quad (19.1)$$

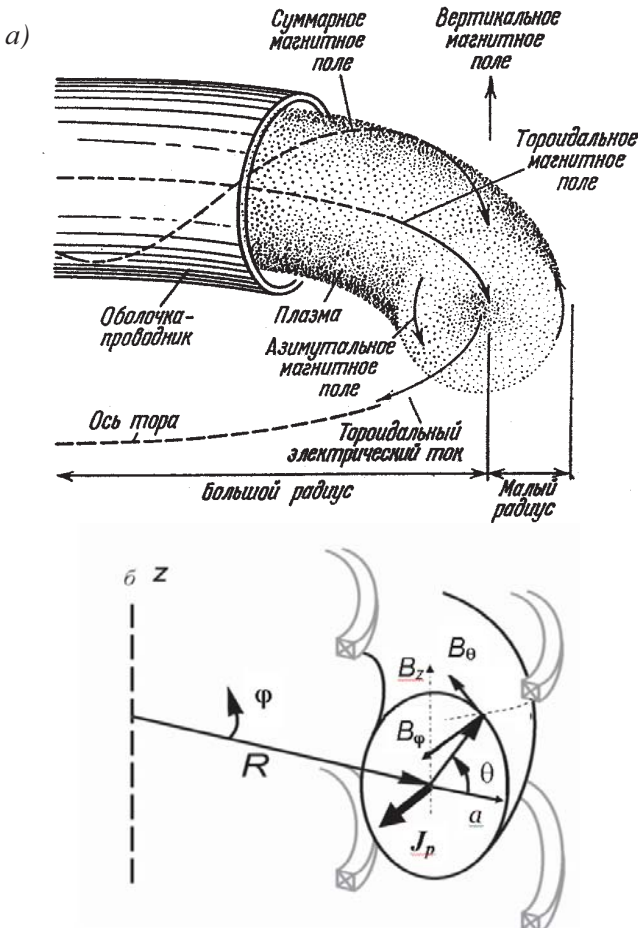


Рис. 19.1. Магнитные поля и ток плазмы в токамаке: а – конфигурация полей и тока плазмы в токамаке, б – характерные их буквенные обозначения (показаны также управляющие катушки, создающее поле B_z)

В этой формуле $\hat{\rho}/\hat{\rho}_{\text{Cu}20^{\circ}\text{C}}$ – удельное сопротивление материала кожуха, отнесённое к удельному сопротивлению меди при 20°C ($1,673 \cdot 10^{-6}$ Ом·см), $t_{1/2}$ – полупериод возмущения.

Генерация и поддержание тока в плазме осуществляется с помощью *индуктора*, который при изменении тока в нём создаёт на тороидальной оси ЭДС

$$\varepsilon = -d\psi/dt,$$

где ψ – магнитный поток внутри плазменного кольца с током.

На рис. 19.2 показаны основные элементы электромагнитной системы токамака и циклограмма его работы. Кроме указанных обмоток для обеспечения равновесия плазмы по вертикали и формирования магнитного поля заданной конфигурации в токамаках дополнительно устанавливают катушки радиального поля.

19.1. Последовательность создания полей в токамаке

Работа токамака начинается с того, что через катушки тороидального соленоида пропускается ток, позволяющий получить магнитное поле необходимой величины. Связь поля и тока определяется удобной для инженерных расчётов формулой, следующей из интегрирования уравнения Максвелла,

$$\oint_l H_l dl = 0,4\pi J_T, \quad (19.2)$$

где H_l , l и J_T выражены, соответственно, в эрстедах, сантиметрах и амперах. Для магнитных полей с аксиальной симметрией $H \cdot 2\pi r = 0,4\pi J_T$, откуда $H = 0,2J_T/r$. В неферромагнитной среде (вакууме или в воздухе, например) относительная магнитная проницаемость $\mu = 1$. Так как в гауссовой системе единиц $B = \mu H$, то индукция магнитного поля B , выраженная в гауссах, равна напряжённости поля H , выраженной в эрстедах. Таким образом, поле на тороидальной оси соленоида, состоящего из N катушек, в каждой из которых m витков с током J_k , равно ($B_{\varphi(R=R_0)} = 0,2I_k m N/R_0$), и его величина поддерживается во время всего импульса постоянной.

После достижения необходимого значения величины магнитного поля включается индуктор, в котором ток ($J_{\text{и}}$ на рис. 19.2, б) быстро изменяется для формирования необходимой для пробоя газа большой ЭДС, при этом ток плазмы растёт до расчётного значения,

дится увеличивать из-за роста температуры и, соответственно, давления плазмы, приводящего к увеличению силы, растягивающей шнур.

Следует отметить, что для компенсации возможной поперечной к тороидальному составляющей магнитного поля в самый момент пробы используют еще небольшие малоиндуктивные (а значит быстрые) обмотки, располагающиеся между кожухом и камерой.

Для того чтобы поле индуктора не искажало при пробое тороидальное поле и необходимую для удержания плазмы винтовую магнитную конфигурацию, часто используют магнитопроводы из материала с высокой магнитной проницаемостью (магнитомягкое железо), замыкающие магнитный поток вне индуктора. Возможно, также применение воздушного индуктора, в котором железо не применяется. В последнем случае устанавливают полоидальные катушки, которые компенсируют магнитное поле индуктора в области плазмы. Чтобы не шунтировать ток плазмы, камеру сначала изготавливали целиком из диэлектрического материала, затем детали только диэлектрическую вставку, а теперь ограничиваются увеличением омического сопротивления вакуумной камеры, делая её из тонкостенных силфонов и материалов с большим удельным сопротивлением (например, инконеля).

19.2. Сферический токамак

Конструкция так называемых сферических токамаков отличается от классических. Эти токамаки имеют очень низкие значения аспектного отношения $A = R/a < 1,5$. Как было показано в 80-е годы прошлого века, при малом значении A подавляются винтовые и баллонные неустойчивости. Мартин Пен (Martin Pen) в 1984 г. предложил замкнуть тороидальные катушки на один центральный проводник, что позволило получить аспектное отношение $A=1,2$. Ниже будет показано, что в таком токамаке максимальное значение отношения давления плазмы к давлению поля (бета) существенно выше, чем в классических токамаках, а плазма более устойчива.

Геометрия магнитной силовой линии в сферическом токамаке и ее сравнение с таковой в классическом представлена на рис. 19.3.

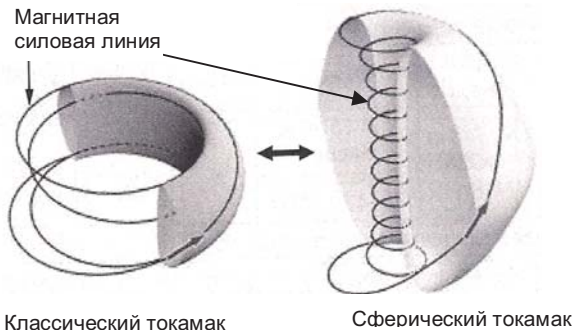


Рис. 19.3. Различие конфигураций магнитных силовых линий тороидального соленоида для классического токамака (большое аспектное отношение) и сферического токамака (малое аспектное отношение)

Конструкция отечественного токамака «Глобус-2М» (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) показана на рис. 19.4.

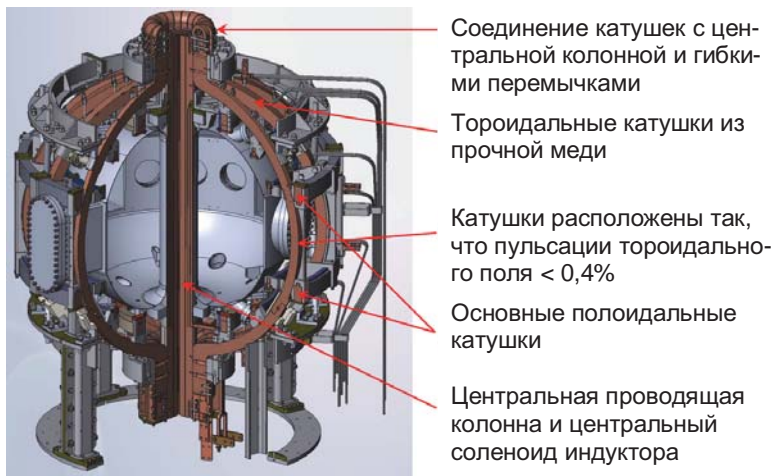


Рис. 19.4. Конструкция токамака «Глобус 2М» (ФТИ им. А.Ф.Иоффе). Большой радиус токамака $R=0,36$ м, малый радиус $a= 0,24$ м

Глава 20

ОСНОВНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАМЫ ПРИ ЕЁ УДЕРЖАНИИ В ТОКАМАКЕ

Несмотря на простоту идеи создания в токамаке винтовой конфигурации магнитного поля, необходимой для удержания плазмы в замкнутой системе (для предотвращения тороидального дрейфа) с помощью протекающего через плазму тока, необходимо представлять естественные физические ограничения на параметры плазмы, токов и полей, при которых эта идея может быть осуществлена. К таким дополнительным требованиям к работоспособности токамака относится ограничение по максимальному возможному в нем давлению плазмы, отнесенному к давлению магнитного поля (бета). Кроме того, существуют ограничения по току плазмы, связанные с необходимостью выполнения критерия Крускала–Шафранова устойчивости тороидального шнура с током в магнитном поле, а также ограничения по плотности плазмы. Некоторые из них были кратко рассмотрены в первой части пособия.

20.1. Равновесие плазменного шнура

Рассмотрим силы, которые действуют на тороидальный плазменный шнур с током по большому радиусу. Таких сил три:

F_1 – сила, которая стремится разорвать круговой виток с током

$$F_1 = -\frac{\partial W}{\partial R}, \quad (20.1)$$

где W – магнитная энергия, запасённая в токе;

$$W = \frac{L J_p^2}{2}, \quad (20.2)$$

здесь J_p – полный ток плазмы, L – индуктивность тороидального витка с током с большим и малым радиусами R и a (зависящая также от распределения тока по сечению шнура) и равная в СИ:

$$L = \mu_0 R \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{l_i}{2} - 1,5 \right), \quad (20.3)$$

где μ_0 – магнитная постоянная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, l_i – внутренняя индуктивность плазменного шнура.

F_2 – сила, определяемая как производная по большому радиусу от энергии, содержащейся в раздуваемом под действием внутрен-

него давления p плазменном торе (с объёмом $V \approx (\pi a^2)2\pi R$, может быть представлена в виде

$$F_2 = p \frac{\partial V}{\partial R} \cong \langle p \rangle \frac{\partial}{\partial R} \cdot (\pi a^2 \cdot 2\pi R) = 2\pi^2 a^2 \langle p \rangle, \quad (20.4)$$

а угловые скобки показывают, что величина давления усреднена по объёму шнура.

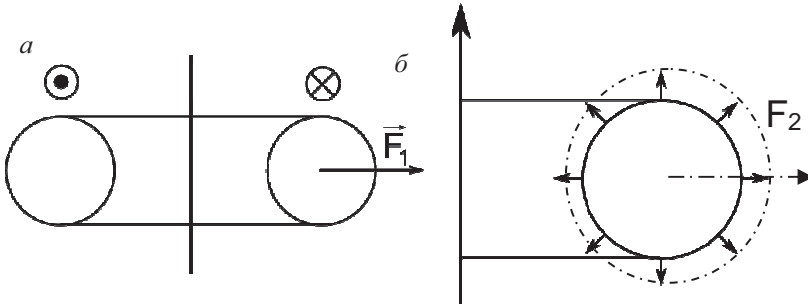


Рис. 20.1. К определению сил, действующий на плазменный виток с током: $a - F_1$ – сила, стремящаяся разорвать свободный виток с током (токи противоположного направления отталкиваются); $b - F_2$, возникающая при увеличении давления в плазменном «баллоне»; пунктиром показан плазменный тор при увеличении в нем давления

Тороидальное магнитное поле действует на плазменный шнур с силой

$$F_3 \cong 2\pi^2 a^2 \left(\frac{B_\phi^2(a)}{8\pi} - \frac{B_\phi^2(r)}{8\pi} \right). \quad (20.5)$$

В этой формуле газокINETическое давление из формулы (20.4) заменено на разницу давлений тороидального магнитного поля снаружи и внутри плазменного шнура. Из условия равенства давлений плазмы и продольного поля и суммы внешних полей на границе $r = a$:

$$\langle p \rangle + \frac{B_\phi^2(r)}{8\pi} = \frac{B_\theta^2}{8\pi} + \frac{B_\phi^2(a)}{8\pi}, \quad (20.6)$$

для полоидального бета $\beta_\theta = \frac{\langle p \rangle}{\frac{B_\theta^2}{8\pi}}$ можно получить

$$\beta_{\theta} = 1 + \left(\frac{B_{\theta}^2(a)}{8\pi} \right)^{-1} \left(\frac{B_{\phi}^2(a) - B_{\phi}^2(r)}{8\pi} \right), \quad (20.7)$$

откуда сила F_3 может быть выражена в виде:

$$F_3 = 2\pi^2 a^2 (\beta_{\theta} - 1) \frac{B_{\theta}^2(a)}{8\pi}. \quad (20.8)$$

Здесь B_{ϕ} – тороидальное, а B_{θ} – полоидальное магнитные поля. Таким образом, к плазменному шнуру приложена суммарная растягивающая его сила величиной

$$F^{\Sigma} = F_1 + F_2 + F_3 = f(L, \beta), \quad (20.9)$$

а на единицу длины шнура действует сила $F^{\Sigma}/2\pi R$.

Для компенсации этой силы используют силу Ампера (в системе СИ $d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$), создав в области тока шнура вертикальное магнитное B_z поле нужной направленности, для чего и применяются катушки управления (см. рис. 19.1б и 19.2а).

Необходимо напомнить, что в приведённых выше формулах магнитное давление, согласно принятой в отечественных учебниках по физике плазмы традицией, выражено в гауссовых единицах. В системе СИ магнитное давление или плотность магнитной энергии в единице объёма, выражается соотношением

$$P_{\text{маг}} = \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (20.10)$$

где поле выражено в Тл, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, а $P_{\text{маг}}$ выражено в Н/м².

Таким образом, равновесие кругового тока в продольном (по отношению к нему) магнитном поле достигается путём приложения дополнительного вертикального магнитного поля $B_z = F^{\Sigma}/I_p$, создающего направленную к оси системы силу, уравнивающую суммарную растягивающую силу F^{Σ} .

20.2. Устойчивость тороидального плазменного шнура (ограничение по току)

Такая устойчивость возможна лишь при выполнении критерия Крускала–Шафранова:

$$q = (a/R)(B_{\phi}/B_{\theta}) > 1, \quad (20.11)$$

для чего ток плазмы I_p не должен превышать определённого значения. В токамаке с большим *аспектным отношением* $A = R/a$, в первом приближении полоидальное поле на границе плазменного шнура равно $B_\theta \approx 0,2J_p/a$, где a – малый радиус плазменного шнура, и запас устойчивости в тех же единицах может быть записан в виде

$$q = (5a^2/R)(B_\phi/J_p) > 1 \quad (20.12a)$$

Из формулы (20.12) видно, что существует также ограничение на максимальную величину тока в плазме;

$$J_p < \frac{5a^2 B_\phi}{R}. \quad (20.12b)$$

20.3. Ограничения по плотности плазмы

Другие ограничения рабочей области существования устойчивого плазменного шнура в токамаке связаны с концентрацией плазмы n_e . В главе 9 кратко была обсуждена область существования устойчивых разрядов в токамаке. При малых значениях n_e в вихревом поле $E = \varepsilon/2\pi R$ электроны могут перейти в режим ускорения («уйти в просвист»). Для такого режима критическая концентрация плазмы определяется *критерием Разумовой*:

$$n_e^* \leq 0,07j_p, \quad (20.13)$$

где плотность плазмы в 10^{20} м^{-3} , а плотность тока – в МА/м^2 . Таким образом, предел по току плазмы линейно зависит от её концентрации ($J_p \geq (\pi a^2/0,07) n_e^*$ для плазмы радиусом a).

При увеличении плотности плазмы n_e также существует предел (предел Мураками). Диаграмма устойчивых режимов токамака – диаграмма Хьюгелла (иногда её называют диаграммой Мураками–Хьюгелла) была описана ранее (см. рис. 9.8). На ней по оси ординат откладывают величину, обратную запасу устойчивости $q^{-1} \propto J_p/J_c$, а по оси абсцисс – величину, пропорциональную (для токамака с заданными большим радиусом плазмы R и значением тороидального поля B_ϕ) плотности плазмы (число Мураками) M :

$$M = (R/B_\phi)n.$$

Предел по плотности Мураками связан с балансом мощностей в периферийной плазме. Смысл этого предела можно пояснить для токамака с омическим нагревом плазмы.

Энерговыделение в плазме при протекании в ней тока I_p пропорционально

$$Q_{OH} \propto J_p^2,$$

а потери на излучение

$$Q_r \propto n^2 e.$$

Из (20.12) следует, что

$$Q_{OH} \propto \frac{B_\phi^2}{qR},$$

а отношение потерь к нагреву $Q_r/Q_{OH} \propto n^2 (R/B_\phi)^2 q^2 = (Mq)^2 \equiv H^2$.

Число H называется числом Хьюгелла, при сохранении пропорциональности между энерговыделением и излучением ($H = \text{const}$) q^{-1} пропорционально числу Мураками M $q^{-1} = M/H$. Участок 4 диаграммы (предел по плотности Хьюгелла на рис. 9.8) и отражает эту пропорциональность. Участок же 3 (предел Мураками) соответствует тому, что для токамака с определёнными значениями большого радиуса и тороидального поля существует предел по плотности, при котором потери энергии на излучение превышают энерговыдел в плазму от протекающего тока (радиационный коллапс).

Часто используют очень близкий по смыслу пределу по плотности Хьюгелла-Мураками предел по плотности Гринвальда

$$n_{Gw} = \frac{J_p}{\pi a^2},$$

где ток выражен в МА, радиус в м, плотность в 10^{20} м^{-3} .

20.4. Ограничение по бета

При нагреве плазмы возникают проблемы, связанные с МГД равновесием плазменного шнура в токамаке. Из условия равновесия плазмы в МГД-приближении суммарное давление плазмы и магнитного поля в шнуре должно уравниваться давлением магнитного поля снаружи от плазменного шнура. С ростом температуры давление плазмы $\langle p \rangle = nkT$ растёт и, соответственно, увеличивается сила, необходимая для удержания на месте этого раздувающегося под внутренним давлением плазменного «баллона». Выше эта сила (F_2) была оценена из работы по растяжению тороидального «баллона» с плазмой: $F_2 = -dW/dR = 2\pi^2 a^2 \langle p \rangle$. Следовательно, с ростом давления плазмы надо увеличивать и удерживающую плазму на радиусе R вертикальное поле B_z . Посмотрим, что при этом происходит с суммарным полоидальным полем, которое складывается из поля тока и внешнего вертикального поля B_z . Допу-

стим, что поле B_z однородно по R , тогда для обеспечения равновесия оно должно по направлению совпадать с полем тока на его внешней стороне, усиливая это поле. На внутренней же стороне поле B_z ослабляет поле тока, и с ростом давления плазмы возможна ситуация, когда на некотором расстоянии от центра токамака оно скомпенсирует последнее с образованием так называемой x -точки. Силовые линии вне её на меньшем радиусе разомкнуты. С увеличением давления и, соответственно, поля необходимого для удержания плазмы поля B_z x -точка приближается к плазменному шнуру и при $\beta_\theta = \langle p \rangle / (B_\theta^2 / 8\pi) = R/a$ касается его, что позволяет плазме свободно «вытекать» из установки.

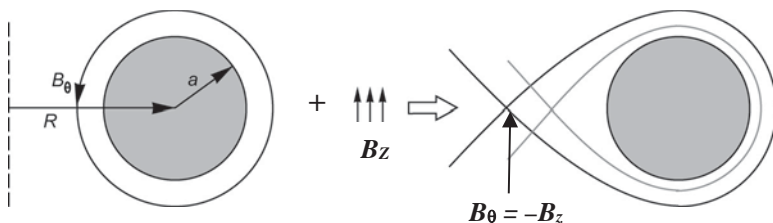


Рис. 20.2. Суперпозиция поля тока и вертикального поля, приводящая к возникновению x -точки

Таким образом, *предел по полоидальному значению* β_θ означает, что при

$$\beta_\theta > R/a \quad (20.14)$$

удержание невозможно.

Ограничение по полоидальному β_θ приводит к ограничению по полному значению этого параметра в токамаке. Полное β равно:

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{\frac{B_\phi^2 + B_\theta^2}{8\pi}}. \quad (20.15)$$

Выражая тороидальное поле через полоидальное и запас устойчивости $q = (a/R)(B_\phi/B_\theta)$, получаем

$$\beta = \frac{\beta_\theta}{1 + q^2 (R/a)^2}.$$

Учитывая выражение (20.1), окончательно имеем

$$\beta < \frac{(R/a)}{1+q^2(R/a)^2}. \quad (20.16)$$

Так как $A = R/a$ и q больше единицы, то значение β ограничено сверху, например при $A = 3$ и $q = 2$, что примерно соответствует значениям, закладываемым в проектах термоядерного реактора на основе токамака, согласно выражению (20.16) $\beta_{\max} \approx 0,08$.

Предел для тороидального бета в плазме токамака (**предел Тройона**) (9.3) связан с подавлением баллонных неустойчивостей, определяемым компенсацией градиента газокинетического давления P/a натяжением внешних к плазме магнитных силовых линий P_m/qR , где P_m – магнитное давление. Согласно Кадомцеву в первом приближении условие стабилизации баллонных неустойчивостей можно выразить как

$$P_m/qR > P/a, \\ B_\phi^2/8\pi qR > P/a \text{ или } P/(B_\phi^2/8\pi) = \beta_\phi < a/qR.$$

Подставляя выражение для запаса устойчивости в виде $q = 5a^2 B_\phi / IR$, получаем

$$\beta_\phi = I/5aB_\phi = \alpha(I/aB_\phi).$$

В общем случае с учётом базы экспериментальных данных предел Тройона записывается в виде

$$\beta_\phi = \frac{\beta_N I}{100aB_\phi} = \frac{(0,03-0,05)I(\text{МА})}{a(\text{м})B_\phi(\text{Тл})}, \quad (20.17)$$

где β_N – так называемое нормализованное бета, оцениваемый на уровне $\beta_N \leq 3-5$, что совпадает с ранее приведённым соотношением (9.3).

Этот предел применим для установок с разной формой сечения плазмы и разными профилями её давления. Более подробную информацию о зависимости предельного значения тороидального бета от аспектного отношения и профиля тока можно найти в пособии В.А. Глухих с соавторами.

Из критерия Крускала Шафранова $q = \frac{a}{R} \frac{B_\phi}{B_\theta} = \frac{1}{A} \frac{B_\phi}{B_\theta} > 1$ следует,

что тороидальное поле должно быть более чем в A раз быть больше полоидального, из чего следует, что тороидальное значение бета лишь ненамного меньше полного (20.15).

20.5. Токамак с некруглым сечением плазменного шнура

Мы рассматривали токамак с круглым сечением плазмы, однако если взглянуть на проект международного реактора ИТЭР (см. рис. 9.4), то видно, что сечение плазмы вытянуто вдоль вертикальной оси. Тому несколько причин.

Первая. В тороидальном соленоиде D-образной формы при той же длине обмотки и, соответственно, мощности питания можно запастись значительно больше энергии магнитного поля. Кроме того, такой соленоид выдерживает значительно большие механические нагрузки, возникающие при сильных магнитных полях, чем соленоид с круглыми катушками. На инженерных преимуществах катушек некруглого сечения мы остановимся позже, а сейчас упомянем о физических преимуществах токамака с вытянутым сечением.

Из условия того, что все силы, действующие на плазму, уравновешивают друг друга, и, следовательно, плазма находится в равновесии, можно получить уравнение, описывающее форму равновесных магнитных поверхностей в общем случае.

Для этой цели удобно использовать так называемые потоковые функции ψ , физический смысл которых ясен из рис. 20.3.

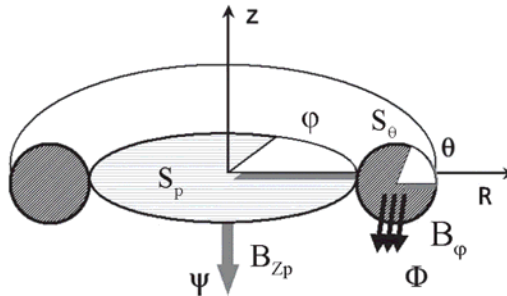


Рис. 20.3. Потоковые функции

Полоидальная потоковая функция ψ – это поток вертикальной составляющей полоидального магнитного поля B_{zp} через поверхность S_p :

$$\psi = \int B_{zp} dS_p = 2\pi \int_0^{R_a} B_{zp} R dR. \quad (20.18)$$

Форма полоидального сечения магнитной поверхности с $R=R_a$ определяется из условия $\psi(x, Z) = \psi(R_a, 0)$

Тороидальная потоковая функция Φ – это поток тороидального магнитного поля B_φ через полоидальное сечение S_θ :

$$\Phi = \int B_\varphi dS_\theta. \quad (20.19)$$

Распределение магнитных поверхностей в полоидальной плоскости для плазмы, находящейся в равновесии, определяется уравнением Грэда–Шафранова

$$R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = -\mu_0 R J_\varphi = -\mu_0 R^2 \frac{\partial P}{\partial \psi} - \frac{\mu_0^2}{4\pi^2} J \frac{\partial J}{\partial \psi}. \quad (20.20)$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $P(\psi)$ и $J(\psi)$ – произвольные функции, имеющие смысл давления плазмы и функции полного тока.

Простейшее решение уравнения Грэда–Шафранова находится для «квазиоднородного» тока, когда

$$-\mu_0 \frac{\partial P}{\partial \psi} = A_1, \quad \frac{\mu_0^2}{4\pi^2} J \frac{\partial J}{\partial \psi} = A_2. \quad (20.21)$$

В этом случае

$$\psi = \psi_0 + \frac{A_1}{8} R^4 - \frac{A_2}{2} Z^2, \quad (20.22)$$

где ψ_0 – решение однородного уравнения

$$R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = 0. \quad (20.23)$$

Для простоты можно принять, что $\psi_0 = 0$.

Уравнение Грэда–Шафранова вне области, занятой плазмой, имеет вид

$$R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = \mu_0 \sum_{k=1}^N I_k \cdot \delta(R - R_k) \cdot \delta(Z - Z_k), \quad (20.24)$$

где R_k и Z_k – координаты размещения полоидальных обмоток, а I_k – ток через эти обмотки.

Типичный вид магнитных поверхностей в полоидальной плоскости токамака для случая, когда на сепаратрисе имеется только одна x -точка, представлен на рис. 20.4.

Аналогичные магнитные поверхности, но в меньшем масштабе, изображены на рис. 20.5. Из рисунков видно, что внутри сепаратрисы магнитные поверхности замкнуты, а вне её – разомкнуты. Видно

также, что магнитная и геометрическая оси не совпадают. Расстояние между этими осями называется *шафрановским сдвигом*, и его величина определяется газокинетическим давлением плазмы. Чем больше давление, тем больше шафрановский сдвиг.

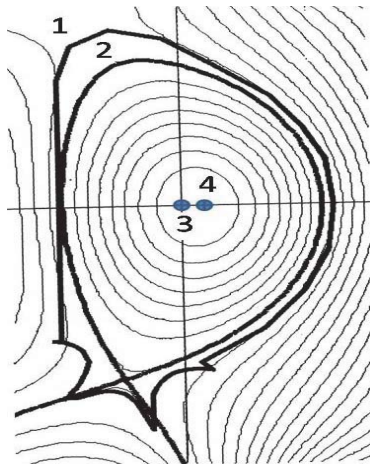


Рис. 20.4. Магнитные поверхности в токамаке: 1 – стенка камеры, 2 – сепаратриса, 3 – геометрическая ось, 4 – магнитная ось (точка в которой радиус магнитной поверхности равен нулю)

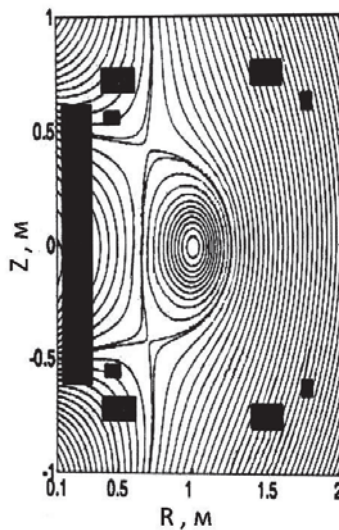


Рис. 20.5. Система магнитных в токамаке поверхностей

Вытянутое вдоль вертикальной оси сечение плазмы имеет существенные преимущества над круглым сечением для повышения параметров удерживаемой плазмы. С увеличением вытянутости $k = b/a$ (см. рис. 9.9) при том же большом радиусе возрастают ток плазмы и время её удержания. Запас устойчивости для плазмы некруглого сечения

$$q(k) \approx \frac{q \left[1 + k^2 (1 + 2\delta^2 - 1, 2\delta^3) \right]}{2}, \quad (20.25)$$

где q запас устойчивости для плазмы круглого сечения

$$q = \frac{5a^2 B_\phi}{R I_p}$$

Таким образом, при $k > 1$ и том же запасе устойчивости можно получить большие значения тока плазмы I_p . Ненулевое значение треугольности еще более увеличивает значение достижимого тока.

Скейлинг или закон подобия, полученный по результатам измерений на многих установках, для энергетического времени жизни τ_E даёт следующую зависимость от тока и вытянутости плазмы:

$$\tau_E \propto I_p^{0,9} k^{0,8}.$$

Таким образом, увеличение k с учётом зависимости от k тока плазмы приводит к существенному возрастанию τ_E .

Для вытянутого сечения увеличивается также и предельное значение бета. Если вспомнить значение предела Тройона (20.16), то к увеличению бета приводит как увеличение тока плазмы, так и уменьшение малого радиуса. Кроме того, для малых аспектных отношений $A \leq 1,5 \div 2$ значение нормализованной несколько выше $\beta_N \geq 6 \div 4$. Поэтому именно на сферическом токамаке MUST с малым аспектным отношением было получено отношение давления плазмы к давлению магнитного поля $\beta \geq 0,4$.

Кроме того, вытянутое вдоль оси токамака сечение оказалось удобным для устройства в токамаке дивертора – устройства, в котором локализуется взаимодействие с материальными поверхностями покидающих удерживаемую плазму потоков заряженных частиц.

Однако вытянутость плазмы ограничена возможностью её стабилизации, так как при сильно вытянутом сечении она неустойчива по вертикали. С применением систем активной и пассивной стабилизации можно достичь значений вытянутости $k \sim 2$.

Необходимая форма сепаратрисы формируется за счёт магнитного поля плазмы и магнитных полей полоидальных обмоток, расположенных, как правило, вне камеры установки. На ИТЭРе таких обмоток будет 12 (PF-1 – PF-6, CS1L-CS3L, CS1U – CS3U, рис. 20.6).

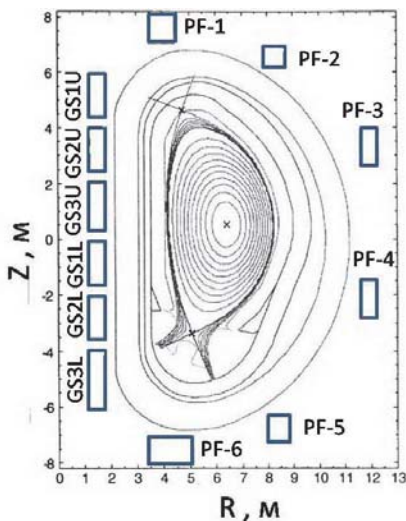


Рис. 20.6. Система полоидальных обмоток токамака

Предполагается, что внутри камеры ИТЭРа будут размещены ещё две дополнительные полоидальные обмотки.

Токи в разных обмотках имеют разные величины и направление, которые формируют сепаратрису с одной или двумя x -точками.

В качестве примера в табл. 20.1 приведены величины токов в полоидальных обмотках, формирующих сепаратрису с одной x -точкой для одного из сценариев неиндукционной работы ИТЭРа. Ток в плазме в этом случае равен 9 МА.

Таблица 20.1

Обмотка	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
Ток (МА)	- 3,299	0,787	4,422	3,093	5,246	- 14,163
Обмотка	CS3U	CS2U	CS1U	CS1L	CS2L	CS3L
Ток (МА)	- 6,548	- 0,278	9,840	9,840	- 3,615	- 0,689

Обратите внимание на то, что токи в разных катушках, в том числе и составляющих центральный соленоид, разнонаправлены.

Глава 21 ИНЖЕНЕРНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ В ТЯУ. ПРОБЛЕМЫ ПРОЧНОСТИ

Помимо простых физических следствий реализации концепции токамака, проявляющихся в виде ограниченной области параметров плазмы, существуют инженерные ограничения, которые необходимо учитывать для создания реально работающей установки. Рассмотрим основные из них, связанные с необходимостью вакуумирования установки, создания в ней сильных магнитных полей и съёма тепла. Многие из приводимых в этой главе простых соотношений могут быть полезны и для оценки конструкций термоядерных установок другого типа и электрофизических установок вообще.

21.1. Требования к вакуумной камере

Так как рабочая область параметров токамака ограничена концентрацией плазмы $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$, то и давление нейтрального газа, напускаемого в установку для создания плазмы, должно быть такого же порядка. Вспомнив про число Лошмидта, соответствующее концентрации любого газа при нормальных условиях (температура 300 К, при давлении в одну атмосферу) $N_L \approx 2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, видим, что давление рабочего газа в камере более чем на пять порядков ниже атмосферного. Кроме того, для получения чистой водородной плазмы необходимо еще на 3–4 порядка снизить парциальное давление остаточных газов, что заставляет обеспечивать остаточное давление в разрядной камере токамака на уровне 10^{-5} – 10^{-6} Па. Оценим требования к вакуумной камере.

С помощью основного уравнения вакуумной техники

$$V \frac{dp}{dt} = Q - Sp, \quad (21.1)$$

где V – объём, p – давление, S – скорость откачки, а Q – поток газа в объём, определяемый в отсутствии дополнительного напуска удельной скоростью газовыделения q_r и площадью стенок A ($Q = q_r A$), тут же для стационарного случая находим соотношение между допустимой скоростью газовыделения и необходимой скоростью откачки. Учитывая большой объём вакуумной камеры и ограниченное катушками тороидального магнитного поля пространство для размещения насосов, принимая во внимание, что

удельное газовыделение необезгаженной нержавеющей стали составляет и $(3\div 5) \cdot 10^{-8}$ л·Торр/см²·с, а её длительный прогрев снижает скорость газовыделения на 3–4 порядка, сразу понимаем, что в проект необходимо заложить возможность прогрева камеры с целью обезгаживания. Так, простые оценки необходимой скорости откачки тороидальной камеры из необезгаженной нержавеющей стали с $a = 50$ см и $R = 150$ см для получения давления 10^{-6} Па дают значение скорости откачки в ~30 млн л/с! Обезгаживание с помощью длительного прогрева снижает требования к скорости откачки насосов до нескольких тысяч, что вполне реализуемо на установке с указанными размерами.

Поскольку вакуумные объёмы достаточно большие, то необходимо также избежать разрушения камеры при откачке за счёт внешнего атмосферного давления или имплозии (взрыва, направленного внутрь). При этом камера не должна обладать высокой электропроводностью, так как ток должен иницироваться индуктором в плазме, а не в стенках камеры.

21.1.1. Толщина стенок разрядной камеры

Напомним сведения из сопромата, которые позволят оценить допустимые нагрузки на вакуумные элементы установки. Модуль Юнга (модуль упругости) E , характеризующий свойства материала сопротивляться растяжению/сжатию при упругой деформации и связывающий относительную деформацию ε с отнесённой к площади силой σ (нормальное напряжение в поперечном сечении) (закон Гука)

$$\sigma = E\varepsilon,$$

для некоторых материалов приведен в табл. 21.1.

Таблица 21.1

Материал	E , ГПа
Al	70
Ti	112
Сталь	190–210
W	350

Следует отметить, что модуль Юнга является функцией температуры и уменьшается при её увеличении (для стали примерно на 30 % при повышении температуры до 500 °С).

Приведём формулу для давления, при котором труба с внутренним диаметром D и толщиной стенок t будет склонна к разрушению (для длинных труб $l > l_{\text{крит}} \approx 8D$) (μ – коэффициент Пуассона):

$$p = \frac{2E}{1-\mu^2} \left(\frac{t}{D} \right)^3.$$

Для стали ($\mu = 0,3$)

$$p = 2,2E \left(\frac{t}{D} \right)^3.$$

При $l < l_{\text{крит}} = 1,1D \sqrt{\frac{D}{t}}$ с учётом необходимого запаса прочно-

сти n (в среднем полагают $n = 4$) и увеличивающейся с уменьшением относительной длины трубы l/D прочностью (учитываемой с помощью коэффициента $k = k(D/t, l/D)$, который равен 2,2 для $l > l_{\text{крит}}$ и быстро растёт при $l < l_{\text{крит}}$) имеем

$$p = \frac{k}{n} E \left(\frac{t}{D} \right)^3.$$

Зависимость $k = k(D/t, l/D)$ приведена в [4].

Для плоских камер из нержавеющей стали удобное для практики выражение, позволяющее выбрать толщину стенок (с запасом прочности $n = 4$),

$$t = B/65, \tag{21.2}$$

где B – меньшая из сторон большей по площади стенки камеры.

Для других материалов

$$t = \frac{224B}{\sqrt{\sigma_{\text{н.д}}}} + C,$$

где нормально допустимое напряжение $\sigma_{\text{н.д}} = \frac{\sigma_t}{n} = \frac{\text{предел текучести}}{\text{запас прочности}}$,

C – допуск на толщину листа.

В общем случае допустимые толщины стенок для цилиндрической камеры, включающей также плоское и сферическое днища, можно оценить из рис. 21.1 и табл. 21.2.

Из таблицы следует, что толщина стенок камер из нержавеющей стали должна быть больше, чем, примерно, 1 % от её диаметра, сферическая форма камеры более чем в 15 раз позволяет умень-

шить толщину стенок, что очень важно для камер большого диаметра. Кроме того, в таких камерах иногда применяют дополнительно рёбра жёсткости. Необходимо обратить внимание, что прогиб плоского дна из нержавеющей стали составляет заметную (более 30 %) долю от его толщины, обеспечивающей устойчивость вакуумной камеры от имплозии, однако такой прогиб совершенно недопустим при размещении на фланце систем диагностики.

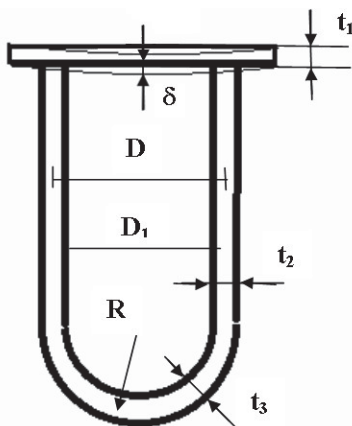


Рис. 21.1. Вакуумная камера, включающая разные по геометрии элементы

Таблица 21.2

Толщина стенок вакуумных камер из дюралюминия и нержавеющей стали согласно рис. 21.1 при запасе прочности $n = 4$

Материал	D/t_2	R/t_3	D_1/t_1	t_1/δ
Дюралюминий	70	470	37	57
Нерж. сталь, 20 °С	105	830	89	3

Чтобы очень уменьшить шунтирование стенками вакуумной камеры токамака создаваемый индуктором ток, камеры изготавливаются из тонкостенных сильфонов или же используются сильфонные вставки. Из-за гофрировки поверхности сильфон выдерживает намного большие внешние давления, чем сплошной материал той же толщины (например, разрядная камера токамака Т-10 диаметром 78 см изготовлена из сильфона толщиной всего лишь 0,8 мм, что на порядок меньше, чем следует из табл. 21.2 для цилиндрических оболочек из нержавеющей стали). Из-за увеличения пути тока

за счет гофрировки стенок (обычно примерно в 4 раза), во столько же раз увеличивает их омическое сопротивление.

На рис. 21.2 в качестве примера приведён чертёж вакуумной камеры токамака Т-10, состоящий из двух вложенных друг в друга сильфонных камер, между которыми расположен охлаждаемый медный экран, служащий для стабилизации неустойчивостей плазмы, а пространство между двумя камерами откачивается отдельной вакуумной системой.

Более подробно конструкция этой сложной вакуумной камеры, показана на рис. 21.3. Инженерное решение, реализующую концепцию «вакуум в вакууме», обеспечивает более высокую надёжность токамака, уменьшает натекание в разрядную камеру извне и позволяет также обезгаживать её индукционным образом, пропуская переменный ток через дополнительную обмотку электромагнитной системы. Камера – цельносварная, и при необходимости её разборки сварные швы, вынесенные за катушки тороидального поля, срезаются, после чего целый сегмент вакуумной камеры вместе с патрубками может быть извлечен.

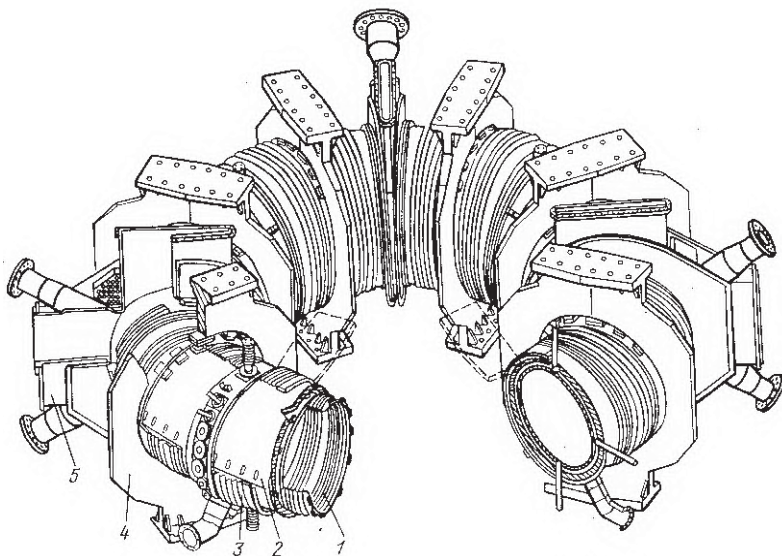


Рис. 21.2. Общий вид вакуумной камеры токамака Т-10:
1 – разрядная камера, 2 – медный проводящий экран, 3 – наружная камера,
4 – опорные конструкции, 5 – патрубки

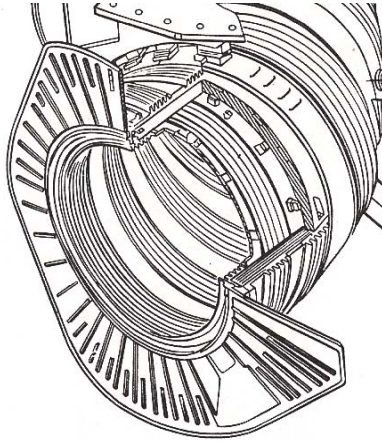


Рис. 21.3. Конструкция сегмента вакуумной камеры токамака Т-10

Для инерциального термоядерного синтеза условия прочности камеры значительно жёстче, чем для систем типа токамак. В этом случае можно привести следующие простые соотношения. Тритиловый (ТНТ) эквивалент мгновенно выделяющейся энергии составляет

$$1 \text{ МДж} = 250 \text{ грамм ТНТ.} \quad (21.3)$$

Оценить массу камеры, которая должна выдержать энерговыделение, эквивалентное взрыву тринитротолуола массой $M_{\text{ТНТ}}$, можно по следующей формуле:

$$M_{\text{камеры}} > 1000M_{\text{ТНТ}}.$$

21.2. Электродинамические усилия

Согласно закону Ампера на находящиеся в поперечном магнитном поле проводники и элементы конструкции, по которым течёт ток, действуют электродинамические усилия

$$q = \frac{F \text{ (кГс)}}{l \text{ (см)}} = 10^{-7} I \text{ (А)} B \text{ (Гс)}. \quad (21.4)$$

Рассмотрим действие электродинамических усилий на цилиндрические катушки. Выясним, какой максимальный ток такая катушка выдержит не разрушившись. Для этого сначала рассмотрим равновесие небольшого элемента витка с током в магнитном поле. На него действуют электродинамическая сила F и силы натяжения

T . Запишем уравнение равновесия, спроектировав силы натяжения T на ось, совпадающую с F (рис. 21.4). Очевидно, что для равновесия участка кругового тока I , находящегося в поле B , необходимо выполнение условия $2T\sin(\alpha/2) = F$. Уменьшая угол α и записывая для $F = qdl$, где $dl = a \cdot \alpha$, имеем

$$T = qa.$$

Напряжение в разрываемом полем проводнике площадью сечения S составит

$$\sigma = \frac{T}{S} = \frac{10^{-7} IB}{S}. \quad (21.5)$$

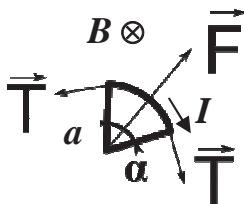


Рис. 21.4. Равновесие участка кругового тока в магнитном поле

В табл. 21.3 приведены значения предельных напряжений и проводимостей, отнесённых к проводимости меди, некоторых материалов, которые могут быть использованы в соленоидах для создания магнитных полей.

Таблица 21.3

Предел прочности и относительная удельная электропроводность материалов, используемых для изготовления токонесущих элементов

Материал	σ , кг/мм ²	$\frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_{\text{Cu}20^\circ\text{C}}}$
Медь отожженная	7	1,0
Медь нагартованная	35–39	1,0
Бериллиевая бронза (Be 0,5 %)	56–77	0,6–0,66
Вольфрам	155	0,31

Для соленоида (см. рис. 21.3), толщина обмотки t которого много меньше её диаметра (**тонкий** соленоид с $a_1 \approx a_2 \approx a$), максимальное напряжение в ней приближённо можно найти, зная значение поля внутри соленоида и полагая, что поле в обмотке, спадая до нуля вне её, составляет половину от поля в центре.

Поле в центре тонкого соленоида:

$$B_0(\text{Гс}) = 0,4\pi I'(A/\text{см})\cos\theta, \quad (21.6)$$

где $I' = I/2b$ погонная плотность тока, $\theta \approx \arctg(a/b)$. Здесь подразумевается, что в системе СГС поле в вакууме H [Э] численно равно магнитной индукции B [Гс].

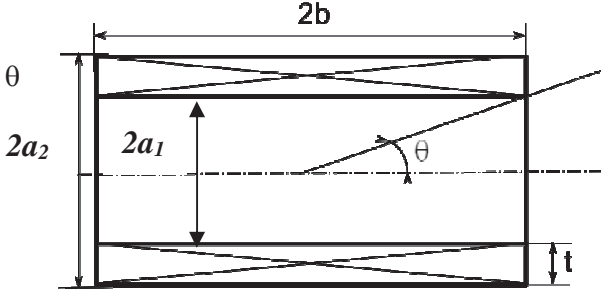


Рис. 21.5. Чертеж соленоида, поясняющий формулы (21.3)–(21.5)

Тогда максимальное напряжение, разрывающее витки, по аналогии с (21.5) и с учётом (21.3), (21.6) составит

$$\sigma \left(\frac{\text{кГ}}{\text{см}^2} \right) = \frac{10^{-7} B_0^2(\text{Гс}) \cdot a}{0,4\pi \cos\theta \cdot t}, \quad (21.7)$$

($a_1 \approx a_2 \approx a$). Для соленоида, толщину обмотки которого нельзя считать малой по сравнению с радиусом («толстый» соленоид), напряжение приблизительно можно оценить аналогично по величине поля в центре, которое находится интегрированием поля витка с током по длине соленоида и по радиусу:

$$H(0,0) = \int_{a_1}^{a_2} \int_{-b}^b 0,2\pi \frac{Ia^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} db da.$$

Поле внутри соленоида стремится растолкнуть обмотку. Внутреннее давление, которое действует на обмотку со стороны создаваемого ею тока, можно оценить по величине магнитного давления $B_0^2/8\pi$, имея в виду очень полезное для практики соотношение между значением магнитного поля и давлением. А именно: поле в 5 кГс эквивалентно избыточному давлению в одну атмосферу. (Следовательно, катушки, создающие поле в 5 Тл (50 кГс), «разрываются» избыточным давлением в 100 атмосфер!)

Из-за того что на концы соленоида находятся в поле с отличной от нуля радиальной компонентой B_r , её действие на ток сжимает соленоид. Таким образом, на цилиндрический соленоид действуют,

соответственно, радиальная (F_r) и продольная (F_z) распределения силы (рис. 21.6). Для коротких соленоидов ($b = 2 \div 3a$) грубо $F_r \approx 1/4 F_z$. (В общем случае «толстых» соленоидов растягивающие витки силы с ростом радиуса сменяются на сжимающие).

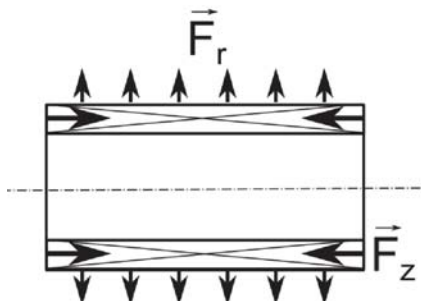


Рис. 21.6. Силы, действующие на короткий цилиндрический соленоид при пропускании через него тока

В **тороидальном соленоиде** магнитное поле связано с протекающим в катушках ток I_k простым, вытекающим из уравнения Максвелла соотношением, которое в практических единицах записывается следующим образом:

$$\oint_l H(\text{Э}) dl(\text{см}) = \oint_{\varphi} H_{\varphi} R d\varphi = 0,4\pi \cdot NI_k (\text{А}),$$

где N – число катушек тороидального поля. Откуда для величины тороидального поля в зависимости от координаты по большому радиусу получается простое соотношение

$$B_{\varphi} (\text{Гс}) = \frac{0,2NI_k (\text{А})}{R(\text{см})}. \quad (21.8)$$

Так как тороидальный соленоид состоит из дискретных катушек, промежутки между которыми по внешнему обводу тора необходимы для откачки камеры, нагрева плазмы и ее диагностики, то вблизи этих катушек тороидальное поле неоднородно, ослабевая в промежутке между катушками (рис. 21.7). Из-за этого появляется модуляция поля, которую можно охарактеризовать как

$\delta(r) = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}}$. Если она будет большой, то между катушками

тороидального поля появятся маленькие локальные ловушки, в которых заряженные частицы движутся по так называемым супер

банановым траекториям, что существенно увеличивает перенос и негативно сказывается на удержании плазмы. Необходимо, чтобы степень гофрировки была небольшой $\delta(a) \sim 10^{-2}$. Для уменьшения модуляции можно проложить дополнительные витки с током так, чтобы усилить поле между катушками и уменьшить под ними. В варианте на рис. 21.7, а замкнутая катушка расположена так, чтобы направление тока в её части более близкой к катушке тороидального поля было противоположно току в ней, а в варианте на рис. 21.7, б замкнутые витки расположены таким образом, что локально уменьшается значение тороидального поля под катушкой. В реакторе ИТЭР для этой цели используют ослабляющие поле ферромагнитные вставки, расположенные между катушкой и камерой.

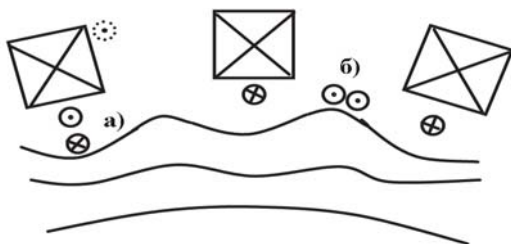


Рис. 21.7. Линии магнитного поле тороидального соленоида вблизи катушек и дополнительные витки, позволяющие уменьшить модуляцию поля

В торовой геометрии магнитное поле неравномерно по окружности катушек из за того, что продольное магнитное поле, а вслед за ним и сила, действующая на протекающий в катушках ток, нарастают с уменьшением большого радиуса (рис. 21.8). При этом наибольшее напряжение действует на ту часть катушки, которая обращена внутрь тора. Неравномерность нагрузки приводит к возникновению общей силы, направленной к оси системы.

Определим силу, действующую на каждую катушку. Пусть всего N катушек, тогда полную силу, сжимающую соленоид по большому радиусу, можно найти из изменения с радиусом запасенной энергии W (примерно оценив объем, занятым полем, как объем цилиндра):

$$F_R = -\frac{\partial W}{\partial R},$$

$$W \approx \frac{B_0^2}{8\pi} \cdot \pi a^2 \cdot 2\pi R.$$

На каждую катушку действует сила:

$$F_{RN} \approx \frac{B_0^2 \pi a^2}{4N}.$$

Например, для международного токамака ИТЭР ($R = 6,2$ м, $a \approx 2$ м, $B = 5,3$ Тл, $N = 18$) оценка по приведённой простой формуле даёт значение $F_{RN} \approx 5$ тыс.т.

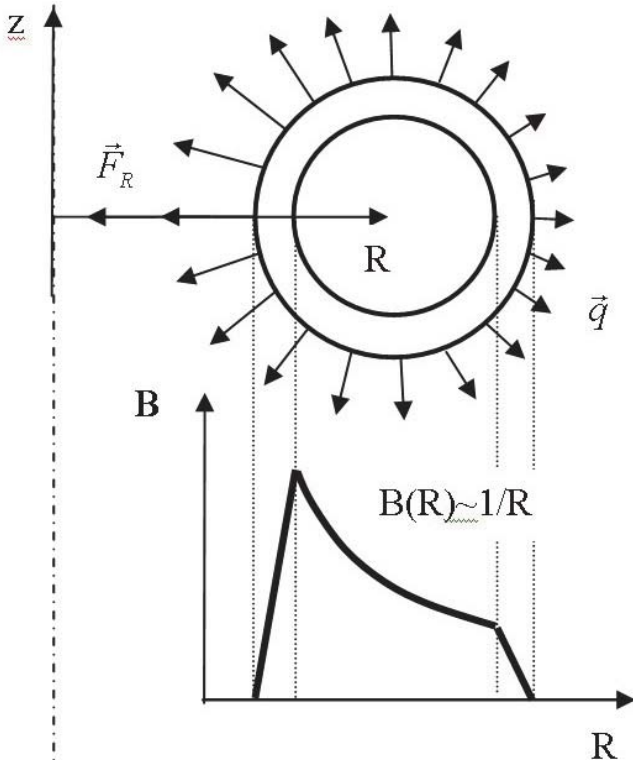


Рис. 21.8. Распределение нагрузки в катушке тороидального соленоида.
Внизу – изменение напряженности тороидального поля по радиусу

21.3. Оптимизация формы тороидального соленоида

Из-за неравномерности распределения сил по окружности катушек возникает ненулевой момент относительно точки опоры (рис. 21.9), приводящий к изгибу катушки, а следовательно, к до-

полнительным напряжениям в ней. Величина этого момента $M(\theta)$ в каждой точке катушки определяется выражением

$$M(\theta) = \int_0^{2\pi} q(\theta) r_0^2 \sin\theta d\theta.$$

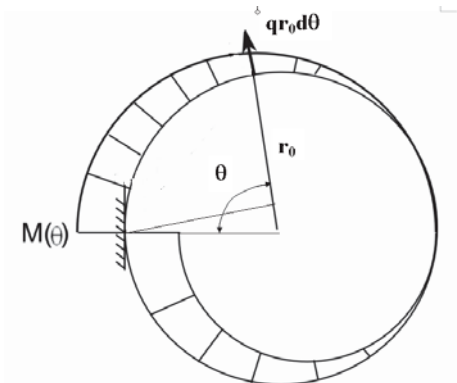


Рис. 21.9. Распределение величины изгибающего момента относительно точки опоры в тонкой катушке тороидального соленоида

Максимальный изгибающий момент для катушки круговой формы имеет место в точке опоры на внутренней стороне катушки.

Напряжения, которые возникают в материале катушки при изгибе, определяются отношением произведения приложенного момента M на значение координаты (см. рис. 21.10) к значению момента инерции сечения J :

$$\sigma(y) = \frac{M \cdot y}{J},$$

где $J = \int y^2 dx dy$.

Для того, чтобы не превысить предел прочности материала катушки (табл. 21.3) их помещают в *бандаж* из более прочного материала. Тогда, например, напряжение в медном проводнике, помещенном в бандаж из нержавеющей стали, уменьшится в соответствии с выражением:

$$\sigma_{Cu} = \frac{M \cdot y_{Cu}}{J_{Cu} + J_{ст} \frac{E_{ст}}{E_{Cu}}}.$$

Модуль Юнга для стали $E_{ст} = 200\text{--}220$ ГПа, для меди $E_{Cu} = 125$ ГПа, а если увеличить момент инерции сечения бандажа $J_{ст}$ за счет его удлинения по оси y , как показано на рис. 21.10, б, то снижение напряжения в проводнике может быть значительным.

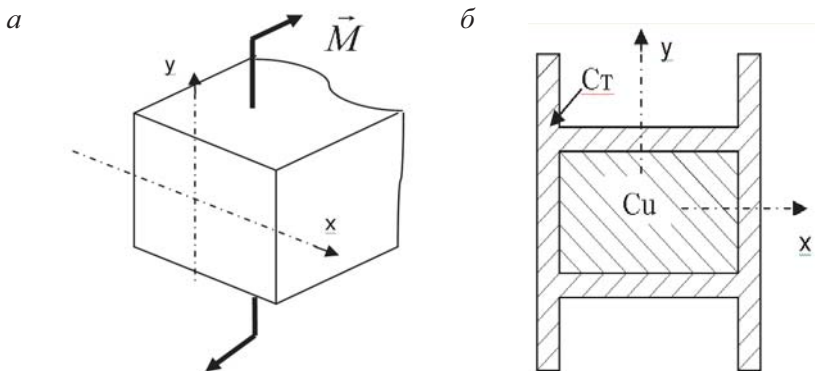


Рис. 21.10. Момент, действующий на проводник катушки (а), и сечение медного проводника, заключенного в стальной бандаж (б)

Из теории тонких оболочек следует, что если сила растяжения оболочки T распределённой нагрузкой q постоянна при изменении радиуса кривизны ρ

$$T = q\rho = \text{const}, \quad (21.9)$$

то растягиваемое тонкое кольцо будет находиться в безмоментном состоянии.

При подстановке в (21.9) выражений для радиуса кривизны и распределённой нагрузки $q(x, y)$ в ортогональных координатах получается квадратичное дифференциальное уравнение, решение которого в общем виде (для тороидального соленоида, состоящего из N катушек) даёт возможную форму безмоментной катушки (рис. 21.11) при определенном значении R_2/R_1 . С уменьшением тороидальности соленоида $\varepsilon = (R_2 - R_1)/(R_2 + R_1)$ форма сечения катушек стремится к круговой.

При постоянном значении большого радиуса ($R = \text{const}$, или $x = \text{const}$) условие (21.9) выполняется, следовательно, из приведённого на рис. 21.11, а общего решения можно выбрать три реализуемых на практике варианта: так называемые «D»-катушки, составленные из сегментов aba и отрезка aa или $a'ba'$ и отрезка $a'a'$

(рис. 21.11, б), но также «О»- (соответствующие замкнутой кривой) и «С»-катушки (внутренняя часть кривой и вертикальный отрезок).

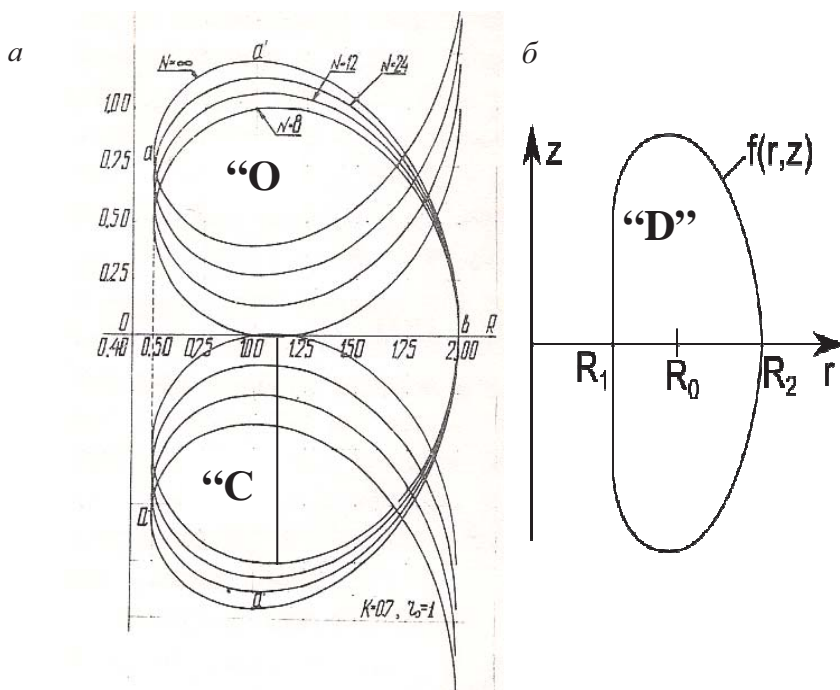


Рис. 21.11. Конфигурации безмоментных тороидальных катушек [26]: а – общее решение для тороидального соленоида с разным числом катушек N при $K=0,5\ln(R_2/R_1)=0,7$, б – «D»-катушка, составленная из сегментов aba и отрезка aa

Такое же решение получается при максимизации запасенной в катушках энергии $W = \frac{LI^2}{2}$ относительно расхода материала на катушку. Данная задача была решена В. Д. Шафрановым. Суть подхода заключается в следующем. Необходимо рассмотреть индуктивность катушки произвольной формы:

$$L = 4 \int_R^{R_2} \frac{z(r)}{r} dr,$$

и задать условие на минимум расхода материала. При этом рассматривают l - или s -катушки. В l -катушке сечение постоянно, а в

s -катушке оно пропорционально радиусу (рис. 21.12), соответственно меняется и расход материала.

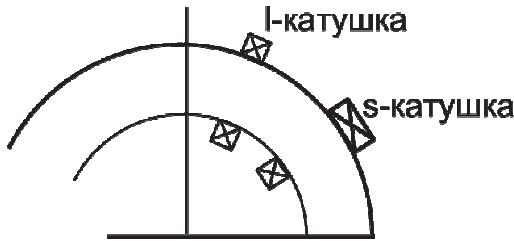


Рис. 21.12. Сечение l -катушек (с постоянным сечением) и s -катушек (с сечением пропорциональным большому радиусу)

Тогда периметр l -катушки, учитывая, что

$$dl \sim \sqrt{(dz)^2 + (dr)^2},$$

равен

$$l = 2 \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{\left(\frac{dz}{dr}\right)^2 + 1} dr,$$

а площадь s -катушки:

$$s = 4\pi \int_{R_1}^{R_2} r \sqrt{\left(\frac{dz}{dr}\right)^2 + 1} dr.$$

Задача сводится к поиску экстремума функционала

$$\int_{R_1}^{R_2} \left(\frac{z}{r} - \lambda f(r) \sqrt{\left(\frac{dz}{dr}\right)^2 + 1} \right) dr,$$

где некий множитель, а $f(r) = 1/2$ для l -катушки и πr для s -катушки.

Решение этой задачи также приводит к тому, что оптимальной по запасённой энергии оказывается катушка D-образной формы. Решения для l - и s -катушек похожи, однако для s -катушки существует ограничение по аспектному отношению $A = 2R_0/(R_2 - R_1) > 1,772$.

Таким образом, оптимизированные по форме катушки тороидальные соленоиды оказываются не только более прочными, но и позволяют максимально запастись энергией магнитного поля.

Глава 22

ИНЖЕНЕРНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ В ТЯУ. ОХЛАЖДЕНИЕ

Еще одним важным параметром, влияющим на конструкцию, является температура проводников электромагнитной системы. Создающие поле катушки подразделяются на *тёплые*, *криорезистивные* и *сверхпроводящие*. Последние, в свою очередь, могут быть классическими низко- и высокотемпературными (ВТСП).

Тёплыми называют катушки, работающие без охлаждения или охлаждаемые водой. Неохлаждаемые катушки применяют только для создания импульсных полей, в которых конечная температура определяется теплоёмкостью проводника. При небольшой длительности, несколько секунд, охлаждение рассчитывают таким образом, чтобы температура проводника не превышала предельные значения к концу импульса тока. Выделение тепла в проводнике приводит к его нагреву, повышению удельного сопротивления токоведущих частей и возможному выходу из строя изоляции.

Рассмотрим кратко соотношения, которые позволяют найти необходимые параметры системы охлаждения соленоида в стационарном режиме при использовании воды. Условное изображение охлаждаемых токонесущих элементов с плотностью тока j показано на рис. 22.1. Теплосъём осуществляется потоком воды, проходящей между токонесущими элементами катушки.

В единице объёма проводника с удельным сопротивлением $\hat{\rho}$ выделяется мощность $W_v = \hat{\rho}j^2$. Распределение температуры от центральной части (T_{\max}) до слоя изоляции толщиной t параболическое, так что разница температур в проводнике составляет

$$T_{\max} - T_2 = \frac{W_v l^2}{2k},$$

где k – теплопроводность материала проводника с током.

Для меди вблизи комнатной температуры для удельного сопротивления и теплопроводности справедливы соотношения:

$$\hat{\rho}_{\text{Cu}} = \hat{\rho}_{\text{Cu}20^\circ\text{C}} \cdot (1 + \alpha \Delta T), \quad \alpha = 0,41\% = 4,1 \cdot 10^{-3} \text{град}^{-1},$$
$$k_{\text{Cu}} = 3,86 \text{ Вт/(см} \cdot \text{град)}.$$

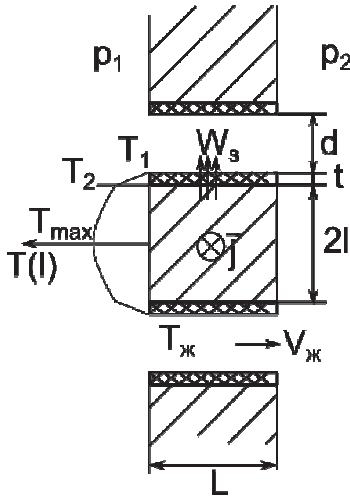


Рис. 22.1. Схематическое изображение охлаждаемой водой катушки с каналами диаметром d и длиной L . Вода подается из резервуара с давлением p_1

Для тонкого слоя изоляции можно положить, что температура от проводника до теплоносителя падает линейно с толщиной

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{W_s}{k_{и}} t, \quad k_{и} \approx 10^{-3} \cdot k_{Cu}.$$

Найти параметры системы охлаждения можно, используя соотношение для давления воды до и после катушки:

$$p_1 - (\Delta p_{вх} + \Delta p_{тр} + \Delta p_{вых}) = p_2, \quad (22.1)$$

где $\Delta p_{вх}$ – скачок давления на входе; $\Delta p_{вых}$ – скачок давления на выходе

$$2\Delta p_{вх} \approx \Delta p_{вых} = \frac{\rho v_{ж}^2}{2g},$$

где ρ , $v_{ж}$ – плотность и скорость жидкости, g – ускорение свободного падения. Для воды ($\rho = 1$) и $\Delta p_{вх} + \Delta p_{вых} \approx 0,74 \cdot 10^{-6} v_{ж}^2$ (давление здесь выражено в технических атмосферах (ат), а скорость воды в см/с). Падение давления в трубопроводе зависит от коэффициента трения жидкости f

$$\Delta p_{мп} = \left(f \frac{L}{d} \right) \frac{\rho v^2}{2g}.$$

Таким образом, в практических единицах суммарное падение давления воды составит

$$\Delta p \approx [0,74 + 0,5 \left(f \frac{L}{d} \right)] \cdot 10^{-6} v_{\text{ж}}^2. \quad (22.2)$$

Коэффициент трения, в свою очередь, зависит от параметров канала охлаждения и **числа Рейнольдса** $N_R = \frac{\rho v d}{\mu}$ где μ – вязкость жидкости (рис. 22.2). При $N_R > 4 \cdot 10^3$ поток становится турбулентным (для воды это соответствует $vd > 20$).

Как видно из рис. 22.2, для не слишком тонких каналов охлаждения коэффициент трения падает с увеличением скорости потока. Для упрощения расчётов и более-менее реалистической оценки берут значение $f \approx 0,3$ [28].

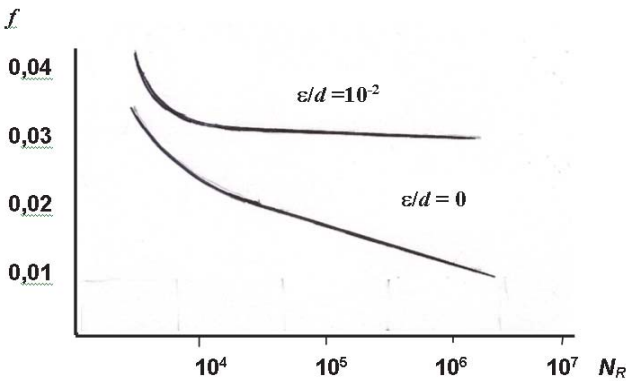


Рис. 22.2. Зависимость коэффициента трения воды от числа Рейнольдса при разном отношении характерного размера шероховатости поверхности трубопровода ε к его диаметру d

Тогда для достаточно длинных каналов, когда падение давления в них намного превышает скачок давления на входе и выходе, из (22.2) следует, что падение давления определяется главным образом трением в канале:

$$\Delta p \approx \Delta p_{\text{тр}} = 0,015 \frac{L}{d} 10^{-6} v_{\text{ж}}^2. \quad (22.3)$$

Расход воды $Q = A \cdot v_{\text{ж}}$ где A – сечение канала охлаждения, откуда получаем связь расхода воды с параметрами системы охлаждения:

$$Q(\text{л/с}) \approx 8 \cdot A(\text{см}^2) \sqrt{\frac{\Delta p(\text{ат})d}{L}}. \quad (22.4)$$

Нагрев воды определяется известным соотношением

$$\Delta T_B = \frac{W(\text{кВт})}{4,186 \cdot Q(\text{л/с})}. \quad (22.5)$$

В системах охлаждения стараются не допускать кипения, которое резко уменьшает теплосъём. Но в установках с большим энерговыделением для обеспечения повышенной температуры стенок, необходимой для уменьшения сорбции изотопов водорода, используется вода под давлением, температура кипения которой выше 100 °С. Так, например, в ИТЭР для снятия стационарной мощности в сотню мегаватт используется вода под давлением 4,2 МПа (~ 42,8 ат), которая нагревается до 200 °С при расходе около 1 т/с.

В современных пакетах прикладных программ для инженерных расчётов (например, ANSYS) рассчитываются и тепловые потоки и поля температур (рис. 22.3, а).

Помимо воды, в некоторых случаях для исключения утечек тока от находящихся под высоким напряжением элементов применяют охлаждение прокачиваемым через систему с помощью автономного насоса маслом, которое, в свою очередь, охлаждается водой. Это бывает удобно для охлаждения источников ионов, находящихся под высоким напряжением. Кроме того, для охлаждения элементов, помещаемых в разрядную камеру установки (например, капиллярно-пористых литиевых систем, используемых в качестве контактирующего с плазмой лимитера) рассматривается применение жидкометаллического теплоносителя (Na-K эвтектика), обеспечивающего поддержание температуры лимитера ~ 200 °С.

Для охлаждения внутрикамерных элементов термоядерных установок часто используют *радиационное охлаждение*.

Плотность потока тепла, передаваемого от более нагретой поверхности T_1 с коэффициентом серости ε_1 менее нагретой поверхности с температурой T_2 и коэффициентом серости ε_2 определяется выражением:

$$q_r = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}, \quad (22.6)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана–Больцмана.

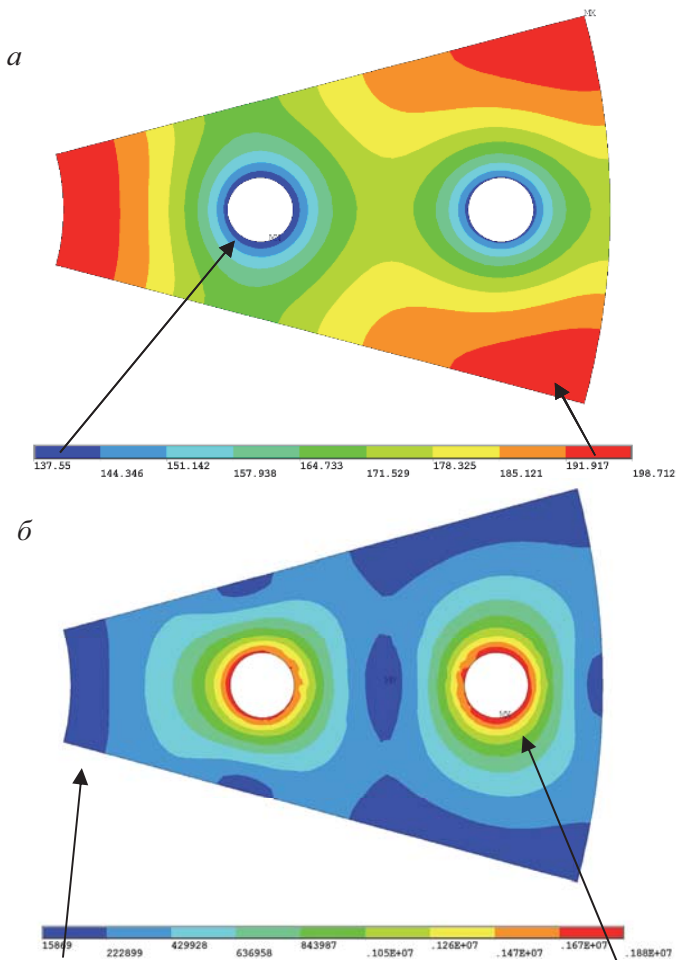


Рис. 22.3. Поле температур (а) и плотности потока мощности (Вт/м^2) (б) в сечении медного проводника с параметрами: диаметр каналов 15 мм, длина 7 м, температура теплоносителя в сечении канала 50°C , скорость потока 5 м/с, давление 0,5 МПа, ток 250 кА. Перепад давления при течении воды в канале 0,96 атм, расход воды 2,25 кг/с, подогрев воды 26°C

Коэффициент серости (степень черноты) специальной обработкой можно сделать близким к единице, для графита $\epsilon = 0,8$, а для металлов $\epsilon = 0,1 \div 0,4$. Полировкой и, например, золочением значение ϵ можно, наоборот, уменьшить до 0,025. Коэффициент ϵ для одной и той же поверхности различается для разных длин волн, поэтому его

значение, вообще говоря, зависит от температуры поверхности. В реальных ситуациях без специальной обработки поверхности при $T = 1800\text{ }^\circ\text{C}$ радиационным образом можно сбросить $q_r \leq 0,3\text{ МВт/м}^2$.

В *криорезистивных катушках* используется эффект сильного снижения омического сопротивления в чистых металлах при понижении температуры. Табл. 22.1 дает представление о том, как меняется удельное сопротивление электролитической бескислородной меди и электротехнического алюминия в зависимости от температуры.

Таблица 22.1

Значения удельного сопротивления $\hat{\rho}$ (Ом·м) меди и алюминия при разных температурах

	4,2 К	78 К	300 К	$\hat{\rho}_{300}/\hat{\rho}_{78}$
Cu	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$3,0 \cdot 10^{-9}$	$1,71 \cdot 10^{-8}$	5,8
Al	$1,01 \cdot 10^{-9}$	$4,0 \cdot 10^{-9}$	$2,55 \cdot 10^{-8}$	6,6

Из таблицы следует, что охлаждение жидким азотом позволяет уменьшить омические потери в меди почти в шесть раз, а в алюминии ещё больше. Учитывая существенно меньший вес и цену алюминия по сравнению с медью, применение охлаждаемых жидким азотом катушек из алюминия может оказаться предпочтительнее, чем из меди.

Для импульсных соленоидов можно достичь больших значений магнитного поля в случае применения двухфазных хладагентов (например, жидкого азота, содержащего твердую фазу). В этом случае часть выделяемого омического тепла пойдет не только на нагрев хладагента, но и на расплавление твердой фазы.

В *сверхпроводящие соленоиды* многих термоядерных установок (НТ-7 (бывший Т-7), Т-15, EAST, KSTAR, JT-60SA и др.), а также в реакторе ИТЭР используются низкотемпературные сверхпроводники.

Для вещества, находящегося в состоянии сверхпроводимости, существуют критические значения температуры T_c , плотности тока j_c и магнитного поля B_c , при достижении которых вещество выходит из сверхпроводящего состояния. При этом данные параметры взаимосвязаны.

На рис. 22.4 показана зависимость значения критического поля B_c от температуры. Там же приведены значения критической температуры T_c для двух наиболее широко используемых низкотемпературных сверхпроводников NbTi и Nb₃Sn. Видно, что сверхпро-

водник «ниобий–олово» позволяет получить намного большее магнитное поле. Однако производство такого сверхпроводника значительно сложнее и дороже. Поэтому успешное создание крупнейшего в мире сверхпроводящего тороидального соленоида для токамака Т-15, запущенного в Курчатовском институте в 1988 г., было не только большим достижением в технологии термоядерного синтеза, но и в масштабном производстве сверхпроводников. Именно из такого сверхпроводника изготовлены катушки тороидального поля реактора ИТЭР, и именно Россия сделала самый лучший сверхпроводник для этого реактора.

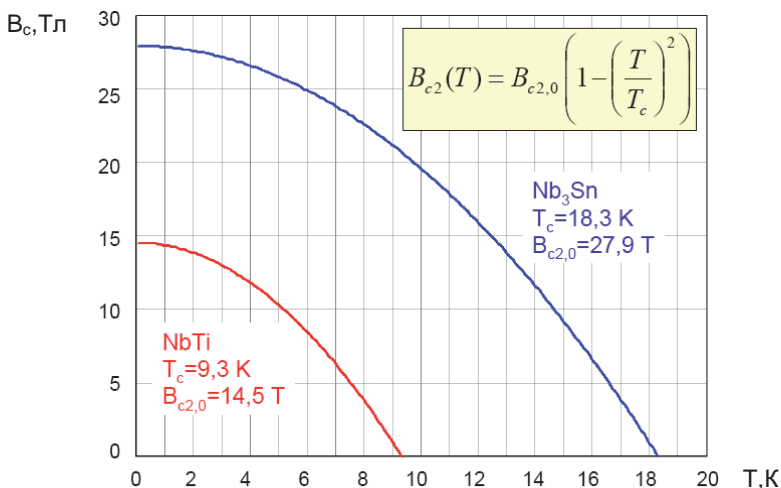


Рис. 22.4. Зависимость от температуры критического поля для наиболее распространенных низкотемпературных сверхпроводников

Кратко остановимся на наиболее важных инженерно-физических особенностях сверхпроводящих соленоидов.

1. Удельная теплота испарения жидкого гелия крайне мала (много меньше, чем жидкого водорода и жидкого азота). Кроме того, гелий достаточно дорог и вообще является невозполнимым ресурсом, поэтому необходимо обеспечить минимальное поступление тепла к элементам, находящимся при 4,2 К и ниже. Так как согласно (22.6) зависимость потока тепла от температуры очень резкая, недопустимо, чтобы участки, охлаждаемые жидким гелием, были открыты для частей, находящихся при комнатной температуре (300 К). Потери жидкого гелия ($T = 4,2$ К) на 1 Вт подводимой

мощности составляют 1,4 л/ч, а жидкого азота ($T = 77 \text{ K}$) $22 \cdot 10^{-3} \text{ л/ч}$. Такая большая разница в расходе жидкого гелия и азота еще раз указывает на необходимость отделять части установки с жидким гелием от частей, находящихся при комнатной температуре. Между ними помимо вакуумной изоляции обязательно должны быть экраны, охлаждаемые жидким азотом (77 K) (рис. 22.5) (или парами испаряющегося гелия).

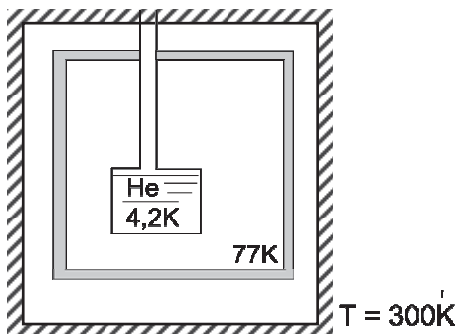


Рис. 22.5. Азотный экран для элемента при температуре 4,2 K

Существенную роль также играет серость материала (21.13), так для двух обращённых друг к другу поверхностей при температурах 4,2 и 77 K тепловой поток будет таким, что расход гелия составит:

при $\varepsilon = 0,06$ (полированная сталь) – $91 \cdot 10^{-3} \text{ л/ч} \cdot \text{м}^2$;

при $\varepsilon = 0,025$ (полированное золото) – $38 \cdot 10^{-3} \text{ л/ч} \cdot \text{м}^2$.

2. Кроме того, элементы конструкции еще необходимо охладить до гелиевой температуры. Так, на охлаждение материала (меди) с 77K до 4,2K жидкого гелия расходуется $155 \cdot 10^{-3} \text{ л/кг}$.

Учитывая большую массу сверхпроводящего соленоида установки легко представить количество жидкого гелия, который надо использовать для «захолаживания» всего соленоида.

При захолаживании надо также выдерживать необходимый невысокий темп понижения температуры. Термонапряжения, которые возникают в элементах конструкции из-за разницы температур, могут привести к их разрушению, поэтому процесс захолаживания должен тщательно контролироваться и может продолжаться достаточно длительное время (нескольких недель).

3.Сверхпроводники очень чувствительны к механическим напряжениям и быстрым изменениям поля, поэтому, несмотря на заложенные в конструкцию сверхпроводящих кабелей (рис. 22.6) инженерные решения в виде перекрученности тонких сверхпроводящих жил, хорошего охлаждения и наличия значительного объёма проводящего (медь) или особо теплоёмкого металла (свинец), необходимо обезопасить весь соленоид от возникновения нормальной фазы (выхода сверхпроводящего кабеля из сверхпроводящего состояния в нормальное). В случае такого резкого уменьшения тока соленоида возникает вопрос: куда денется гигантская энергия, запасённая в магнитном поле соленоида? Легко оценить, что, например, в соленоиде с $R = 1,5$ м, $a = 0,5$ м и полем на оси 3,5 Тл запасена энергия $W \approx B^2(2\pi Ra^2)/8 \approx 3$ ГДж! Вспоминная соотношение из раздела 21.1, получаем, что для быстрого выделения энергии эта величина эквивалентна взрыву 750 кг тринитротолуола! Поэтому параллельно сверхпроводящему соленоиду включают резистивное сопротивление, в котором запасённая энергия при потере сверхпроводимости выделяется в виде джоулева тепла. Понятно, что такое сопротивление должно быть достаточно масштабным, чтобы, например, при воздушном охлаждении передать за счёт конвекции тепло воздуху.

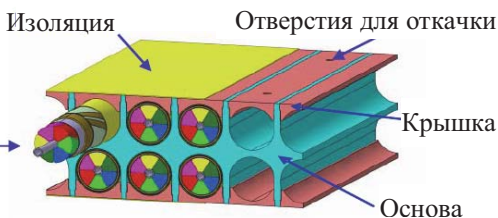
На рис. 22.6 для иллюстрации приведены конструктивные решения для сверхпроводящего соленоида ИТЭР.

В последние годы наблюдается большой прогресс и в создании катушек из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). ВТСП второго поколения на основе купратов редкоземельных элементов (Y, Gd), называемые REBCO, превосходят ВТСП первого поколения BSCCO (Bi-2212, Bi-2213) и уже активно продаются на рынке. Такие ВТСП кабели представляют собой многослойную ленту толщиной ~ 80 мкм шириной 10–12 мм и пропускают ~ 500 А в собственном поле. Как видно из рис. 22.7, такие сверхпроводники выдерживают значительно большие магнитные поля, их достоинство – возможность использовать для охлаждения менее дорогие, чем гелий хладагенты. Кроме того, снижаются эксплуатационные расходы. Производство ВТСП достаточно сложно и пока дорого. Рассматривать практическую возможность их применения в крупных установках можно будет, когда их цена снизится примерно на порядок и не будет превышать $\sim \$20$ кА·м.

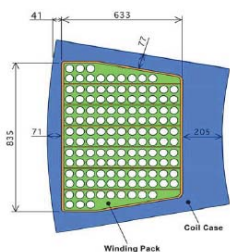
Сверхпроводящий кабель



Двойная плоская катушка



Сечение катушки



Пакет проводников

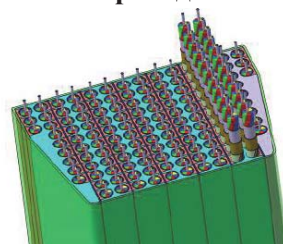


Рис. 22.6. Конструкция катушки тороидального поля со сверхпроводниками ИТЭР

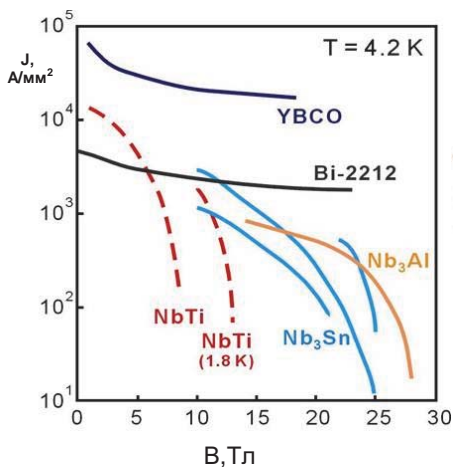
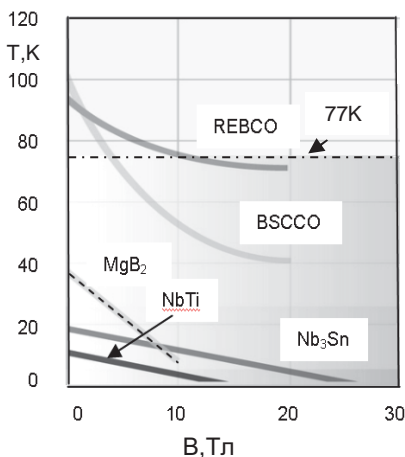


Рис. 22.7. Рабочая температура (а) и критическая плотность тока (б) для различных сверхпроводников в поперечном магнитном поле

Глава 23

ТИПОВЫЕ КОНСТРУКЦИИ ТОКАМАКОВ

Для иллюстрации инженерных решений, перечисленных в двух предыдущих главах, рассмотрим некоторые типичные примеры конструкций токамаков. Прежде всего, это наш флагман – запущенный еще в 1976 г. токамак Т-10. Рис. 23.1 даёт практически полное представление о конструкции токамака.

Это токамак с круглым сечением плазмы. Его большой радиус равен 1,5 м, малый – 0,35 м. Магнитное поле, на которое он рассчитан, 3,5 Тл, длительность импульса плазмы 1 с. Мощность, потребляемая токамаком за время импульса, такова, что по условиям эксплуатации подводящей электросети один такой импульс возможен не чаще, чем один раз в 10–15 мин.

Катушки тороидального соленоида (СОТ) сгруппированы по четыре в блоке, внешний каркас которого из нержавеющей стали с бандажами обеспечивает прочность соленоида при создании тороидального поля и включении управляющих катушек. Внутренние части катушек тороидального поля точно подогнаны друг к другу, образуя конструкцию, выдерживающую большие нагрузки от силы, направленной к центральной оси установки. Железный сердечник из мягкой электромагнитной стали и четыре магнитопровода обеспечивают низкий уровень рассеянного поперечного поля в районе плазмы, что облегчает пробой газа и начальную стадию формирования разряда. Конструкцию двойной вакуумной камеры, между которыми расположен охлаждаемый водой или жидким азотом медный экран мы обсуждали в разд. 21.1. Для того, чтобы этот толстый медный экран не шунтировал ток в плазме, экран разделен в азимутальном направлении на четыре электрически изолированных друг от друга сегмента, в каждом из которых, в свою очередь, верхняя часть изолирована от нижней. Внешняя по отношению к разрядной камере камера токамака разделена, соответственно, на четыре независимых сегмента, для каждого из которых предусмотрена своя откачная система. В дополнение к ранее рассмотренным элементам электромагнитной системы токамака (см. гл. 19) следует обратить внимание на наличие обмоток индукционного нагрева, через которые пропускается ток сетевой частоты для прогрева сильфонной разрядной камеры с целью обезгаживания, а также на обмотки коррекции магнитного поля, которые позволяют «тонко» регулировать значение поля в центре плазменного шнура. Этот токамак без дивертора, и ему на смену должен прийти токамак с вытянутым сечением плазмы и дивертором Т-15МД (рис. 23.2).

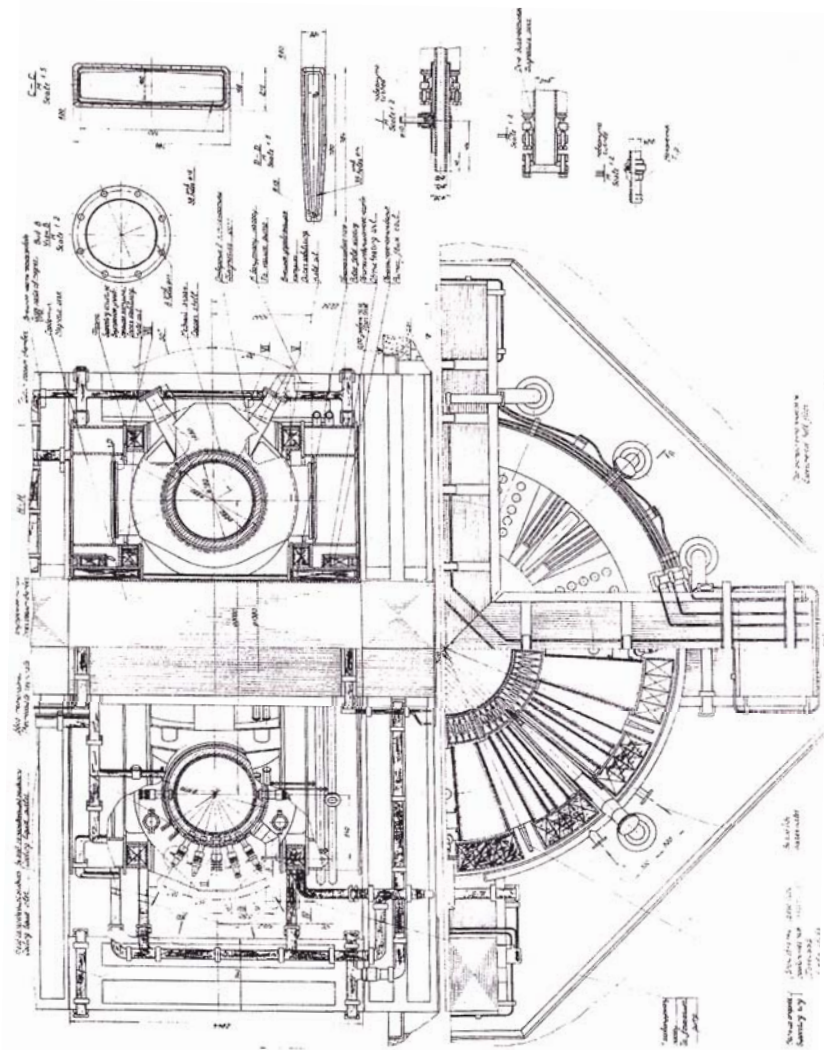


Рис. 23.1. Чертеж токамака Т-10

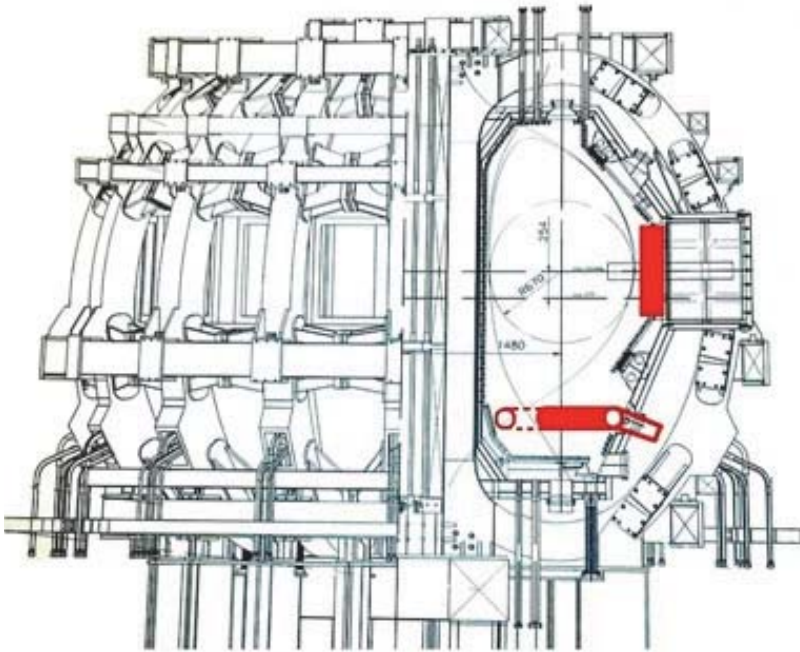


Рис. 23.2. Конструкция токамака Т-15МД с тёплыми обмотками и диверторной конфигурацией плазмы

В токамаке Т-15МД с тёплыми обмотками и вытянутым сечением плазмы (рис. 23.2) диверторная конфигурация создаётся системой внешних полоидальных обмоток. Этот токамак имеет воздушный индуктор, а необходимая компенсация поперечной составляющей магнитного поля индуктора достигается соответствующим подбором токов в полоидальных катушках.

Поперечное сечение крупнейшего из действующих токамаков JET с дивертором показано на рис. 23.3. Большой радиус установки равен трём метрам, в два раза больше, чем у Т-10, D-образная форма катушек позволяет уменьшить нагрузку на проводник, который представляет собой медную шинку с каналом водяного охлаждения внутри, а также позволяет разместить внутри разрядной камеры катушки, создающие диверторную конфигурацию (х-точку с нулевым значением полоидального магнитного поля). Длительность импульса тороидального поля в JET составляет 30 с, за которые катушки тороидального поля нагреваются на несколько десятков градуссов.

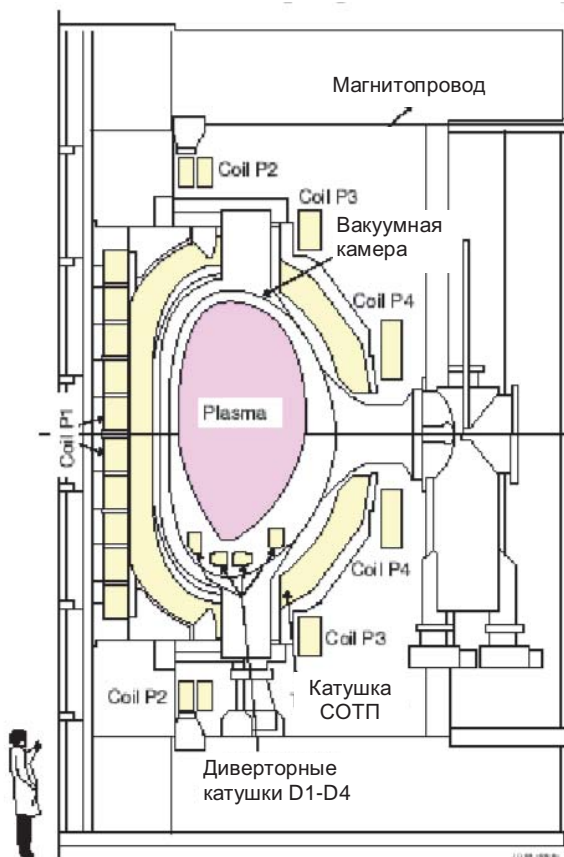


Рис. 23.3. Поперечный разрез токамака JET

Тридцать две катушки соленоида тороидального поля опираются на прочный цилиндр из нержавеющей стали, а восемь железных магнитопроводов замыкают магнитный поток индуктора, снижая до ничтожного уровня вертикальную составляющую магнитного поля в области плазмы. В JET нет стабилизирующего проводящего кожуха, двойная вакуумная камера состоит из тридцати двух жестких клиновидных секторов, соединенных между собой гибкими сильфонными вставками. В пространстве между внешней и внутренней камерой может циркулировать горячий или холодный углекислый газ, что позволит нагреть стенки до 500 °С или же, наоборот, их охладить. Прогрев стенок и применение высокопроизводи-

тельных сверхвысоковакуумных насосов позволяют получить к разрядной камере остаточное давление на уровне 10^{-8} – 10^{-9} Па.

Генерирующий ток в плазме магнитный поток (до 34 В·с) создается в основном катушками P1 (центральный соленоид), полоидальные катушки P2 (одна верхняя, другая нижняя) позволяют управлять вертикальным положением плазмы и формой её поперечного сечения, полоидальные катушки P3-P4 – радиальным положением плазмы и также формой её сечения.

Совершенно не похож на конструкции описанных выше классических токамаков, токамак с сильным полем ТСП (или Т-14) (рис. 23.4). Увеличение магнитного поля в N раз увеличивает магнитное давление в N^2 раз, в N раз уменьшается перенос, поэтому удержание горячей плазмы можно осуществить в установке гораздо меньшего размера, а затраты на сооружение установки уменьшаются как её объём, то есть размер в кубе. В этом состояла идея создания небольшой по размерам установки, на которой можно было бы получить значения nt , близкие к необходимым для выполнения критерия Лоусона.

Нагрев плазмы до рекордной по тем временам (80-е годы прошлого века) температуры в 7 кэВ предполагалось осуществить в основном за счёт адиабатического нагрева, сжимая плазму по малому радиусу, а затем сдвигая её с помощью полоидальных катушек внутрь по большому радиусу в область поля ~ 13 Тл! При этом центральный радиус плазмы уменьшался от 1 до 0,35 м. Малое время удержания компенсировалось повышенной плотностью плазмы.

Для обеспечения прочности катушек тороидального поля их поместили в мощный бандаж из роторной стали (её предел прочности ~ 130 кГ/мм², почти на порядок больше, чем у обычной нержавеющей стали), а питание соленоида осуществляли от индуктивного накопителя энергии в виде большого тороидального соленоида, который замыкали на обмотки ТСП через взрывные выключатели. В сам накопитель питание подавалось от огромных мотор-генераторов с маховиком, торможение которых и обеспечивало за короткое время «запитку» индуктивного накопителя. Установка была построена в ТРИНИТИ (г. Троицк) в специальном здании, рассчитанном на работу с тритием. К сожалению, период её запуска и наладки, как и сверхпроводящего Т-15, пришелся на конец 1980-х, начало 1990-х, поэтому мы обсуждаем сейчас эту установку лишь как интересный инженерный проект.

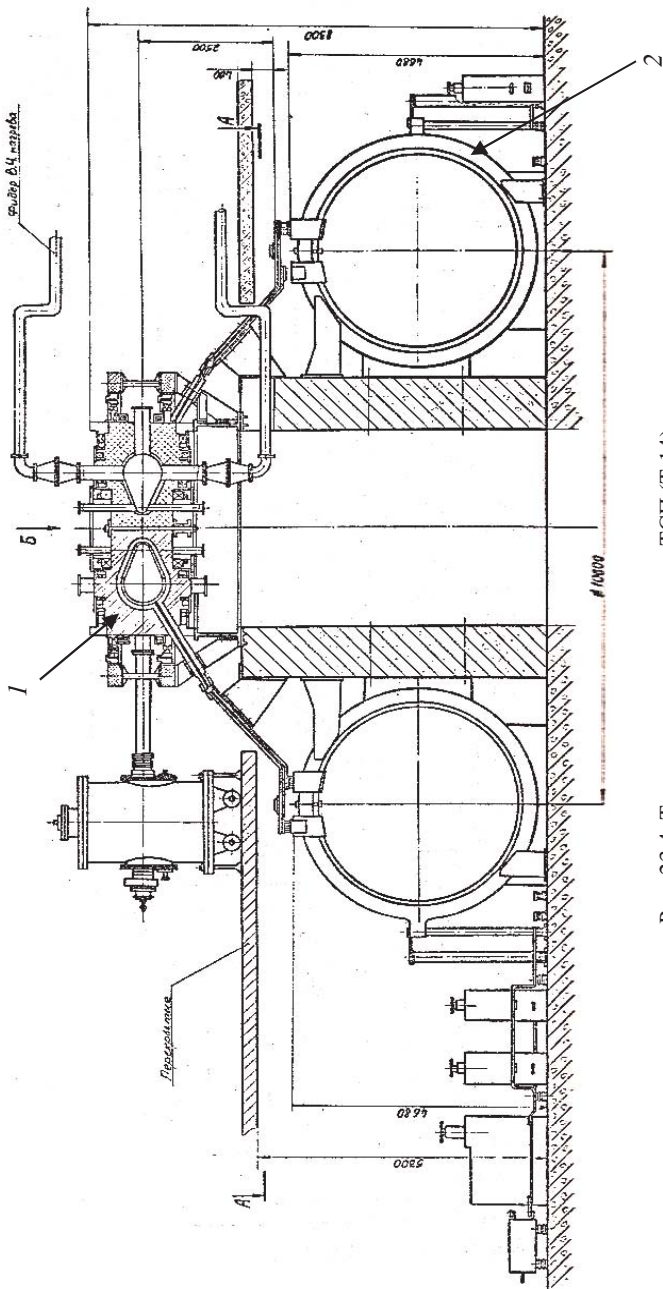


Рис. 23.4. Токамак с сильным полем ТСП (Т-14)
 1 — токамак ТСП, 2 — накопитель энергии

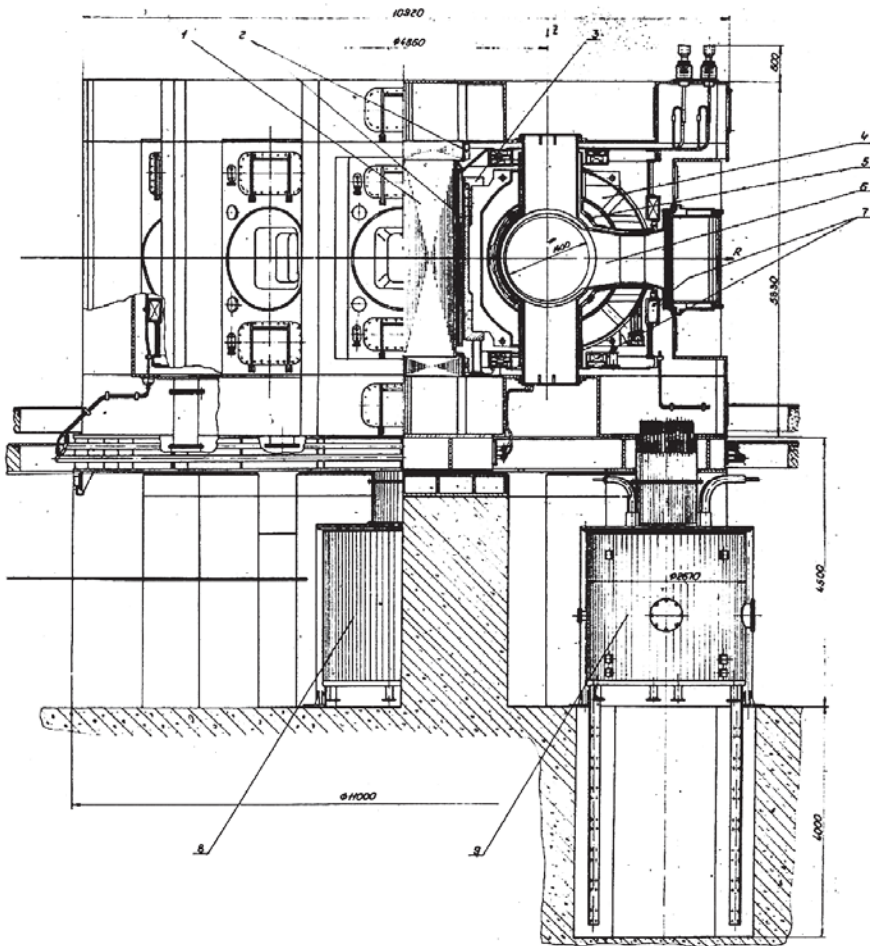


Рис. 23.5. Общий вид токамака со сверхпроводящим соленоидом тороидального поля Т-15: 1 – магнитопровод, 2 – обмотка индуктора, 3 – опорный цилиндр, 4 – сверхпроводящая обмотка тороидального поля, 5 – быстродействующая обмотка управления, 6 – разрядная камера, 7 – обмотки управления, 8 – блок гелиевых криогенных коммуникаций, 9 – блок азотных криогенных коммуникаций

Использование низкотемпературных сверхпроводников и необходимость их термоизоляции удобно реализовать в концепции установки типа «вакуумный дом». Именно так был устроен токамак Т-15 (рис. 23.5) – первый в мире большой токамак со сверх-

проводящей магнитной системой, и именно таким образом реализован проект реактора ИТЭР.

Вся электромагнитная и вся вакуумная части размещены в огромной вакуумной камере – криостате, который откачивается до давления 10^{-3} Па. Для охлаждения жидким гелием соленоида тороидального поля используется сложная система, обеспечивающая сжижение и циркуляцию жидкого гелия. Система криобеспечения позволяет отводить от соленоида тороидального поля 1,2 кВт при температуре 4,5 К, а также отводить еще ~ 350 Вт от гиротронов, генерирующих СВЧ мощность для нагрева электронной компоненты плазмы, и криопанелей, используемых для откачки инжекторов. На охлаждение тоководов, обеспечивающих ввод тока в сверхпроводящие обмотки от подводящих шин при комнатной температуре до гелиевой, расходуется 9 кг жидкого гелия в час. Система гелиевого охлаждения с двумя ожижителями по 1,8 кВт обеспечивает охлаждение и обогрев всех узлов установки за 10–15 суток и её криостатирование в течение 2–4 месяцев. Так как находящиеся при температуре жидкого гелия катушки экранируются от «теплых» частей установки низкотемпературными охлаждаемыми экранами, то в установке есть еще и система сжижения и циркуляции жидкого азота. Её холодопроизводительность составляет 165 кВт при 80 К. Таким образом, для низкотемпературного сверхпроводящего соленоида необходимо потребление значительной электрической мощности на охлаждение, но, что еще более важно, обеспечение непрерывного круглосуточного функционирования. Последняя проблема необходимости непрерывного обслуживания криогенного комплекса и стала главным «камнем преткновения» в начале 1990-х в эксплуатации этой установки при резком снижении финансирования.

Глава 24

МАССО- И ЭНЕРГОБАЛАНС В ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ. КРИТЕРИЙ ЛОУСОНА

24.1. Массобаланс термоядерной плазмы

Динамика изменения концентрации топлива $n_D = n_T = n_i/2$ в термоядерной плазме, в которой идёт реакция D-T синтеза $\langle \sigma_{TD} v \rangle$, определяется убылью топлива за счёт термоядерных реакций, временем удержания частиц τ_i , возвратом некоторой их доли обратно R_i , а также подпиткой топливом со скоростью S_f для пополнения убыли:

$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i^2}{2} \langle \sigma_{TD} v \rangle - \frac{n_i}{\tau_i} (1 - R_i) + S_f. \quad (24.1)$$

Накопление образующейся в ходе реакции «золы» (гелия) определяется аналогично:

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = -\frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_{TD} v \rangle - \frac{n_\alpha}{\tau_\alpha} (1 - R_\alpha), \quad (24.2)$$

где n_α – концентрации альфа частиц, а τ_α – время их удержания, R_α – коэффициент возврата гелия. Из (24.2) можно найти скорость накопления «золы» в реакторе. Для этого надо учесть квазинейтральность плазмы

$$n_i + 2n_\alpha = n_e \quad (24.3)$$

и постоянство её давления в ходе реакции (в предположении равенства температур всех компонент)

$$(n_i + n_e + n_\alpha)kT = 2n_0kT, \quad (24.4)$$

где n_0 – концентрация топлива в самом начале реакции.

Решая уравнение (24.2) в пренебрежении удалением гелия ($R_\alpha = 1$) с учётом (24.3) и (24.4), получаем скорость изменения со временем t относительной концентрации гелия в плазме:

$$\frac{n_\alpha(t)}{n_0} = \frac{(n_0/4)f_{DT}t}{1 + (n_0/4)f_{DT}t}, \quad (24.5)$$

где $\langle \sigma_{DT} v \rangle \equiv f_{DT}$. Так как выделяемая в плазме мощность реакции $P_\alpha = n_D \cdot n_T \langle \sigma_{DT} v \rangle \cdot (E_\alpha = 3,52 \text{ МэВ})$ и, соответственно, мощность реактора (в 0-м приближении, когда параметры плазмы считаются одинаковыми во всем объёме V плазмы) $P_{\text{яд}} = n_D \cdot n_T \langle \sigma_{DT} v \rangle \cdot$

$(E_{\text{яд}} = 3,52 + 14,1 \text{ МэВ}) \cdot V$ пропорциональны квадрату плотности $P_{\alpha} \propto n_i^2$, то, подставляя $n_i/n_0 = 1 - (3/2)[n_{\alpha}/n_0]$, соответствующую (24.3), (24.4), из (24.5) находим время, за которое мощность реактора уменьшится от начального значения $P_{\text{яд}}(0)$ до значения в момент времени t :

$$t \approx \frac{8}{3n_0 f_{DT}} \left[\sqrt{\frac{P_{\text{яд}}(0)}{P_{\text{яд}}(t)}} - 1 \right].$$

Откуда для значения $f_{DT} \approx 10^{-22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$ при $T = 10 \text{ кэВ}$ и типичной для реактора-токамака концентрации плазмы $n = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ получаем, что мощность реактора, у которого не удаляется «зола», уменьшится вдвое уже за $\sim 100 \text{ с}$.

Таким образом, для удаления гелия (и очистки плазмы от примесей) нужен дивертор (см. разд. 10.1 и 15.1), без которого, в принципе, трудно представить стационарный режим работы реактора из-за накопления гелиевой «золы».

Подпитка топливом необходима для поддержания концентрации топлива в реакторе на постоянном уровне. Обратимся к (24.1). Общую необходимую скорость подпитки Q_f для стационарных условий получим, умножив (24.1) на объём реактора:

$$Q_f = S_f V = \left[\frac{n_i^2}{2} \langle \sigma_{TD} v \rangle + \frac{n_i}{\tau_i} (1 - R_i) \right] \cdot V. \quad (24.6)$$

Легко подсчитать, что для реактора масштаба ИТЭР ($n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $V \sim 500 \text{ м}^3$) при температуре 10 кэВ , что соответствует скорости реакции $\langle \sigma_{TD} v \rangle \equiv f_{DT} = 10^{-22} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$, без дивертора и откачки ($R_i = 1$) необходима скорость подпитки $Q_f \sim 2,5 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Для одного импульса длительностью 400 с реактора ИТЭР это соответствует введению $0,5 \text{ г}$ трития. Время удержания частиц, как правило, на порядок превышает время удержания энергии $\tau_c \equiv \tau_i \sim 10 \tau_E$. При времени удержания энергии $\tau_E \sim 1 \text{ с}$, в плазме с концентрацией 10^{20} м^{-3} , получаем для приведённого выше примера связь между необходимой скоростью подпитки топливом извне и глобальным коэффициентом рециркуляции (*рециклинга*) топлива R_Y в реакторе $Q_f \approx 2,5 \cdot 10^{20} [1 + 20(1 - R_Y)] \text{ с}^{-1}$. Если $R_Y = 0$, то скорость подпитки надо увеличить в 20 раз. Следует отметить, что цена $1 \text{ г} \sim 30 \text{ тыс. долларов США}$ (в Канаде в 2004 г.) и будет только расти, а для запуска ИТЭР надо примерно 3 кг трития [6]. Таким образом, без воспроизводства трития в реакциях на литии

(см. разд. 15.2) не обойтись. Следует также учесть, что постоянная распада трития с выделением электрона (со средней энергией ~ 6 кэВ и максимальной 18,5 кэВ) составляет $\lambda = 1,79 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ (12,3 года).

С учётом распада время удвоения количества трития составит [6]:

$$t_{2T} \approx \left(\frac{x}{\lambda} \right) \left(1 + \frac{3x}{2} \right), \quad (24.7)$$

где $x = \frac{E_{\text{яд}} \lambda N_0}{W(R_B - 1)}$; R_B – коэффициент воспроизводства; W – полная

мощность реактора, а N_0 – начальное число атомов трития.

При полной мощности реактора в $W = 1$ ГВт, начальной «загрузке» в 5 кг трития ($N_0 = 10^{27}$ ат. трития) и коэффициенте воспроизводства $R_B = 1,2$ время удвоения составит всего два месяца. При указанных параметрах мощности и начальной тритиевой загрузки реактора $x \ll 1$ распадом трития при оценке времени удвоения вообще можно пренебречь.

24.2. Энергобаланс в термоядерном реакторе. Критерий Лоусона

Плазма теряет энергию за счёт теплопроводности и электромагнитного излучения, а частицы – за счёт их диффузии поперёк магнитного поля и перезарядки. Мощность потерь энергии за счёт теплопроводности P_T определяется временем удержания энергии τ_E : $P_T = \langle 3nkT \rangle V / \tau_E$, а поток частиц из плазмы на стенки $\Gamma = N / \tau_c$ – временем удержания самих частиц τ_c .

При рассмотрении энергобаланса единицы объёма термоядерной плазмы с D–T-реакцией (при $n_D = n_T = n/2$)

$$\frac{d(3nkT)}{dt} = (n^2/4) \langle \sigma_{TD} v \rangle E_\alpha - P_{\text{rad}} - \frac{3nkT}{\tau_E} + P_{\text{aux}}, \quad (24.8)$$

где первый член в правой части соответствует нагреву α -частицами, выделяющимися в термоядерной реакции, а последний – суммарной мощности нагрева единицы объёма за счёт всех источников дополнительного нагрева, основными каналами потерь энергии являются излучение и теплопроводность.

Мощность потерь на излучение P_{rad} зависит как от скорости излучательных процессов, так и от длины поглощения в плазме СВЧ-волн. Если в холодной плазме преимущественно излучают возбужденные атомы, то по мере роста температуры начинает пре-

обладать излучение, вызванное рекомбинацией свободных электронов и ионов с заселением дискретных уровней атомов и ионов. Мощность такого излучения падает с ростом температуры.

При высокой температуре основным каналом потерь энергии становится тормозное излучение. Его удельная мощность

$$P_r^{\text{торм}} (\text{Вт}/\text{м}^3) = 1,7 \cdot 10^{-38} \cdot Z^2 \cdot n_e n_i (\text{м}^{-3}) \cdot T_e^{1/2} \text{эВ}. \quad (24.9)$$

Для водорода потери энергии на тормозное излучение становятся заметными уже при температуре плазмы, превышающей 10–100 эВ. Для более тяжёлых элементов интегральная по различным процессам, включая девозбуждение, фото- и диэлектронную рекомбинацию, зависимость мощности излучения от температуры имеет немонотонный характер с максимумами и минимумами, отличающимися по интенсивности на несколько порядков по величине (рис. 24.1). При типичной для токамаков концентрации плазмы $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ м}^{-3}$ мощность излучения из единицы объёма P_r с концентрацией ионной компоненты определенного элемента n_i может быть определена по приведенному на рис. 24.1 коэффициенту излучения $K_i(T)$ этого элемента $P_r = n_i n_e K_i(T)$.

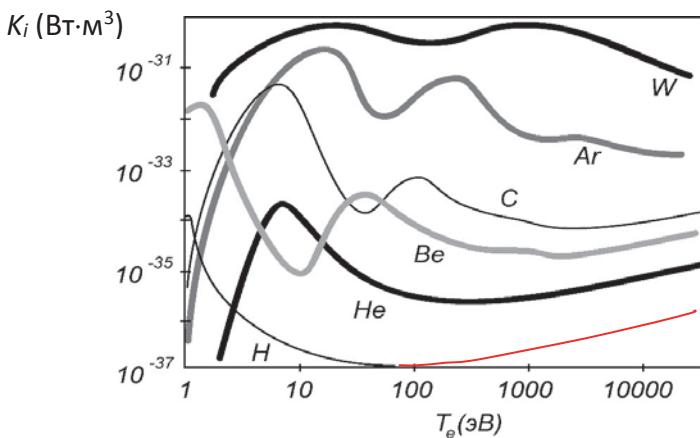


Рис. 24.1. Коэффициент излучения примесей различных элементов в плазме при корональном равновесии

Вне условий, соответствующих корональному равновесию, мощность потерь энергии на излучение может быть больше на порядки по величине (это, например, возможно для лития в периферийной зоне плазмы).

В установках с сильным магнитным полем при больших температурах в энергобалансе плазмы заметную роль может играть циклотронное (синхротронное при $E > 0,5$ МэВ) излучение. Его плотность мощности:

$$P_r^{\text{цикл}}(\text{Вт/м}^3) = 6,2 \cdot 10^{-17} n_e(\text{м}^{-3}) T_e(\text{эВ}) B^2(\text{Тл}).$$

На основании (24.8) можно получить необходимые для реализации в установке с магнитном удержанием управляемого термоядерного синтеза параметры плазмы в виде предложенного в 1957 г. **критерия Лоусона**. Этот критерий соответствует условию, при котором выделяющейся в реакторе энергии достаточно на поддержание работы самого реактора. В данном случае тепловая мощность P_{TR} реактора (как попадающая из плазмы на стенки, так и выделяющаяся в окружающем плазму blankets) преобразуется с эффективностью η_T в электрическую энергию и полностью идёт на компенсацию с помощью инжектора (с эффективностью η_I) энергетических потерь плазмы (рис. 24.2) на излучение P_{rR} и потери тепла с частицами P_{ER} :

$$P_{TR} \eta_T \eta_I = P_{rR} + P_{ER}.$$

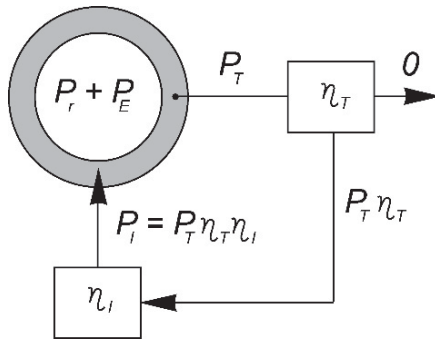


Рис. 24. 2. Циркуляция мощности в ТЯР, соответствующая выполнению критерия Лоусона

В нуль-мерном приближении выражения для реакторных мощностей с точностью до множителя, равного объёму плазмы V , совпадают с выражениями для удельных мощностей ($P_{rR} + P_{ER} = V(P_r + P_E)$, в связи с чем на рис. 24.2 для упрощения использованы менее громоздкие обозначения). Поэтому соотношение для баланса мощностей в стационарном случае записывается в виде

$$\{[(n^2/4) \langle \sigma_{DTV} \rangle] (E_\alpha + ME_n) + P_r + P_E\} \eta_T \eta_I = P_r + P_E. \quad (24.10)$$

Полная тепловая мощность реактора увеличивается за счёт преобразуемой в бланкете с коэффициентом M энергии термоядерных нейтронов E_n . Для D-T реакции $E_\alpha = 3,5$ МэВ, $E_n = 14,1$ МэВ, в зависимости от типа бланкета $M = 1,1-1,2$, а для уранового бланкета с нерадиоактивным ^{238}U , который под действием термоядерных нейтронов превращается в ^{239}Pu , выделяя при делении примерно в семь раз больше энергии, чем у первичного D-T нейтрона, $M = 7$.

Полагая, что для водородной плазмы радиационные потери определяются тормозным излучением, в соответствии с (24.9) записываем мощность радиационных потерь в виде $P_r = Cn^2 \sqrt{kT} \equiv n^2 f_r$. Записывая $\langle \sigma_{DT} v \rangle \equiv f_{DT}$ и преобразуя (24.10), получаем соотношение между концентрацией плазмы, временем удержания в ней энергии и её температурой в виде

$$n\tau_E = \frac{3kT(1-\eta_T\eta_I)}{(f_{DT}/4)[E_\alpha + ME_n]\eta_T\eta_I + (\eta_T\eta_I - 1)f_r}. \quad (24.11)$$

Полагая далее коэффициент теплового преобразования $\eta_T = 0,4$, а КПД инжектора $\eta_I = 0,8$, имеем $\eta_T\eta_I = 0,32 \approx 1/3$, что позволяет записать (24.11) в более компактном виде:

$$n\tau_E = \frac{3kT}{(1/8)[E_\alpha + ME_n]f_{DT} + f_r}. \quad (24.12)$$

Графическое представление зависимости $n\tau_E$ от температуры (при $M = 1,2$) приведено на рис. 24.3, где использована аналитическая аппроксимация скоростного коэффициента D-T реакции синтеза $f_{DT}(T)$:

$$f_{DT}(\text{м}^3\text{с}^{-1}) \approx 4,65 \cdot 10^{-18} \exp\left[-\frac{20}{T^{1/3}}\right] / T^{2/3}, \quad (24.13)$$

где температура выражена в кэВ.

На рис. 24.4 приведено сравнение экспериментальных значений величины f_{DT} (точки) с результатами расчёта по формуле (24.13) (пунктирная кривая). Из рисунка видно, что эта формула может быть использована для оценки процессов в плазме с температурой менее 30 кэВ.

Небольшое отступление

Для описания сечения любых термоядерных реакций при малых значениях энергии реагирующих частиц E ($E \leq 200$ кэВ) может быть использована формула Гамова:

$$\sigma(E) = \frac{A}{E} \exp(-B/\sqrt{E}). \quad (24.14)$$

Здесь E – энергия бомбардирующей частицы, A и B – константы Гамова, которые обычно вычисляются из сравнения рассчитанных сечений с их экспериментальными значениями. Для грубой оценки можно использовать теоретическое значение

$$\frac{B}{\sqrt{E}} = 2\pi Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v), \quad (24.15)$$

где Z_1 и Z_2 – заряды сталкивающихся частиц; e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка; v – скорость частицы. Скоростной коэффициент реакции (24.13) – это усредненное по распределению скоростей (максвелловская функция) произведение сечения реакции на относительную скорость частиц.

Более точные формулы для всех, представляющих практический интерес термоядерных реакций приведен, в работе С.В. Путьвинского.

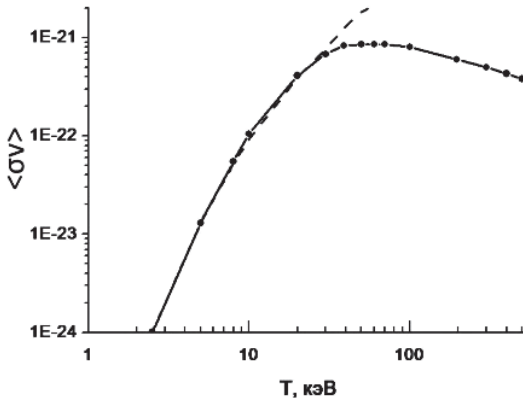


Рис. 24.3. Сравнение экспериментальных (точки) и расчётных (пунктир) значений скоростного коэффициента D-T реакции

Область выше кривой для D-T реакции при $\eta_T \eta_I = 1,3$, $Z = 1$ соответствует сформулированному выше условию принципиальной её осуществимости (*breakeven*), которое по достижению температуры $T = 10$ кэВ выполняется при значении

$$n\tau_E \geq 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с} \text{ или } n\tau_E \geq 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}. \quad (24.16)$$

Соотношение (24.16) – хорошо известное из популярной литературы численное выражение критерия Лоусона для осуществимости управляемого термоядерного синтеза (на DT реакции).

Часто вместо критерия Лоусона для оценки степени близости параметров плазмы в той или иной установке к заветному рубежу используют так называемое *тройное термоядерное произведение* $n\tau_E T$, которое при $T \sim 10$ кэВ имеет плоский минимум при

$$n\tau_E T \geq 3,5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}. \quad (24.17)$$

Как видно, численный коэффициент в формуле (24.17) отличается от численного коэффициента в формуле (4.5). Причина такого различия была объяснена в главе 4.

УТС на основе D-D реакции, сечение которой значительно меньше, а максимум находится при большей температуре, чем у DT-реакции, как следует из рис. 24.4, возможен при $n\tau_E > 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ и на порядок большей температуре (~ 100 кэВ).

Кроме порога осуществимости УТС, есть еще *порог зажигания (ignition)* термоядерной реакции в реакторе. Ему отвечает условие превышения мощности разогрева плазмы α -частицами над потерями, что в уравнении (24.8) соответствует положительному значению dT/dt . Кривая $dT/dt = 0$ на рис. 24.4 показывает, что для того, чтобы реактор заработал сам без дополнительного подогрева ($P_{aux} = 0$), необходимо еще на порядок поднять значение $n\tau_E$.

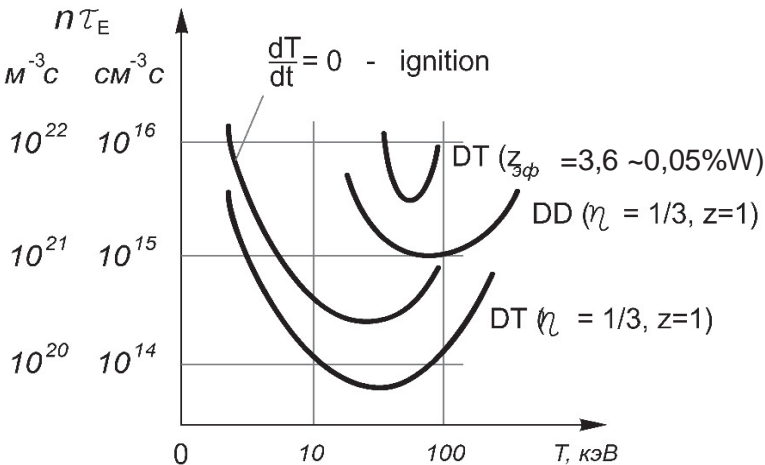


Рис. 24.4. Зависимость произведения концентрации плазмы на время её жизни от температуры для D-T и D-D реакций. Показана также зависимость (24.12) при попадании в плазму 0,25 % примеси вольфрама. Соответствующая зажиганию (*ignition*) D-T реакции кривая $dT/dt = 0$ получена из (24.12) при $Z_{эф} = 1$

Глава 25

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ РЕАКТОРА ИТЭР

Вершиной технологии термоядерного синтеза с магнитным удержанием является международный проект ИТЭР, поэтому целесообразно посмотреть, как большой интернациональной командой физиков и инженеров реализованы упомянутые выше физико-технические задачи в «машине», которая на протяжении нескольких десятилетий будет главным инструментом в овладении управляемым ядерным синтезом. Часть технических решений ИТЭР обсуждалась выше. В данной главе проект будет рассмотрен как целое.

Проект установки, размещенной в реакторном здании (по состоянию на лето 2016 г.) показан на рис. 25.1. Снизу справа для сравнения кружком обведена фигура человека. Сразу следует отметить две особенности данного проекта, выделяемые его разработчиками: 1) установка предназначена не только для исследований, но и для проверки новых технологий; 2) 90 % конструктивных компонентов поставляются странами партнерами (вклад Европы составляет 5/11, а всех остальных шести стран-участников – по 1/11).

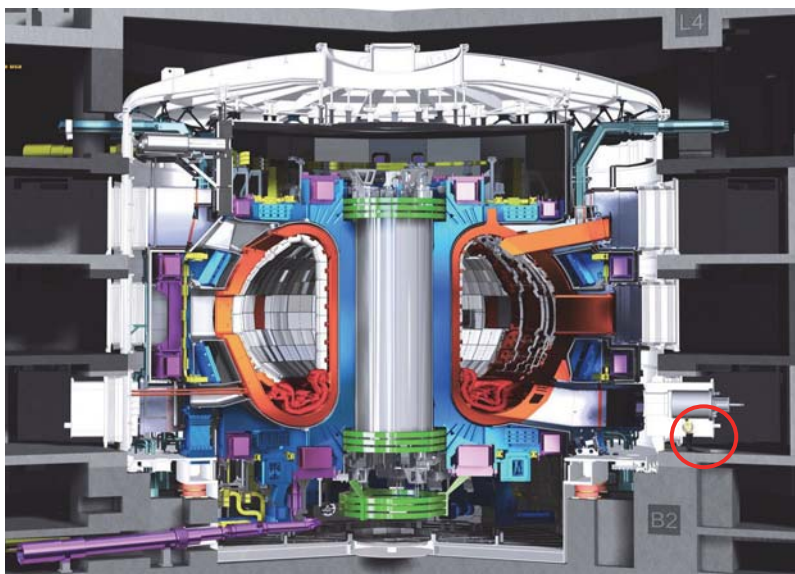


Рис. 25.1. ИТЭР в реакторном здании

Напомним основные цели ИТЭРа, о которых уже упоминалось в гл. 16. В области физики – это получение фактора усиления мощности за счёт термоядерного синтеза $Q \geq 10$ при работе с длинными (~ 400 с) импульсами, достижение стационарного режима при ($Q = 5$) и сохранение возможности достижения режима «контролируемого зажигания» ($Q \geq 30$).

В инженерной области – демонстрация возможности совместной реализации различных технологий, обеспечивающих работоспособность термоядерного источника энергии, тестирование компонентов, необходимых для его работы, а также реализации технологии воспроизводства трития.

К физическим проблемам, которые предстоит решить в ИТЭРе и которые невозможно исследовать на современных машинах, – это, прежде всего, физика горячей плазмы, нагреваемой рождающимися в DT -реакции альфа-частицами МэВ-ной энергии. При этом есть проблемы с нелинейностью в суммарной мощности нагрева из-за зависимости от профиля плазмы, а также проблемы, связанные с МГД неустойчивостями, а именно: возможной стабилизацией альфа-частицами пилообразных колебаний и возникновением мод, связанных с наличием быстрых частиц (достаточно вспомнить про неустойчивости, рождаемые в максвелловской плазме потоками быстрых частиц).

Если вернуться к ограничениям на параметры токамаков (гл. 9 и 20), то можно убедиться, что технические параметры ИТЭР близки к предельным. Главная техническая проблема связана с очень большой запасённой в плазме и токе энергией, которая выделяется на стенках в локализованных на периферии модах (ЭЛМы) и при срыве плазмы. В первом случае может произойти расплавление обращенных к плазме элементов, а в последнем случае, из-за срыва огромного (15 МА) тока, на конструктивные элементы действуют огромные пондеромоторные силы. Кроме того, срыв может сопровождаться генерацией пучков электронов мегавольтных энергий, которые также могут повредить стенки. Поэтому число возможных срывов в ИТЭРе за весь период 20-летней эксплуатации ограничивается числом не более 100.

Большие потоки частиц на стенки и в дивертор [22] будут приводить к тому, что эрозия и перепыление материалов, образование пыли будут происходить с намного большей скоростью, чем в ны-

нешних установках, а активно охлаждаемые водой ОПЭ регулярно будут находиться выше технологического предела по охлаждению.

Работа ИТЭР на последней фазе с D-T топливом добавит к проблемам накопление радиоактивной пыли, захват и накопление трития в элементах реактора, нагрев нейтронами сверхпроводящих катушек электромагнитной системы, необходимость работы с камерой исключительно в режиме удалённого доступа.

Большие размеры ИТЭР создают проблемы в изготовлении и транспортировке к месту сборки огромных ранее не изготавливаемых элементов конструкции. Рассмотрим кратко особенности основных элементов конструкции.

Катушки тороидального поля.

На рис. 22.7 была показана конструкция проводника со сверхпроводящими кабелями из Nb_3Sn , а рис. 25.2 дает представление о самой катушке, вес которой составляет 360 т. Всего катушек – 18. Серьезной технологической задачей является изготовление радиальных пластин, в которые укладывается проводник. Это огромные пластины с двусторонне выфрезерованными вдоль спиральной траектории пазами (рис. 25.3).

На рис 25.4 показана японская печь, изготовленная компанией «Мицубиси» для спекания олова с ниобием при создании сверхпроводящего кабеля для катушки тороидального поля. Процесс длится 100 ч при температуре 650 °С. Катушки изготавливаются в Европе и Японии, а сверхпроводники для них – всеми (кроме Индии) странами-участниками.

На рис. 25.5 показана первая изготовленная в Европе обмотка для такой катушки перед установкой в стальной каркас.

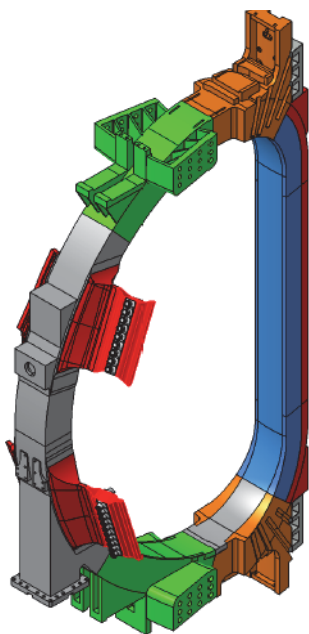


Рис. 25.2. Общий вид катушки тороидального поля с бандажем и распорками

а



б



Рис. 25.3. Элемент радиальной пластины из нержавеющей стали для катушки тороидального поля для укладки сверхпроводящего кабеля (а) и её общий вид при изготовлении (б)

Полоидальные катушки также сверхпроводящие, но изготовлены из NbTi. Всего шесть катушек (см. рис. 25.1), а их диаметр (№ 3 и № 4) достигает 25 м. Кроме катушек № 1 и № 6, размер которых позволяет их доставить на площадку ИТЭР (изготавливаются соответственно в России и Китае) все остальные производятся на месте в специально построенном на площадке ИТЭР здании (рис. 25.6) и доставляются из него на место сборки (как ракеты на космодроме).

Центральный соленоид высотой 12 м и диаметром 4 м (рис. 25.7) состоит из шести независимо питаемых секций, изготовленных из сверхпроводника Nb₃Sn, так как максимальное поле в нем достигает 13 Тл.

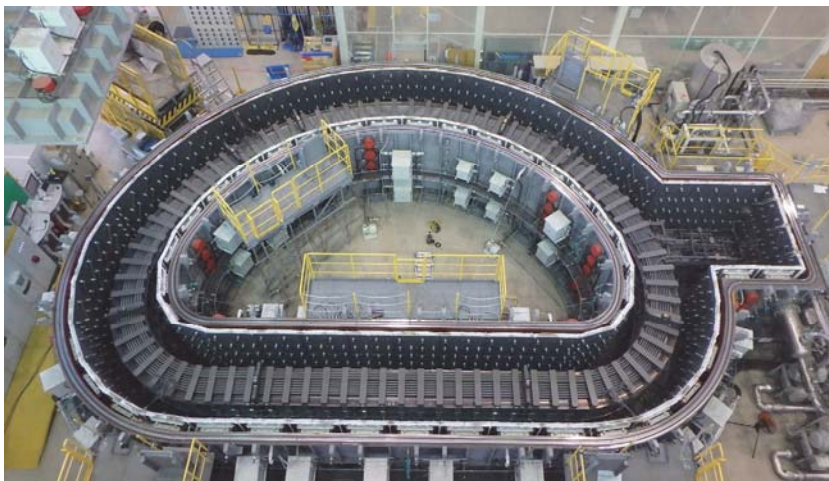


Рис. 25.4. Печь для изготовления сверхпроводника катушки в компании «Мицубиси»



Рис. 25.5. Собранная и испытанная обмотка катушки тороидального поля (Европа)

Внешняя по отношению к вакуумной камере электромагнитная система установки (рис. 25.8) содержит также девять пар (сверху и снизу установки) корректирующих обмоток (также сверхпроводящих).



Рис. 25.6. Здание для намотки полоидальных катушек
(длина – 257 м, ширина – 45 м, высота – 18 м)

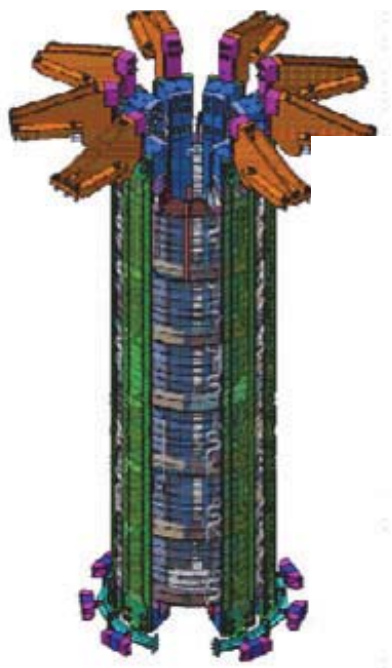


Рис. 25.7. Центральный соленоид (индуктор)

Табл. 25.1 дает представление о некоторых параметрах перечисленных выше катушек электромагнитной системы.

Таблица 25.1

Некоторые параметры электромагнитной системы

Система	Максимальное поле, Тл	Число ампер-витков, МА-витки	Запасенная энергия, ГДж
Соленоид тороидального поля	11,8	164	41
Центральный соленоид	13,0	147	6,4
Шесть полоидальных катушек	6,0	58,2	4,0
Корректирующие катушки	4,2	3,6	-

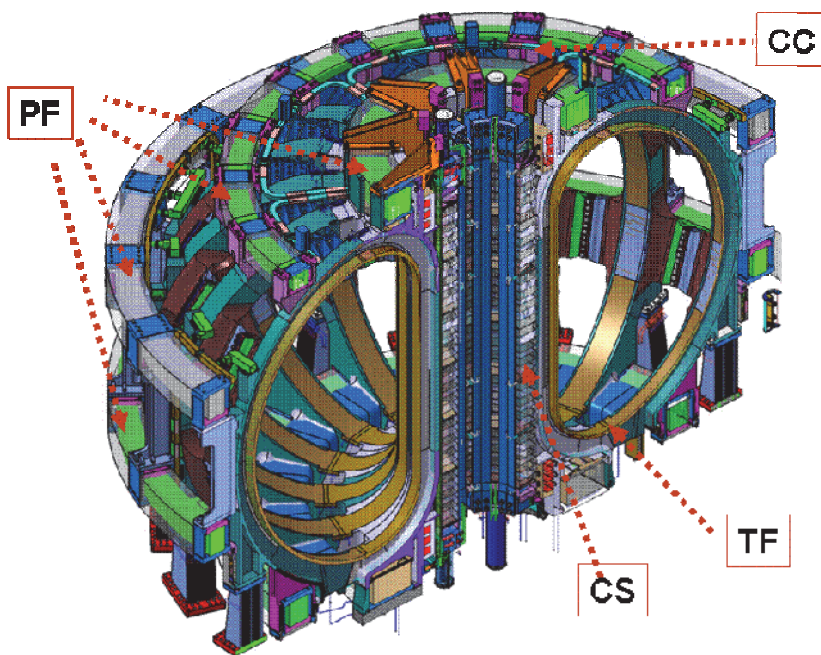


Рис. 25.8. Электромагнитная система ИТЭР: PF – полоидальные катушки, CS – центральный соленоид, TF – катушки тороидального поля, CC – корректирующие катушки

Вакуумная камера (рис. 25.9) с двойными стенками, изготавливаемая из нержавеющей стали SS316 L(N)-1G, должна откачивать-

ся до $5 \cdot 10^{-8}$ мбар и выдерживать огромные вертикальные силовые воздействия, возникающие при срывах. Шесть из девяти секций тороидальной камеры изготавливаются Европой, три секции и семнадцать экваториальных и нижние порты – Южной Кореей, а восемнадцать (по числу катушек) верхних патрубков – Россией. Внутри камеры помещается экран с элементами, к которым крепятся обращенные к плазме элементы blankets, первой стенки и дивертора (Индия).

Камера должна прогреваться до 200°C и иметь защитный барьер от проникновения трития. Вес камеры, равный 5300 т лишь немногим уступает весу Эйфелевой башни, а её стоимость составляет около 8 % от общей стоимости установки. Похоже, после завершения строительства даже независимо от успешности проведённых исследований ИТЭР станет самым внушительным и дорогим памятником технологий человечества XXI века.



Рис. 25.9. Вакуумная камера в собранном виде

Сверхпроводящая электромагнитная система отделена от внешнего корпуса – криостата – основным защитным тепловым экраном (как и в установке T-15, см. рис. 23.5), однако, в отличие от T-15 (где использовался жидкий азот) охлаждение экрана происходит газообразным гелием при температуре 80 К. Со стороны вакуумной камеры сверхпроводники также защищены тепловыми экранами.

Поверхность экрана из нержавеющей стали посеребрена для уменьшения коэффициента серости и, соответственно, эмиссионной способности (см. (22.6)).

Корпус изготавливаемого Индий криостата (рис. 25.10) из нержавеющей стали толщиной в разных частях от 40 до 180 мм при диаметре около 30 м надежно выдерживает атмосферное давление (сравни с рис. 21.1 и табл. 21.2). Для обеспечения вакуумной изоляции давление внутри него должно быть менее 10^{-4} мбар.



Рис. 25.10. Криостат (высота – 29 м, диаметр – 29,4 м)

Эта огромная вакуумная камера высотой с восьмизэтажный дом (29 м) также и сооружается как панельный дом из 54 поставляемых фрагментов, свариваемых уже на месте. Основание криостата в виде стального диска толщиной 180 мм передает нагрузку на опору токамака как от него самого (3500 т), так и от всех находящихся внутри элементов (~ 8,7 тыс. т элементов электромагнитной системы и 5,3 тыс. т вакуумной камеры).

Обращенные к плазме компоненты (рис. 25.11) должны воспринимать почти всю выделяющуюся в плазме мощность 500 МВт от термоядерной реакции и 50 МВт дополнительного нагрева (поддержания тока). Уносимая нейтронами мощность (400 МВт) поглощается в элементах blankets, защищающего электромагнитную систему, а примерно 120 МВт с излучением и частицами попадает на первую стенку и в дивертор.

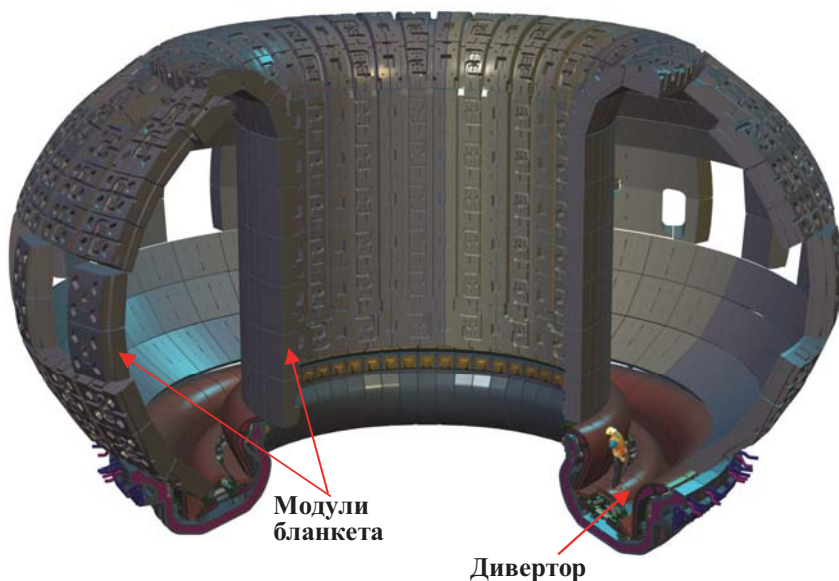


Рис. 25.11. Обращенные к плазме элементы ИТЭР

Модули blankets (рис. 25.12) в количестве 440 шт. состоят из охлаждаемого водой блока нейтронной защиты и заменяемых элементов первой стенки, покрытой Ве-тайлами, рассчитанными на тепловую нагрузку от 2,2 до 4,7 МВт/м². Масса каждого модуля ~ 2,5 т.

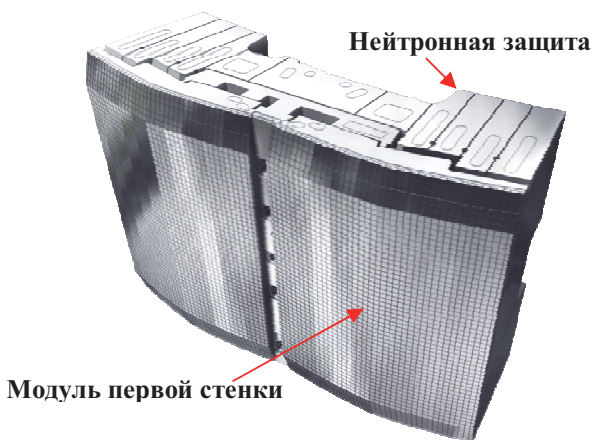


Рис. 25.12. Модуль blankets
252

Для снижения тепловой нагрузки движущегося вблизи первой стенки удаляемого в дивертор слоя плазмы (огромной плотности мощности до 400 МВт/м^2) на выступающие элементы профиля каждый элемент первой стенки специальным образом профилируется, а для повышения тепловой стойкости поверхность тайлов разбита на элементы $8 \times 8 \text{ мм}^2$.

Более подробно конструкция дивертора показана на рис. 25.13. Это, пожалуй, наиболее сложная и ответственная часть конструкции реактора, так как именно здесь происходит съём мощности покидающего реактор потока плазмы при его взаимодействии с охлаждаемыми мишенями. Кроме того, дивертор должен обеспечивать откачку нейтрализовавшихся частиц плазмы вместе с нарабатываемом в реакторе гелием. Из-за неравномерности плотности распределения в потоке удаляемой плазмы с максимум вблизи так называемой «strike point» – места, где сепаратриса пересекает поверхность мишени плотность падающей на поверхность мощности максимальна (до 10 МВт/м^2) и может значительно более повышаться при ЭЛМах и срывах. Поэтому поверхность обращенных к плазме элементов дивертора (купола, внешней и внутренней вертикальной мишени и отражателей) сделаны из вольфрама, а сам модуль дивертора сменяемый, чтобы можно было заменить поврежденный.

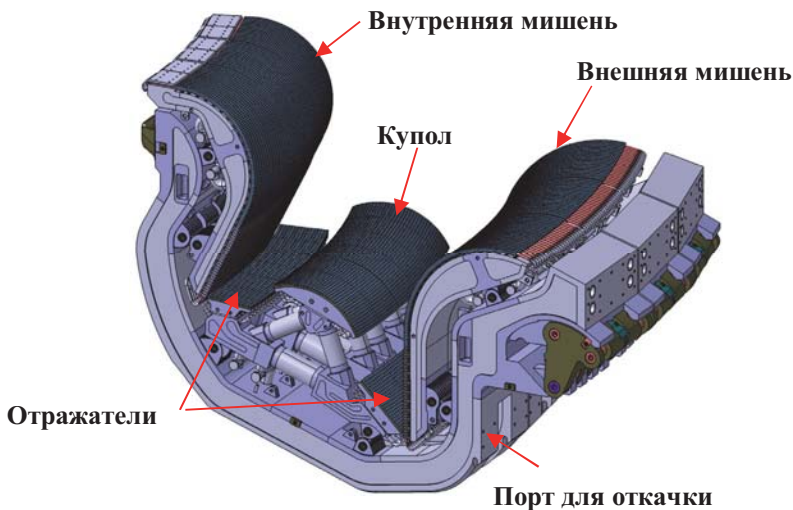


Рис. 25.13. Конструкция модуля дивертора

Всего таких заменяемых диверторных модулей – 54, масса каждого – 8,7 т. Каждый модуль можно прогревать до 350 °С. С помощью охлаждения дивертора можно снимать до 80 МВт мощности в стационарном режиме.

Корректирующие катушки. Как уже упоминалось, при работе в Н-моде, на которую рассчитан ИТЭР, основную опасность для обращенных к плазме компонентов представляют собой периодически выбрасываемые из плазмы ЭЛМы (ELM) – локализованные на периферии моды, которые за доли миллисекунды могут выносить из плазмы до 2–6 % ее энергосодержания. При $Q = 10$ частота таких ELM для ИТЭР оценивается в 1–2 Гц. Под действием этих высоких плотностей мощности может происходить не только расплавление, но и разрушение обращенных к плазме компонентов из-за термоциклирования.

Поэтому в ИТЭРе предусмотрены меры борьбы с этим явлением в виде специальных «быстрых» катушек, размещаемых внутри камеры (и потому не экранируемых проводящим корпусом камеры), которые разрушают эти локализованные плазменные образования, снижая плотность выделяемой на поверхности дивертора мощности. На рис. 25.14а и 25.14б показана система этих вспомогательных обмоток. В каждом из девяти секторов вакуумной камеры расположено по три обмотки: одна – квадратной формы в экваториальной плоскости и две – сверху и снизу.

Системы дополнительного нагрева плазмы и поддержания индукционного тока (рис. 25.15) включают в себя инжекторы нейтралов (всего три общей мощностью 32 МВт) с энергией частиц 1 МэВ, получаемых из источников отрицательных ионов водорода, нагрев на ионном циклотронном резонансе (40–55 МГц), на электронном циклотроном резонансе (170 ГГц) мощностью по 20 МВт каждый и на нижней гибридной частоте (5 ГГц). Цифры с плюсом – это планировавшееся возможное увеличение мощности.

Перечислим особенности конструкции реактора ИТЭР, которые ранее не рассматривались при разработке термоядерных установках.

В основном они относятся к длительной работе с реагирующей термоядерной плазмой. Во-первых, это наличие **больших потоков нейтронов** ($\sim 10^{18} \text{ с}^{-1}\text{м}^{-3}$), приводящее к необходимости защиты от них диагностического оборудования, используемого для контроля параметров плазмы и управления реактором и появлением наведённой активности в элементах конструкции реактора. Первая проблема

для оптических и других диагностик, для которых необходима регистрация электромагнитного и корпускулярного излучения плазмы, решается с помощью специальных элементов «диагностической первой стенки» из нержавеющей стали, ослабляющих потоки нейтронов с других кроме выделенного направлений (рис. 25.16). Замена или ремонт внутрикамерных элементов предполагает наличие удаленного доступа с помощью манипуляторов (рис. 25.17). Так, за всю кампанию ИТЭР предусмотрено 2–3 раза заменить модули дивертора, для чего разработан соответствующий манипулятор.

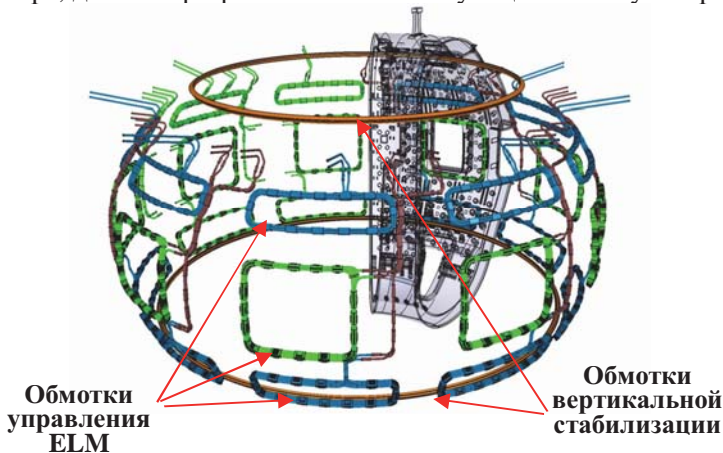


Рис. 25.14а. Обмотки, расположенные внутри вакуумной камеры

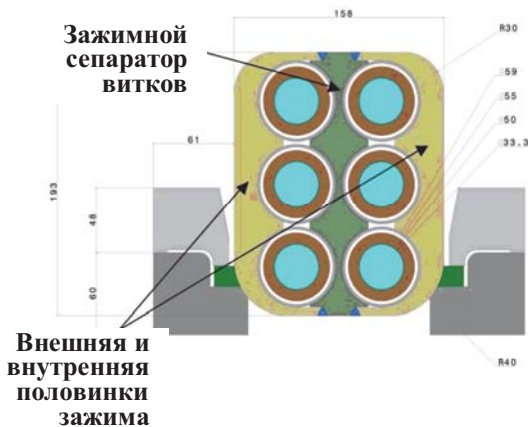


Рис. 25.14б. Конструкция корректирующих катушек


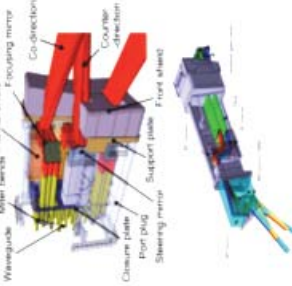
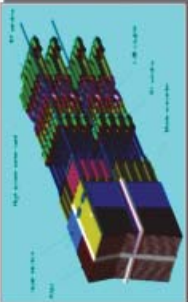
<p>NB</p> <p>Пучок нейтралов 1 МэВ</p>		<p>IC</p> <p>Ионный циклотронный нагрев 40–55 МГц</p>		<p>ЕС</p> <p>Электронный циклотронный нагрев 170 ГГц</p>		<p>LN</p> <p>Нижний гибридный ~ 5 ГГц</p>	<p>32 МВт + 16,5 МВт</p> <p>20 МВт + 20 МВт</p> <p>20 МВт + 20 МВт</p> <p>+40 МВт</p>
--	---	---	---	--	---	---	---

Рис. 25.15. Системы донагрева и поддержания тока



Рис. 25.16. Элемент «диагностической первой стенки»

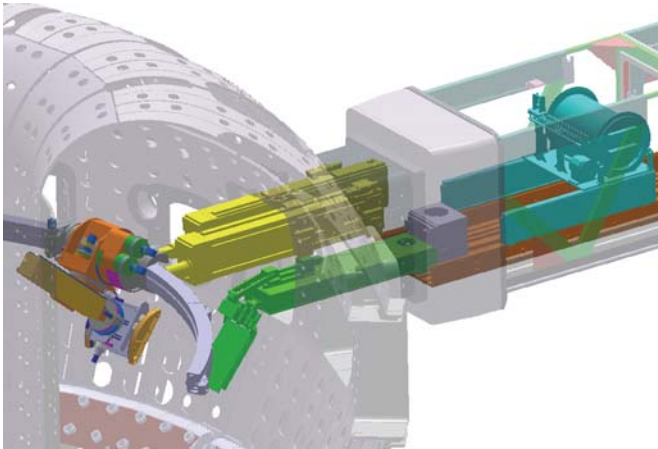


Рис. 25.17. Один из манипуляторов для работ внутри разрядной камеры ИТЭРа (Япония)

Во-вторых, длительная *работа с тритием* предполагает не только ограничение по нормам безопасности его количества в реакторе (не более 4 кг на площадке ИТЭРа), но и его рециркуляцию. Как было показано в простых оценках подпитки топливом реакти-

рующей плазмы (24,6), в реакции сгорает только малая часть вводимого топлива. По оценкам для $Q = 10$ в ИТЭРе «сгорает» только 0,3 % трития. Система рециркуляции, включая выделение его откачанной дивертором топливной смеси и подачу в реактор, представляет собой довольно внушительную систему, занимающую отдельное семиэтажное сооружение рядом со зданием реактора.

Вторая проблема – это малое количество доступного трития. За 40 лет в ядерных реакторах на юге Канады (основной поставщик трития) было наработано только 27 кг трития, в то время как для достижения расчетного флюенса нейтронов в ИТЭР за время работы в DT -фазе необходимо 17 кг. Поэтому в ИТЭРе должна отработываться технология воспроизводства трития. В ИТЭРе предусмотрено испытание шести различных конструкций (модулей) тритиевых бридеров (ТВМ) (рис. 25.18).

Системы диагностики ИТЭРа включают около 40 только основных систем для контроля за состоянием установки, управления параметрами плазмы и физических исследований.

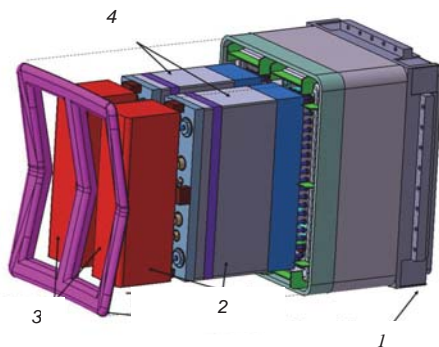


Рис. 25.18. Конструкция модуля тритиевого бридера: 1 – направляющие для установки в патрубках; 2 – ТВМ сборка; 3 – тритийвоспроизводящий модуль (ТВМ), 4 – защита ТВМ

Диагностики разрабатываются в разных странах и в подавляющем большинстве хорошо отработаны на действующих установках. Для их монтажа используется 12 (из 18) верхних патрубков, шесть (из 17) экваториальных патрубков и 6 (из 9) – нижних. Кроме того, диагностики размещаются в 16 (из 54) диверторных модулях. Объём снимаемой информации измеряется бетабайтами в день (что больше, чем на Большом адронном коллайдере). В 40 измерительных системах тысячи каналов передачи данных. В системе кон-

троля плазмы одновременно регистрируется 20 её параметров с временным разрешением от 1 мс до нескольких секунд, осуществляется активное управление 20 параметрами (токи в катушках электромагнитной системы, системы нагрева и поддержания тока, системы откачки и подпитки плазмы).

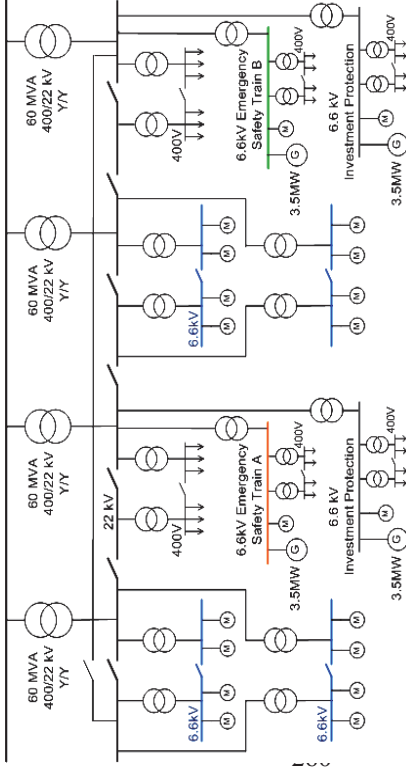
Электропитание ИТЭРа подсоединяется к высоковольтной сети Южной Франции, которая питается от многих электростанций, что дает возможность забирать из сети в течение непродолжительного времени очень большую мощность, так что падение напряжения в сети при работе ИТЭРа не превысит 2 %. Сама сеть на площадке ИТЭРа состоит из двух подсистем: непрерывного питания переменным током с потребляемой мощностью 120 МВт (система водяного охлаждения, криостанция, электропитание комплекса зданий) и импульсного питания (напомним, что расчётная длительность импульса в ИТЭРе 400 с), мощностью 500 МВт (питание катушек электромагнитной системы, системы дополнительного нагрева) (рис. 25.19).

Обеспечение *сейсмостойкости* достигается с помощью специального фундамента (рис. 25.20). Плита основания под здание реактора, тритиевый комплекс и комплекс диагностик представляет собой единую залитую бетоном (14,4 тыс. м³) монолитную площадку с 493 антисейсмическими постаментами, на каждом из которых установлены амортизирующие подушки. Напомним, при выборе места для строительства ИТЭРа, которое интенсивно обсуждалось странами – участниками проекта, было заранее обговорено, что реактор должен выдерживать самые сильные землетрясения магнитудой до 9 баллов по Рихтеру!

Площадка ИТЭРа. ИТЭР расположен в провинции Прованс на юго-востоке Франции в 80 км от Средиземного моря – в предгории Альп – рядом с существующим ядерным центром Франции Комиссариата по ядерной энергии (СЕА). Площадь территории комплекса ИТЭР – 180 га. На площадке, помимо основного здания ИТЭРа, размещено здание диагностики и тритиевый комплекс. Они установлены на едином монолитном фундаменте, к которому примыкает огромный сборочный зал, располагаются подстанции электропитания, системы питания для дополнительного нагрева и управления током катушек электромагнитной системы, корпуса для сборки полоидальных катушек и криостата, здание персонала (всего 39 зданий и технических площадок). Завершение строительства намечено на 2019 г.

400 кВ

Стационарная электрическая сеть



Сеть для питания импульсной мощностью

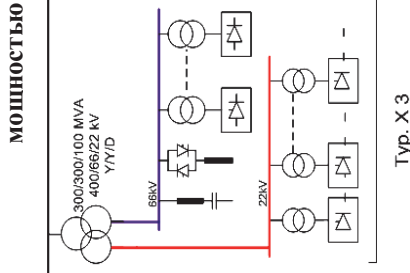


Рис. 25.19. Электропитание ИТЭРА



Рис. 25.20. Сейсмостойкий фундамент ИТЭРа



Рис. 25.22. Внешний вид здания ИТЭРа после завершения строительства

*Человек вырастает по мере
того, как растут его цели.*

Ф. Шиллер

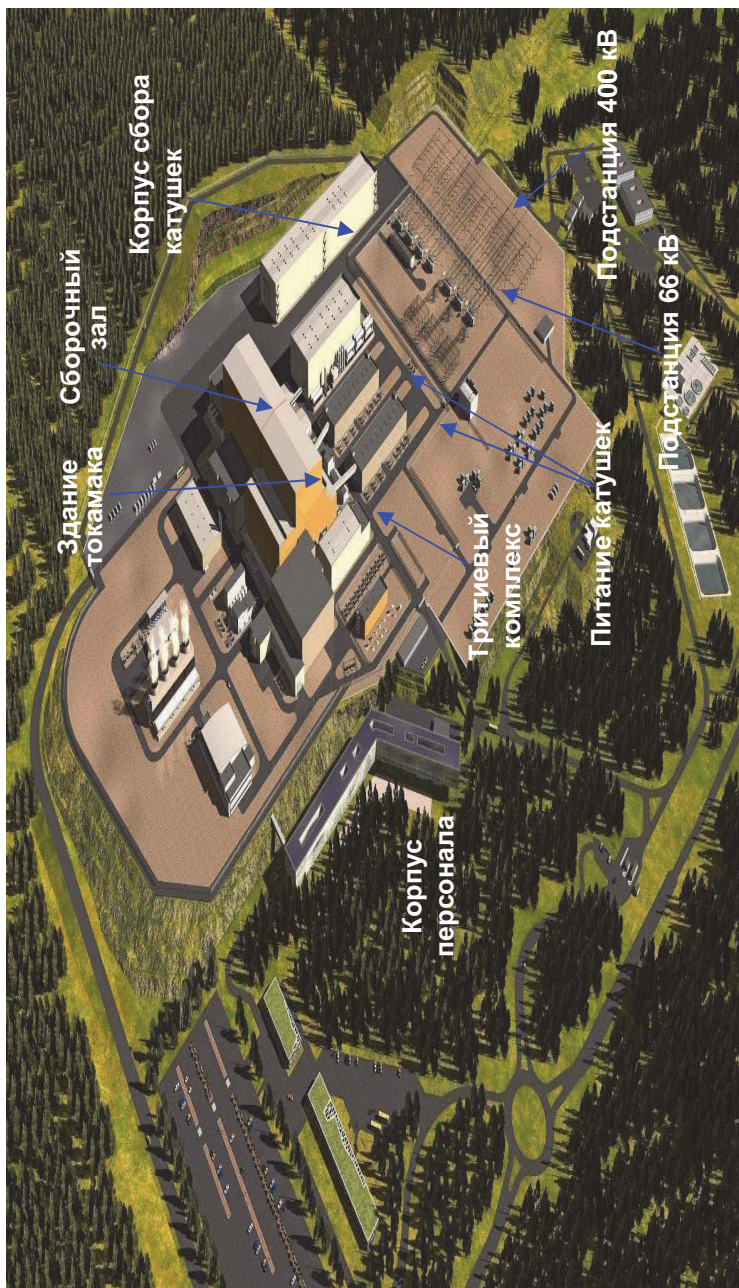


Рис. 25.21. Размещение объектов на площадке ИТЭРа

Глава 26 ТАК КАКОВЫ ЖЕ ПЕРСПЕКТИВЫ?

Согласно оценкам развития «чистой» термоядерной энергетики с магнитным удержанием плазмы, главными вехами которой являются ИТЭР (главы 16 и 25), затем ДЕМО (см. гл. 18), а потом уже промышленная термоядерная станция (ПТЭ), последняя появится к середине века. Южная Корея дает более оптимистичный прогноз (2040 г.).

У партнеров России по ИТЭР активно реализуются национальные программы УТС. В Европе (Германия) приступили к интенсивным исследованиям на крупнейшем в мире стеллараторе (см. главу 8) W-7X с большим радиусом 5,5 м и объемом плазмы 30 м^3 . В 2019 году планируются эксперименты с длительным (~30 мин) удержанием горячей плазмы.

В 2020 г должен быть введен в эксплуатацию сооружаемый в Японии совместно с ЕС в рамках так называемого «широкого подхода» (Broader Approach) сверхпроводящий токамак JT-60SA (размером с JET) с длительность импульса 100 с (в перспективе 1000 с), на котором в экспериментах с дейтериевой плазмой будут испытываться ключевые технологии ИТЭР, включая полностью безиндукционное поддержание тока.

В КНР наряду с действующим сверхпроводящим токамаком EAST, на котором при использовании лития уже удалось удерживать горячую плазму с мегаамперным током в течении 100с, проектируется реактор CFETR (близкий по размерам к ИТЭР), на котором к 2030 году планируется получать 200МВт термоядерной мощности.

В 2009 г. в Курчатовском институте и ГК «Росатом» (комиссия С.В. Мирнова) были разработаны предложения по развитию научно-технологической базы термоядерной энергетики России до 2020 г. Эти предложения были реализованы в рамках Федеральной целевой программы (ФЦП) «Ядерные энерготехнологии нового поколения...». В рамках этой ФЦП в НИЦ КИ создается современный токамак Т-15МД мирового уровня и модернизируется токамак «Глобус-М» в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Токамак Т-15МД должен стать не только базой для поддержки программы ИТЭР, но и водородным прототипом источника термоядерных нейтронов (ТИН) для ректоров синтеза-деления.

В 2017 г. была разработана и передана в вышестоящие органы Национальная программа развития управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий до 2025 г. и на перспективу до 2035 г. Она предусматривает как участие в проекте ИТЭР, так и реализацию по гибридной (синтез – деление) технологии.

О возможности ускорения практического использования термоядерных технологий в виде гибридных реакторов говорилось выше (гл. 16). По мнению некоторых ученых [30], только использование гибридных реакторов синтеза как наработчиков топлива для тепловых атомных станций позволит экономически обоснованно решить в середине столетия энергетические проблемы человечества.

Аналогично, разработанный в Аргоннской национальной лаборатории проект SABR (Subcritical Advanced Burner Reactor, или подкритический инновационный реактор дожигатель) [32], созданный на базе проекта ИТЭР даже с более скромными параметрами плазмы, но с повышенной (до 75 %) надёжностью, обеспечит сжигание всех минорных актинидов, нарабатываемых в трех тепловых ядерных реакторах мощностью по 3 ГВт. В SABR плазму токамака окружают 10 бассейнов (по числу катушек тороидального поля) с жидким натрием, которые могут поворачиваться для перезагрузки, а также модули для наработки трития.

Создание так называемых энергетических парков, в которых наряду с тепловыми ядерными станциями присутствует также гибридный реактор, резко уменьшает возможность радиоактивного загрязнения и соответствует концепции ядерного нераспространения.

На рис. 26.1 приведена диаграмма, иллюстрирующая стратегию развития термоядерных исследований в России и предусматривающая не только создание термоядерного источника нейтронов (ТИН) на базе токамака, но и опытно-промышленного гибридного (синтез-деление) реактора (ОПГУ), а затем и промышленной термоядерной электростанции (ПТЭ). Реактор ОПГУ можно рассматривать как ДЕМО в нашей концепции.

На рис. 26.2 приведены параметры и показана конструкция опытно промышленного гибридного реактора (разрабатываемая сейчас под руководством Курчатовского института) – установки для демонстрации гибридных технологий: уничтожения долгоживущих радионуклидов, производства электроэнергии, наработки топливных нуклидов.

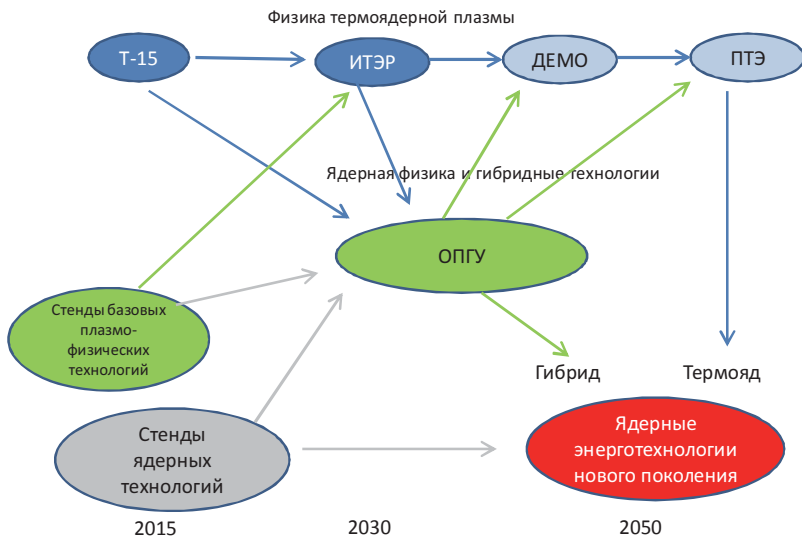


Рис. 26.1. Стратегия 2016 овладения энергией термоядерного синтеза и гибридными технологиями.

ОПГУ с тепловой мощностью в 500 МВт предполагается создать к 2030 г., а промышленный гибридный реактор – тепловой мощностью 3 ГВт, $Q_{eng} \sim 6,5$, электрической мощностью $P = 1,3$ ГВт(эл.) и мощностью, выделяемой с нейтронами $P = 1,1$ ГВт(нейтр.), что позволит перерабатывать 1 т минорных актинидов в год, к 2040 г.

Одним из актуальных проектов в нашей стране на пути к зажиганию термоядерной реакции и её исследования до начала термоядерной фазы ИТЭР является проект токамака с очень сильным магнитным полем. Это итальянско-российский проект, предложенный в свое время Бруно Копи, который начал его разрабатывать еще в 1977 г. Главная особенность этой небольшой установки, на которой, тем не менее, возможно зажигание термоядерной плазмы и эксперименты с ней, заключается в величине магнитного поля, которая на оси составляет 13 Тл (в 2,5 раза больше, чем в ИТЭРе).

Мощность термоядерной реакции при заданной температуре пропорциональна квадрату концентрации плазмы ($n_D n_T < \sigma v > E_{яд}$) (см. (24.1)) и, соответственно, зависит от параметра $\beta = P_{плазмы} / P_{поля}$ (отношения давления плазмы $P = nkT$ к давлению магнитного поля

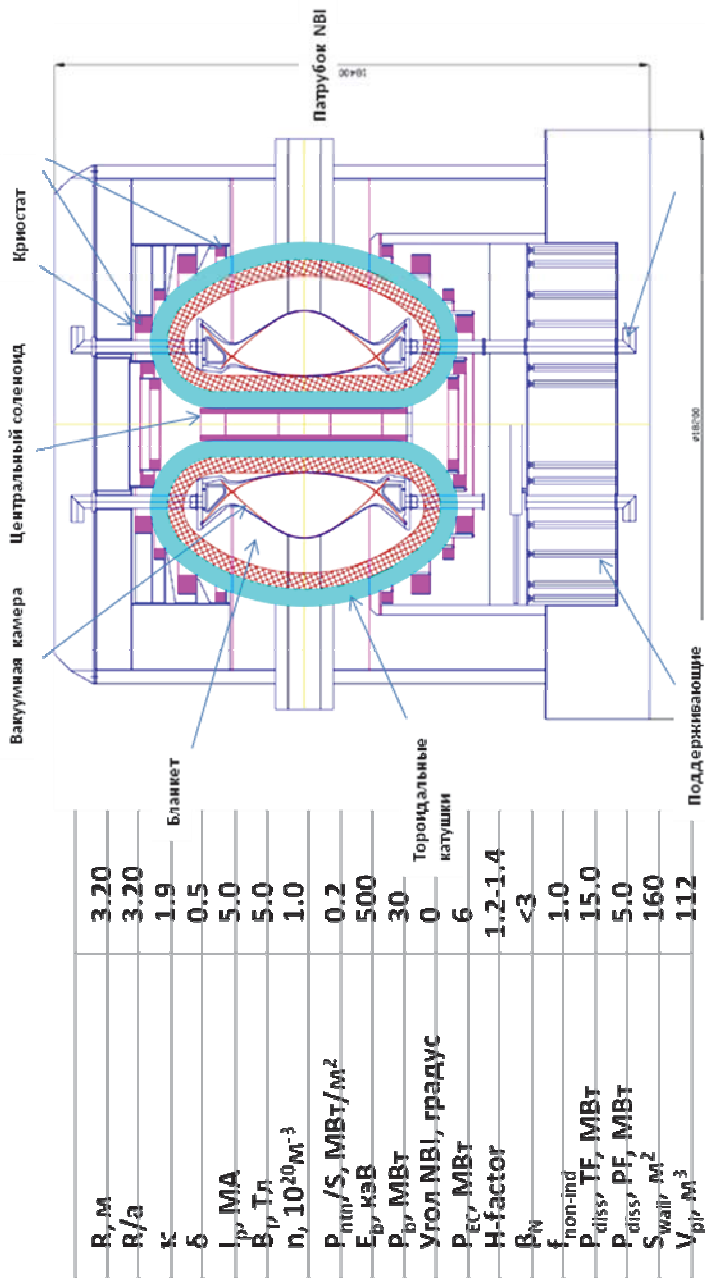
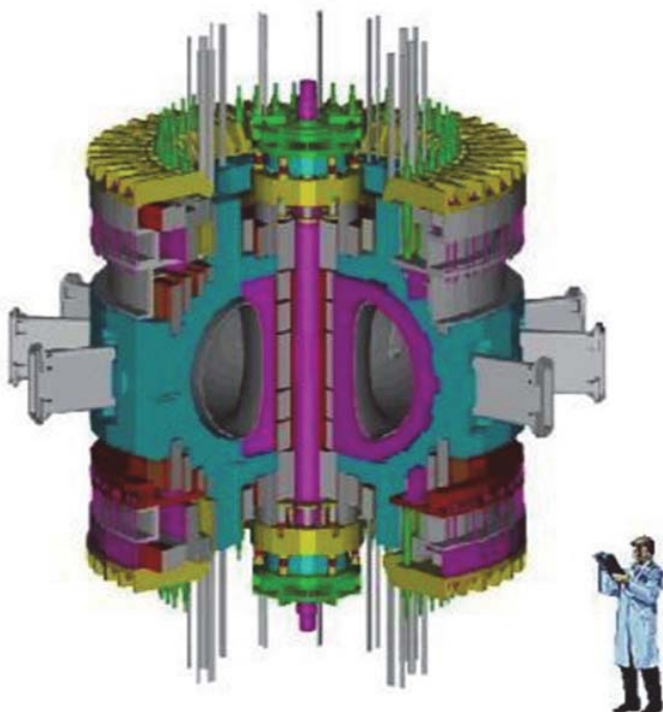


Рис. 26.2. Опытно-промышленная гибридная установка (2016+)

$B^2/2\mu$) и величины самого поля как $\beta^2 B^4$. Если учесть, что время удержания энергии при коэффициенте теплопроводности χ $\tau_E = a^2/\chi$ квадратично падает с радиусом плазмы, но сама теплопроводность с ростом поля значительно падает, то величина β/χ , характеризующая степень совершенства плазмы с точки зрения эффективности реактора, растёт как квадрат магнитного поля! Таким образом, увеличив поле, мы можем увеличить плотность плазмы и резко сократить размеры реактора. Концентрация плазмы в центре шнура ожидается на уровне $9,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, то есть почти на порядок выше, чем в ИТЭРе. Второе преимущество токамака с сильным полем – это возможность увеличить ток плазмы (см. (20.12 б)), а, следовательно, и её нагрев (так как мощность омического нагрева пропорциональна квадрату плотности тока). Таким образом, в этом токамаке, в принципе, можно обойтись только омическим нагревом. Если считать, что стоимость сооружения реактора пропорциональна кубу линейных размеров $(R_1/R_2)^3$, то получаем, что ИГНИТОР должен стоить в $(6/1,32)^3$, т.е. на два порядка меньше ИТЭРа.

За импульс длительностью в 4–5 с плазма (в основном за счёт омического нагрева огромным (11 МА) током и введения на заключительной стадии импульса ВЧ-мощности) будет нагреваться до 11 кэВ, достаточных для начала термоядерной DT-реакции. Катушки тороидального соленоида – тёплые, а для удерживающего ток плазмы поля в 6,5 Тл предусмотрены катушки из ВТСП. Перед импульсом соленоид тороидального поля охлаждается газообразным гелием до 30 К, что позволяет за короткий импульс разряда тока не перегреть тёплые катушки.

Расчётная мощность этой реакции (только в альфа-частицах) должна составить ~ 20 МВт. Эта концепция напоминает отечественный токамак с сильным полем ТСП (Т-14), для которого в ТРИНИТИ построено здание, рассчитанное на работу с тритием, и установлены машинные накопители энергии большой мощности. Именно в этом здании и планируется осуществить этот российско-итальянский проект. Следует отметить, что почти все компоненты токамака изготовлены в Италии, а в мае 2015 г. на российско-итальянском совещании утвержден окончательный концептуальный проект установки.



Большой радиус R , м	1,32
Радиус плазмы a , м	0,47
Удлинение k	1,83
Треугольность δ	0,4
Объем плазмы V , м ³	10
Площадь стенок S , м ²	34
Длительность импульса τ , с	4+4
Ток плазмы I , МА	11
Тороидальное поле B_ϕ , Тл	13
Вертикальное поле B_z , Тл	6,5
Запас устойчивости q	3,5
Мощность донагрева P , МВт	18
Температура в центре, кэВ	16
Плотность в центре, м ⁻³	$9,5 \cdot 10^{20}$

Рис. 26.3. Установка ИГНИТОР и её параметры

Применение в токамаке с сильным магнитным полем высоко-температурного сверхпроводника позволяет резко уменьшить габариты и, соответственно, стоимость реактора. Разработанный студентами МИТ под руководством Дениса Вайта проект реактора ARC (affordable, robust compact reactor), т.е. доступный, надежный компактный реактор с термоядерной мощностью ~ 500 МВт (как в ИТЭРе) (рис. 26.4) в качестве ВТСП использует REBCO (редкоземельно-бариево-оксид-медный) сверхпроводник, который может работать при температуре до 90–100 К. Большой радиус установки (3,3 м) почти вдвое меньше, чем в ИТЭРе (что должно привести к уменьшению стоимости сооружения по сравнению с ИТЭР примерно в 2^3 раза).

Надежным и доступным реактор, по мнению разработчиков, делает его разборная конструкция, позволяющая заменять тороидальную вакуумную камеру и простой бланкет. Проблема в обеспечении контакта в проводнике в месте разъема. Для ее преодоления REBCO охлаждается до 20 К, что значительно ниже критической температуры и допускает некоторое выделение тепла в месте контакта. В бланкете используется FLiBe (смесь лития и фторида бериллия), которая циркулирует вокруг в пространстве между первой стенкой корпусом реактора при температуре 600 °С. Это обеспечивает надежное поглощение тепла и нейтронов и позволяет воспроизводить тритий с коэффициентом $K = 1,1$. Стационарный ток в 7,8 МА (с долей бустреп тока 63 %) создается двумя ВЧ-антеннами (при введении 25 МВт на нижнегибридном резонансе и 13,6 МВт на ионно-циклотронном), расположенными со стороны сильного поля.

При поле на оси 9,2 Тл, максимальное поле составляет 24 Тл. Это предъявляет серьезные требования к прочности реактора, поэтому катушки (как и в ТСП) заключены в мощные бандажки.

Совсем недавно в МИТ приступили к проектированию минимально возможного по размерам реактора типа ARC, а именно SPARC (Smallest Possible ARC). При предполагаемых размерах $R=1,65$ м, и $a=0,5$ м при поле 12Тл и токе плазмы 7,5МА он должен обладать термоядерной мощностью от 50 до 100МВт. Двукратное снижение размеров токамака по сравнению с проектом ARC должно еще более удешевить его создание. Следует отметить, что по параметрам этот токамак очень близок к токамаку ИГНИТОР.

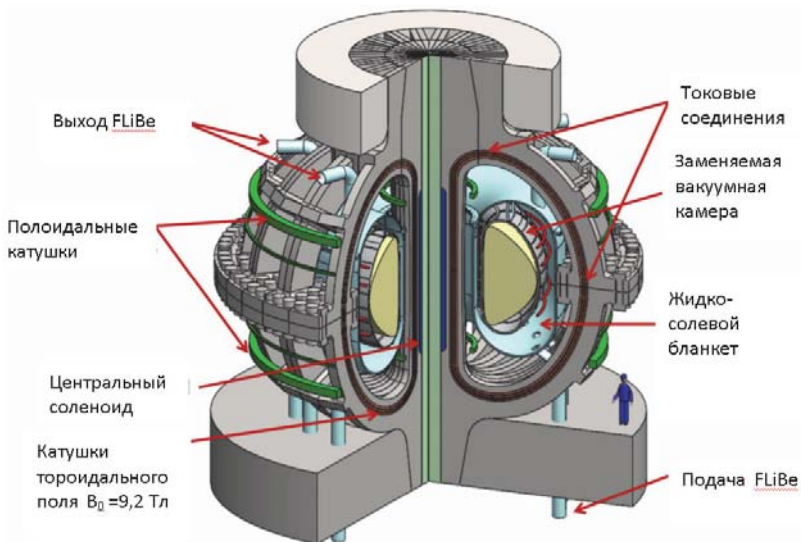


Рис. 26.4. Проект реактора ARC с жидкосолевым бланкетом (США)

Уменьшение размеров при той же термоядерной мощности как в ИТЭР приводит к увеличению нейтронной и тепловой нагрузки на стенки, что является сильным лимитирующим фактором для материалов термоядерных реакторов (см. гл. 15). Однако в данном проекте из-за использования жидкосолевого бланкета температура стенок значительно выше (~ 1000 К), что приводит к меньшей повреждаемости материала за счет отжига дефектов, а разборная конструкция позволяет менять внутреннюю камеру раз в 1–2 года.

Сейчас после определенных успехов в удержании и нагреве плазмы в пробочных ловушках к ним опять возобновился интерес. Так, в [17] утверждается, что на модернизированной установке с магнитными пробками можно будет получить плазму с термоядерными параметрами значительно проще и дешевле, чем на токамаке.

Действующая в ИЯФ им. Г.И. Будкера (Новосибирск) ловушка, предназначенная для физического моделирования источника нейтронов (как возможной отечественной альтернативы источнику IFMIF), показана на рис. 26.5.

Параметры установки: поле в центральной части – 0,3 Тл, а в пробках – 13 Тл. Тёплая плазма с температурой ионов и электронов $T_{e,i} < 200$ эВ, при концентрации $n \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, для которой типичен

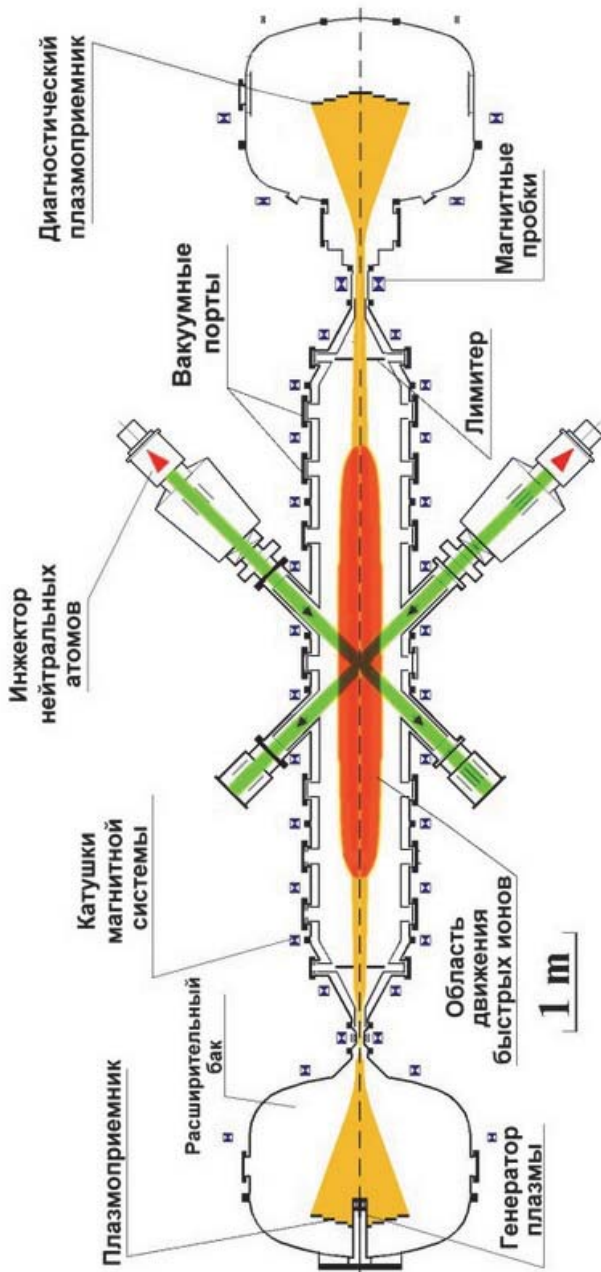


Рис. 26.5. Схема газодинамической зеркальной ловушки ГДЛ в Новосибирске

режим газодинамического удержания. В центр инжектируются быстрые нейтральные атомы, так что компонента быстрых ионов имеет температуру 10 кэВ при плотности $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Удержание этой компоненты происходит как в классическом пробкотроне. Такие ионы тормозятся мишенной плазмой в основном на электронах, нагревая их до 200 эВ и выше.

В недавних экспериментах преодолены три главные проблемы открытых ловушек: показано, что устойчивую плазму с высокой плотностью энергии можно удерживать простыми кольцевыми катушками, подавляется микронеустойчивость, а температуру электронов можно повысить до кэВ-ного уровня. На рис. 26.6 показана «дорожная карта» развития этих ловушек, включая источники нейтронов для медицины, источник для испытания материалов, «дожигатели» минорных актинидов и даже чистый реактор.

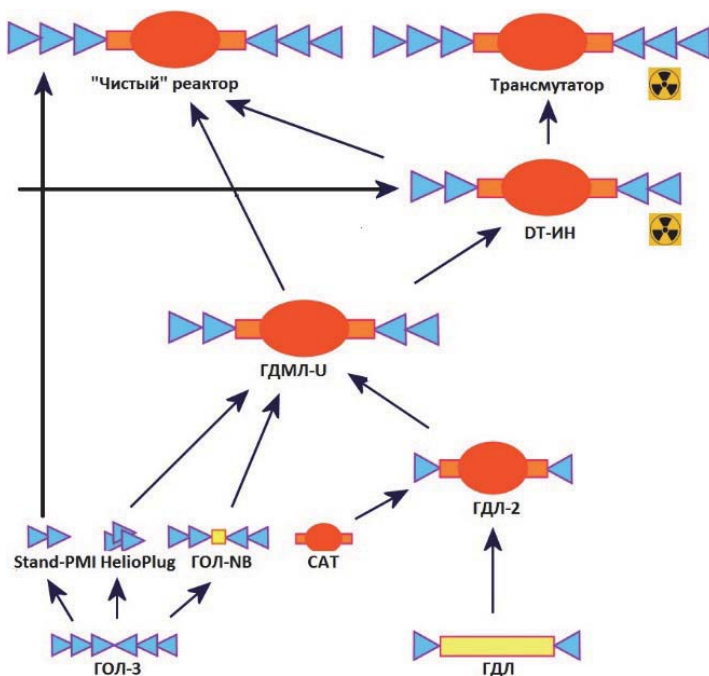


Рис. 26.6. «Дорожная карта» развития открытых ловушек в ИЯФ им. Г.И. Будкера

Небезынтересно отметить активно реализуемый американский проект «три альфа», в разработке инжекторов для которого активно участвуют специалисты из Новосибирска. Это альтернативный подход к УТС с использованием ранее упоминавшейся без-нейтронной протон-борной реакции



Итого в результате реакции, которая должна идти при очень высокой температуре $T \sim 350 \text{ кэВ}$, получаются три альфа-частицы (откуда и название проекта).

Принцип действия установки иллюстрирует рис. 26.7, а общую схему – рис. 26.8. В цилиндрическую плазму, находящуюся в сравнительно слабом магнитном поле, получающуюся из двух летящих навстречу друг друга плазменных колец с обращенной магнитной конфигурацией, инжектируются протоны и ионы бора, приводя к термоядерным реакциям. Сейчас за время жизни плазмы 5 мс достигнута температура в 1 кэВ, на следующей модификации установки С-3 она уже будет иметь температуру плазмы 10 кэВ при времени удержания 1 с!

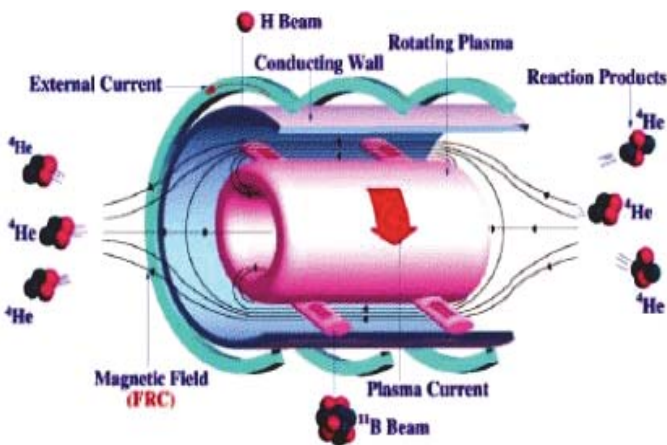


Рис. 26.7. Реакторная зона установки «Три альфа»

Интересно, что это частный проект, в который вложили деньги (изначально 40 млн. дол.) частные инвесторы, включая Билла Гейтса, основателя Майкрософт, а также Роснано.

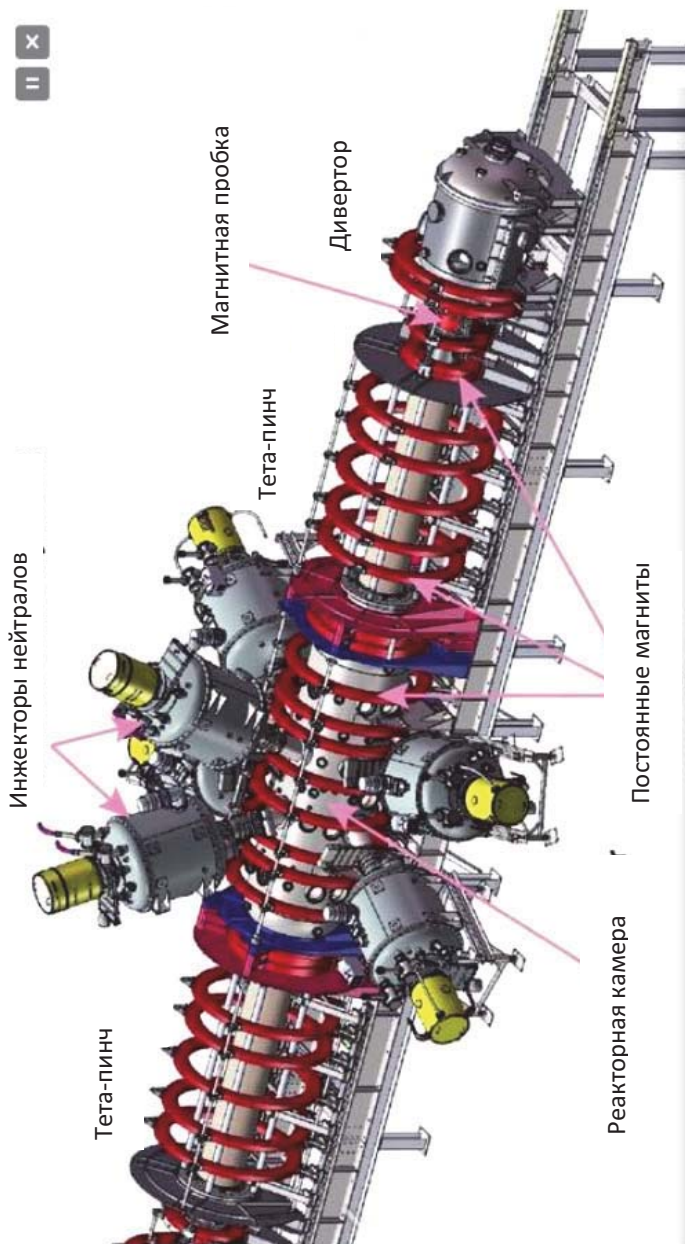


Рис. 26.8. Схема установки Tokamak, реализующей концепция «Три альфа». Длина установки – 30 м

Реакторные перспективы различных термоядерных систем как стационарных, так и импульсных рассмотрим, следуя одному из классиков УТС Шеффилду.

Приходится констатировать, что пока нет данных по плазме высокой плотности энергии, нет материалов, способных устойчиво работать под потоками 14 МэВ нейтронов, нет данных по реализуемости и надежности в условиях работы станции (в частности, насколько часто надо будет менять ОПЭ).

В этой связи не снимается вопрос об альтернативном топливе, без нейтронов с энергией 14 МэВ. Даже в *p-B* реакторе из реакции $^{11}\text{B} + ^4\text{He}$ рождаются нейтроны, поэтому, как бы не был реализован ТЯР, в нём должна быть система удалённого доступа. При 80-процентном факторе мощности замену ОПЭ чаще, чем раз в 5 лет, проводить не удастся.

Проблему радиационной повреждаемости материалов можно решить, используя толстые слои жидких металлов, но это применимо только в некоторых концепциях ТЯР (в ЛТС и компактных тороидах).

Повторяющиеся длинные импульсы в реакторах с магнитным удержанием возможны, но возникает проблема больших накопителей энергии для поддержания температуры blankets и градиентов. Одновременно возрастает вероятность срывов.

Сферические токамаки имеют большее бета (β), но плотность мощности пропорциональна $\beta \times B^2$, а B/B_{max} быстро падает с уменьшением аспектного отношения. Большого преимущества перед токамаками нет, так как для увеличения отношения полей надо применять центральный медный сердечник, что исключает использование сверхпроводящего соленоида тороидального поля. Очевидная ниша для сферических токамаков – это испытательные станции с нейтронами (ТИН).

Модульные стеллараторы имеют сравнимое с токамаками удержание и потенциально более высокое бета, поэтому низкоаспектный модульный стелларатор имеет хорошие перспективы, но остается проблема с дивертором. Стеллараторы – гелиотроны и торсатраны, такие как LHD (Япония) и АСТ (США), хотя и обладают протяженным дивертором, имеют не лучшие для реактора параметры.

Обращённый пинч имеет хорошее бета, с приемлемым удержанием, только непонятно, как сделать стационарный режим и решить проблему дивертора.

Сферомак имеет хорошее бета, но удержание под вопросом. Есть возможность сделать простой дивертор, интересна инжекция спиральности, есть потенциал для простого дивертора, но это очень долгий путь.

Системы с обращенными магнитной конфигурацией имеют высочайшее бета, но удержание под вопросом.

В ЛТС достигнут значительный прогресс (LLNL), Naval Research Laboratory, Университет Рочестера и Университет Осаки, но, как показывают последние данные с NIF, существующие теории не вполне адекватно описывают взаимодействие лазера с плазмой, что является проблемой как для прямого, так и непрямого нагрева. Возможно, лучшими окажутся лазеры с короткой длиной волны, например, 4-я гармоника неодимового лазера или KFr-лазер. В первом случае эффективность порядка 7 %, а во втором – проблемой является повреждение компонентов.

Синтез на пучках тяжёлых ионов хорошо понятен: там нет лазерно-плазменных неустойчивостей, однако на пути к реактору придется пройти слишком долгий путь, чтобы реализовать необходимое для него «железо».

Мощные импульсные пинчевые системы (типа Z-машины в лаборатории Сандия) могут достичь реакторных параметров. Возможны различные варианты с мишенями, включая замагниченные, однако необходимо продемонстрировать возможность генерировать мегаамперные токи каждые 10 с и иметь систему быстрой замены мишеней.

Помимо давно разрабатываемых систем, перечисленных в обзоре Шеффилда, во всем мире постоянно придумывается еще много интереснейших способов управления энергией ядерного синтеза. Только их перечислению с объяснением принципов работы следует посвятить отдельную книгу. Упомянем лишь активно сейчас разрабатываемый в Канаде компанией General Fusion импульсный термоядерный реактор (рис. 26.9). Принцип действия установки напоминает «термоядерный дизель». В расплавленный свинец вводится разогретое до 200 эВ дейтерий-тритиевое топливо, а паровые молоты (до 100 шт.), одновременно ударяющие раз в 2 с по этой сфере доводят температуру топлива до термоядерной вспышки (6 кэВ при

большой плотности топлива) с выделением 700 МДж энергии (напомним, что лишь один мегаджоуль – это уже 0,250 кг тротила! Установка финансируется венчурным фондом Chrysalix Energy, а также правительствами Канады и Малайзии.

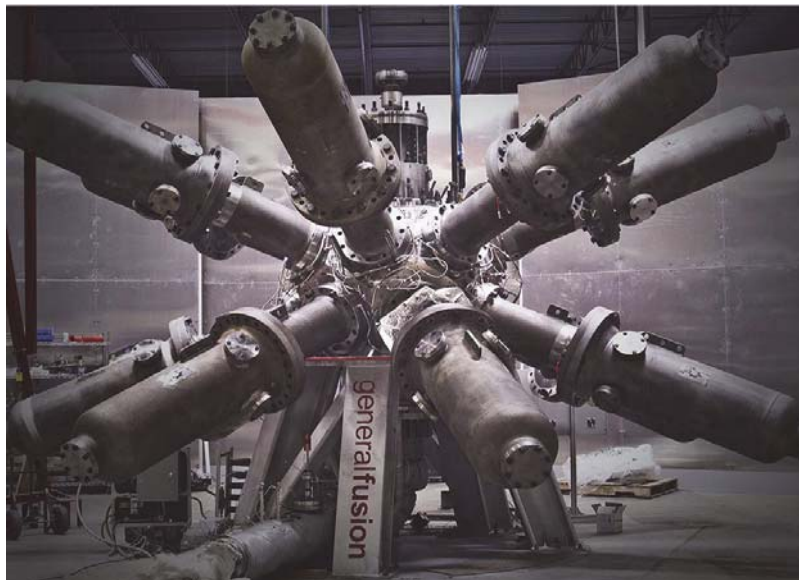


Рис. 26.9. Установка импульсного термоядерного синтеза фирмы General Fusion

Еще один частный стартап недавно взбудоражил все термоядерное сообщество. Хорошо известная компания Lockheed Martin анонсировала малогабаритный термоядерный реактор, размещающийся в грузовике, с удержанием плазмы магнитными зеркалами, а за 5 лет хочет довести его мощность до 100 МВт. Инженерная несуразность этого проекта реактора с магнитными катушками неприкрытой защитой очевидна.

Надеются зажечь термояд и в плотном плазменном фокусе (Lawrenceville Plasma Physics), в результате пинчевания токов (опять на реакции протонов с бором) на оси образуется и сжимается плазмод с высокой плотностью энергии, в котором и может произойти реакция (рис. 26.10).

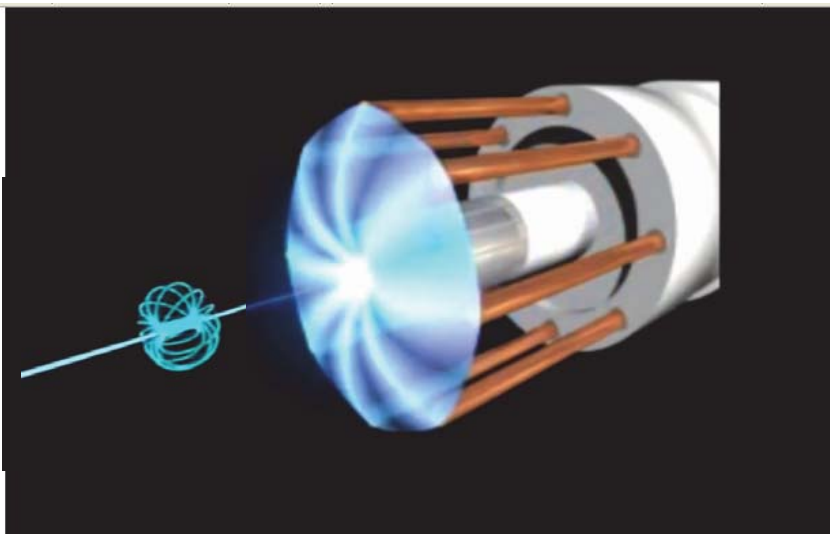


Рис. 26.10. Плотный плазменный фокус (Lawrenceville Plasma Physics)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ободренные успехами, достигнутыми при разработке термоядерного оружия, ученые думали, что так же быстро справятся и с созданием термоядерного реактора.

Еще в 1955 г. на открытии Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии председательствующий *Х. Баба* (H. Bahba) высказал предположение, что «метод управляемого высвобождения энергии ядерного синтеза будет найден в предстоящие 20 лет», то есть к 1975 г.

Эту надежду разделял и академик *И.В. Курчатов*. В газете «Правда» (27 февраля 1958 г.) он писал: «Вторая половина XX века будет веком термоядерной энергии».

Однако сейчас уже XXI век, а задача полностью не решена. Похоже, что И.В. Курчатов ошибся лет на 100.

Но в этом ничего удивительного нет. Вспомним, что итальянский ученый *Луиджи Гальвани* опубликовал результаты своих опытов с электричеством в 1791 г. в «Трактате о силах электричества при мышечном движении». Электрическая лампочка накаливания была изобретена англичанином *Деларю* в 1809 г. А электрическое освещение на улицах России возникло только в 1881 г. Таким образом, с того момента, когда лягушачья лапка начала сокращаться под действием электрического тока до начала его практического использования прошло около 90 лет, а с момента создания электрической лампы накаливания – 72 года.

Но были и пессимисты. Так *Г. Гамов* и *К. Критчфилд* писали: «Очевидно, что проблема получения такой высокой температуры (10 миллионов градусов ~ 900 эВ) на Земле технически неразрешима». Современные крупные установки работают при температуре плазмы до 40 кэВ ~ 460 миллионов градусов.

Эти факты дают надежду на то, что ИТЭР оправдает своё латинское значения и укажет путь к неисчерпаемой энергетике будущего.

Таким образом, идея овладения энергией термоядерного синтеза не только получила своё грандиозное воплощение в крупнейших международных проектах, но и «будоражит» умы физиков и инженеров, создающих принципиально новые термоядерные установки,

не жалея на это ни времени, ни денег! Наверное, потому, что человечество очень надеется справиться с этим «вызовом» Природы. Недаром недавнее сравнение различных 10 видов альтернативных источников энергии (включая Солнце и ветер), данное компанией TDC, поставило энергию ядерного синтеза на первое место!

ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

1. Мощность реактора, работающего на D-T смеси, равна 1 ГВт. Температура плазмы – 10 кэВ. Какая температура должна быть у D-D плазмы, чтобы получить такую же мощность при одинаковой концентрации изотопов водорода?

Объяснить, какие приближения сделаны при этих расчётах.

2. Мощность реактора, работающего на D-T смеси, равна 1 ГВт. Температура плазмы – 10 кэВ. Какая температура должна быть у D-³He плазмы, чтобы получить такую же мощность?

Объяснить, какие приближения сделаны при этих расчётах.

3. Решить задачу 2 при условии, что в плазме с той же концентрацией D и ³He содержится еще 10 % ионов C⁶⁺, 1 % ионов O⁸⁺ и 0,1 % ионов Fe²⁶⁺.

4. Какова плотность мощности в термоядерном D-T реакторе с концентрацией топлива 10²⁰м⁻³ и одинаковой начальной концентрацией изотопов водорода при T = 15 кэВ?

5. Температура плазмы в D-T реакторе-токамаке 10 кэВ, концентрация плазмы 10²⁰м⁻³, магнитное поле 5 Тл. Найти дебаевский радиус, электронный и ионный (иона D⁺) ларморовские радиусы.

6. Самая яркая звезда на нашем небосклоне – это Сириус. На самом деле эта звезда – двойная, содержащая звезды Сириус А и Сириус Б. Сириус расположен на расстоянии 8,7 световых лет от солнечной системы. Масса Сириуса А в два раза больше массы Солнца. Плотность газа (водород) в центре – 54 г/см³, температура – 16·10⁶ К. Определить величину дебаевского радиуса в центре звезды и электронную плазменную частоту.

7. Считается, что на планетной системе звезды Тау Кита может быть жизнь. Тау Кита – это солнцеподобная звезда, масса которой составляет 0,783 массы Солнца, расстояние от неё до солнечной системы всего – 12 световых лет. Плотность газа (водород) в центре – 110 г/см³, температура – 10·10⁶ К. Определить величину дебаевского радиуса в центре звезды.

8. Наиболее быстро по небосводу движется красный карлик «летающая звезда Бернарда». Масса этой звезды составляет 0,17 массы Солнца, расстояние до него – 5,96 световых лет. Плотность газа (водород) в центре – 295 г/см³, температура – 4,7·10⁶ К. Определить величину дебаевского радиуса в центре звезды.

9. Первая звезда, изображение диска которой было получено на Земле – это красный сверхгигант Бетельгейзе. Масса этой звезды со-

ставляет 13 масс Солнца, расстояние до него – 600 световых лет. Плотность газа (водород) в центре – $6,3 \text{ г/см}^3$, температура – $31 \cdot 10^6 \text{ К}$. Определить величину ионной плазменной частоты в центре звезды.

10. В экспериментальной установке с продольным магнитным полем в камере диаметром 0,8 м создана плазма с энергией ионов 120 кэВ и концентрацией 10^{14} м^{-3} . Каков радиус Дебая?

11. То же, но при концентрации 10^{12} м^{-3} .

12. В созданной в Институте ядерной физики СО РАН в Новосибирске открытой ловушке ГДМЛ значение магнитного поля в центральной части составляет 0,35 Тл, а в пробках 12 Тл. Оценить долю частиц, покидающих ловушку через пробки в предположении их равномерного распределения по скоростям.

13. Плотность D-T плазмы – $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, температура – 15 кэВ. В каком случае такой реактор будет работать в самоподдерживающемся режиме?

14. Как изменится мощность, вводимая в водородную плазму при омическом нагреве в токамаке, если в нее попадет углерод с концентрацией 5 % от концентрации водорода (считать, что средний заряд ионов углерода равен 6, а ее температура из-за повышенного излучения на примесях не изменилась)?

15. Большой радиус установки ИТЭР – 6,2 м, малый – 2 м, средняя плотность – $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Осуществляется инжекция атомов дейтерия с энергией 1 МэВ. Оценить, пользуясь (11.3), какая доля инжектируемых атомов достигнет противоположной стенки.

16. Найти энергию инжекции нейтральных атомов дейтерия для нагрева плазмы в токамаке с $a=1 \text{ м}$ и $n=5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

17. Какую мощность дополнительного нагрева плазмы надо ввести в токамак с $n=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $R=1,5 \text{ м}$, $a=0,5 \text{ м}$ для нагрева плазмы на 10 кэВ за 1 с, полагая, что вся введенная мощность поглощается, а потери энергии из плазмы много меньше мощности нагрева.

18. На какой частоте должен работать (на первой гармонике) гиротрон, чтобы его излучением можно было нагреть электронную компоненту плазмы реактора в области магнитного поля 5 Тл? Какова длина волны вводимого излучения?

19. На какой длине волны надо нагревать ионно-циклотронным нагревом ионы дейтерия в плазме токамака с магнитным полем 3,5 Тл?

20. С какой длиной волны надо вводить излучение для генерации тока в токамаке с дейтериевой плазмой в области поля 3Тл с помощью нижнегибридного резонанса?

21. Какой максимальный ток плазмы можно создавать в токамаке с параметрами $R = 5$ м, $a = 1,5$ м и полем на оси 5 Тл?

22. Какие по времени неустойчивости стабилизирует медный кожух толщиной 1,5 см?

23. То же, но при охлаждении его жидким азотом

24. Найти частоты возмущения плазмы, вмороженной в магнитное поле установки, которые стабилизирует стенка вакуумной камеры из нержавеющей стали толщиной 15 мм (сопротивление нержавеющей стали в 70 раз больше сопротивления меди).

25. Опишите последовательность включения обмоток электромагнитной системы токамака.

26. Какие параметры токамака необходимо знать для того, чтобы найти величину вертикального поля, создаваемого катушками управления, необходимую для обеспечения равновесия плазменного шнура?

27. Во сколько раз тороидальное магнитное поле токамака с $R = 3$ м и $a = 1$ м с запасом устойчивости $q = 2,5$ должно быть больше, чем в открытой ловушке для удержания плазмы с одинаковой температурой и плотностью?

28. Во сколько раз можно увеличить ток плазмы в токамаке, изменив форму ее сечения, а именно придав ей вытянутую вдоль вертикальной оси с $b/a = 1,6$ и создав треугольность $\delta = 0,2$?

29. Какой толщины стенку необходимо выбрать для длинной цилиндрической вакуумной камеры из нержавеющей стали диаметром 50 см?

30. Какой массы должна быть вакуумная камера установки для инерционного термоядерного синтеза, в мишень которой за импульс вкладывается 2 МДж энергии?

31. Какая сила прижимает к оси каждую из 16 катушек тороидального поля в токамаке с $R = 3$ м, $a = 1$ м, $B = 2$ Тл?

32. Найти силу, действующую на расположенный в центральном горизонтальном сечении токамака на расстоянии 1 м от тороидальной оси токоподвод длиной 20 см с током 5 кА при токе в плазме 500 кА.

33. Найти энергию, которая выделится при внезапном возникновении нормальной фазы в сверхпроводящем тороидальном

ОТВЕТЫ К ЗАДАЧАМ

1. Максимальная температура плазмы на приведенном в книге графике зависимости скоростного коэффициента реакции от ионной температуры (см. рис. 4.4) не превышает 500 кэВ. В этом диапазоне температур $\langle\sigma v\rangle_{DD}$ меньше $\langle\sigma v\rangle_{DT}$. Таким образом, при $T < 500$ кэВ решения нет.

В D-D реакции образуется T и ${}^3\text{He}$. При расчётах реакциями дейтерия с T и ${}^3\text{He}$ пренебрегли.

2. $T \approx 80$ кэВ, так как скорость D- ${}^3\text{He}$ реакции равна скорости D-T реакции при $T = 10$ кэВ (см. рис. 4.4).

При расчётах пренебрегли D-D реакциями, мощность энерговыделения в которых $W = n_D^2 \langle\sigma v\rangle_{DD} E_{DD}$ значительно меньше, так как энерговыделение $E_{DD} = 3,27$ МэВ либо 4,03 МэВ примерно в 4,5 раза меньше, а скорость реакции при этой температуре примерно в 3 раза меньше. Пренебрегли также увеличенным на 4 % энерговыделением в D- ${}^3\text{He}$ реакции (18,4 МэВ), по сравнению с D-T реакцией (17,6 МэВ).

3. $T \approx 80$ кэВ. Не зависит от эффективного заряда плазмы.

4. Плотность мощности энерговыделения в плазме

$W = (n^2/4) \langle\sigma v\rangle_{DT} E_{DT}$. При температуре 15 кэВ скорость реакции согласно рис. 4.4 $\langle\sigma v\rangle_{DT} \approx 3 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3 \text{ с}$. Откуда

$$W = (10^{40}/4) \text{ м}^{-3} \cdot 3 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3 \text{ с} \cdot 17,6 \cdot 10^6 \text{ эВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/эВ} = 2,1 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^3.$$

Полная, выделяющаяся в реакторе мощность, при условии одинаковых значений температуры и плотности по всему объёму плазмы равна 2,1 МВт/м³ · V_p , где V_p объём плазмы.

5. Согласно (4.6)

$$r_D \approx 7 \sqrt{\frac{10^4 \text{ эВ} \times 10^4 \text{ К/эВ}}{10^{14} \text{ см}^{-3}}} \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ см},$$

электронный и ионный (для иона D+) ларморовские радиусы определяются (7.1). Для электрона эту формулу удобно переписать в виде

$$r_{Le} (\text{см}) = \frac{3,37}{B (\Gamma \text{с})} \sqrt{W (\text{эВ})},$$

а для иона в виде

$$r_{Li} (\text{см}) = \frac{144}{B (\Gamma \text{с})} \sqrt{M (\text{а.е.м.}) W (\text{эВ})},$$

полагая энергию частицы равной температуре плазмы, для электрона имеем $r_{Le} \approx 0,7 \cdot 10^{-2}$ см, а для иона дейтерия $r_{LD} \approx 0,4$ см.

6. Плазма полностью ионизована $n = 54 \text{ г/см}^3 / 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 3,2 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$

$$r_D \approx 7 \sqrt{\frac{16 \cdot 10^6 \text{ К}}{3,2 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}}} \approx 4,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}, \omega_{pe} \approx 3,2 \cdot 10^{17} \text{ рад/с.}$$

7. $r_D \approx 2,8 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$

8. $r_D \approx 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$ Следует отметить, что при такой температуре и при столь высокой плотности, вообще говоря, мы имеем дело с так называемым теплым плотным веществом (Warm Dense Matter) промежуточным между плазмой и твердым телом.

9. $\omega_{pi} \approx 2,5 \times 10^{15} \text{ рад/с.}$

10. $r_D \approx 24 \text{ см.}$

11. $r_D \approx 240 \text{ см.}$ Так как радиус Дебая больше размеров камеры, то ансамбль заряженных частиц в этой установке не является плазмой.

12. Раствор угла конуса потерь согласно формуле (7.6) определяется пробочным отношением, которое в данном случае составляет $R = 35$. Пролетными будут лишь те частицы, продольная скорость которых удовлетворяет $\sin \vartheta_{\text{кп}} < \sqrt{\frac{1}{R}}$. При равномерном распределении по углам

их относительное число по плотности также можно оценить, проинтегрировав по телесному углу в пространстве скоростей. Тогда вероятность частицам уйти из ловушки составит

$$n_{\text{прол}}/n_{\text{зап}} < 2 \frac{1}{4\pi v^3} \int_0^{\vartheta_{\text{кп}}} \int_0^{2\pi} \int_0^v v^2 \sin \theta d\vartheta d\phi dv = 1 - \cos \vartheta_{\text{кп}} \approx \frac{1}{2R} = 0,014.$$

13. Для того, чтобы выделяющейся в термоядерном реакторе мощности хватило на обеспечение его работы должен выполняться критерий Лоусона или параметры плазмы должны соответствовать выражению для тройного термоядерного произведения (4,5). В нашем случае время удержания энергии должно превышать 2 с.

14. Мощность омического нагрева возрастет в 2,15 раза. Здесь учтено, что концентрация электронов при добавлении примесей увеличивается $n_e = \sum_k n_k Z_k$.

15. Противоположной стенки при радиальной инжекции достигнет 23 % от числа инжектированных атомов, что недопустимо много, а при ко-инжекции ~ 2 %.

16. При энергии ~180 кэВ при радиальной инжекции пучок на противоположной стенке ослабнет в e^2 раз (в 7,4 раза), а при энергии 90 кэВ в e^4 раз.

17. ~ 7,5 МВт. Для оценки положили, что объем плазмы токамака $V \sim 2\pi R\pi a^2$.

18. Частота излучения, соответствующая электронно-циклотронному резонансу, определяется из (11.4) $f_{\text{ЭЦР}} = 140 \text{ ГГц}$, $\lambda = c/f_{\text{ЭЦР}} \approx 2,1 \text{ мм}$.

19. $\lambda \approx 10,9 \text{ м}$.

20. $\lambda \approx 22 \text{ см}$.

21. Не более 11,2 МА.

22. Стабилизируются возмущения с полупериодом $\tau_{1/2} \sim 25 \text{ мс}$.

23. $\tau_{1/2} \sim 145 \text{ мс}$, т.к. сопротивление меди падает при температуре жидкого азота в 5,8 раза (см. табл. 22.1).

24. $f > 2,8 \text{ кГц}$.

25. Сначала включаются катушки тороидального соленоида, затем через обмотки индуктора подается ток с разной скоростью нарастания: большой на начальной стадии для осуществления пробоя и медленной для поддержания постоянного тока в плазме, управляющие обмотки включаются после создания тока для обеспечения его равновесного положения на большом радиусе.

26. Для определения вертикального магнитного поля, создающего удерживающую плазменный шнур с током силой Ампера, помимо величины тока I , малого a и большого R радиусов плазменного шнура, необходимо знать также давление плазмы и внутреннюю индуктивность токового шнура (зависящую от характера распределения тока по его сечению).

27. Примерно в 20 (19,1) раз. Ограничение по величине бета (отношения давления плазмы к давлению магнитного поля) в токамаке с круглым сечением плазмы определяется (20.16), а для цилиндрической системы такого ограничения нет, и значение бета может быть вплоть до единицы.

28. Почти в 1,9 раза.

29. Не менее 2,5 мм при комнатной рабочей температуре.

30. Не менее 500 кг.

31. Почти 200 т.

32. $F \sim 100 \text{ Н}$ (~ 10 кГ).

33. Почти 5 ГДж.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ И РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Монографии и учебники

1. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961.

Излагается минимум сведений, которые нужны для общей ориентировки в физике высокотемпературной плазмы.

2. Конобеевский С.Т. Действие облучения на вещество. М.: Атомиздат, 1967.

Описаны основные явления, происходящие при облучении вещества различными элементарными частицами.

3. Bishop A.S. Project Sherwood, Addison-Wesley company, Inc., 1958.

Описывается начальный этап термоядерных исследований в США.

4. Данилин Б.С. и Минайчев В.Е. Основы конструирования вакуумных систем / Под общ. ред. Р.А. Нилендера. М.: Энергия, 1971. – 392 с.

Тематика книги понятна из её названия

5. Лукьянов С.Ю. Физика горячей плазмы и управляемый термоядерный синтез. М.: Наука, 1975.

Последовательно изложена физика горячей плазмы с описанием экспериментов и их интерпретацией.

6. Бабаев Н.С., Демин В.Ф., Ильин Л.А. и др. Ядерная энергетика, человек и окружающая среда. М.: Энергоатомиздат, 1981.

Тематика книги понятна из её названия.

7. Dolan T. Fusion Research. Pergamon press, 1982. 916 p.

([http://www.sunist.org/shared_documents/Fusion Research Course by ThomasDolan/](http://www.sunist.org/shared_documents/Fusion_Research_Course_by_ThomasDolan/))

Всеобъемлющий учебник по технологиям термоядерного синтеза, включая необходимые основы физики плазмы, вакуумной техники, техники создания магнитных полей, а также эксперименты на различных термоядерных установках и проекты термоядерных реакторов.

8. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983.

Первая выпущенная в нашей стране монография, описывающая поведение плазмы в токамаках.

9. Кадомцев Б.Б. Основы физики плазмы токамака. Итоги науки и техники, физика плазмы. Т. 10. М.: ВИНТИ, 1991.

В монографии поставлена цель – дать в доступной форме обобщенный обзор основных идей и установившихся к 1991 г. представлений в физике плазмы токамаков.

10. Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: МИФИ, 1999. – 432 с.

Учебник, близкий по содержанию [4], но с описанием более поздних экспериментов и использованных методов диагностики.

11. Михайлов В.Н., Евтихин В.А., Люблинский И.Е. и др. Литий в термоядерной и космической энергетике XXI века. М.: Энергоатомиздат, 1999.

Описано применение лития в термоядерных и космических исследованиях.

12. Wesson J. The science of JET, JET-R(99)13, 2000.

Приводится подробное описание конструкции и работы установки JET (Объединенный европейский токамак). Обсуждаются полученные экспериментальные результаты.

13. Braams C.M., Stott P.E. Nuclear Fusion. Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research, IoP Publishing Ltd., 2002.

Подробно описана пятидесятилетняя история термоядерных исследований.

14. Ядерный век: наука и общество. Международная конференция. М.: ИздАТ, 2004.

Труды конференции, посвященные проблеме влияния ядерной энергетики на современное общество.

15. Goedbloed G., Poedts S. Principles of Magnetohydrodynamics, Cambridge, University press, 2004.

Описаны два примера применения физики плазмы – лабораторное (термоядерные исследования) и астрофизическое (звезды).

16. Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б. Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза: учебное пособие. СПб.: Изд-во Политех. ун-та, 2006. – 348 с.

В виде курса лекций изложены физические и технические аспекты разработки термоядерных установок с магнитным и инерциальным удержанием. Приведены формулы и соотношения, используемые в расчетах.

17. Progress in the ITER physics basis, Nuclear fusion, v. 47, 2007.

Рассказывается об устройстве ИТЭРа, поведении плазмы в этой установке, планируемых методах диагностики плазмы.

18. Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / Под ред. В.А. Курнаева. М.: МИФИ, 2007. – 368 с.

Учебное пособие, последовательно излагающее необходимые для чтения данной книги сведения о свойствах плазмы

19. Мирнов С.В. Энергия из воды. М.: МИФИ, 2008.

Достаточно популярная книга, посвященная термоядерным исследованиям.

20. Stacey W.M. The quest for a fusion energy reactor, Oxford, University press, 2010.

Описана история работы по программе ИНТОР.

21. Kikuchi M., Lackner K. Fusion Physics. Eds. Tran M.Q. IAEA, Vienna, 2012.

Подробно описано современное состояние физики плазмы и физики токамаков.

22. Обращенные к плазме элементы ТЯР: лабораторный практикум / Ред. В.А. Курнаев. М.: НИЯУ МИФИ, 2008. – 120 с.

Описанию нескольких лабораторных работ по исследованию поверхности облучаемых плазмой материалов предшествует большой обзор, в котором излагается назначение и конструкции обращенных к плазме элементов термоядерных установок и реакторов.

23. Городницкий А.М. В поисках истины. Актуальные тайны и мифы науки. М.: Яуза, Эксмо, 2015.

Достаточно популярно обсуждаются различные аспекты науки о Земле, в том числе и проблема парникового эффекта.

24. Magnetic Fusion Technology (Lecture notes in Energy 19). Editor T.J. Dolan Springer-Verlag London, 2013. – 801 p.

Подробно и широко описаны различные термоядерные системы с магнитным удержанием и их используемые при их создании и работе технологии.

25. Алексеев А.Б. и др. Основы проектирования магнитных термоядерных реакторов / Под. ред. В.А. Глухих, Г.Л. Сакаганского. СПб.: Изд-во Политех. ун-та, 2016. – 613 с.

В юбилейном издании, посвященном 70-летию НИИЭФА, обобщен опыт создания установок, включая их структурные схемы и характеристики, основные конструкторские и технологические решения.

26. Азизов Э.А., Гладуш Г.Г., Минеев А.Б. УТС с магнитным удержанием и разработка гибридного реактора синтез-деление на основе токамака. М.: Тривант, 2016. – 320 с.

Анализируется использование систем с магнитным удержанием плазмы для целей энергетики.

27. Азизов Э.А., Тажибаева И.Л., Шаповалов Г.В., Батырбеков Э.Г. Казахстанский токамак материаловедческий. М.: НИЯУ МИФИ, 2016. – 112 с.

Подробно описаны результаты расчетов и особенности конструкции созданного с российским участием токамака.

28. Ковальский Н.Г. Воспоминания о путях к термоядерной мечте. М.: Тривант 2016. – 200 с.

История термоядерных исследований глазами.

29. Апсэ В.А., Ксенофонтов А.И., Савандер В.И., Тихомиров Г.В., Шмелев А.Н. Физико-технические основы современной ядерной энергетики: учебное пособие. М.: Издательский дом Интеллект, 2014. – 296 с.

Смысл понятен из названия.

30. Тетельман В.В., Язев В.А. Физические основы традиционной и альтернативной энергетики: учебное пособие. М.: Издательский дом «Интеллект», 2016. – 176 с.

Смысл понятен из названия.

31. Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Системы альтернативной термоядерной энергетики. М.: Физматлит, 2017. – 200 с.

Рассмотрены системы магнитного удержания плазмы компактного типа альтернативные к токамакам и с альтернативными топливными циклами.

Статьи и ссылки в интернете

1. Gamov G., Critchfield C. Theory of atomic nucleus and nuclear sources, Clarendon press, 1949. P. 268.

2. Готт Ю.В., Иоффе М.С., Тельковский В.Г. Некоторые новые результаты по удержанию плазмы в магнитной ловушке. Ядерный синтез. Дополнение. Ч. 3. 1962. С. 1045–1047.

3. Flakus F.–N., Cleveland J.C., Doland T.J. Nuclear fusion: Targeting safety and environmental goals // IAEA Bulletin. 1995. V. 4. P. 22.

4. McGuire K.M., Barnes C.W., Batha S.H. et al. Physics of high performance deuterium-tritium plasma // Fusion energy. 1996. V. 1. P. 19.

5. Jacquinot J., Bhathnagar V.P., Cordey J.G. et al. Overview of ITER physics deuterium-tritium experiments in JET // Nuclear fusion. 1999. V. 39. P. 235.

6. Kulchinski G.L. Nuclear energy without Radiactive wast, Second Annual Development Conference «Return to the moon II», July 20–21, 2000, Las Vegas (USA).

7. Bartels H.–W. Safety environment aspects of fusion, Summer University for plasma physics, 21 September, 2001.

8. Наука и жизнь. 2000. № 3 и 7; 2002. № 5; 2003. № 1 и 2.

9. К истории исследований по управляемому термоядерному синтезу // Успехи физических наук. 2001. Т. 171. С. 877.

10. Wilson H.R., Voss G., Ahn J.–W. et al. The Spherical Tokamak Fusion Power Plant, 19th IAEA Fusion Energy Conference, Lyon, France, 14–19 October 2002, paper IAEA-CN-94/FT/1-5.

11. Jardin S.C., Kessel C.E., Menard J. et al. Physics basis for a spherical torus power plant // Fusion engineering and design. 2003. V. 65. P. 165.

12. Shikama T., Nishitani T., Kakuta T. et al. Irradiation test of diagnostic components for ITER application in the Japan Materials Testing Reactor // Nucl. Fusion. 2003. 43. 517. M19.

13. Готт Ю.В. Действие излучения на элементы диагностики термоядерного реактора // Приборы и техника эксперимента. 2005. Т. 4. С. 5.

14. Wu Y., Chen H., Jiang J. et al. 22nd IAEA, The Fusion-Fission Hybrid Reactor for Energy Production: A Practical Path to Fusion Application,

22th Fusion Energy Conference, 13–18 October, 2008, Geneva, Switzerland, FT/P3-21 Progress in the ITER Physics Basis // Nuclear Fusion. 2007. V. 47.

15. Lipschultz B., Bonnin X., Consell G. et al. Plasma-Surface Interaction, Scrape-off Layer and Divertor Physics: Implications for ITER // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. 1189.

16. Ward D.J. The physics of Demo, Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 1.

17. Beklemishev A., Astrelin V., Burdakov A. et al. Fusion Prospects of Asymmetric Traps with Multy-Mirror End Plugs, 38th Conference on Plasma Physics, Strasburg, France, 27 June–1 July, 2011. P. 1.045.

18. Официальный сайт Института безопасности и развития атомной энергетики Российской академии наук (ИБ РАЕ) www.ibrae.ru

19. Щеглов Д.А. О возможности наблюдения коронарных спектральных линий в лабораторной плазме // Письма ЖЭТФ. Т. 22. С. 245, 975.

20. Rytov D.D. Geometrical properties of a «snowflake» divertor // Physics of plasmas. 2007. V. 14. P. 064502.

21. Kalenen E., Allen S.L., Bray B.D. et al. Burning plasma relevant control development: advanced magnetic diverter configurations, divertor detachment and burn control. 25th IAEA Fusion Energy Conference, Sanct Petersburg, Russian Federation, 13–18 October, 2014, PPC/1-1.

22. Велихов Е.П., Глухих В.А., Гурьев В.В. и др. Гибридный термоядерный реактор-токамак для производства делящегося топлива и электроэнергии // Атомная энергия. 1978. Т. 45. С. 3.

23. Stearns J.W., Schlachter A.S., Cooper W.S., Olson R.E. Penetration of an energetic D⁰ beam into an ETR plasma // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B42. 1989. 479.

24. Путвинский С.В. Альфа-частицы в токамаке. В кн. «Вопросы теории плазмы» / Под ред. акад. Б.Б. Кадомцева. В. 18. М.: Энергоатомиздат, 1990.

25. Шафранов В.Д. ЖТФ, Об оптимальной форме тороидальных соленоидов, XLII, 1785, 1972.

26. Мингалев Б.С. Аналитический расчёт безмоментных тороидальных соленоидов с неоднородным распределением тока, Докл. 2-й Всесоюзной конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов, Ленинград 23–25 июня 1981. Т. 2. С. 216.

28. Монтгомери Д.В. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов: пер. с англ. М., 1971.

29. Доклады всесоюзных конференций по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Л.: НИИЭФА, 1982, 1984.

30. Manheimer W. Fusion Breeding: An Old, New Strategic Opportunity for Fusion, Journal of Fusion Energy, 2016. P. 117.

31. Stacy W.M. A Strategic Opportunity for Magnetic Fusion Energy Development // J. Fusion Energy 35, 2016. P. 111.

32. Sheffield J. Some Observations on Future Directions in Fusion Energy // Journal of Fusion Energy 35. 2016. P. 107.

Ю.В. Готт, В.А. Курнаев

На пути к энергетике будущего

Учебное пособие

Редактор Е.Г. Станкевич

Подписано в печать 06.02.2018. Формат 60 84 1/16.

Печ. л. 18,25. Уч.-изд. л. 18,25. Тираж 100 экз.

Изд. № 1/16. Заказ №

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Типография НИЯУ МИФИ.

115409, Москва, Каширское шоссе, 31