**ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА.
СТАТУС И РОЛЬ В ДОЛГОСРОЧНОЙ ПЕРСПЕКТИВЕ**

*Е.П. Велихов,  С.В. Путвинский.
Доклад от 22.10.1999, выполненный в рамках Energy Center of the World Federation of Scientists*

Аннотация

       В настоящей статье приведен краткий обзор современного состояния термоядерных исследований и изложены перспективы термоядерной энергетики в энергетической системе 21 века. Обзор рассчитан на широкий круг читателей, знакомых с основами физики и инженерии.

**1. Введение**

По современным физическим представлением, существует всего несколько фундаментальных источников энергии, которые, в принципе, могут быть освоены и использованы человечеством. Ядерные реакции синтеза - это один из таких источников энергии. В реакциях синтеза энергия производится за счет работы ядерных сил, совершаемых при слиянии ядер легких элементов и образовании более тяжелых ядер. Эти реакции широко распространены в природе - считается, что энергия звезд и, в том числе, Солнца производится в результате цепочки ядерных реакций синтеза, превращающих четыре ядра атома водорода в ядро гелия. Можно сказать, что Солнце - это большой естественный термоядерный реактор, снабжающий энергией экологическую систему Земли.

В настоящее время, более 85% энергии производимой человеком получается при сжигании органических топлив - угля, нефти и природного газа. Этот дешевый источник энергии, освоенный человеком около 200 - 300 лет назад, привел к быстрому развитию человеческого общества, его благосостоянию и, как результат, к росту народонаселения Земли. Предполагается, что из-за роста народонаселения и более равномерного потребления энергии по регионам, производство энергии возрастет к 2050 г примерно в три раза по сравнению с нынешним уровнем и достигнет 1021 Дж в год. Не вызывает сомнения, что в обозримом будущем прежний источник энергии - органические топлива - придется заменить на другие виды производства энергии. Это произойдет как по причине истощения природных ресурсов, так и по причине загрязнения окружающей среды, которое по оценкам специалистов должно наступить гораздо раньше, чем будут выработаны дешевые природные ресурсы (нынешний способ производства энергии использует атмосферу в качестве помойки, выбрасывая ежедневно 17 млн. тонн углекислого и других газов, сопутствующих сжиганию топлив). Переход от органических топлив к широкомасштабной альтернативной энергетике ожидается в середине 21 века. Предполагается, что будущая энергетика будет более широко, чем нынешняя энергетическая система, использовать разнообразные и, в том числе, возобновляемые источники энергии, такие как: солнечная энергия, энергия ветра, гидроэлектроэнергия, выращивание и сжигание биомассы и ядерная энергия. Доля каждого источника энергии в общем производстве энергии будет определяться структурой потребления энергии и экономической эффективностью каждого из этих источников энергии.

В нынешнем индустриальном обществе более половины энергии используется в режиме постоянного потребления, не зависящего от времени суток и сезона. На эту постоянную базовую мощность накладываются суточные и сезонные колебания. Таким образом, энергетическая система должна состоять из базовой энергетики, которая снабжает общество энергией на постоянном или квазипостоянном уровне, и энергетических ресурсов, которые используются по мере надобности. Ожидается, что возобновляемые источники энергии такие, как солнечная энергия, сжигание биомассы и др., будут использоваться в основном в переменной составляющей потребления энергии. Основной и единственный кандидат для базовой энергетики - это ядерная энергия. В настоящее время, для получения энергии освоены лишь ядерные реакции деления, которые используются на современных атомных электростанциях. Управляемый термоядерные синтез, пока, лишь потенциальный кандидат для базовой энергетики.

Какие же преимущества имеет термоядерный синтез по сравнению с ядерными реакциями деления, которые позволяют надеяться на широкомасштабное развитие термоядерной энергетики? Основное и принципиальное отличие заключается в отсутствии долгоживущих радиоактивных отходов, которые характерны для ядерных реакторов деления. И хотя в процессе работы термоядерного реактора первая стенка активируется нейтронами, выбор подходящих низкоактивируемых конструкционных материалов открывает принципиальную возможность создания термоядерного реактора, в котором наведенная активность первой стенки будет снижаться до полностью безопасного уровня за тридцать лет после остановки реактора. Это означает, что выработавший ресурс реактор нужно будет законсервировать всего на 30 лет, после чего материалы могут быть переработаны и использованы в новом реакторе синтеза. Эта ситуация принципиально отличается от реакторов деления, которые производят радиоактивные расходы, требующие переработки и хранения в течение десятков тысяч лет. Кроме низкой радиоактивности, термоядерная энергетика имеет огромные, практически неисчерпаемые запасы топлива и других необходимых материалов, достаточных для производства энергии в течении многих сотен, если не тысяч лет.

Именно эти преимущества побудили основные ядерные страны начать в середине 50 годов широкомасштабные исследования по управляемому термоядерному синтезу. В Советском Союзе и США к этому времени уже были проведены первые успешные испытания водородных бомб, которые подтвердили принципиальную возможность использования энергии ядерного синтеза в земных условиях. С самого начала стало ясно, что управляемый термоядерный синтез не имеет военного применения. В 1956 г исследования были рассекречены и с тех пор проводятся в рамках широкого международного сотрудничества. Водородная бомба была создана всего за несколько лет, и в то время казалось, что цель близка, и что первые крупные экспериментальные установки, построенные в конце 50 годов, получат термоядерную плазму. Однако, потребовалось более 40 лет исследований для того, чтобы создать условия, при которых выделение термоядерной мощности сравнимо с мощностью нагрева реагирующей смеси. В 1997 г самая крупная термоядерная установка - Европейский ТОКАМАК (JET) получила 16 МВт термоядерной мощности и вплотную подошла к этому порогу.

Что же явилось причиной такой задержки? Оказалось, что для достижения цели физикам и инженерам пришлось решить массу проблем, о которых и не догадывались в начале пути. В течении этих 40 лет была создана наука - физика плазмы, которая позволила понять и описать сложные физические процессы, происходящие в реагирующей смеси. Инженерам потребовалось решить не менее сложные проблемы, в том числе, научиться создавать глубокий вакуум в больших объемах, подобрать и испытать подходящие конструкционные материалы, разработать большие сверхпроводящие магниты, мощные лазеры и источники рентгеновского излучения, разработать импульсные системы питания, способные создавать мощные пучки частиц, разработать методы высокочастотного нагрева смеси и многое другое.

§4 посвящен обзору исследований в области магнитного управляемого синтеза, который включает в себя системы с магнитным удержанием и импульсные системы. Большая часть этого обзора посвящена наиболее продвинутым системам для магнитного удержания плазмы, установкам типа ТОКАМАК.

Объём настоящего обзора позволяет обсудить только наиболее существенные стороны исследований по управляемому термоядерному синтезу. Читателю, интересующемуся более глубоким изучением различных аспектов этой проблемы, можно рекомендовать обратиться к обзорной литературе. Существует обширная литература, посвященная управляемому термоядерному синтезу. В том числе, следует упомянуть как ставшие уже классическими книги [1-3], написанные основоположниками управляемых термоядерных исследований, так и совсем недавние издания, как, например, [4], в которых изложено современное состояние термоядерных исследований.

**2. Физические основы управляемого термоядерного синтеза.**

Хотя ядерных реакций синтеза, приводящих к выделению энергии довольно много, для практических целей использования ядерной энергии, интерес представляют только реакции приведенные в Таблице 1. Здесь и ниже мы используем стандартное обозначение изотопов водорода: р - протон с атомной массой 1, D - дейтрон, с атомной массой 2 и Т - тритий, изотоп с массой 3. Все ядра, участвующие в этих реакциях за исключением трития стабильны. Тритий - это радиоактивный изотоп водорода в периодом полураспада 12.3 лет. В результате β-распада он превращается в Не3, излучая низкоэнергичный электрон. В отличие от ядерных реакций деления, реакции синтеза не производят долгоживущих радиоактивных осколков тяжелых ядер, что дает принципиальную возможность создать "чистый" реактор, не обремененный проблемой долговременного хранения радиоактивных отходов.

Таблица 1.
Ядерные реакции, представляющие интерес для управляемого термоядерного синтеза

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|   | Реакция | Энергетический выход, q, (МэВ) |
| 1 | D + T = He4 + n | 17.6 |
| 2 | D + D = He3 + n | 3.27 |
| 3 | D + D = T + p | 4.03 |
| 4 | D + He3 = He4 + p | 18.4 |
| 5 | p + B11 = 3He4 | 8.7 |
| 6 | Li6 + n = He4 + T | 4.8 |
| 7 | Li7 + n = He4 + Т + n | - 2.47 |

Все реакции, приведенные в Таблице 1, кроме последней, происходят с выделением энергии в виде кинетической энергии продуктов реакций, q , которая указана в скобках в единицах миллионов электронвольт (МэВ),
(1 эВ = 1.6 ·10 –19 Дж = 11600 °К). Две последние реакции играют особую роль в управляемом термоядерном синтезе - они будут использоваться для производства трития, которого не существует в природе.

Ядерные реакции синтеза 1-5 обладают относительно большой скоростью реакций, которую принято характеризовать сечением реакции, σ. Сечения реакций из Таблицы 1 показаны на Рис.1, как функция энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс.

|  |  |
| --- | --- |
| σ [cm2 ]  | https://scorcher.ru/art/science/termo/1_files/vp01.gifЕ, [keV]  |

Рис.1. Сечения некоторых термоядерных реакций из таблицы 1,
как функция энергии частиц в системе центра масс.

Из-за наличия кулоновского отталкивания между ядрами, сечения реакций при низкой энергии частиц ничтожно малы, и, поэтому, при обычной температуре смесь изотопов водорода и других легких атомов, практически, не реагирует. Для того, чтобы любая из этих реакций имела заметное сечение, сталкивающимся частицам нужно иметь большую кинетическую энергию. Тогда частицы смогут преодолеть кулоновский барьер, сблизиться на расстояние порядка ядерных и прореагировать. Например, максимальное сечение для реакции дейтерия с тритием достигается при энергии частиц около 80 КэВ, а для того, чтобы DT смесь иметь большую скорость реакций, ее температура должна быть масштаба ста миллионов градусов, Т = 108 К.

Самый простой способ получения энергии ядерного синтеза, который сразу приходит в голову, это использовать ускоритель ионов и бомбардировать, скажем, ионами трития, ускоренными до энергии 100 КэВ, твердую или газовую мишень, содержащую ионы дейтерия. Однако, инжектируемые ионы слишком быстро замедляются, сталкиваясь с холодными электронами мишени, и не успевают произвести энергию достаточную для того, чтобы покрыть энергетические расходы на их ускорение, несмотря на огромную разницу в исходной ( порядка 100 КэВ ) и произведенной в реакции энергии ( порядка 10 МэВ ). Другими словами, при таком “способе” производства энергии коэффициент воспроизводства энергии,
Qfus = Рсинтез/Рзатрат будет меньше 1.

Для того, чтобы увеличить Qfus , можно подогреть электроны мишени. Тогда быстрые ионы будут тормозиться медленнее и Qfus будет расти. Однако, положительный выход достигается только при очень высокой температуре мишени - порядка нескольких KэВ. При такой температуре инжекция быстрых ионов уже не принципиальна, в смеси существует достаточное количество энергичных тепловых ионов, которые сами вступают в реакции. Другими словами, в смеси происходят термоядерные реакции или термоядерный синтез.

Скорость термоядерных реакций можно рассчитать, проинтегрировав сечение реакции, показанное на Рис.1, по равновесной максвелловской функции распределения частиц. В результате, можно получить скорость реакций, *К(Т)*, которая определяет число реакций, происходящих в единице объема, *n1 n2 К(Т)*, и, следовательно, объемную плотность выделения энергии в реагирующей смеси,

*Pfus = q n1n2 K(T)*(1)

В последней формуле *n1* *n2* - объемные концентрации реагирующих компонент, *Т* - температура реагирующих частиц и *q* - энергетический выход реакции приведенный в Таблице 1.

При высокой температуре, характерной для реагирующей смеси, смесь находится в состоянии плазмы, т.е. состоит из свободных электронов и положительно заряженных ионов, которые взаимодействуют друг с другом за счет коллективных электромагнитных полей. Самосогласованные с движением частиц плазмы электромагнитные поля определяют динамику плазмы и, в частности, поддерживают ее квазинейтральность. С очень большой точностью, плотность зарядов ионов и электронов в плазме равны между собой, ne = Znz, где Z - заряд иона (для изотопов водорода Z = 1). Ионная и электронная компоненты обмениваются энергией, за счет кулоновских столкновений и при параметрах плазмы, типичных для термоядерных приложений, их температуры примерно равны.

За высокую температуру смеси приходиться платить дополнительными энергетическими расходами. Во-первых, нужно учесть тормозное излучение, испускаемое электронами при столкновении с ионами [3]:

       (2)

Мощность тормозного излучения, также как и мощность термоядерных реакций в смеси, пропорциональна квадрату плотности плазмы и, поэтому, отношение Pfus/Pb зависит только от температуры плазмы. Тормозное излучение, в отличие от мощности термоядерных реакций, слабо зависит от температуры плазмы, что приводит к наличию нижнего предела по температуре плазмы, при которой мощность термоядерных реакций равна мощности тормозных потерь, Pfus/Pb = 1. При температуре ниже пороговой мощность тормозных потерь превосходит термоядерное выделение энергии, и поэтому в холодной смеси положительный выход энергии невозможен. Наименьшую предельную температуру имеет смесь дейтерия с тритием, но и в этом случае температура смеси должна превышать 3 KэВ (3.5 107 °К). Пороговые температуры для DD и DHe3-реакций примерно на порядок выше, чем для DT-реакции. Для реакции протона с бором тормозное излучение при любой температуре превышает выход реакции [5], и, поэтому, для использования этой реакции нужны специальные ловушки [6], в которых температура электронов ниже, чем температура ионов, или же плотность плазмы настолько велика, что излучение поглощается рабочей смесью.

Кроме высокой температуры смеси, для положительного выхода реакций нужно, чтобы горячая смесь просуществовала достаточно долго и реакции успели произойти. В любой термоядерной системе с конечными размерами существуют дополнительные к тормозному излучению каналы потери энергии из плазмы (например, за счет теплопроводности, линейчатого излучения примесей и др.), мощность которых не должна превышать термоядерное энерговыделение. В общем случае, дополнительные потери энергии можно охарактеризовать энергетическим временем жизни плазмы E, определенным таким образом, что отношение 3nТ / E дает мощность потерь из единицы плазменного объема. Очевидно, что для положительного выхода необходимо, чтобы термоядерная мощность превышала мощность дополнительных потерь, Pfus > 3nТ / E, что дает условие на минимальное произведение плотности на время жизни плазмы, nE. Например, для DT-реакции необходимо, чтобы

nE > 5 ·1019 s/m3            (3)

Это условие принято называть критерием Лоусона (cтрого говоря, в оригинальной работе [7] критерий Лоусона был выведен для конкретной схемы термоядерного реактора и, в отличие от (3), включает в себя к.п.д. преобразования тепловой энергии в электрическую). В том виде, в каком он записан выше, критерий, практически, не зависит от термоядерной системы и является обобщенным необходимым условием положительного выхода. Критерий Лоусона для других реакций на один-два порядка выше, чем для DT-реакции, выше и пороговая температура. Близость устройства к достижению положительного выхода принято изображать на плоскости Т - nE, которая показана на Рис.2.


nE [s/m3 ]

Рис.2. Область с положительным выходом ядерной реакции на плоскости T - nE.
Показаны достижения различных экспериментальных установок по удержанию термоядерной плазмы.

Видно, что DT-реакции более легко осуществимы - они требуют существенно меньшей температуры плазмы, чем DD-реакции и накладывают менее жесткие условия на ее удержание. Современная термоядерная программа нацелена на осуществление управляемого DT синтеза.

Таким образом, управляемые термоядерные реакции, в принципе, возможны и основная задача термоядерных исследований - это разработка практического устройства, которое могло бы конкурировать экономически с другими источниками энергии.

Все изобретенные за 50 лет устройства можно разделить на два больших класса: 1) стационарные или квазистационарные системы, основанные на магнитном удержании горячей плазмы; 2) импульсные системы. В первом случае, плотность плазмы невелика и критерий Лоусона достигается за счет хорошего удержания энергии в системе, т.е. большого энергетического времени жизни плазмы. Поэтому, системы с магнитным удержанием имеют характерный размер плазмы порядка нескольких метров и относительно низкую плотность плазмы, n ~ 1020 м-3 воздух при н.у. 10^(22+4)(это примерно в 105 раз ниже, чем плотность атомов при нормальном давлении и комнатной температуре).

В импульсных системах критерий Лоусона достигается за счет сжатия термоядерных мишеней лазерным или рентгеновским излучением и создания смеси с очень высокой плотностью. Время жизни в импульсных системах мало и определяется свободным разлетом мишени. Основная физическая задача, в этом направлении управляемого термоядерного синтеза, заключается в снижении полной энергии взрыва до уровня, который позволит сделать практический термоядерный реактор.

Оба типа систем, уже, вплотную подошли к созданию экспериментальных машин с положительным выходом энергии Qfus > 1, в которых будут проверены основные элементы будущих термоядерных реакторов. Однако, прежде, чем перейти к обсуждению термоядерных устройств, мы рассмотрим топливный цикл будущего термоядерного реактора, который в большой степени не зависит от конкретного устройства системы.

**3. Топливный цикл термоядерного реактора.**

Представим себе, что дешевое и экономически конкурентоспособное устройство для удержания реагирующей смеси разработано. Какие же природные ресурсы потребуются для термоядерной энергетики? Для того, чтобы ответить на этот вопрос нужно понять, как будет работать термоядерный реактор.

Мы начнем с DT-реакторов, как наиболее легко осуществимых, и, затем, рассмотрим альтернативные виды топлива. Принципиальная схема термоядерного реактора, работающего на смеси дейтерия с тритием показана на Рис.3.



Рис.3. Схема основных технологических контуров термоядерного реактора, работающего на смеси дейтерия (D) и трития (Т). Энергия термоядерных реакций, происходящих в плазме, выносится в основном нейтронами, которые поглощаются в бланкете. Выделяемое в бланкете тепло снимается теплоносителем первого контура охлаждения и используется для получения электроэнергии. Реактор требует снабжения дейтерием и литием. Тритий нарабатывается из лития в процессе работы реактора. Энергия термоядерных реакций выделяется в виде энергичных нейтронов (14.1 МэВ) и энергичных ионов гелия - альфа-частиц (3.5 МэВ), поглощается специальным устройством окружающим плазму - бланкетом и снимается теплоносителем первого контура охлаждения.

Первый из двух компонентов участвующих в DT-реакции, дейтерий - это стабильный, широко распространенный изотоп водорода. Например в обычной воде содержится, примерно, 0.015% тяжелой воды D2O. В отличие от дейтерия, тритий не существует в природе. Поэтому, тритий будет нарабатываться в самом реакторе из изотопов лития, Li6 и Li7 (реакции 6, 7 в Таблице 1), которые будут облучаться нейтронами в бланкете. Оба изотопа лития широко распространены в природе в процентном отношении Li6 : Li7 = 7.5 % : 92.5% [8] и, как видно из Таблицы 1, оба способны производить тритий. В случае использования Li6, в бланкете будет выделяться дополнительная энергия в количестве 4.8 МэВ на каждый произведенный атом трития. На практике в бланкете будет содержаться смесь изотопов лития и бериллий, который будет использоваться для размножения нейтронов в реакции

Ве9 + n = 2Не4 + 2 n

Содержание материалов в бланкете будет подобрано таким образом, чтобы оптимизировать выход трития.

Возможны разные схемы использования лития в бланкете. Один из вариантов [9] использует окислы лития. Тритий удаляется из бланкета при его нагреве потоком горячего гелия, а потом извлекается из гелия в цехе по очистке топлива. Инженерные проработки бланкета показывают [9], что можно получить коэффициент воспроизводства трития на уровне 1.1, что представляется достаточным для снабжения реактора. Прорабатывались и другие схемы, которые используют жидкометаллический литий. В этом случае, литий, помимо наработки трития, может выполнять роль теплоносителя первого контура. На схеме, представленной на Рис.3, литиевый цикл показан условно, в виде отдельного литиевого контура. Объединяя DT-реакцию с реакцией 6 из Таблицы 1 можно записать:

Li6 + D = 2Не4 + 22.4  MeV        (4)

Таким образом, термоядерный реактор будет сжигать дейтерий и литий, а в результате реакций будет образовываться зола - инертный газ гелий.

Термоядерный реактор будет потреблять очень небольшое количество лития и дейтерия. Например, реактор с электрической мощностью 1 ГВт будет сжигать около 100 кг дейтерия и 300 кг лития в год. Если предположить, что все термоядерные электростанции будут производить 5·1020 Дж в год, т.е. половину будущих потребностей электроэнергии, то общее годовое потребление дейтерия и лития составят, всего, 1500 и 4500 тонн. При таком потреблении, содержащегося в воде дейтерия (0.015%) хватит на то, чтобы снабжать человечество энергией в течение многих миллионов лет. Если бы удалось освоить DD-реакцию, то термоядерная энергетика имела бы фактически неограниченные энергетические ресурсы. Для DT-цикла энергетические ресурсы ограничены имеющимися запасами лития. По оценкам [3,10], разведанные рудные запасы лития составляют 8-10 ·106 тонн. Только этих запасов хватит на многие сотни лет. Кроме того, литий, хотя и в меньшем количестве, чем дейтерий, содержится в морской воде со средней концентрацией 1.7 ·10-7 и общим количеством, превышающим примерно в 103 раз разведанные рудные запасы. Оценки показывают, что затраты на производство топлива для термоядерной энергетики дают малый вклад в стоимость производимой энергии.

Как уже отмечалось выше, термоядерная энергетика, по-видимому, начнет использовать DT-цикл, а затем перейдет к другим перспективным топливам таким, как DD, DHe3 или рВ. Каждое из этих перспективных топлив имеет свои преимущества по отношению к DT–реакции.

Основные преимущества DD-реакции заключаются в наличии огромных природных ресурсов дейтерия на Земле и отсутствии необходимости воспроизводства трития. Хотя в DD-реакции меньшая доля энергии выносится в виде нейтронов, тем не менее, в DD-реакторе, также как и в DT-реакторе, будет происходить активация первой стенки.

Еще меньше нейтронов производит DHe3 смесь, в которой нейтроны рождаются в результате DD-реакций. Оптимизация состава смеси и ее температуры позволяет уменьшить нейтронный поток на порядок величины по сравнению с DT-реакцией, что существенно снижает требования к стойкости материалов первой стенки. DHe3-реакция имеет относительно высокое сечение, но в то же время требует больших температур смеси. Недостатком этой реакции является практическое отсутствие Не3 на Земле, что делает освоение этой реакции в Земных условиях практически безнадежным делом. В то же время, этого изотопа много на поверхности Луны, и некоторые проекты, пользуясь тем, что потребление не велико, предлагают добывать это топливо на Луне и доставлять его на Землю. Этот цикл можно замкнуть энергетически даже с учетом энергии затрачиваемой на доставку топлива, хотя сомнительно, что эта схема будет осуществлена в ближайшем обозримом будущем.

Активация материалов реактора принципиально отсутствует в безнейтронной реакции 5 из Таблицы 1, происходящей в смеси водорода с бором. Все продукты этой реакции являются заряженными частицами, которые имеют очень малый пробег в твердом теле и могут удерживаться магнитными и электрическими полями. Последнее открывает принципиальную возможность создания низкоактивируемых реакторов и устранения низкоэффективного теплового цикла из производства электроэнергии. В случае рВ-реакций электроэнергия, в принципе, может получаться с помощью прямого преобразования энергии заряженных частиц в электрическую энергию с к.п.д. гораздо большим, чем в тепловом цикле. К сожалению, эти реакции имеют еще меньшие сечения, чем DD или DHe3 реакции и требуют специальных условий для получения положительного выхода [5,6]. Поэтому, освоение полностью безнейтронных топлив дело далекого будущего.

Таким образом, будущие термоядерные реакторы имеют достаточные запасы топлива для обеспечения потребностей человечества в энергии в течении многих сотен лет, а в случае некоторых реакций и многих десятков тысяч лет. Термоядерная энергетика будет потреблять очень небольшое количество исходных материалов и не потребует развития широкомасштабного производства топлив. Сам топливный цикл будет использовать лишь малую часть производимой энергии и соответственно топливная составляющая в цене электроэнергии будет незначительна. Как исходные составляющие рабочей смеси, так и конечные продукты реакций не являются радиоактивными веществами и не требуют долговременного хранения. Эти обстоятельства выгодно отличают термоядерную энергетику как от обычных ядерных реакторов деления, так и электростанций, сжигающих органические топлива. Основная проблема осуществления управляемого термоядерного синтеза заключается в создании практичного устройства, способного обеспечить выполнения условия Лоусона при достаточно высокой температуре смеси.

**4. Системы для удержания плазмы**

**4.1. Магнитное удержание**

Принцип магнитного удержания заключается в использовании сильного магнитного поля для изоляции горячей смеси от первой стенки реактора. Ниже мы рассмотрим лишь общие принципы, лежащие в основе магнитного удержания. Более детальный обзор этого направления термоядерных исследований можно найти в работе [11].

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 ее вращаться по так называемой ларморовской окружности с радиусом



Здесь *m* - масса частицы, *е* - заряд частицы. *В* - индукция магнитного поля, *v* - проекция скорости частицы на направление поперек магнитного поля. Вдоль постоянного магнитного поля частица может двигаться свободно и, поэтому, ее 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 разлету плазмы поперек магнитного поля. Для того, чтобы избежать продольных к магнитному полю потерь, можно либо замкнуть силовые линии, либо поставить на концах силовой линии специальные магнитные или электростатические "пробки" для заряженных частиц.

Для увеличения объемной плотности выделения энергии смеси в реакторе, выгодно увеличивать плотность и температуру плазмы до таких пределов, когда газокинетическое давление плазмы (*p*) составляет заметную долю от давления магнитного поля *B2/ 8*. Отношение давления плазмы *p* к давлению внешнего магнитного поля принято характеризовать параметром  *β*

       (5)

который играет важную роль в определении стоимости и экономической эффективности ловушки. 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 удержать давление плазмы и обеспечить ее 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*.

Вместе с частицами плазмы магнитное поле будет удерживать в ловушке и заряженные продукты реакций. В случае DT-реакций, это альфа-частицы, которые рождаются с энергией 3.5 МэВ. Охлаждаясь при кулоновских столкновениях с частицами основной плазмы, быстрые заряженные частицы будут передавать свою энергию плазме. Это открывает возможность получать режимы с самоподдерживающимся термоядерным горением, при котором потери энергии из ловушки компенсируются термоядерным нагревом плазмы. В этом случае, дополнительный нагрев плазмы не требуется и Qfus  

За прошедшие годы напряженных термоядерных исследований было изобретено и проверено в эксперименте большое количество различных устройств для удержания горячей плазмы. Некоторые системы показали себя неработоспособными с самых первых экспериментов. Многие из систем потребовали многих лет исследований прежде, чем стало ясно, что они проигрывают своим более успешным конкурентам. Среди "выживших" систем для магнитного удержания плазмы, в настоящее время, лидируют ТОКАМАКи и СТЕЛЛАРАТОРы.

**4.1.1. ТОКАМАК**

Слово "ТОКАМАК" - это сокращение слов ТОроидальная, КАмера, МАгнитные Катушки, которые описывают основные элементы этой магнитной ловушки, изобретенной А.Д. Сахаровым в 1950 г. Схема ТОКАМАКа показана на Рис.4.


Рис.4. Схема принципиальных узлов ТОКАМАКа

Основное магнитное поле в тороидальной камере, содержащей горячую плазму, создается тороидальными магнитными катушками. Существенную роль в равновесии плазмы играет плазменный ток, который протекает вдоль тороидального плазменного шнура и создает полоидальное магнитное поле, Вр, направленное вдоль малого обхода тора. Результирующее магнитное поле имеет силовые линии в виде бесконечных спиралей, охватывающих центральную линию плазменного тора - магнитную ось. Таким образом, силовые линии магнитного поля образуют в ТОКАМАКе замкнутые, вложенные друг в друга тороидальные магнитные поверхности. Ток в плазме поддерживается вихревым электрическим полем, создаваемым первичной обмоткой индуктора. При этом, плазменный виток играет роль вторичной обмотки. Очевидно, что индукционное поддержание тока в ТОКАМАКе ограничено запасом потока магнитного поля в первичной обмотке и возможно лишь в течении конечного времени. Кроме тороидальных катушек и первичной обмотки индуктора в ТОКАМАКе должны быть полоидальные обмотки, которые нужны для поддержания равновесия плазмы и контроля ее положения в камере. Токи, текущие в полоидальных катушках создают электромагнитные силы действующие на плазменный ток и таким образом могут изменить ее положение в камере и форму сечения плазменного шнура.

Первый ТОКАМАК был построен в России в Институте Атомной Энергии им И.В. Курчатова в 1956 г. Десять лет напряженных исследований и усовершенствований этого устройства привели к существенному прогрессу в плазменных параметрах ТОКАМАКов. ТОКАМАК Т-З получил к 1968 г температуру плазмы 0.5 КэВ и достиг nE = 5 ·1017, что существенно превосходило параметры, достигнутые на других магнитных ловушках [1]. С этого момента началось активное развитие этого направления и в других странах. В семидесятые года были построены ТОКАМАКи следующего за Т-З поколения: Т-7, Т-10, Т-11 в СССР, PLT и DIII-D в США, ASDEX в Германии, TFR во Франции, JFT-2 в Японии и др. На ТОКАМАКах этого поколения были разработаны методы дополнительного нагрева плазмы, такие как инжекция нейтральных атомов, электронный и ионный циклотронный нагрев, различные плазменные диагностики и разработаны системы управления плазмой. В результате на ТОКАМАКах второго поколения были получены внушительные параметры плазмы: температура в несколько КэВ, плотности плазмы превышающие 1020 м-3. Параметр nE достиг величины 5 ·1018. Кроме того, ТОКАМАК получил дополнительный, принципиально важный для реактора элемент - дивертор. С помощью токов в системе полоидальных витков силовые линии магнитного поля выводятся в современном ТОКАМАКе в специальную часть камеры. Диверторная конфигурация плазмы показана на Рис.5 на примере ТОКАМАКа DIII-D.



Рис.5. Сечение современного ТОКАМАКа DIII-D с вытянутой по вертикали плазмой и диверторной магнитной конфигурацией.

Дивертор позволяет лучше контролировать потоки энергии из плазмы и уменьшать поступление примесей в плазму. Важным достижением этого поколения ТОКАМАКов было открытие режимов с улучшенным удержанием плазмы - Н-моды.

В начале 80-х годов в строй вошло третье поколение ТОКАМАКов - машин с большим радиусом тора 2-3 м и плазменным током в несколько МА. Были построены пять таких машин: JET и TORUS-SUPRA в Европе, JT60-U в Японии, TFTR - в США и Т-15 в СССР. Параметры больших ТОКАМАКов приведены в Таблице 2. Две из этих машин, JET и TFTR, предусматривали работу с тритием и получение термоядерного выхода на уровне Qfus = Рсинтез/Рзатрат = 1.
ТОКАМАКи Т- 15 и TORUS-SUPRA имеют сверхпроводящие магнитные катушки, подобные тем, которые будут нужны в ТОКАМАКе-реакторе. Основная физическая задача машин этого поколения заключалась в исследовании удержания плазмы с термоядерными параметрами, уточнении предельных плазменных параметров, получение опыта работы с дивертором и др. Технологические задачи включали в себя: разработку сверхпроводящих магнитных систем, способных создавать поле с индукцией до 5 Тл в больших объемах, разработку систем для работы с тритием, приобретение опыта снятия высоких потоков тепла в диверторе, разработку систем для дистанционной сборки и разборки внутренних узлов установки, совершенствование плазменных диагностик и др.

Таблица 2. Основные параметры больших экспериментальных ТОКАМАКов. ТОКАМАК TFTR, уже, выполнил свою программу и был остановлен в 1997 г. Остальные машины продолжают работать.

|  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
|   | Большой радиус, R (m) | Малый радиус, *а* (m) | Ток в плазме, Ip (МА) | Мощность нагрева плазмы, (МВт) | В, (Тл) | Qfus | Особенности машины |
| JET | 3 | 1 | 7 | 30 | 3.5 | 0.9 | DT плазма, дивертор |
| JT60-U | 3.3 | 1 | 3 | 30 | 4 | 1.06 2) | Дивертор, пучки энергичных нейтральных атомов |
| Т-15 | 2.4 | 0.7 | 2.5 | 20 1) | 3.5 | - | Сверхпроводящая магнитная система (Nb3Sn) |
| TFTR | 2.6 | 0.9 | 3 | 50 | 6 | 0.3 | DT плазма |
| TORUS SUPRA | 2.4 | 0.8 | 2 | 15 | 4 | - | Сверхпроводящая магнитная система (NbTi) |

1) ТОКАМАК Т-15 пока работал только в режиме с омическим нагревом плазмы и, поэтому, параметры плазмы, полученные на этой установке, достаточно низкие. В будущем, предусматривается ввести 10 МВт нейтральной инжекции и 10 МВт электронно-циклотронного нагрева.

2) Приведенное Qfus пересчитано с параметров DD-плазмы, полученных в установке, на DT-плазму.

И хотя экспериментальная программа на этих ТОКАМАКах еще не закончена, это поколение машин, практически, выполнило поставленные перед ним задачи. ТОКАМАКи JET и TFTR впервые получили большую термоядерную мощность DT-реакций в плазме, 11 МВт в TFTR и 16 МВт в JET. На Рис.6 показаны временные зависимости термоядерной мощности в DT экспериментах.



Рис.6. Зависимость термоядерной мощности от времени в рекордных дейтериево-тритиевых разрядах на токамаках JET и TFTR.

Это поколение ТОКАМАКов достигло пороговой величины Qfus = 1 и получило nE всего в несколько раз ниже, чем то, которое требуется для полномасштабного ТОКАМАКа-реактора. В ТОКАМАКах научились поддерживать стационарный плазменный ток с помощью ВЧ полей и нейтральных пучков. Была изучена физика нагрева плазмы быстрыми частицами и, в том числе, термоядерными альфа-частицами, изучена работа дивертора и разработаны режимы его работы с низкими тепловыми нагрузками. Результаты этих исследований позволили создать физические основы, необходимые для следующего шага - первого ТОКАМАКа-реактора, который будет работать в режиме горения.

Какие же физические ограничения на параметры плазмы имеются в ТОКАМАКах?

Максимальное давление плазмы в ТОКАМАКе или максимальная величина *β* определяется устойчивостью плазмы и приближенно описывается соотношением Тройона [11],

          (5)

где *β* выражено в  %, *Ip* – ток, протекающий в плазме и  *βN*  - безразмерная константа, называемая коэффициентом Тройона. Параметры в (5) имеют размерность МА, Тл, м. Максимальные значения коэффициента Тройона *βN*  =  3÷5, достигнутые в экспериментах, хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями, базирующимися на расчетах устойчивости плазмы. Рис.7 показывает предельные значения *β*, полученные в различных ТОКАМАКах.



Рис.7. Сравнение предельных значений  *β*, достигнутых в экспериментах со скейлингом Тройона [11].

При превышении предельного значения  *β*, в плазме ТОКАМАКа развиваются крупномасштабные винтовые возмущения, плазма быстро охлаждается и гибнет на стенке. Это явление называется срывом плазмы.

Как видно из Рис.7 для ТОКАМАКа характерны довольно низкие значения *β* на уровне нескольких процентов. Существует принципиальная возможность увеличить значение *β* за счет уменьшения аспектного отношения плазмы до предельно низких значений R/*a* = 1.3÷1.5. Теория предсказывает, что в таких машинах *β* может достигать нескольких десятков процентов. Первый ТОКАМАК с ультра низким аспектным отношением, START [12], построенный несколько лет назад в Англии, уже получил значения *β* = 30%. С другой стороны эти системы технически более напряженны и требуют специальных технических решений для тороидальной катушки, дивертора и нейтронной защиты. В настоящее время строятся несколько более крупных, чем START, экспериментальных ТОКАМАКов с низким аспектным отношением и плазменным током выше 1 МА. Ожидается, что в течении следующих 5 лет эксперименты дадут достаточно данных для того, чтобы понять будет ли достигнуто ожидаемое улучшение плазменных параметров и сможет ли оно компенсировать технические трудности, ожидаемые в этом направлении.

Многолетние исследования удержания плазмы в ТОКАМАКах показали, что процессы переноса энергии и частиц поперек магнитного поля определяются сложными турбулентными процессами в плазме. И хотя плазменные неустойчивости, ответственные за аномальные потери плазмы, уже обозначены, теоретическое понимание нелинейных процессов еще недостаточно для того, чтобы, основываясь на первых принципах, 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 время жизни растет с ростом размера плазмы, R, плазменного тока Iр, вытянутости сечения плазмы k = b/*а* = 4 и падает с ростом мощности нагрева плазмы, Р:

E ~ R2  k0.9 Iр0.9 / P0.66

Зависимость энергетического времени жизни от остальных плазменных параметров довольно слабая. Рис.8 показывает, что время жизни измеренное, практически, во всех экспериментальных ТОКАМАКах хорошо описывается этим скейлингом.



Рис.8. Зависимость экспериментально наблюдаемого энергетического времени жизни от предсказанного скейлингом ITER-97(y).
Среднестатистическое отклонение экспериментальных точек от скейлинга 15%.
Разные метки соответствуют различным ТОКАМАКам и проектируемому ТОКАМАКу-реактору ИТЭР [40].

Этот скейлинг предсказывает, что ТОКАМАК, в котором будет происходить самоподдерживающееся термоядерное горение, должен иметь большой радиус 7-8 м и плазменный ток на уровне 20 МА. В таком ТОКАМАКе энергетическое время жизни будет превышать 5 секунд, а мощность термоядерных реакций будет на уровне 1-1.5 ГВт.

В 1998 г был закончен инженерный проект ТОКАМАКа-реактора ИТЭР [40]. Работы проводились совместными усилиями четырех сторон: Европы, России, США и Японии с целью создания первого экспериментального ТОКАМАКа-реактора, рассчитанного на достижение термоядерного горения смеси дейтерия с тритием. Основные физические и инженерные параметры установки приведены в Таблице 3, а его сечение показано на Рис.9.



Рис.9. Общий вид проектируемого ТОКАМАКа-реактора ИТЭР [40].

ИТЭР будет обладать, уже, всеми основными чертами ТОКАМАКа-реактора. Он будет иметь полностью сверхпроводящую магнитную систему, охлаждаемый бланкет и защиту от нейтронного излучения, систему дистанционного обслуживания установки. Предполагается, что на первой стенке будут получены потоки нейтронов с плотностью мощности 1 МВт/м2 и полным флюенсом 0.3 МВтлет/м2, что позволит провести ядерно-технологические испытания материалов и модулей бланкета, способных воспроизводить тритий.

Таблица 3.
Основные параметры первого экспериментального термоядерного ТОКАМАКа-реактора, ИТЭР [40].

|  |  |
| --- | --- |
| **Параметр** | **Значение** |
| Большой / малый радиусы тора   (A / *a*) | 8.14 м / 2.80 м |
| Конфигурация плазмы | С одним тороидальным дивертором |
| Плазменный объем | 2000 м3 |
| Ток в плазме | 21 МА |
| Тороидальное магнитное поле | 5.68 Тл (на радиусе R = 8.14 м) |
|    *β* | 3 % |
| Полная мощность термоядерных реакций | 1.5 ГВт |
| Нейтронный поток на первой стенке | 1 МВт/м2 |
| Длительность горения | 1000 с |
| Мощность дополнительного нагрева плазмы | 100 МВт |

ИТЭР планируется построить в 2010-2011 г. Экспериментальная программа, которая будет продолжаться на этом экспериментальном реакторе около двадцати лет, позволит получить плазменно-физические и ядерно-технологические данные, необходимые для строительства в 2030-2035 г первого демонстрационного реактора-ТОКАМАКа, который уже будет производить электроэнергию. Основная задача ИТЭРа будет заключаться в демонстрации практичности реактора-ТОКАМАКа для производства электроэнергии.

Наряду с ТОКАМАКами, которые в настоящее время являются наиболее продвинутой системой для осуществления управляемого термоядерного синтеза, существуют другие магнитные ловушки, успешно конкурирующие с ТОКАМАКом.

**4.1.2. СТЕЛЛАРАТОР**

СТЕЛЛАРАТОР, как и ТОКАМАК - это магнитная ловушка с замкнутыми магнитными поверхностями, но, в отличие от ТОКАМАКа, полоидальное магнитное поле, образующее магнитные поверхности, создается в СТЕЛЛАРАТОРе с помощью внешних витков, а не током, протекающим по плазме. Эта магнитная ловушка была изобретена в Принстонской лаборатории в США Л. Спитцером. Там же были построены и первые экспериментальные СТЕЛЛАРАТОРы.

СТЕЛЛАРАТОР имеет большое преимущество перед ТОКАМАКом - это стационарная машина, которая не требует сложных методов поддержания плазменного тока для ее стационарной работы. В то же время, в отличии от ТОКАМАКа, СТЕЛЛАРАТОР это принципиально аксиально-несимметричная ловушка с магнитной осью представляющей собой трехмерную кривую и переменным, в тороидальном направлении, сечением плазмы. Схема СТЕЛЛАРАТОРа показана на Рис.10.



Рис.10. Основные элементы конструкции СТЕЛЛАРАТОРа на примере строящегося в Японии СТЕЛЛАРАТОРа LHD.

Существуют различные модификации СТЕЛЛАРАТОРных конфигураций, которые отличаются тем, как создается вращательное преобразование, т.е. навивание магнитных силовых линий вокруг магнитной оси, и какие магнитные катушки используются для создания полоидального поля. Вращательное преобразование можно получить и за счет более сложной пространственной конфигурации магнитной оси, например, в виде замкнутой пространственной восьмерки.

Относительная сложность магнитной конфигурации, по сравнению с ТОКАМАКом, несколько затормозили развитие этой системы на начальном этапе развития. В первых СТЕЛЛАРАТОРах удержание плазмы существенно уступало удержанию плазмы в ТОКАМАКе и потребовались многие годы исследований для того, чтобы выяснить причину потерь энергии из СТЕЛЛАРАТОРа. Оказалось, что, из-за тороидальной несимметрии, траектории частиц в первых СТЕЛЛАРАТОРах имели большие отклонения от магнитных поверхностей. Соответственно, были бóльшими и потери энергии из плазмы. Кроме того, выяснилось, что магнитные поверхности в СТЕЛЛАРАТОРе чувствительны к внешним возмущениям магнитного поля, создаваемым не совсем точной установкой внешних винтовых обмоток, что было характерно для первых СТЕЛЛАРАТОРов. В результате, 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 магнитной системы СТЕЛЛАРАТОРа. Два, относительно недавних, открытия позволили принципиально улучшить концепцию этой ловушки.

Во первых, было показано, что можно отказаться от вложенных друг в друга винтовых витков, окружающих плазму (см. Рис.10), а вместо них использовать модульные трехмерные тороидальные катушки [13]. Такие катушки, которые показаны на Рис.11, создают не только тороидальное поле, но и требуемое полоидальное поле, создающее замкнутые магнитные поверхности.



Рис.11. Модульные магнитные катушки СТЕЛЛАРАТОРа.

Концепция модульных катушек существенно упростила сборку и разборку магнитной системы СТЕЛЛАРАТОРа-реактора и повысило его привлекательность.

Во-вторых, теоретические исследования геометрии магнитных полей показали, что существуют такие магнитные конфигурации, в которых, несмотря на отсутствие геометрической симметрии, у частиц плазмы сохраняется адиабатический инвариант движения, обеспечивающий их хорошее удержание. С точки зрения удержания отдельных частиц, такие квазисимметричные СТЕЛЛАРАТОРы эквивалентны аксиально-симметричным ТОКАМАКам [14]. Соответственно, можно ожидать возрастания энергетического времени жизни плазмы в системах с такой конфигурацией магнитного поля.

Нынешнее поколение СТЕЛЛАРАТОРов существенно улучшило свою способность удерживать горячую плазму. Соответственно, выросли и параметры плазмы в этих ловушках. То преимущество, которое было у ТОКАМАКов в самом начале развития - омический нагрев плазмы протекающим по ней током - уже не так важно. Сейчас и ТОКАМАК и СТЕЛЛАРАТОР используют одни и те же дополнительные методы нагрева плазмы с полной мощностью, существенно превышающей мощность омического нагрева в ТОКАМАКе. СТЕЛЛАРАТОРы пока еще небольшие машины в большим радиусом плазмы меньше чем 2.2 м малым радиусом плазмы 0.2-0.3 м, магнитным полем меньшим 2.5 Тл и максимальной мощностью дополнительного нагрева 3÷4 МВт [15,16]. Рекордная температура плазмы, Т = 3 КэВ и максимальное время удержания энергии, E = 0.04 с, пока, примерно, на порядок величины меньше, чем те, которые достигнуты сейчас в ТОКАМАКах.

Предельное *β* в СТЕЛЛАРАТОРе, как и в ТОКАМАКе, определяется МГД устойчивостью плазмы, которая ограничивает максимально достижимое значение *β* на уровне нескольких процентов. Из-за того, что в СТЕЛЛАРАТОРе равновесие плазмы создается внешними магнитными обмотками, а не током, протекающим по плазме, в СТЕЛЛАРАТОРе отсутствуют плазменные срывы. Превышения параметрами плазмы своих предельных значений, как правило, ведет в СТЕЛЛАРАТОРе к насыщению этих параметров или медленному распаду плазмы. Это, несомненно, большое преимущество СТЕЛЛАРАТОРа, по отношению к ТОКАМАКу, в котором срывы плазменного тока создают большие механические и тепловые нагрузки на первой стенке и в диверторе и, как следствие, усложняют их конструкцию.

Исследование удержания энергии в СТЕЛЛАРАТОРах показало, что время жизни в этих ловушках близко к тому, которое наблюдается в ТОКАМАКах в L-режиме, т.е. в режиме с высокими аномальными переносами и, соответственно, низким временем удержания энергии. Рис.12 из работы [17] показывает, что время удержания энергии в L-режиме ТОКАМАКа и СТЕЛЛАРАТОРах хорошо описывается одним и тем же скейлингом и, следовательно, удержание энергии в СТЕЛЛАРАТОРе не хуже, чем в ТОКАМАКе, работающем в L-режиме.



Рис.12. Сравнение времени удержания энергии в СТЕЛЛАРАТОРах и времени удержания энергии в L-моде ТОКАМАКов [17].
Наблюдаемое время жизни показано, как функция эмпирического скейлинга для времени удержания в СТЕЛЛАРАТОРе, ISS95.

Однако, основной режим работы ТОКАМАКов с дивертором - это режим с улучшенным удержанием энергии и частиц, Н-режим, со временем удержания примерно в два раза выше чем в L-режиме. Н-режим хорошо освоен и являются основным рабочим режимом нынешних экспериментальных установок с дивертором. Предполагается, что ТОКАМАК-реактор будет также работать в Н-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 [18]. Если СТЕЛЛАРАТОР не освоит режимы подобные Н-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. Улучшение времени жизни плазмы за счет оптимизации плазменных параметров и магнитной конфигурации является основной экспериментальной задачей СТЕЛЛАРАТОРной программы.

СТЕЛЛАРАТОРная программа проводится довольно активно, и СТЕЛЛАРАТОРы сейчас существуют во многих странах, включая Японию, Германию и Россию. Достижения некоторых нынешних и планируемых СТЕЛЛАРАТОРов показаны на Рис.2. В настоящее время строятся два больших СТЕЛЛАРАТОРа: LHD в Японии и WVII-X в Германии. Ожидается, что LHD будет введен в действие в 1998 г а WVII-X в 2002 г. Параметры этих установок приведены в Таблице 4. СТЕЛЛАРАТОР WVII-X будет иметь модульные катушки с оптимизированной геометрией магнитного поля. Японский СТЕЛЛАРАТОР, LHD, будет снабжен винтовым дивертором. Оба СТЕЛЛАРАТОРа будут иметь сверхпроводящие магнитные катушки.

Таблица 4.
Основные параметры строящихся СТЕЛЛАРАТОРов

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
|   | Большой радиус, R (м) | Малый радиус, а (м) | Мощность нагрева плазмы, (МВт) | Магнитное поле, Тл | Комментарии |
| L H D (Япония) | 3.9 | 0.6 | 28 | 4 | Сверхпроводящая магнитная система, винтовой дивертор |
| WVII-X (Германия) | 5.5 | 0.5 | 20 | 3 | Сверхпроводящая магнитная система, модульные катушки, оптимизированная магнитная конфигурация |

Кроме ТОКАМАКов и СТЕЛЛАРАТОРов эксперименты, хотя и в меньшем масштабе, продолжаются на некоторых других системах с замкнутыми магнитными конфигурациями. Среди них следует отметить пинчи с обращенным полем [19], СФЕРОМАКи и компактные торы [20, 21]. Пинчи с обращенным полем имеют относительно низкое значение тороидального магнитного поля. В СФЕРОМАКе или в компактных торах тороидальная магнитная система вовсе отсутствует. Соответственно, все эти системы обещают возможность создания плазмы с высоким значением параметра *β* и, следовательно, в перспективе могут оказаться привлекательными для создания компактных термоядерных реакторов или же реакторов, использующих альтернативные реакции, такие как DHe3 или рВ, в которых низкое поле требуется для снижения магнитно-тормозного излучения. Нынешние параметры плазмы, достигнутые в этих ловушках, пока, существенно ниже, чем те, которые получены в ТОКАМАКах и СТЕЛЛАРАТОРах.

**4.1.3. Открытые системы для магнитного удержания плазмы**

Если в ТОКАМАКе или СТЕЛЛАРАТОРе хорошее удержание плазмы обеспечивается наличием замкнутых магнитных поверхностей, то в открытых системах удержание частиц в направлении вдоль магнитного поля достигается за счет создания магнитных или электростатических пробок на концах магнитных ловушек.

Если увеличить магнитное поле на обоих концах прямого соленоида, то частицы с низкой продольной к магнитному полю скоростью, обладающие большим магнитным моментом, будут отражаться от таких магнитных пробок и, таким образом, будут удерживаться в ловушке. Подобные магнитные ловушки, которые получили название зеркальных или адиабатических ловушек, были предложены Г.И. Будкером в СССР и Р.Ф. Лостом в США. Одна из самых больших открытых ловушек, ОГРА-1, была построена в 1958 г в Институте Атомной Энергии им. И.В. Курчатова [1]. И хотя в самом начале термоядерных исследований ожидалось, что эти системы приведут к быстрому решению проблемы управляемого термоядерного синтеза, выяснилось, что простые адиабатические ловушки обладают двумя принципиальными недостатками. Оказалось, что плазма в прямых аксиально-симметричных ловушках неустойчива и выбрасывается поперек магнитного поля. Эту трудность удалось преодолеть за счет усложнения магнитной конфигурации адиабатической ловушки и создания ловушек более сложной формы, в которых магнитное поле нарастало к периферии плазмы [22].

Вторая проблема, с которой столкнулись исследователи - это низкое время жизни плазмы в адиабатической ловушке. Магнитные пробки хорошо удерживают частицы с большой поперечной и малой продольной компонентами скорости. Частицы, движущиеся строго вдоль магнитного поля, не имеют магнитного момента и, поэтому, не удерживаются. Поэтому, в пространстве скоростей существует конус потерь частиц. Кулоновские столкновения частиц приводят к их рассеянию в конус потерь и уходу через магнитные пробки. Подробный анализ времени удержания плазмы в простой адиабатической ловушке, который удалось выполнить к середине 70 годов показал [2], что максимальное значение Qfus = Pfus/Рзатрат, которое можно получить в такой системе, лишь немного превышает 1 и, поэтому, эти системы мало привлекательны для реакторных приложений. Лучшее достижение простой адиабатической ловушки на плоскости T - nE существенно отстает от достижений ТОКАМАКов и СТЕЛЛАРАТОРов (см. Рис.2).

Дальнейшие исследования в области отрытых систем были направлены на совершенствование адиабатических ловушек, с целью увеличения времени жизни частиц. В настоящее время, эти исследования сконцентрированы на, так называемых, амбиполярных или тандемных системах [23, 24], которые используют электрические поля для "затыкания" магнитных пробок и увеличения времени жизни частиц. Амбиполярные системы, в принципе, позволяют существенно увеличить Qfus, по сравнению с обычной открытой ловушкой. Термоядерные исследования на подобных ловушках продолжаются в России и Японии, однако, активность в этом направлении существенно снизилась начиная с начала 80-х годов. Привлекательность открытых систем связана с возможностью получать высокие значения *β* и, следовательно, с потенциальной возможностью использования этих ловушек для освоения в будущем DНе3 или рВ реакций.

Мы можем заключить, что среди систем для магнитного удержания плазмы, в настоящее время, лидируют ловушки с замкнутыми магнитными поверхностями – ТОКАМАКи и СТЕЛЛАРАТОРы. Предполагается, что следующим шагом в этом направлении будет экспериментальная машина, обладающая всеми чертами термоядерного реактора и способная работать в режиме термоядерного горения. Предполагается, что подобная установка - ТОКАМАК ИТЭР - будет построена в 2010-2011 гг.

**4.2. Импульсные системы**

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 сжатия удастся достичь требуемой температуры 10-50 КэВ, а плотность смеси после ее сжатия будет достаточно велика, то она успеет прореагировать за время инерционного разлета смеси. Такие 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.

Исторически, одними из первых таких систем были быстрые Z-пинчи, в которых требуемое сжатие смеси предполагалось получить, пропуская большой электрический ток через разреженный газ, состоящий из смеси дейтерия с тритием. Предполагалось, что давление магнитного поля, создаваемого током, будет сжимать смесь внутри токового канала до плотностей, приводящих к выполнению критерия Лоусона. Подобные эксперименты, в которых ток в смеси создавался разрядом конденсаторной батареи, интенсивно проводились в различных странах в начале 50 годов [1]. И хотя Z-пинчи не смогли достичь ожидаемых параметров смеси, они существенно продвинули наше понимание физических процессов, происходящих в горячей термоядерной плазме. Оказалось, что сжатие плазменного шнура в Z-пинчах ограничено развитием плазменных неустойчивостей, которые при имеющихся в то время мощностях не позволяли получить положительный термоядерный выход. В то время неудачи Z-пинчей заметно охладили интерес к подобным системам и направили термоядерные исследования в сторону квазистационарных магнитных ловушек.

Импульсные системы для осуществления управляемого термоядерного синтеза получили свое 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 (см. Рис.13).



Рис.13. Мишень для инерционного синтеза состоит из полой оболочки (1), слоя твердой замороженной ДТ смеси (2) и ДТ газа низкой плотности в центре мишени (3).

Параллельно с лазерами, в 60 годы развивались и другие мощные драйверы - ионные и электронные пучки, которые также могли бы обеспечивать требуемые мощности на поверхности мишеней. Были разработаны импульсные системы питания, способные создавать и подводить к мишеням энергию 1-10 МДж за 10-8 с, т.е., получать пиковые мощности на уровне 1015 Вт. Появление новой технологии повлекло за собой интенсивные исследования физики взаимодействия мощного излучения и пучков частиц с твердым телом и привело к разработке термоядерных мишеней, способных давать положительный выход энергии.

**4.2.1. Мишени для инерционного управляемого термоядерного синтеза.**

Одна из возможных схем мишени показана на Рис.13. Основное топливо содержится внутри мишени в виде твердой DT смеси, намороженной на внутреннюю сторону оболочки мишени. Центральная часть мишени заполнена разреженным DT газом (примерно 5 % от полной массы топлива), который служит для поджига мишени в процессе ее сжатия. Испарение материала оболочки мишени и его разлет создает реактивную, силу, сжимающую оболочку и содержащиеся в нем DT топливо. В конечном, сжатом состоянии давление должно быть примерно однородным по сечению, но температура в центральной области, получившейся из разреженного газа (область 3 на Рис.13 ), будет более высокой, поэтому, в центре загорится термоядерная реакция, которая будет разогревать 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, Т = 20÷40 КэВ. Очевидно, что при заданной температуре, время жизни сжатой таблетки будет пропорционально ее радиусу, и поэтому критерий зажигания (условие nE) можно записать в терминах произведения плотности смеси, *ρ*, на ее радиус в сжатом состоянии, *ρ* · r. Расчеты показывают [3,25], что для выгорания 30 % смеси нужно, чтобы после сжатия выполнялось условие:

*ρ* · r  3 г/см2        (6)

Последнее условие эквивалентно критерию Лоусона для магнитного термоядерного реактора. Из условия (6) следует, что критическая масса топлива, М, будет уменьшаться с ростом плотности смеси, М ~ *ρ* r3 ~ 1/*ρ*2, а, следовательно, и энергия микровзрыва будет тем меньше, 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 несимметрией самой мишени. Например, если ускорение g оболочки неоднородно с возмущением δg, то очевидно, что к концу сжатия отклонение от сферической симметрии достигнет величины δr / r  Cr δr / g, где Cr = R / r - линейный коэффициент сжатия мишени. При неоднородности облучения около 1%, что вполне достижимо при современных технологиях изготовления мишеней, линейный коэффициент сжатия будет ограничен величиной Сr = 30-40.

Несимметрия мишени может нарастать в процессе сжатия оболочки из-за развития неустойчивостей. Действительно, в начале сжатия на оболочку действуют силы инерции направленные по радиусу от центра к периферии. Поскольку плотность также спадает по радиусу, то в мишени может развиваться неустойчивость Рэлея-Тейлора, подобная той, которая развивается в тяжелой жидкости помещенной над легкой в поле тяжести. Оказывается, что неустойчивость может развиваться как на стадии ускорения оболочки, так и при ее разлете и приводит к экспоненциальному росту исходных возмущений. Численные расчеты показывают, что, если позволить возмущениям нарасти не более, чем в 1000 раз, то толщина оболочки  R должна быть не слишком мала R/ R = 25-35, а плотность мощности драйвера должна превышать (3÷4) ·1014 Вт/см2 [25].

Оценим типичные параметры мишени и требования к мощности драйвера. Следуя работам [25,26], примем, что плотность смеси в сжатом состоянии *ρ* = 400 Г/см3. Тогда мишень с массой топлива М = 5 мг и, соответственно, с начальным радиусом 1.5-2 мм с запасом обеспечит выполнение условия зажигания (6). Полный термоядерный выход будет 6 · 108 Дж, что соответствует тротиловому эквиваленту ~ 100 кг и может быть удержано достаточно прочной камерой. Оценим теперь, какая минимальная энергия должна быть затрачена на нагрев и сжатие мишени. Если бы драйвер должен был нагревать всю смесь до термоядерных температур Т = 10 КэВ, то во время сжатия была бы затрачена энергия 3/2NT = 6 · 106 Дж, где N - полное число частиц смеси (ионов и электронов). При типичной эффективности драйвера 5%, на сжатие таблетки придется затратить 1.2 · 108 Дж, поэтому, величина термоядерного выхода будет невысокой Qfus ~ 5. Следовательно, очень важно, чтобы основное топливо оставалось холодным во время сжатия. В этом случае, работа будет тратиться на сжатие только электронной компоненты смеси, которая будет близка к вырожденной Ферми-жидкости. Оценки показывают, что в этом случае на сжатие будет затрачена энергия 6 · 104 Дж, что позволит получить величину Qfus ~ 100. Видно, что поджиг мишени с помощью небольшого количества горячей смеси ("искры") играет принципиальную роль в создании мишеней с большим положительным выходом. Детальные расчеты показывают [25, 26], что для поджига мишеней скорость сжатия должна быть на уровне (3-4) · 107 см/с и, соответственно, время сжатия около 5 · 10-9 с.

Недавно была предложена многообещающая возможность быстрого поджига предварительно сжатых мишеней с помощью сверхмощного дополнительного импульса [27,28]. Для поджига нужны плотности мощности до 1020 Вт/см2 с полной энергией быстрого драйвера в нескольких десятков кДж. При наличии такого драйвера, открывается возможность поджига дейтериевых мишеней с помощью небольшого тритиевого запала [29]. Пока не ясно, будет ли это достижимо на практике - в ближайшие годы это направление будет активно исследоваться теоретически и экспериментально.

Термоядерные мишени, подобные той, которая описана выше, уже были проверены экспериментально с помощью подземных ядерных взрывов [25]. Было показано, что они дают ожидаемый термоядерный выход, что доказало принципиальную возможность этого направления. С тех пор, основной задачей импульсного управляемого синтеза стала демонстрация большого положительного выхода в лабораторных условиях, что требует совершенствования 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.

Простые соображения позволяют сформулировать требования на эффективность драйвера. Действительно, если обозначить Рэл полную электрическую мощность, производимую термоядерной электростанцией, а Рдр - электрическую мощность, потребляемую драйвером, то для мощности, поставляемой в сеть, Рсеть, можно записать простое соотношение;

Рсеть = Рэл - Рдр = Рэл (1- Рдр / Рэл)

Для того, чтобы электростанция была эффективной, циркулирующая в ней доля мощности, Рдр /Рэл, должна быть не больше 20-25 %. Отношение Рдр /Рэл определяется произведением эффективности драйвера, η (равной отношению энергии, вкладываемой в сжатие мишени, к полной электроэнергии потребляемой драйвером), термоядерному выходу мишени, Qfus, и эффективности производства электроэнергии, ε

Рдр/Рэл = l/η Qfusε

Если принять, что ε = 30-40%, то требуемая эффективность драйвера будет определяться условием, η Qfus > 10÷15, [25].

Таким образом, суммируя приведенные выше требования, можно заключить, что для поджига мишени миллиметрового размера, содержащей несколько миллиграмм DT смеси, к ней требуется подвести полную энергию на уровне нескольких МДж за время меньшее или порядка 10 наносекунд. Отклонения от симметрия облучения мишени должно быть не более 1%. В термоядерном реакторе с электрической мощностью 1 ГВт нужно поджигать 5÷6 мишеней в секунду. Рассмотрим теперь, какие существуют драйверы для обжатия подобных мишеней и какие из них смогут удовлетворить приведенным выше требованиям.

**4.2.2. Драйверы для инерционного управляемого синтеза**

В настоящее время в инерционном термоядерном синтезе разрабатываются несколько типов драйверов: лазеры, пучки легких ионов и пучки тяжелых ионов. Некоторое время назад большой интерес вызывали релятивистские электронные пучки, но потом стало ясно, что их трудно фокусировать и подводить к мишеням, поэтому, это направление, в настоящее время, трансформировалось в мощные Z-пинчи.

Прежде чем переходить к обсуждению каждого из драйверов, рассмотрим, каким образом в эксперименте добиваются требуемой равномерности облучения. Существуют два принципиальных подхода. При прямой схеме облучения, которая используется в случае оптических драйверов, однородность достигается за счет использования большого количества лучей, равномерно распределенных по поверхности мишени. При этом используются различные дополнительные оптические методы, позволяющие более равномерно "размазать" излучение отдельного пучка по поверхности мишени [30,31]. Второй подход, который можно использовать не только для оптических, но и пучковых драйверов, заключается в использовании холраума - дополнительной камеры с небольшими отверстиями, которая изготовлена из материалов с большим Z, например таких, как вольфрам. Эта схема проиллюстрирована на Рис.14.



Рис.14. Схема облучения мишени в хорлауме для лазерного излучения (а) и пучков тяжелых ионов (b). Лазерное излучение направляется в хорлаум через небольшие отверстия и нагревает стенки кожуха, изготовленные из материала с большим Z, которые испускают мягкое рентгеновское излучение.

Непрямая схема облучения позволяет преобразовывать лазерное излучение в излучение с меньшей длинной волны (мягкое рентгеновское излучение), которое обеспечивает лучшие характеристики сжатия мишени, чем исходное излучение. Кроме того, достигается большая равномерность облучения мишени. Несмотря на наличие "посредника" в этой схеме, эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновское достигает в экспериментах 40-80 %. На Рис.15 показана фотография холраума в рентгеновских лучах в момент его облучения на установке NOVA.



Рис.15. Фотография в рентгеновских лучах холраума, освещенного десятью лучами лазера NOVA. Мишень находится внутри кожуха и поэтому не видна. (Photo courtesy of LLNL Laser Programs).

Схема с холраумом является основной схемой сжатия при использовании ионных пучков, которые имеют большой пробег в веществе и следовательно не могут быть использованы для прямого облучения мишени.

**Лазеры**

Преимущество лазерного излучения заключается в относительной легкости его транспортировки к мишени и его фокусировки, возможности получать огромные плотности мощности, требуемые для эффективного сжатия мишени. В настоящее время, существуют и строятся несколько мощных лазерных установок для обжатия мишеней. Их параметры приведены в Таблице 5.

Таблица 5.
Основные параметры крупнейших лазерных установок для обжатия термоядерных мишеней.

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Название установки | Тип лазера | Энергия в импульсе (кДж) | Длина волны |
| NOVA (США) | Nd стекло | 125 / 80 / 55 | 1.05 / 0.53 / 0.35 |
| OMEGA (США) | Nd стекло | 30 | 0.35 |
| NIF (строится в США) | Nd стекло | 1800 | 0.35 |
| ИСКРА 5 (Россия) | Iodine | 30 | 1.35 |
| ДЕЛЬФИН (Россия) | Nd стекло | 10 | 1.05 |
| PHEBUS (Франция) | Nd стекло | 20 / 10 | 0.53 / 0.35 |
| GЕККО ХП (Япония) | Nd стекло | 20 / 15 / 12 | 1.05 / 0.53 / 0.35 |

Исследование взаимодействия лазерного излучения с веществом показало, что лазерное излучение хорошо поглощается испаряющимся веществом оболочки мишени вплоть до требуемых плотностей мощности 2÷4 · 1014 Вт/см2. Коэффициент поглощения может достигать 40÷80 % и растет с уменьшением длинны волны излучения [25]. Как указывалось выше, большого термоядерного выхода можно добиться, если при сжатии основная масса топлива остается холодной. Для этого нужно, чтобы сжатие было адиабатическим, т.е. нужно избегать предварительного разогрева мишени, которое может происходить за счет генерации лазерным излучением энергичных электронов, ударных волн или жесткого рентгеновского излучения. Многочисленные исследования показали, что эти нежелательные эффекты можно снизить за счет профилирования импульса излучения, оптимизации таблеток и уменьшения длины волны излучения. На Рис.16, заимствованном из работы [26], показаны границы области на плоскости *плотность мощности - длина волны* лазеров, пригодных для обжатия мишеней.



Рис.16. Область на плоскости параметров, в которой лазеры способны осуществлять обжатия термоядерных мишеней (заштрихована).

Первая лазерная установка (NIF) с параметрами лазера, достаточными для получения зажигания мишеней, будет построена в США в 2002 г. Установка позволит изучить физику обжатия мишеней, которые будут иметь термоядерный выход на уровне 1-20 МДж и, соответственно, позволит получить высокие значения Q>1.

Хотя лазеры позволяют проводить лабораторные исследования по обжатию и зажиганию мишеней, их недостатком является низкий к.п.д., который, пока, в лучшем случае, достигает 1-2%. При таких низких к.п.д., термоядерный выход мишени должен превышать 103, что является очень сложной задачей. Кроме того, лазеры на стекле имеют низкую повторяемость импульса. Для того, чтобы лазеры могли служить драйвером реактора термоядерной электростанции их стоимость должна быть снижена примерно на два порядка величины [25]. Поэтому, параллельно с развитием лазерной технологии, исследователи обратились к разработке более эффективных драйверов - ионных пучков.

**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 Рb, с энергией до 10 ГэВ. Если говорить о реакторных приложениях, то в обоих случаях нужно подвести к мишени радиусом несколько миллиметров энергию в несколько МДж за время порядка 10 нс. Необходимо не только сфокусировать пучок, но и суметь провести его в камере реактора на расстояние порядка нескольких метров от выхода ускорителя до мишени, что для пучков частиц является совсем не простой задачей.

Пучки легких ионов с энергией несколько десятков МэВ можно создавать с относительно большим к.п.д. с помощью импульсного напряжения, приложенного к диоду. Современная импульсная техника позволяет получать мощности, требуемые для обжатия мишеней, и поэтому, пучки легких ионов являются наиболее дешевым кандидатом для драйвера. Эксперименты с легкими ионами проводились в течение многих лет на установке PBFA-11 в Сандиевской национальной лаборатории в США. Установка позволяет создавать короткие (15 нс) импульсы 30 МэВ-ных ионов Li с пиковым током 3.5 МА и полной энергией около 1 МДж. Кожух из материала с большим Z с мишенью внутри помещался в центре сферически симметричного диода, позволяющего получать большое количество радиально направленных ионных пучков. Энергия ионов поглощалась в кожухе холраума и пористом наполнителе между мишенью и кожухом и преобразовывалось в мягкое рентгеновское излучение, сжимающее мишень [32].

Предполагалось получить плотность мощности свыше 5 · 1013 Вт/см2, необходимую для обжатия и поджига мишеней. Однако, достигнутые плотности мощности были, примерно, на порядок величины меньше, чем ожидалось [32]. В реакторе, использующем легкие ионы в качестве драйвера, требуются колоссальные потоки быстрых частиц с высокой плотностью частиц вблизи мишени. Фокусировка таких пучков на миллиметровые мишени представляет собой задачу огромной сложности. Кроме того, легкие ионы будут заметно тормозиться в остаточном газе в камере сгорания.

Переход к тяжелым ионам и большим энергиям частиц позволяет существенно смягчить эти проблемы и, в частности, уменьшить плотности тока частиц и, таким образом, облегчить проблему фокусировки частиц. Однако, для получения требуемых 10 ГэВ-ных частиц требуются огромные ускорители с накопителями частиц и прочей сложной ускорительной техникой. Положим, что полная энергия пучка 3 МДж, время импульса 10 нс и область, на которую должен быть сфокусирован пучок, представляет собой окружность с радиусом 3 мм. Сравнительные параметры гипотетических драйверов для обжатия мишени приведены в Таблице 6.

Таблица 6.
Сравнительные характеристики драйверов на легких и тяжелых ионах.

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Тип драйвера | Ионы | Энергия ионов | Скорость частиц | Ток ионов | Плотность частиц \*) |
| Легкие ионы | Li | 30 МэВ | 3 · 107 м/с | 10 МА | 6 · 1020 м -З |
| Тяжелые ионы | Pb | 10 ГэВ | 108 м/с | 30 кА | 1017 м -З |

\*) – в области мишени

Пучки тяжелых ионов, также, как и легкие ионы, требуют использования холраума, в котором энергия ионов преобразуется в рентгеновское излучение, равномерно облучающее саму мишень. Конструкция холраума для пучка тяжелых ионов лишь немного отличается от холраума для лазерного излучения. Отличие заключается в том, что пучки на требуют отверстий, через которое лазерные лучи проникают внутрь холраума. Поэтому, в случае пучков, используются специальные поглотители частиц, которые преобразуют их энергию в рентгеновское излучение. Один из возможных вариантов показан на Рис.14b. Оказывается, что эффективность преобразования уменьшается с ростом энергии ионов и ростом размера области, на которой происходит фокусировка пучка [25]. Поэтому, увеличение энергии частиц свыше 10 ГэВ нецелесообразно.

В настоящее время, как в Европе, так и в США принято решение сосредоточить основные усилия на развитием драйверов, основанных на пучках тяжелых ионов [33,34]. Предполагается, что эти драйверы будут разработаны к 2010-2020 гг и, в случае успеха, заменят лазеры в установках следующего за NIF поколения. Пока ускорителей, требуемых для инерционного синтеза, не существует. Основная трудность их создания связана с необходимостью увеличивать плотности потоков частиц до такого уровня, при котором пространственная плотность заряда ионов уже существенно влияет на динамику и фокусировку частиц. Для того, чтобы уменьшить эффект пространственного заряда, предполагается создавать большое количество параллельных пучков, которые будут соединяться в камере реактора и направляться на мишень [33,34]. Характерный размер линейного ускорителя - несколько километров [34].

Каким же образом предполагается провести ионные пучки на расстояние несколько метров в камере реактора и сфокусировать их на области размером несколько миллиметров? Одна из возможных схем заключается в самофокусировке пучков, которая может происходить в газе низкого давления. Пучок будет вызывать ионизацию газа и компенсирующий встречный электрический ток, протекающий по плазме. Азимутальное магнитное поле, которое создается результирующим током (разницей тока пучка и обратного тока плазмы), будет приводить к радиальному сжатию пучка и его фокусировке. Численное моделирование показывает, что, в принципе, такая схема возможна, если давление газа будет поддерживаться в нужном диапазоне 1-100 Торр [35].

И хотя пучки тяжелых ионов открывают перспективу создания эффективного драйвера для термоядерного реактора, они имеют перед собой колоссальные технические трудности, которые еще предстоит преодолеть, прежде, чем цель будет достигнута. Для термоядерных приложений нужен ускоритель, который будет создавать пучок 10 ГэВ-ных ионов с пиковым током в несколько десятков КА и со средней мощностью около 15 МВт. Объем магнитной системы такого ускорителя сравним с объемом магнитной системы ТОКАМАКа-реактора и, поэтому, можно ожидать, что их стоимости будут одного порядка.

**Камера импульсного реактора**

В отличие от магнитного термоядерного реактора, где требуется высокий вакуум и чистота плазмы, к камере импульсного реактора такие требования не предъявляются. Основные технологические трудности создания импульсных реакторов лежат в области драйверной техники, создании прецизионных мишеней и систем позволяющих подавать и контролировать положение мишени в камере. Сама камера импульсного реактора имеет относительно простую конструкцию. Большинство проектов предполагает использовать жидкую стенку создаваемую открытым теплоносителем. Например, проект реактора HYLIFE-11 [36] использует расплавленную соль Li2BeF4, жидкая завеса 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, ее высота - около 20 м.

Полный расход жидкого теплоносителя по оценкам будет составлять около 50 м3/с, что вполне достижимо. Предполагается, что кроме основного, стационарного потока, в камере будет сделана импульсная жидкая заслонка, которая будет открываться синхронизировано с подачей мишени с частотой около 5 Гц для пропускания пучка тяжелых ионов.

Требуемая точность подачи мишени составляет доли миллиметров. Очевидно, что пассивная подача мишени на расстояние в несколько метров с такой точностью в камере, в которой будет происходить турбулентные потоки газа, вызванные взрывами предшествующих мишеней, представляет собой практически невыполнимую задачу. Поэтому, в реакторе потребуется система управления, позволяющая отслеживать положение мишени и производить динамическую фокусировку пучка. В принципе, такая задача выполнима, но может существенно усложнить управление реактором.

**5. Требования к материалам и радиационная безопасность термоядерных реакторов.**

**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 потоков, для сверхпроводящих магнитов, систем нагрева плазмы, драйверов для инерционного синтеза и пр.

Хотя DT-реакции наиболее легко осуществимы, с плазмофизической стороны они предъявляют наиболее сложные и специфические требования к материалам первой стенки и бланкета.

1) Материалы первой стенки и бланкета должны работать в течение нескольких десятков лет в условиях высокой температуры и нейтронного облучения с полным флюенсом 14.1 МэВ-ных нейтронов до 15 МВт лет/м2.

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 уровня "hands on lavel" в течении нескольких десятков лет.

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

Исследования показали, что 14.1 МэВ-ные нейтроны не приводят к дополнительным специфическим механизмам повреждения материалов по сравнению с хорошо изученным спектром нейтронов со средней энергией 4 МэВ, характерным для ядерного реактора деления [37]. Нейтронное излучение вызывает смещение атомов в кристаллической решетке и ядерные реакции трансмутации, которые изменяют состав материалов. В последнем типе повреждений основную роль играют реакции (n α), которые приводят к появлению микропузырьков гелия и, как следствие, вызывают радиационное распухание материала, его охрупчивание и потерю прочности. В условиях, в которых находится первая стенка термоядерного реактора, гелий образуется в больших количествах во всех материалах. Основная задача исследований в этом направлении подбор и испытание материалов и их соединений, имеющих максимальное сопротивление к нейтронным повреждениям и совместимых с теплоносителями и требованиями по радиационной безопасности.

В настоящее время, разработаны 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. Как ванадиевые сплавы так и карбид кремния активно исследуются [38], но полномасштабные испытания опытных модулей тритий-воспроизводящего бланкета из этих материалов будет выполнены после ввода в строй первого ТОКАМАКа-реактора ИТЭР.

**Радиационная безопасность термоядерных реакторов**

За прошедшие годы термоядерных исследований были выполнены довольно детальные исследования безопасности термоядерных реакторов и их потенциального воздействия на окружающую среду [39]. Серьезная и комплексная проработка безопасности реактора на основе ТОКАМАКа была сделана на инженерном этапе проектирования первого экспериментального реактора ИТЭР [40]. 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 типа DT-реактора.

В отличие от реактора деления, подержание положительного баланса энергии в термоядерном реакторе требует постоянного и деликатного управления плазмой и точно синхронизированной работы всех основных систем реактора. Например, в реакторе ТОКАМАКе отказ почти любой из его систем приводит либо к потере устойчивости плазмы, либо загрязнению ее примесями с последующим ее охлаждением, либо к потере равновесия плазмы и ее срыву. 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 радиоактивны. Радиоактивными являются промежуточные продукты реакций. В реакторе, использующем DT-реакции, существуют два принципиальных источника радиоактивности. Во-первых, это тритий, который участвует в топливном цикле реактора. Тритий превращается в Не3 с испусканием β-излучения с периодом полураспада 12.3 лет. 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 трития. Энергия электронов, испускаемых тритием, довольно мала, и поверхность кожи хорошо защищает организм от β-излучения , однако тритий может попасть в организм человека проникнув через кожу, в результате вдыхания или с водой (отметим что обмен веществ вынесет его через десять-двадцать дней и поэтому тело будет получать дозу в течении ограниченного времени).

Неприятной особенностью трития является его мобильность. Он быстро распространяется в атмосфере с потоками воздуха или, попав в воду, с потоками воды. По этой причине, для удержания трития принимаются специальные меры. Чтобы не допустить выброса трития в атмосферу здания реактора и других цехов, содержащий тритий, проектируются таким образом, что они не допускают утечки трития даже в случае его потерь из реактора и топливных циклов. 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 счет выбора подходящих материалов и устранения из них примесей, которые могут давать долгоживущие радиоактивные изотопы. Рис.17 показывает, как активируются некоторые материалы в процессе работы реактора и как спадает их активность после прекращения его работы.

Радиоактивность, Ci/W(th)



Рис.17. Уровень радиоактивности в зависимости от времени после остановки реактора. Различные кривые соответствуют разным материалам, используемым в горячей зоне термоядерного реактора. Верхняя кривая соответствует реактору деления на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем.

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 материалы относятся к разряду перспективных кандидатов и еще окончательно не ясно, можно ли их использовать в термоядерном реакторе.

Хотя активированная первая стенка не принадлежит к числу мобильных радиоактивных источников, часть активированных материалов существуют в камере реакторе в виде пыли или в теплоносителе в виде продуктов коррозии и поэтому в принципе могут быть выброшены при аварии реактора.

Подробный анализ возможных выбросов трития и радиоактивных материалов первой стенки в процессе работы термоядерного реактора был выполнен для проекта экспериментального реактора ИТЭР [40]. Ожидается, что работа установки при незначительных поломках оборудования будет сопровождаться суммарной утечкой трития на уровне 1 Г трития и 0.5 Г продуктов активации первой стенки в год. Максимально возможный выброс зависит от масштаба аварии. Например, для аварии которая имеет вероятность 10-2÷ 10- 4 в год (т.е. вряд ли произойдет за все время работы установки) выбросы трития оценивается как 50 Г за одно такое событие. Такая же авария приведет к выбросу 25 Г активированных материалов стенки. Даже в этом случае наведенная радиоактивность будет существенно ниже 50 mSv - уровня, требующего эвакуации населения.

Таким образом, термоядерный реактор должен иметь надежный барьер для удержания хотя и относительно небольшой, но присущей ему радиоактивности. Сравнение безопасности термоядерного реактора с безопасностью реактора деления той же мощности показывает [40], что в случае термоядерного реактора, этот барьер должен гарантировать снижение уровня радиоактивности за барьером только на один порядок величины. В случае реактора деления той же мощности барьеры должны гарантировать снижение на шесть-семь порядков. Или иными словами, термоядерная электростанция с тепловой мощностью 1 ГВт с точки зрения радиационной опасности эквивалентна реактору деления мощностью 1 КВт (мощность типичного университетского исследовательского реактора).

Рассмотрим теперь проблему переработки и хранения радиоактивных отходов. Из Рис.17 видно, что даже в случае, когда в качестве конструкционного материала бланкета и первой стенки используется сталь, наведенная активность термоядерного реактора гораздо ниже, чем реактора деления. Однако принципиальное различие будет в случае, если в качестве материала первой стенки будут использованы низкоактивируемые материалы такие, как карбид кремния или ванадиевые сплавы. Как видно из Рис.17, за тридцать лет их активность спадает до вполне безопасного уровня. Реактор, выработавший свой ресурс, может быть законсервирован на 30 лет, а затем реактор может быть демонтирован и материалы первой стенки могут вновь использоваться. Принципиальная трудность на этом пути - это необходимость высокой чистоты материалов по отношению к некоторым высокоактивируемым примесям. Нужны специальные технологии, которые позволят избежать загрязнения материалов этими примесями и в то же время будут экономически приемлемыми.

Тритий и нейтроны - это специфика DT-реакции. Реактор, основанный на реакции DHe3, будет иметь лишь примеси трития в топливе, а нейтронные потоки будут на порядок ниже, чем в случае DT-реакции. Реакция протона с бором совсем чистая и не производит ни нейтронов, ни трития. Поэтому эти реакции очень привлекательны с точки зрения безопасности термоядерного реактора и его воздействия на окружающую среду. К сожалению, как уже отмечалось выше, условия положительного выхода для этих реакций приводит к гораздо более жестким условиям как на температуру смеси, так и на величину nE. Реакторы, использующие эти перспективные топлива, хотя и осуществимы, но это дело более далекого будущего.

**6. Заключение**

Таким образом, термоядерная энергетика - это потенциальный кандидат для базовой энергетики будущего. Термояд имеет практически неограниченные запасы топлива и других материалов, используемых при производстве энергии. Существует принципиальная возможность создания низкоактивируемых конструкционных материалов, которые будут "остывать" за время нескольких десятков лет и затем смогут быть переработаны и использованы вновь. Безопасность термоядерного реактора на много порядков превосходит безопасность ядерных электростанций деления.

Основным недостатком термоядерных реакторов является технологическая сложность осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции. Системы с магнитным удержанием требуют огромных сверхпроводящих магнитных катушек, глубокого вакуума и чистоты стенок реактора, умения утилизировать высокие тепловые и нейтронные потоки, дистанционного обслуживания реактора. Импульсные системы требуют развития эффективных драйверов, способных сконцентрировать мощности свыше 1014 Вт/см2 и равномерно облучать миллиметровые мишени, изготовленные с большой точностью.

Приведенный выше обзор термоядерных исследований показывает, что почти во всех направлениях происходит непрерывный и уверенный прогресс. ТОКАМАКи достигли термоядерного выхода Q ~ 1 и показали принципиальную возможность стать прототипом магнитного термоядерного реактора. Не вызывает сомнений, что установка следующего поколения достигнет условий зажигания и будет производить термоядерную мощность на уровне 1 ГВт. Проект международного реактора-ТОКАМАКа ИТЭР показал, что такая машина может быть построена при современном уровне развития технологии и будет способна провести физические и ядерно-технологические испытания, необходимые для создания первой опытной термоядерной электростанции. Ожидается, что ИТЭР начнет работу в 2010-2011 г и закончит свою программу к 2030-2031 г. К этому времени может быть построена и первая опытная термоядерная электростанция на основе ТОКАМАКа.

Огромный прогресс был достигнут и в области импульсной термоядерной техники. Были разработаны мишени, способные обеспечивать высокий термоядерный выход, определены минимальные масштабы драйверов и сформулированы необходимые технические требования. В настоящее время в США активно строится первая лазерная установка NIF, которая будет способна получить положительный термоядерный выход в лабораторных условиях. Ожидается, что полученные экспериментальные результаты позволят разработать эффективные мишени с большим термоядерным выходом. Параллельно будет проводиться работа по созданию эффективных драйверов для обжатия мишеней. Несомненно, что разработка инерционного термоядерного реактора потребует не одну промежуточную установку. Предполагается, что следующая после NIF машина будет способна осуществлять многократные обжатия мишеней с нужной частотой повторяемости. На этом этапе будут проверены и прототипы камер для реактора, способные снимать тепловые и механические нагрузки. Основная задача этого направления управляемого термоядерного синтеза разработка эффективных драйверов. Если ТОКАМАК уже готов к тому, чтобы сделать следующий шаг к установке, в которой будут проинтегрированы уже все необходимые узлы термоядерного реактора, инерционный синтез, пока, находится на стадии физических исследований и, вероятнее всего, будет готов к строительству первой опытной электростанции лет на 20 позже, чем реактор, основанный на магнитном удержании, т.е. к 2050 г.

Именно к этому времени возникнет необходимость замены нынешнего энергетического носителя - органических топлив. К середине следующего века ожидается появление серьезных покупателей ядерной и в том числе термоядерной энергетики. Пока же термоядерная программа развивается за счет государственного финансирования, которое составляет в сумме по всем странам около 1.2-1.3 млрд. долларов в год. Существует ложная точка зрения, повторяющаяся время от времени в средствах массовой информации, что термоядерные исследования это чрезвычайно дорогая программа. То, что это не так, можно видеть, пронормировав полную сумму на душу налогоплательщика стран, активно участвующих в термоядерных исследованиях - США, Японии, Европы и России. Окажется, что средний налогоплательщик этих стран платит 2-3 доллара в год на развитие термоядерной энергетики, что составляет всего 0.1% его расходов на электроэнергию и другие энергоносители. И хотя предварительные оценки показывают, что цена электроэнергии, производимой термоядерным реактором, будет в 1.5-2 раза выше, чем нынешняя цена электроэнергии производимой современными электростанциями, сжигающими органическое топливо, можно согласиться с автором работы [41], что такое сравнение неправомерно для систем, которые будут конкурировать, лишь, через несколько десятков лет. Непрерывный прогресс в области термоядерного синтеза, который происходил в течение последних 30 лет, приводил к постепенному, но уверенному продвижению в параметрах плазмы в термоядерных устройствах. В то же время можно ожидать, что в долговременной перспективе традиционные методы производства энергии будут испытывать все более ужесточающиеся экономические последствия загрязнения окружающей среды [42].

Очень важно сохранять устойчивость и широту исследований в области освоения ядерных реакций синтеза и создавать условия, позволяющие непрерывный технологический прогресс в этом направлении. Это является совершенно необходимым условием готовности термоядерной энергетики к середине следующего века.

В заключение, авторы выражают благодарность В.С. Муховатову за ценные замечания, помощь в работе и предоставленные материалы.

**Литература**

1. *L.A. Artsimovich* // Controlled Thermonuclear Reactions, Gordon and Breach Science Publishers, NY, 1964.
2. *E. Teller* // Fusion, Academic Press, NY, 1981.
3. *K. Niu* // Nuclear Fusion, Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
4. *T.K. Fowler* // The Fusion Quest, The John Hopkins Univ. Press, 1997.
5. *W.M. Nevins* // Journal of Fusion Energy, 17(1998)25.
6. *Rostoker* // Science, (1998).
7. *J.D. Lawson* // Proc. Phys. Soc. B70(1957)6.
8. *R.D. Evans* // The Atomic Nucleaus, NY, Toronto, London, McGraw Hill Book Company, 1955.
9. *Shatalov G.E.* // Nucl. Fusion 30 (1990) 1905.
10. *K. Tomabechi* // Fusion Engineering and Design, 24(1994)343.
11. *J. Sheffild* // Review of Modern Phys. 66(1994)1015.
12. *D.A. Gates, et.al.* // Phys. Plasmas, 5(1998)1775.
13. *C. Beidler, et.al.* // Fusion Technology, 17(1990)148.
14. *A.H. Boozer* // Phys. Plasmas 5(1998)1650.
15. *A. Lioshi* // Fusion Energy, 1996, IAEA Vienna, v.l, p.113.
16. *A. Lioshi et.al.* // Fusion Technology, 17(1990)169.
17. *U. Stroth. et.al.* // Nucl. Fusion, 36(1996)1063.
18. *F. Wagner, U. Stroth* // Plasma Phys. Control. Fusion, 35(1993)1321.
19. *H.A.B. Bodin* // Nucl. Fusion 30 (1990) 1717.
20. *B.L. Wright* // Nucl. Fusion 30 (1990) 1739.
21. *Р.Х. Куртмулаев и др.* // Итоги науки и техники, серия Физика Плазмы, т.7, 1985, стр.80.
22. *Y.V. Gott, M.S. Ioffe, V.G. Telkovski* // Nucl. Fusion Suppl., 1962, part 3 , p.1042.
23. *Г.И. Димов, В.В. Закайдаков, М.Е. Кишиневский* // Физика Плазмы, 2(1976)597.
24. *T.K. Fowler, B.G. Logan* // Comments Plasma Phys. and Contr. Fusion Res.2 (1977)167.
25. *J. LindI* // Phys. Plasmas 2(1995)3933.
26. *S. Nakai* // Nucl. Fusion 30 (1990) 1779.
27. *M. Tabak* // Phys. Plasmas, 1(1994)1626.
28. *A. Caruso, V.A. Pais* // Nucl. Fusion, 36(1996)745.
29. *S. Atzeni, et.al.* // Fusion energy 1996, IAEA, Vienna, v.3, p.115,1996.
30. *K. Mima et.al.* // Fusion energy 1996, IAEA, Vienna, v.3, p.l3,1996.
31. *S. Bodner, et.al.* // Physics of Plasmas, 5(1998)1901.
32. *J.P. Quitenz, M.K. Matzen, T.A. Mehjhorn* // Fusion energy 1996, IAEA, Vienna, v.3, p.95,1996.
33. *R.O. Bangerter, et.al.* // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna, 1994, v.2, p.701.
34. *I. Hoffman, et.al.* // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna, 1994, v.2, p.709.
35. *C.L. OIson, et.al.* // Fusion energy 1996, IAEA, Vienna, v.3, p.l95,1996.
36. *P.A. House* // Fusion Technology, 26(1994)1178.
37. *Bloom E.E.* // Nucl. Fusion 30 (1990) 1879.
38. *D.L. Smith, et.al.* // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna, 1994, v.2, p.715.
39. *Conn R.W. et.al.* // Nucl. Fusion 30 (1990) 1919.
40. Technical Basis for the ITER Detail Design Report, Cost Review and Safety Analysis, IAEA, Vienna, 1997.
41. *D.D. Ryutov* // Plasma Physics and Controlled Fusion, 34(1992)1805.
42. Kyoto Protocol to the UN Framework Convention on Climate Change, Kyoto, 1-10 December (United Nations, FCCC / CP / L.7 / Add.l, 1997).