

Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
им. М.В. Келдыша
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

В.А. Чуянов

РАЗЛИЧНЫЕ ПОДХОДЫ К ЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ

Москва, 2001г.

В.А. Чуюнов. *Различные подходы к ядерному синтезу*

В работе рассмотрены перспективы различных подходов к ядерному синтезу с точки зрения его практического использования как нового источника энергии.

V.A. Chuyanov THE DIFFERENT APPROACHES TO NUCLEAR FUSION

This work provides the description for the prospects of different approaches to nuclear fusion from the point of view of its practical usage as a new source of energy.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Мировые потребности в энергии.....	4
2. Деление и синтез.....	6
3. Ядерная химия.....	9
4. Бланкет термоядерного реактора.....	14
5. Мишени для инерциального синтеза.....	18
Заключение.....	21
<i>Приложение 1</i>	22
<i>Приложение 2</i>	22
Литература.....	23

1. Мировые потребности в энергии.

По данным экспертов МИРЭК-Х (Десятой Мировой энергетической конференции) уровень потребления энергии на душу населения и численность населения в мире и в отдельных странах в конечном счете придут к стационарному состоянию [1]. По прогнозам ООН семидесятых годов численность населения в мире стабилизируется к 2100г. на уровне 12 млрд. человек. Рост удельного потребления энергии в мире (в год на душу населения) описывается зависимостью

$$W_p(t) = W_{st} [1 + \exp(r - ct)]^{-1}$$

(t – время)

$$W_{st} = W_{st_1} + W_{st_2}$$

$W_{st_1} = 10$ - квт·год – уровень США в 1975г.

$W_{st_2} = 10$ квт·год – обеспечение дополнительных потребностей в энергии в будущем (опреснение воды, производство водорода, пищи и т.п.).

Однако энергосбережение, повышение КПД всех установок, может дать $W_{st_2} = 0$.

Был сделан такой прогноз:

Уровень потребления энергии	в 1975г.	0,25Q,
	в 2000г.	от 0,5Q до 0,8Q,
	в 2100г.	от 3,6Q до 7,3Q.

Единица измерения

$1Q = 3,35 \times 10^{-10}$ квт/год – выделяется при сжигании $36 \cdot 10^9$ т. условного топлива и этой энергии достаточно для нагрева воды Аральского моря до кипения.

Суммарные запасы органического топлива порядка 22,7Q (разведанные месторождения) и 296,5Q – геологические запасы. Более 80% это запасы угля. К 2100 году будут исчерпаны все запасы. Однако уже к 2020 году органическое топливо покрывает лишь половину всех потребностей, так как использование угля ограничено выбросами канцерогенного бензопирена, образующегося при современных способах сжигания. Мировой потенциал гидроресурсов незначителен и соответствует производству энергии 0,065Q в год. Также малы энергия ветра, морских приливов, морских волн.

Большие возможности у энергетики, использующей тепло морей и океанов (2Q) и тепло Земли (1Q). Недостатки такой энергетики – сильное влияние на климат Земли и большие отчуждаемые площади. Кроме того, из недр Земли начнут выходить газообразные соединения ртути, сероводорода, аммиака, радиоактивные элементы и т.п. Поэтому фактически можно будет использовать меньше процента потенциала тепла Земли и ее морей и океанов.

Таким образом, от возобновляемых источников энергии практически вместо энергии $3Q$ получим $0,1Q$ за год. Здесь мы не касались солнечной энергии, потенциал которой очень велик ($2000Q$ в год). Однако при низкой плотности потока солнечного света – не более 250 Вт/м^2 – нужна площадь 130000 км^2 , чтобы собрать за год энергию $1Q$, а для коллекторов такой площади пришлось бы затратить все мировые запасы алюминия, а также при производстве коллекторов создать очаги загрязнения окружающей среды. Если будут найдены новые принципы использования солнечного света, то это поставит солнечную энергетику на первое место.

Итак, если верен прогноз семидесятых годов, то к 2020 году 30 – 40% потребностей в энергии должна будет покрыть ядерная энергетика на основе деления урана и синтеза легких ядер.

Разведанные запасы урана (0,1% урана в руде и более) при «сжигании» в тепловых реакторах могут дать энергии $3,7Q$. Дальнейшая геологическая разведка может увеличить запасы до $20Q$, т.е. их хватит лет на сорок. Более эффективно (в 20 – 25 раз) можно использовать уран в реакторах на быстрых нейтронах. В термоядерной энергетике на основе DT реакции ограничивающим фактором являются запасы лития, из которого получается тритий. Его запасы позволяют развивать в два раза более мощную энергетику, чем запасы урана. При освоении дешевого способа получения сырья из морской воды запасы урана, лития, дейтерия становятся практически неограниченными. Однако к этим прогнозам надо относиться весьма критически. Средние мировые цифры – это то же самое, что и средняя температура больных по больнице. Динамика развития промышленно развитых стран и развивающихся совершенно различна. Количество энергии, расходуемой на производство единицы валового национального продукта в промышленно развитых странах с 1973 по 1985г. снизилось на 20%. В США валовой национальный продукт за это время вырос на 40%, а энергопотребление осталось на прежнем уровне за счет развития энергосберегающих технологий. С 1980 по 1985г. численность населения в развивающихся странах увеличилась на 11%, а энергопотребление – на 22%; в странах с развитой экономикой увеличение составило соответственно 3% и 5%. Энергопотребление в развивающихся странах остается пока в несколько раз ниже, чем в промышленно развитых странах.

Что происходит с климатом Земли? Последние 60 млн. лет – охлаждение. 50 млн. лет назад установился режим с большими колебаниями температуры с наибольшим периодом около 120 тысяч лет и высокочастотными колебаниями с периодом 1–2 тысячи лет и относительно большой амплитудой ($5 - 10^{\circ}\text{C}$). Антропогенное загрязнение продуктами сгорания органического топлива приводит к потеплению за счет парникового эффекта, которое уже сравнимо по величине с быстрыми колебаниями климата, обусловленными природными флуктуациями солнечного излучения.

В Европе и Северной Америке сжигание угля и нефти вызывает кислотные дожди, которые уничтожают леса и урожай, разрушают сооружения. В атмосферу ежегодно выбрасывается более 5 млрд. тонн углерода. Результатом накопления углекислого газа и других газообразных продуктов сгорания, если не учитывать другие конкурирующие процессы, могло бы быть повышение к 2050 году температуры на поверхности Земли на несколько градусов вследствие парникового эффекта.

Только энергия ядерного деления и термоядерного синтеза способна заменить энергию ископаемого горючего в масштабах глобального производства энергии без угрозы изменения климата Земли.

2. Деление и синтез.

Против использования энергии ядерного деления можно выдвинуть два возражения: возможное распространение ядерной технологии и материалов, которые можно использовать для производства оружия, и накопление опасных радиоактивных отходов, которые пока не нашли своего потребителя, однако представляют растущую угрозу здоровью населения. Использование энергии ядерного синтеза должно еще пройти фазу решающих экспериментов, чтобы можно было разработать проект конкурентоспособной электростанции как для удержания плазмы магнитным полем, так и для инерциального синтеза.

Последний вариант осуществлен в больших масштабах в ядерном оружии. Переход к микровзрывам и обжатию мишени светом лазера еще требует разработки сверхмощных высокоэнергетических установок, не говоря уже о решении проблем, связанных с работающей длительное время конкурентоспособной электростанцией. Удержание плазмы магнитным полем (установка типа токамак) исследуется уже полвека и связано с новыми трудностями, порождаемыми неустойчивостью плазмы в магнитном поле. Эти исследования привели к созданию новой науки – физики плазмы. Отсутствие теории и методов расчета для всех явлений в токамаке – реакторе приводит к необходимости строить большие установки стоимостью в миллиарды долларов (ITER – 10 млрд.\$) только для того, чтобы понять, что необходимо перейти к еще более грандиозным проектам. В термояд уже вложено 30 млрд. \$ за всю полувековую историю. Однако даже экспериментальная отработка ядерного оружия или ракетной техники не требовали таких огромных расходов (полет на Луну – 25 млрд.\$). Вряд ли меньшие препятствия стоят и на пути инерциального синтеза, но здесь параллельно решается другая важная задача – создание мощных и высокоэнергетических лазеров, которые можно использовать и для других целей. Например, можно производить алмазы, получать вещество в сверхсжатом состоянии с новыми необычными свойствами (металлический водород и т.д.), исследовать процессы в условиях, близких к тем, которые возникают в ядрах звезд, не говоря уже о возможных военных приложениях.

Инерциальный синтез прошел более короткий путь развития (по сравнению с магнитным удержанием) и не дорос еще до стадии таких международных проектов, как проект международного экспериментального токамака – реактора ITER. Военные применения и связанная с этим секретность помешают международной кооперации в инерциальном синтезе, но, может быть, помогут ускорить получение больших Q - коэффициентов усиления энергии, которые должны скомпенсировать небольшой КПД лазеров и привести к общему $KPD > 1$, когда будет выделяться больше энергии, чем затрачивается на питание лазера и организацию микровзрыва. В отличие от лазерного синтеза такой критический эксперимент уже прошел два года назад на европейском токамаке JET (получено 16 Мвт в DT-реакции, если учитывать энергию α -частиц и нейтронов, причем на протяжении времени удержания около 1 сек.). Для инерциального удержания планируется критический эксперимент по зажиганию (года через 2-3) на мегаджоульных лазерах NIF, Ливермор, США и LMJ, Бордо, Франция с $Q=10-20$ (плановые затраты США – 4,5 млрд.\$ - уже выросли до 12 млрд.\$). $Q \geq 10$ планируется в токамаке ITER для получения зажигания на α -частицах.

NIF (National Ignition Facility) – лазерная система имитации ядерных испытаний с целью исследований для обеспечения надежности ядерных вооружений в течение неограниченно долгого времени без проведения подземных ядерных испытаний. Ряд экспертов считает, что на NIF будут проводиться работы по созданию принципиально новых видов оружия и оценке новых физических принципов для проектирования ядерного оружия и «чистого» термоядерного заряда (В.Н. Михайлов). Следует отметить большие возможности математического моделирования в инерциальном ядерном синтезе по сравнению с магнитным удержанием. Так, в пятилетний план США по ядерным вооружениям включено создание суперкомпьютерного центра с производительностью до тысячи миллиардов операций в секунду для комплексного моделирования и расчетов импульсных ядерных и термоядерных процессов в динамике работы ядерного оружия (стоимостью в 10 млрд. \$).

В настоящее время ситуация с термоядерным синтезом напоминает положение ядерной энергетики в пятидесятые годы двадцатого века, когда начала работать в Обнинске первая атомная электростанция, мощность которой была равна термоядерной мощности, полученной в импульсном режиме токамака JET на DT горючем. А.П. Александров вспоминал: «когда только начала работать первая в мире советская атомная станция мощностью всего 5 тыс. квт, многие считали, что атомная энергия – это в общем скорее забава ученых и инженеров и вряд ли найдет когда-либо широкое применение, вряд ли будет конкурировать с энергетикой на обычном топливе – нефти, газе и угле». Через 20 лет в 16 странах действовали более ста атомных электростанций общей мощностью около 60 млн. квт.

В настоящее время развитие атомной энергетики затормозилось после Чернобыльской катастрофы. Проблема истощения традиционных источников энергии за последние двадцать лет несколько отодвинулась во времени. При дешевой нефти и дешевом газе нет коммерческой потребности в термоядерном реакторе. Как сказал 30 лет назад Л.А. Арцимович, термоядерный реактор будет построен, когда он будет нужен! Причем первый реактор, скорее всего, будет сделан на основе токамака. В мире насчитывается уже до 300 токамаков, хотя работают не более 20.

Проект ITER разрабатывался с 1988 года. Детальные инженерные разработки привели к таким результатам: при проектной мощности в 1,5 гигаватта стоимость первой станции 7,5 млрд. \$ с перспективой удешевления на 40%. Атомная электростанция деления такой мощности (два реактора ВВЭР) стоит 2 млрд.\$. Цена «термоядерной» энергии планируется в 7 центов за квт/час. Для сравнения цена электроэнергии в Калифорнии (США) – 12 центов, в Японии – 36 центов.

Конечно, цены и стоимости сильно зависят от конкретных условий производства, рынка и т.п. в различных странах, от колебаний цен на нефть и газ. В 1989г. в Калифорнии солнечная термоустановка производила электроэнергию себестоимостью 8 центов за киловатт-час при себестоимости электроэнергии на тепловых электростанциях в 3 цента за квт-час, а батареи солнечных фотоэлементов вырабатывали электричество в 30 цент/квт-час.

Насколько проблематичны оценки стоимости электроэнергии показывают данные работы [1] (стр. 174):

Таблица 1. Стоимость производства электроэнергии в 1983г. во Франции.

Тип электростанций	Стоимость	
	сантим/квт.час	отн. ед.
Атомные	18*	1
На твердом топливе	28	1,6
На жидком топливе	65	3,6

* Стоимость электроэнергии, произведенной на АЭС СССР, составляла в 1979г. менее 0,8 коп./квт.час, причем расходы на топливо составляли 20% (65% - капитальные затраты, 15% - эксплуатационные затраты). Изменение цен на уран (в настоящее время рыночная цена низкообогащенного урана – 80\$/кг) незначительно изменяет стоимость электроэнергии на АЭС, в то время как на обычных тепловых станциях она прямо зависит от цен на нефть и уголь.

3. Ядерная химия.

Какие ядерные реакции синтеза могут быть использованы при современном уровне развития техники инерциального ядерного синтеза и магнитного удержания плазмы? Что можно ожидать в будущем при увеличении КПД токамаков и инерциального удержания плазмы с получением больших сжатий и плотностей в лазерном тяжелоионном синтезе? Основная реакция $D+T=n+\alpha$ имеет наибольшее сечение ($\sigma_{\max}=5$ барн в резонансе при энергии дейтронов $E_{\max}=108$ КэВ), по сравнению с реакциями $D+D=n+He^3$ ($\sigma_{\max}=0,105$ барн; $E_{\max}=1,9$ МэВ), $D+D=p+T$ ($\sigma_{\max}=0,09$ барн; $E_{\max}=2,0$ МэВ), а также с реакцией $He^3+D=p+\alpha$ ($\sigma_{\max}=0,7$ барн; $(E_D)_{\max}=0,4$ МэВ). В последней реакции выделяется 18,4 МэВ, тогда как в $T(d,n)\alpha$ сумма энергий $n+\alpha$ равна 17,6 МэВ, причем отношение энергий в системе центра масс $E_n : E_\alpha = m_n^{-1} : m_\alpha^{-1} = 4:1$, т.е. $E_n \approx 14,1$ МэВ; $E_\alpha \approx 3,5$ МэВ. Если в реакциях $T(d,n)\alpha$ и $He^3(d,p)\alpha$ резонансы довольно узкие, то в реакциях $D(d,n)He^3$ и $D(d,p)T$ имеем очень широкие резонансы со сравнительно, большими значениями сечений в области от 1 до 10 МэВ и линейным ростом от 0,1 МэВ до 1 МэВ.

В чистом дейтерии в процессе реакций появляются ядра He^3 и T , что может приводить к вторичным реакциям $T(d,n)\alpha$ $He^3(d,p)\alpha$, правда идущим с разными скоростями. При этом может накапливаться He^3 , который в принципе можно сепарировать и использовать в отдельном реакторе.

Что может происходить с увеличением плотностей или температур в термоядерных реакторах будущего? Один из возможных процессов – это цепные реакции синтеза на ядрах отдачи [2]. Легче всего продемонстрировать эту идею на примере реакции DT , в которой образуется быстрый (14МэВ) нейтрон. Когда такой нейтрон сталкивается с ядрами D или T , то возникают ядра отдачи. Если энергия нейтрона уменьшается от 14 до 0,2 МэВ, то возникают ядра отдачи с энергией порядка 7-0,2 МэВ в количестве порядка

$$\nu = \frac{1}{\xi} \ln \frac{14}{0,2}, \text{ где } \xi - \text{средняя логарифмическая потеря энергии при}$$

столкновении нейтрона с ядром; $\xi=0,63$ для 50% смеси DT и $\nu \approx 6,7$.

Чтобы получить коэффициент размножения частиц в бесконечной среде DT (без учета утечки через границы и без учета ядер отдачи от D или T при мегаэлектронвольтовых энергиях), нужно учесть вероятность поглощения D при встрече с T (или T при встрече с D) во время замедления иона в плазме

$$P \approx 1 - \exp \left\{ - \int_0^\infty \frac{\sum_a(u) du}{\xi \sum_s(u)} \right\} \approx \int_0^\infty \frac{\sum_a(u) du}{\xi \sum_s(u)},$$

где \sum_a - сечение реакции;

$\xi \sum_s$ - сечение передачи энергии:

$u = \ln\left(\frac{14}{E}\right)$ - летаргия:

E – энергия нейтрона в Мэв.

Тогда коэффициент размножения $K = \nu P$.

В обычных условиях значение P очень мало вследствие замедления быстрых ионов (D или T) на электронах плазмы. Но при большой температуре электронов или большой энергии ферми-вырожденного газа (большой плотности плазмы) $\xi \sum_s$ уменьшается до значений

$$\xi \sum_s \text{ (ионное)} + \xi \sum_s \text{ (ядерное)},$$

$$\text{поскольку } \xi \sum_s \text{ (электронное)} \sim T_e^{-3/2}.$$

Вычислим асимптотический коэффициент размножения при $T_e \rightarrow \infty$. Имеет место оценка:

$$K_{as} > \nu \int_{u_{res}-\Delta u}^{u_{res}} \frac{\sigma_a^{DT}}{\xi \sigma_s} du,$$

где $\sigma_a^{DT} > \frac{5}{(E/E_{res})^2}$ барн при $0,1 \text{ Мэв} < E < 0,3 \text{ Мэв}$;

$E_{res} = 0,1 \text{ Мэв}$; σ_a^{DT} - микроскопическое сечение реакции;

$\xi \sigma_s \approx \frac{6L}{(E/E_{res})^2}$ барн, где $L \approx 5$ – кулоновский логарифм для ионов; $\xi \sigma_s$ -

микроскопическое сечение передачи энергии; $\Delta u \approx \ln 3$ - интервал, на котором верны формулы для σ_a^{DT} и $\xi \sigma_s$.

Следовательно, при больших T_e (или при больших плотностях и больших энергиях Ферми E_F) можно получить коэффициент размножения частиц (D или T) в цепном процессе больше единицы:

$$K_{as} > \nu \frac{5 \cdot \Delta u}{6 \cdot L} \text{ или } K_{as} > \ln 3.$$

Если температуры или плотности недостаточно велики и среда не может считаться бесконечной (токамак с плазмой малой плотности, лазерная мишень не очень большой плотности и размеров), то коэффициент размножения частиц в цепном процессе будет меньше единицы и цепные

реакции будут давать лишь небольшой «припек» к источнику S – частицам, возникающим от столкновения ядер D и T при тепловых скоростях (на «хвосте» максвелловского распределения):

$$n = \frac{S}{1 - K}.$$

По оценкам, полученным в [2], в смеси DT для развития цепного процесса на ядрах отдачи критическая энергия $T_e \cong E_F \cong 20$ кэВ (т.е. в этом случае $K \approx 1$).

Цепной процесс будет иметь место, если есть достаточно времени для развития длинной цепи событий, если плотность достаточна для того, чтобы нейтрон совершил в мишени несколько (порядка ν) соударений, а электроны были подогреты до энергий порядка 20 кэВ (прогрев быстрыми электронами сердцевины мишени в лазерном термоядерном синтезе). Таким образом, вредный для сжатия мишени процесс образования «хвостов» быстрых электронов является полезным эффектом в «холодном» синтезе с учетом цепных реакций, которые идут при больших плотностях или при «горячих» электронах. Температуры порядка 20 кэВ характерны для стадии термоядерного горения мишени. Даже малая доля трития в DD – плазме приводит к значительному усилению горения DD – компоненты за счет ядер отдачи от DT – нейтронов [3], [4]. При концентрации трития около 3-4%, постоянно присутствующего в результате наработки в DD – реакции, скорость DD – реакции в бесконечной среде в 2 – 3 раза превышает максвелловскую, а для 50% трития усиление DD – реакции достигает 20 раз. Для лазерных мишеней реакторного масштаба с $\rho R \sim 4$ г/см² эффект уменьшается в 3 – 5 раз.

Наличие ядер отдачи приводит к более медленному, чем максвелловское, спаданию функций распределения ионов (а именно – по степенному закону). Это приводит к увеличению скорости реакции по сравнению с обычным термоядерным горением [5], если температура ионов не слишком велика. В [4] показано, что при $T_{\text{ионов}} > 20$ кэВ учет ядер отдачи приводит к уменьшению скорости DT – реакции (влияние резонанса DT -реакции при 100 кэВ).

Протоны, дейтроны, тритоны, He^3 , α – частицы высоких энергий могут катализировать ядерное горение Li^6 или другого ядерного топлива по аналогии с химическими цепными реакциями, но с другой характерной энергией [2]. Активные центры цепи (катализаторы) могут вызывать после восстановления дальнейшие реакции и поддерживать температуру плазмы.

Рассмотрим в магнитной ловушке с сильным полем, удерживающем все заряженные частицы, плазму с температурой порядка 1 МэВ из электронов, ободранных ионов Li^6 и протонов с энергией в несколько мегаэлектронвольт. Пройдет реакция



Затем вторичная реакция

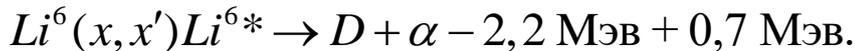


восстановлением протона высокой энергии.

Дальнейшие реакции

$Li^6(\alpha, p)Be^9 - 2,1 \text{ МЭВ}$ восстановят еще один протон, что дает коэффициент размножения больше единицы. Потери протонов высокой энергии легко компенсировать инжекцией.

Основные вторичные реакции будут типа

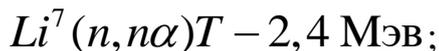
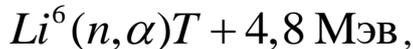


Далее возможны 20 реакций.

Пренебрегая потерями энергии на замедление, можно получить, что в среднем один протон с энергией 1МэВ, соударяясь с Li^6 , образует после трех этапов размножения 1,35 способных к реакции протонов; 0,74 α – частиц с энергией больше 2,5МэВ (реагирующих) и 3,04 с меньшей энергией; 0,80 реагирующих дейтронов; 0,20 реагирующих тритонов; 0,1 нейтрон; 0,28 Be^7 ; 0,25 Li^7 и 0,08 Be^9 . Выделится энергия 16,0 МэВ (в основном в заряженных частицах). Средний коэффициент размножения реагирующих p , α , D , T получается равным 1,46.

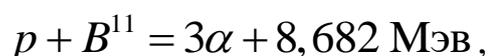
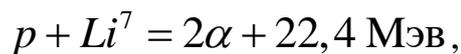
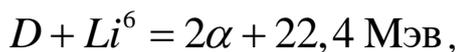
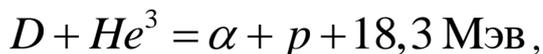
Недостатки легко зажигаемого ДТ топлива заключаются в следующем:

1) тритий не встречается в природе и его надо получать из лития в blankets термоядерного реактора



2) тритий радиоактивен (с периодом полураспада 12,3 года), в системе ДТ – реактора содержится от 10 до 100 кг трития;

3) 80% энергии в реакции ДТ выделяется с 14-МэВ-ными нейтронами, которые наводят искусственную радиоактивность в конструкциях реактора и производят радиационные разрушения. Поэтому плохо горящие смеси DD , DHe^3 , DLi^6 , pB^{11} , pLi также рассматриваются как перспективное топливо:



Продукты реакций – заряженные частицы, которые легко удерживаются в области нагрева топлива. К сожалению, скорости реакций в протонных

топливных циклах становятся заметными только при высоких температурах (температура ионов порядка 300 кэВ). Если вложенная тепловая энергия

$$E_T = \frac{3}{2}nkT_i + \frac{3}{2}nkT_e = 3nkT,$$

а энергия, выделяющаяся в процессе синтеза

$$E_f = n_D n_T \langle \sigma v \rangle w \tau,$$

где $n_D = n_T = n/2$ - число атомов D и T,

$\langle \sigma v \rangle$ - усредненный параметр скорости реакции,

w - энергетический выход в одной реакции,

τ - время удержания,

- то условие $E_T = E_f$ (или КПД=1) приводит к критерию Лоусона:

$$n\tau > \frac{12kT}{\langle \sigma v \rangle w}.$$

Обычно для DT – реакции $n\tau$ имеет минимум в районе $T \sim 10$ кэВ и принимают

$$n\tau > 10^{14} \text{ сек/см}^3.$$

Для DD – реакции минимум $n\tau$ лежит в районе $T \sim 100$ кэВ и критерий Лоусона

$$n\tau > 10^{16} \text{ сек/см}^3$$

оказывается трудно выполнимым. Несколько легче выполнить

$$n\tau > 5 \cdot 10^{14} \text{ сек/см}^3 \text{ для DHe}^3 (T \sim 100 \text{ кэВ}).$$

Эквивалентный вид критерия Лоусона для DT – мишени

$$\rho R > 3 \text{ г/см}^2,$$

где ρ – плотность сжатой мишени, R – ее радиус. При $\rho R > 0,3 \text{ г/см}^2$ в мишени удерживаются α -частицы. Выгорание термоядерного горючего определяется величиной

$$\frac{\rho R}{\rho R + 6}.$$

Т.е. для электростанции с выгоранием 50% необходимо иметь $\rho R = 6 \text{ г/см}^2$.

Для эффективного термоядерного горения DT необходимо иметь $\rho R = 2 \div 5 \text{ г/см}^2$, для DD - $\rho R = 10 \div 20 \text{ г/см}^2$; для pB¹¹ - $\rho R \approx 500 \text{ г/см}^2$. Для DD

– топлива потребуется драйвер на энергию 100 Мдж. Для порога зажигания p-B¹¹ необходимо иметь $\rho R = 50 \text{ г/см}^2$ и $T = 400$ кэВ, а для оптимального горения

$\rho R = 500 \text{ г/см}^2$. При этом размеры драйверов оказываются нереальными для реакторных приложений.

4. Бланкет термоядерного реактора.

Если использовать в термоядерном реакторе DT топливо, то необходимо производить тритий из лития в ядерном реакторе деления или в самом термоядерном реакторе. Для этого во всех схемах вводится зона воспроизводства – бланкет, окружающий активную зону – вакуумную камеру, в которой идет DT-реакция в плазме токамака или во взрывной камере при инерциальном термоядерном синтезе.

В реакции DT используется одно ядро трития и возникает один 14Мэв нейтрон. В бланкете он должен дать k_T ядер трития, где k_T - коэффициент воспроизводства трития, зависящий от спектра нейтронов в бланкете, величины поглощения и утечки нейтронов.

Чтобы получить оценку k_T сверху, рассмотрим бесконечную среду из природного лития, состоящую из 7,42% Li^6 и 92,58% Li^7 , в которой замедляются 14Мэв-ные нейтроны. При низких энергиях сечение поглощения нейтронов в Li идет по закону $(1/v)$ и достигает значения 71 барн при тепловой энергии. Эту величину определяет вклад изотопа Li^6 с сечением 953 барна при 0,025 эв. Увеличение содержания Li^6 в смеси изотопов мало влияет на коэффициент воспроизводства трития. Типичное значение – возрастание на 5% при увеличении обогащения изотопом Li^6 до 50% в смеси.

В реакции $Li^6(n, T)He^4$ поглощаются все замедлившиеся нейтроны. Кроме сильного поглощения в тепловой области небольшое поглощение ($\sigma \approx 2$ барн) имеет место еще в резонансном пике при 250 кэв, что также можно отнести к поглощению всех нейтронов, прошедших резонанс сечения реакции $Li^7(n, n'T)He^4$, который дает сильное поглощение от 4Мэв до 14Мэв ($E_{рез} \approx 10$ Мэв; $\sigma_a \approx 0,5$ барн).

Реакция на Li^7 приводит к появлению T на каждый поглощенный нейтрон и регенерации этого нейтрона, который затем поглощается при замедлении и дает еще одно ядро трития.

$$k_T = k + 1, \quad где \quad k = 1 - \exp\left\{-\int_0^{\infty} \frac{\Sigma_a(u)}{\xi \Sigma_s(u)} du\right\},$$

Σ_a – сечение реакции $(n, n'T)$,

$\xi \Sigma_s$ – сечение замедления нейтронов на Li,

E – энергия нейтрона в Мэв.

Итак, переходя к микросечениям, получим

$$k_T = 2 - \exp\left\{-\int_0^{\infty} \frac{\sigma_a}{\xi \sigma_s} du\right\}$$

$$\sigma_a = 0,5 \text{ барн} \quad 0 \leq u \leq 4;$$

$\sigma_a = 0$ при $u > 4$.

$\xi=0,11$ – среднее значение, а также среднее $\sigma_s=1,4$ барн (сечение упругого рассеяния имеет резонансы при $E \geq 2,28$ МэВ).

$$k_T = 2 \cdot 2 \cdot 10^{-6}$$

Таким образом, с хорошей точностью в чистом Li коэффициент воспроизводства трития $k_T \approx 2$.

В работе [6] приведены результаты расчетов k_T для среды с малой утечкой нейтронов из разных материалов:

k_T	2,0	0,95	1,1	1,05	1,6
Материал	Li	LiFBeF ₂	Li ₂ O	LiF	Li ₁₇ Pb ₈₃

Расплавленная соль LiF (66%) + BeF₂ (34%) носит название флайб (FLiBe), ее использование предпочтительно по условиям безопасности и уменьшения потерь трития, возможных при использовании чистого лития, когда необходима его перекачка через магнитное поле.

Коэффициент воспроизводства трития может быть увеличен за счет размножения нейтронов в реакциях (n, 2n), (n, 3n) на бериллии, свинце, молибдене, ниобии и многих других материалах с $Z \geq 25$.

Для бериллия порог (n, 2n) реакции 2,5 МэВ; при 14 МэВ $\sigma=0,45$ барн.

Рассмотрим модель blankets, рассчитанную в работе Croker, Blow и Watson:

1 зона, $0 \leq r \leq 150$ см, вакуум;

2 зона, $150 \text{ см} \leq r \leq 150,5$ см, Nb;

3 зона, $\Delta r = 5$ см, флайб;

4 зона, $\Delta r = 0,5$ см, Nb;

5-10 зоны, $\Delta r = 9,3$ см в каждой зоне; 5,7,9 зоны 98% Li + 2% Nb,
6,8,10 зоны – флайб;

11 зона, $\Delta r = 40$ см, отражатель из графита;

12 зона, $\Delta r = 3$ см, охлаждение 98% Li + 2% Nb.

Зоны 5-10 и 12 содержат теплоноситель (охладитель), который прокачивается через blankets.

Спектр нейтронов в районе первой стенки (вторая зона) имеет два максимума – 14 МэВ (нейтроны, падающие на стенку из центральной зоны) и в районе 0,1 МэВ. Воспроизводство трития в модели дает $k_T = 1,165$, причем вклад Li⁶ $k_6 = 0,908$, а вклад Li⁷ $k_7 = 0,257$, при $k_T = k_6 + k_7$ 0,256 из 1 нейтрона, падающего на стенку, поглощается; 0,005 утекает за внешнюю границу; 0,169 возникает в реакциях (n, 2n).

В термоядерных реакторах при полной тепловой мощности blankets 1,5-5 Гвт будет производиться 0,03-0,05 г трития в сутки на 1 м² поверхности blankets. Количество трития в blankets зависит от его рабочей температуры (450⁰ – 559⁰С), верхняя граница температуры определяется совместимостью

теплоносителя с конструкционными материалами (например, жидкий литий – сталь). При непрерывном выделении в бланкете накапливается несколько сотен граммов трития. Во всех системах реактора полное количество трития (с учетом аварийного запаса) может составлять от 5 до 20 кг, а его радиоактивность – $(5-20) \cdot 10^5$ кюри (при допустимых выбросах в атмосферу 1-3 кюри/сутки). При максимальной аварии возможен выход от 1 до 10% всего трития.

Активность трития, содержащегося в бланкете термоядерного ДТ-реактора любого типа – 10^6 кюри – следует сравнить с активностью топлива в энергетическом ядерном реакторе, проработавшем достаточно большое время (с большим выгоранием U^{235} и накоплением Pu^{239}). Во время аварии в Чернобыле суммарный выброс продуктов деления (без радиоактивных природных газов) по официальным данным составил $5 \cdot 10^7$ кюри, что соответствовало 3,5% общего количества радионуклидов в реакторе 4 блока АЭС на момент аварии.

Таким образом, использование ДТ-топлива не избавляет нас от теоретической возможности аварии масштаба нескольких процентов от Чернобыльской. Заметим, что реакторы РБМК в свое время рекламировались как абсолютно безопасные, также как сейчас термоядерные.

Выброс трития с образованием сверхтяжелой воды T_2O может приводить к радиоактивным осадкам, попаданию T_2O в грунтовые воды, водоемы, живые организмы, растения с накоплением в конечном счете в продуктах питания.

Активность конструкционных материалов термоядерного реактора (сталь, ниобий, молибден) на 1-2 порядка ниже, чем в ядерном реакторе деления той же мощности.

В работе [6] приводятся следующие данные (в расчете на квт мощности, активность в кюри):

Термоядерный реактор				Ядерный реактор			
Время после остановки				Время после остановки			
10 час		100 лет		10 час		100 лет	
Изотоп	Кюри	Изотоп	Кюри	Изотоп	Кюри	Изотоп	Кюри
T	6,0	Co60	10^{-5}	I ¹³¹	32	Pu ²³⁹	0,06
Fe ⁵⁵	14,0	Ni63	0,03	Pu ²³⁹	0,06	Sr ⁹⁰	0,04
Co ⁵⁸	30			Pu _{остальной}	18	Cs ¹³⁷	0,115
Mn ⁵⁴	24			Sr ⁹⁰	0,64	Продукты деления	≈10
Co ⁶⁰	5			Cs ¹³⁷	0,94		
Всего	270			Продукты деления	≈2000		
				Всего	≈2000		

Однако механическая стойкость первой стенки термоядерного реактора в результате радиационных повреждений 14-Мэвными нейтронами вряд ли сможет превышать 5-6 лет. Это означает необходимость периодического полного демонтажа установки и последующей новой сборки с помощью дистанционно действующих роботов.

Проблемы, связанные с радиоактивностью, можно решить, если перейти к другим видам термоядерного топлива, таким как (DHe^3). He^3 – стабильный изотоп, получающийся при радиоактивном распаде трития (период полураспада 12,35 года), который несколько десятилетий производился из лития в ядерных реакторах (Саванна-Ривер в США) и в условиях разоружения может быть использован для термоядерного реактора. Его запасы можно оценить сравнением с производством трития в термоядерном реакторе (в непрерывном режиме вblankете воспроизводится 4-6 кг/Гвт год). Ядерный реактор может производить по массе трития на два порядка меньше, чем при наработке плутония (отношение масс ядер 3:239). В настоящее время тритий, по-видимому, в виде сверхтяжелой воды, может храниться в контейнерах. Имеются сведения о его утечке в США в Хэнфорде (и о заражении радиоактивностью грунтовых вод). При хранении из трития получается нерадиоактивный He^3 .

Токамак-реактор для DHe^3 будет значительно проще по конструкции, так как не будет иметь blankет как зону воспроизводства с Li и T. Дивертор такого токамака служит для отвода тепла из плазмы в виде потока заряженных частиц ($He^4(3,6\text{Мэв})+p(14,7\text{ Мэв})$), которые нейтрализуются на диверторных пластинах и откачиваются. При этом диверторные пластины могут служить одним из элементов системы прямого преобразования энергии заряженных продуктов реакции в электроэнергию.

Правда, тритий в небольших количествах производится в активной зоне реактора в DD-реакциях, а затем стораает и дает 14 Мэв нейтроны в DT-реакции. Однако в результате биологическая опасность термоядерного реактора может быть снижена на 4-5 порядков величины по сравнению с ядерными реакторами деления [7]. Также упрощается захоронение радиоактивных отходов.

При $\kappa_{пд}=1$ необходимо достичь $n\tau=10^{14}\text{ см}^{-3}\text{сек}$ для $T=10^8\text{ }^0\text{К}$ в случае DT-реакции и уже в 10 раз и в три раза большие параметры $n\tau=10^{15}\text{ см}^{-3}\text{сек}$; $T=3*10^8\text{ }^0\text{К}$ для использования смеси DHe^3 . Переход к DHe^3 – это переход к токамакам следующего поколения, который потребует порядка 10 лет развития техники (методов дополнительного нагрева, борьбы с потерями при развитии неустойчивостей).

5. Мишени для инерциального синтеза.

Система с магнитным удержанием – токамак окончательно еще не отработана даже с точки зрения физики, не говоря о больших технических трудностях.

Остаются большие проблемы стабилизации неустойчивости срыва, образования пучков убегающих электронов, поступления примесей в плазму (допустимый уровень 0,1%), технические проблемы создания стойкой первой стенки и охлаждения пластин дивертора.

Похожие проблемы есть в инерциальном синтезе: прогрев ядра мишени быстрыми электронами (что мешает сжатию мишени), перемешивание слоев мишени (что дает примеси с большими Z в топливо, в дальнейшем приводит к излучению энергии из плазмы и вообще нарушает весь процесс сжатия), трудности охлаждения лазера в реакторном режиме работы.

Однако многие проблемы, такие как проблема первой стенки взрывной камеры, в этом случае выглядят по-другому. Взрывная камера, рассчитанная на 1-10 взрывов в секунду мощностью порядка 20 кг тринитротолуола, работающая около 30 лет еще не разработана. Кроме того, свои проблемы есть при использовании драйверов для инерциального синтеза.

Лазеры имеют малый коэффициент преобразования электрической энергии в свет. Энергия в основном переходит в тепло. При КПД лазера 3% для получения электроэнергии на выходе необходим коэффициент усиления энергии около $Q=170$ (при переходе энергии лазера в термоядерную с учетом энергии нейтронов и для некоторого заданного отношения электрической энергии к тепловой) [8]. Этот коэффициент усиления должен быть достигнут в будущем за счет большой энергии в импульсе перспективного коротковолнового лазера и за счет усложнения конструкции мишени.

Простая мишень в виде микросферы из DT в различных состояниях (лед, газ и т.п.) обычно окружается различными сферическими оболочками (теплоизоляция, экран от быстрых электронов, аккумулятор энергии, внешний испаряющийся слой – аблятор).

Насколько далеки современные лазеры от реакторных требований, говорят следующие данные: КПД установки «Шива» в Ливерморе 0,04%, срок службы конденсаторных батарей – 1 сутки (при непрерывной работе с частотой 1 импульс/сек). CO_2 – лазеры имеют высокий КПД, но дают длинноволновое излучение, которое плохо поглощается плазменной короной мишени и ведет к образованию быстрых электронов, прогревающих центр мишени, что мешает эффективному сжатию.

В качестве драйвера, видимо, наиболее перспективен ускоритель тяжелых ионов до высоких энергий [10]. Такие ускорители работают в Институте тяжелых ионов в Дармштадте (Германия), в международных центрах ядерных исследований в Женеве и Дубне. Пуск такого ускорителя прошел в Москве, в ИТЭФ.

На линейном ускорителе UNILAC в Дармштадте получены пучки различных ионов от N^{14} до U^{238} с энергией 20 Мэв/нуклон и интенсивностями $(10^{13}-2 \cdot 10^{11}) \text{сек}^{-1}$. Длина ускорителя 112м, потребляемая средняя мощность 8Мвт, т.е. кпд ускорителя меньше 0,1%. Конечно, ток такого ускорителя на много порядков меньше необходимого для получения пучка ионов, способного поджечь термоядерную мишень (не хватает девяти порядков!). Типичное значение кпд ускорителя – 20-30%. В ИТЭФ произведена реконструкция сильноточного синхротрона на энергии, измеряемые в Гэв, что обещает получение высоких параметров.

Для целей ионного термоядерного синтеза суммарная энергия ионных пучков должна составлять около 10 Мдж за 20-30нсек, при этом можно ожидать термоядерный кпд мишени около $Q=100$.

Ток в пучке ионного источника и ускорителя обычно порядка 25мА. Накопительные кольца могут позволить получать токи до 50А. Для целей инерциального синтеза потребуются токи порядка сорока килоампер в импульсе. Их надеются получать с помощью сжатия ионного сгустка во времени, с помощью замедления одних и ускорения других частиц. Максимальная передаваемая мощность P ограничена кулоновским расталкиванием частиц в пучке

$$P \sim (\gamma - 1) \beta^3 \gamma^3 (A/Z)^2$$

и магнитным самоограничением тока пучка

$$P \sim (\gamma - 1) \beta \gamma (A/Z)^2,$$

где $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, A – атомная масса, Z – заряд иона.

Пробег ионов в мишени не должен превышать 0,2 – 0,8 г/см², т.е. при $A \geq 200$ порядок энергии ионов 50-100 Мэв/нуклон. Ионы Bi^{+1} , Bi^{+2} , U^{+2} , U^{+4} могут быть использованы для ускорения до энергии ~10Гэв. Потери частиц могут быть связаны с возможными коллективными неустойчивостями пучка и трудностями фокусировки пучков на мишень миллиметровых размеров.

Таким образом, инерциальный (в том числе лазерный) термоядерный синтез сильно отстает от программы развития токамаков, так как не решены еще принципиальные вопросы создания необходимых драйверов (лазеров или ускорителей).

Легче решается вопрос с обработкой мишеней для инерциального синтеза, так как хорошо известны основные уравнения всех физических процессов, константы взаимодействий, и возможно математическое моделирование на мощных вычислительных машинах. Однако и здесь необходимы еще обширные исследования. Упрощенные подходы могут привести к ошибкам на порядки величин.

Дело облегчается, как правило, отсутствием многих неустойчивостей в плазме – главная опасность, приводящая к перемешиванию слоев мишени и нарушению всего хода физического процесса. Идеально точное изготовление

мишени и высокая симметрия облучения уменьшают вредное воздействие гидродинамических неустойчивостей.

Расчеты показывают, что наивысшее сжатие горючего может быть получено для мишени, у которой толщина сжимающей оболочки мала по сравнению с ее радиусом.

Конструкция мишени при этом должна учитывать соображения однородности и устойчивости. Использование пластиков, изготовленных из элементов с малым атомным номером, уменьшает излучение из плазменной короны, которое могло бы вызвать предварительный прогрев горючего. Внутренняя часть оболочки мишени при лазерном обжати в простейшем случае заполняется газом дейтерия и трития малой плотности при давлении паров, соответствующем охлажденной жидкости DT. Так как криогенная мишень по существу пустая, оболочка свободно ускоряется внутрь до схлопывания, когда ее кинетическая энергия превращается в тепло.

Существует альтернативная схема без прямого облучения мишени светом лазера – схема с непрямым воздействием. Термоядерная мишень располагается внутри радиационного контейнера, изготовленного из материала с высоким атомным номером, таким, как золото. Когда контейнер облучается светом лазера, большая часть падающей энергии преобразуется в рентгеновские лучи, которые сжимают мишень однородным образом.

В схеме с прямым воздействием за счет структуры самой мишени может осуществляться гидродинамическое профилирование, обеспечивающее низкоэнтропийный режим сжатия (ФИАН, ИПМ АН СССР, 1974г.). При этом облегчается временное профилирование лазерного импульса.

В мишенях для ионного термоядерного синтеза осуществляется классический механизм поглощения энергии ионов, которые могут проникать в мишень на любую необходимую глубину и передавать свою энергию внутренней области мишени. Эффективность поглощения энергии достигает 100%. При этом внешние слои мишени служат экраном, затрудняющим разлет. Однако чувствительность к неоднородности облучения у таких мишеней гораздо выше, чем у лазерных. Пример такой мишени [10]:

- 1). Внешний слой Pb ($\rho=11,37\text{г/см}^3$).
- 2). Слой PbLi – эвтектика - поглотитель энергии ($\rho=1,26$).
- 3). Слой DT – лед – горючее ($\rho=0,21$).
- 4). Вакуум – шаровая полость.

Слой PbLi быстро разогревается и создает большое давление, сжимающее DT-смесь и нагревающее ее до температуры, достаточной для зажигания. Внешняя оболочка препятствует радиационному охлаждению DT-плазмы и уходу α -частиц, возникающих в DT-реакции.

Заключение.

21-й век пройдет под знаком истощения источников газа, нефти, угля; накопления радиоактивных отходов от развивающейся ядерной энергетики на основе урана и поисков чистых источников энергии, использующих дейтерий мирового океана. Заработают термоядерные реакторы – токамаки, а затем реакторы, использующие принцип инерциального синтеза при микровзрывах.

Экономическая целесообразность тех или иных решений будет зависеть от остроты энергетического кризиса, который уже сейчас можно предвидеть.

Приложение 1.
Мировые запасы ядерного топлива.

Установки	Топливо	Запасы по энергии
Реакторы на тепловых нейтронах.	Уран до 130 \$/кг	Запасы 40 Q
Реакторы на быстрых нейтронах.	Уран до 130 \$/кг.	1000 Q
	Уран до 295 \$/кг.	2500 Q
	Уран в океане.	340000 Q
	Уран в земной коре на глубине до 500 м.	670000 Q
Термоядерные реакторы.	Литий как источник трития до 60 \$/кг.	1900 Q
	Литий в океане.	2750000 Q
	Дейтерий в океане.	4000000000 Q

Приложение 2.

В середине 2001 года заканчивается работа над проектом ITER-международного экспериментального термоядерного реактора. В настоящее время подготовлен эскизный проект нового варианта реактора ITER-FEAT. Коэффициент умножения мощности $Q > 10$. Большой радиус – 6,2 м, малый радиус – 2 м, тороидальное магнитное поле 5,3 тесла, ток разряда 17,4 миллиона ампер. При использовании неиндукционного поддержания тока предполагается получить $Q > 5$ в стационарном режиме. Большие значения Q могут привести к зажиганию самоподдерживающейся ядерной реакции, которая погаснет при накоплении примесей (гелия, т.е. α -частиц).

Подробности проекта ITER можно найти в [17].

Литература:

1. “Ядерная и термоядерная энергетика будущего”, Сборник под редакцией В.А. Чуянова, М. Энергоатомиздат, 1987.
2. “Проблемы лазерного термоядерного синтеза” – сборник под ред. А.А. Филюкова, М. Атомиздат, 1976.
3. В.М. Суслин, Г.П. Чуркина, В.А. Чуянов, *Реакции синтеза в неравновесных условиях в плотной холодной плазме*. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, М., 1980, № 101.
4. А.А. Левковский, *Математическое моделирование динамики термоядерного горения плазмы лазерных мишеней на основе метода Монте-Карло*. Диссертация на соискание ученой степени доктора ф.-м. наук, Санкт – Петербург, 1993г.
5. В.Л. Бибин, В.А. Чуянов, *Методы расчета замедления и термализации быстрых частиц в плотной плазме*, Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, М., 1980, № 102.
6. В.И. Пистунович, Г.Е. Шаталов, *Термоядерный реактор на основе токамака*. Итоги науки и техники, сер. “Физика плазмы”, т.2., стр.138-189, М., 1981.
7. В.И. Пистунович, *Термоядерный реактор*, Физическая энциклопедия, т.5, М., БРЭ, 1998г.
8. Е.Г. Гамалий, В.Б. Розанов, *Лазерный термоядерный синтез*, Физическая энциклопедия, т.2, М., СЭ, 1990г.
9. И.Н. Головин, *Энергетика 21-го века и термоядерные реакторы, сжигающие гелий-3*, Препринт ИАЭ-5522/8, М., 1992г.
10. В.С. Имшенник и др., *О некоторых результатах работ по проблеме управляемого термоядерного синтеза на тяжелых ионах в ИТЭФ*, Препринт ИТЭФ, М., 1985.
11. J.D. Lindl, *Inertial confinement fusion*, Springer, 1998, 204pp.
12. *Inertial fusion energy* (W.J. Hogan, S. Nakai, V.B. Rozanov, S.Yu. Guskov e. a.), IAEA, Vienna, 1998, 450pp.
13. С. Jamanaka, *Nuclear fusion*, vol.39, №6, 1999, p.825, Обзор по инерциальному синтезу.
14. М.М. Basko, vol.39, №8, 1999, p.1031: *6MJ сферическая полая мишень для тяжелоионного синтеза*.
15. М.М. Basko e.a., *Ignition conditions magnetized target fusion in cylindrical geometry*, Nuclear fusion, vol.40, №1, 2000, p.59.
16. S.J. Zweben e.a., *Alpha particle physics experiments in the Tokamak Fusion Test Reactor*, Nuclear fusion, vol.40, №1, 2000, p.91.
17. Nuclear fusion, vol.39, №12, 1999, pp.2137-2664, *Проект ITER*.
18. Nuclear fusion, vol.39, №3, 1999, pp.301 – 444, *Эксперименты на токамаке JET*.