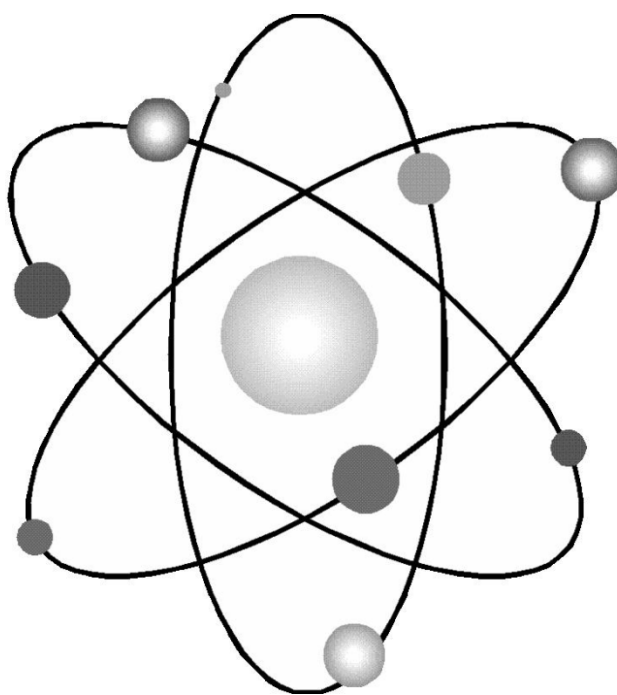


**Ю.А. Балошин, Ю.П. Заричняк,
М.В. Успенская**

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
(Часть II)**



**Санкт-Петербург
2015**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Ю.А. Балошин, Ю.П. Заричняк, М.В. Успенская

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ (Часть II)

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2015

Балошин Ю.А. Заричняк Ю.П. Успенская М.В. Физические основы ядерной энергетики: Учебное пособие. Часть II. – СПб: Университет ИТМО, 2015. – 88 с.

Пособие адресовано для студентов, обучающихся по направлениям 223200 -«Техническая физика», 241000 - «Энерго- и ресурсосберегающие процессы в химической технологии, нефтехимии и биотехнологии» и содержит сведения о месте и роли энергетики в развитии общества, основ ядерной физики и термоядерной энергетики в России и мире.

Рекомендовано к печати Ученым советом инженерно-физического факультета, протокол № 6 от 24.06.2014.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2015
© Балошин Ю.А., 2015
© Заричняк Ю.П., 2015
© Успенская М.В., 2015

Содержание

2.1 Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц	4
2.1.1 Энергия связи ядра. Дефект массы ядра.....	5
2.2 Радиоактивность.....	6
2.2.1 Закон радиоактивного распада	8
2.3 Ядерные реакции.....	10
2.3.1 Цепная реакция.....	10
2.3.2 Термоядерная реакция	19
2.4 Топливный цикл термоядерного реактора	24
2.5 Ядерные реакторы.....	28
2.5.1 Классификация ядерных реакторов	30
2.5.2 Ядерные реакторы на тепловых нейтронах.....	32
2.5.3 Атомные реакторы на быстрых нейтронах	35
2.6 Атомные электростанции	38
2.6.1 История.....	38
2.6.2 Выработка электроэнергии	39
2.6.3 Классификация	39
2.6.4 Принцип действия.....	40
2.6.5 Атомная станция теплоснабжения	41
2.7 Достоинства и недостатки АЭС.....	42
2.7.1 Выбросы	44
2.7.2 Безопасность атомных электростанций.....	45
2.7.3 Перспективы	45
2.7.4 Производство водорода	46
2.8 Термоядерная энергетика.....	47
2.8.1 Система ТОКАМАК	47
2.8.2 Стеллараторы.....	56
2.8.3 Лазерный термоядерный синтез	61
2.8.4 Холодный ядерный синтез	69
Приложение 2.1	80
Список использованных источников к Разделу 2.....	85
Сведения о кафедре ИТТЭК НИУ ИТМО	86

2.1 ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ [1]

Существование атомного ядра впервые было экспериментально доказано в опытах Резерфорда по рассеянию α - частиц на тонкой золотой фольге в 1911 году. Эти результаты легли в основу планетарной модели атома Бора. Отталкиваясь от опыта Резерфорда, можно, используя закон сохранения энергии (кинетическая энергия α -частицы приравнивается к потенциальной энергии зарядов в ядре), оценить размер атомного ядра, а именно:

$$\frac{mV^2}{2}(\alpha) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2eZe}{d} \quad (2.1)$$

Зная массу α -частицы и её заряд, можно оценить из формулы (2.1) порядок величины d . Расчёт даёт величину равную $d = 10^{-14}$ м. Большинство ядер веществ, ведут себя в природе пассивно, выступая лишь носителями электрического заряда (+) и массы. Проявление внутренних динамических свойств атомных ядер (прежде всего, огромная запасённая энергия) происходит только в созданном руками человека искусственном мире: ядерных реакторах и ускорителях заряженных частиц (исключая, конечно, Солнце).

Атомное ядро любого химического элемента (кроме атома водорода) состоит из протонов и нейтронов. Эти два зарядовых состояния ядра (+ и 0) называются *нуклонами*.

Характеристики нуклонов: протон p (+ e); электрический заряд = $1,6 \times 10^{-19}$ кулон, масса = $1,6726 \times 10^{-27}$ кг, нейтрон - n (0); электрический заряд = 0, масса нейтрона = $1,6749 \times 10^{-27}$ кг.

В атомной физике принято массу частиц измерять в а.е.м. (атомная единица массы). За одну а.е.м. принята $\frac{1}{16}$ массы атома кислорода $^{16}_8O$. 1 а.е.м. = $1,65976 \times 10^{-27}$ кг. Иногда используют так называемую унифицированную атомную единицу массы (у.а.е.м.). Одна у.а.е.м. равна $\frac{1}{12}$ массы атома изотопа углерода $^{12}_6C$. 1 у.а.е.м. = $1,6603 \times 10^{-27}$ кг. Протоны, нейтроны и электроны являются *фермионами*, т.е. частицами, подчиняющимися статистике Ферми–Дирака, функция которой определяется следующим образом:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\Delta\epsilon}{kT}} + 1} \quad (2.2)$$

Запись символа ядра A_ZX , означает следующее: **Z** - зарядовое число, указывающее также на число протонов в ядре; а **A=Z+N** – массовое число, показывающее число нуклонов в ядре.

2.1.1 ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА. ДЕФЕКТ МАССЫ ЯДРА

Ядра химических элементов, содержащих протоны (p), представляют собой устойчивые образования, хотя, между протонами существует и кулоновское отталкивание. Эта устойчивость означает, что между нуклонами в ядре возможна определённая связь (этот вопрос более подробно будет обсуждаться в разделе, посвященному ядерным силам).

Не привлекая сюда ядерные силы, рассмотрим проблему устойчивости атомных ядер с энергетических позиций. Введём понятие энергии связи отдельного нуклона в ядре.

Удельной энергией связи нуклона (протона или нейтрона) в ядре называется физическая величина равная работе, которую нужно совершить для удаления данного нуклона из ядра без того, чтобы нуклон приобрёл кинетическую энергию.

Полная энергия связи ядра $W_{\text{я}}$ равна работе, которую нужно совершить, для расщепления ядра на составляющие его нуклоны. Из закона сохранения энергии следует, что при образовании ядра из составляющих его нуклонов должна выделяться та же энергия, которая необходима для расщепления этого ядра. В физике элементарных частиц, согласно формуле Эйнштейна: $W = mc^2$, масса служит мерой энергии.

Так, например, масса одного протона, выраженная в единицах энергии, равна 938,28 МэВ ($m_p \times c^2$), а масса электрона - эквивалентна 0,511 МэВ.

Исходя из выше сказанного, рассмотрим оценку энергии связи атомных ядер. Мерой этой энергии является величина Δm_0 . Что такое Δm_0 ? Экспериментальные измерения масс ядер показывают, что масса покоя ядра $\Delta m_{\text{я}0}$, меньше чем сумма масс покоя, образующих его нуклонов. Если ядро с массой $m_{\text{я}0}$ (0 – индекс массы покоя частицы) образовано из Z протонов с массой m_{p0} и из $m_{n0} A - Z$ нейтронов с массой m_{n0} , то

$$\Delta m_0 = Zm_{p0} + (A - Z)m_{n0} - m_{\text{я}0} \quad (2.3)$$

Выражение (2.3) принято называть *дефектом масс ядра*, через который и определяется энергия связи ядра $W_{\text{я}}$:

$$W_{\text{я}} = \Delta m_0 c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}0}] \times c^2 \quad (2.4)$$

Для вычисления энергий в ядерной физике вводится *атомная единица энергии* (а.е.э.).

$$1 \text{ а.е.э.} = c^2 \times 1 \text{ а.е.м.} = 931,1 \text{ МэВ.}$$

Таким образом, окончательно энергия связи ядра (в МэВ) будет рассчитываться по следующей формуле:

$$W_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z)m_p - m_{\text{я}0}] \times 931,1 \text{ МэВ} \quad (2.5)$$

В формуле (2.5) m_p , m_n и $m_{\text{я}0}$ выражаются в а.е.м. В среднем, энергия связи в ядре на один нуклон составляет около 8 МэВ. Можно с уверенностью сказать, что энергия связи в ядрах достаточно велика. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим следующий пример:

Критическая масса урана ^{235}U в заряде атомной бомбы составляет один килограмм. Определим порядок ядерной энергии в этом заряде. Число ядер N в килограмме данного урана определяется следующим образом:

- 1) $N = \frac{N_A}{M} = \frac{6,023 \times 10^{261} \text{ кмоль}}{235 \text{ кг кмоль}} = 2,56 \times 10^{24} \text{ кг}^{-1}$
- 2) $W_{\text{я}} = 235 \text{ нукл} (A = Z + N) \times 8 \text{ МэВ} = 1904 \text{ МэВ}$ (энергия связи одного ядра ^{235}U)
- 3) $1904 \times 2,56 \times 10^{24}; 5 \times 10^{27} \text{ МэВ}$, что эквивалентно $8 \times 10^{14} \text{ Дж}$.

Если перевести этот результат в принятую в энергетике величину удельной теплоты сгорания топлива (в данном случае 1 кг урана), то получим, что $8 \times 10^{14} \text{ Дж} \approx 2,3 \times 10^7 \frac{\text{Квт} \cdot \text{час}}{\text{кг}}$.

Ниже приведены величины удельной теплоты сгорания, в единицах $\frac{\text{Квт} \cdot \text{час}}{\text{кг}}$, для традиционных видов топлив: сухие дрова – 2,8, торф – 3,9, каменный уголь – 7,5, природный газ – 12,5, нефть – 12,5.

При сравнении этих показателей совершенно очевидны потенциальные возможности ядер в получении большого количества энергии из удельной единицы массы вещества.

Контрольные вопросы к разделу 2.1.

1. Какие элементарные частицы вы знаете?
2. Что такое удельная энергия связи нуклона?
3. Что такое полная энергия связи ядра?

2.2 РАДИОАКТИВНОСТЬ [1]

Всё изложенное в предыдущих разделах, основывается на рассмотрении ядер элементов, как устойчивых частиц. Однако, это предположение оказалось весьма условным. В 1896-ом году Анри Беккерелем было открыто явление, названное *радиоактивностью* (Р). Это явление можно определить как самопроизвольное изменение состава ядра. В ядерной физике разделяют радиоактивность на естественную и искусственную.

Естественной радиоактивностью называется радиоактивность неустойчивых изотопов, существующих в природе.

Искусственной радиоактивностью называется радиоактивность изотопов, полученных в результате ядерных реакций. Радиоактивность ядра, возникающая в результате ядерной реакции, называется искусственной.

Остановимся коротко на явлении естественной радиоактивности. Известно несколько видов радиоактивного распада:

1. α -распад

При таком распаде из ядра спонтанно вылетает альфа-частица - ядро атома гелия ${}^4_2\text{He}$. При этом, зарядовое число Z ядра, в соответствии с законом сохранения заряда, уменьшается на 2 и образуется ядро нового химического элемента, который сдвинут относительно исходного влево на две клетки Периодической системы элементов Д.И. Менделеева.

2. β -распад

При β -распаде из ядра вылетают электрон и электронное антинейтрино. Массовое число A ядра, при этом, не изменяется, а зарядовое число Z увеличивается на единицу. Как и в первом случае, образуется новый химический элемент, который сдвинут в Периодической системе химических элементов вправо на одну единицу. Наряду с электронным β -распадом существует позитронный β -распад, при котором из ядра вылетает позитрон ($+e$) и электронное нейтрино. В этом случае, происходит сдвиг влево на одну клетку в Периодической системе химических элементов без изменения значения массового числа.

3. γ -распад

В отличие от α - и β - радиоактивных распадов, так называемая, γ -радиоактивность ядер не связана с изменением внутренней структуры ядра и не сопровождается изменением зарядового или массового чисел. Вылет из ядра γ -кванта (фотона высокой энергии) происходит при спонтанном переходе ядра из некоторого долгоживущего возбуждённого в основное состояние.

Заряженные частицы α и β - распада и γ -фотоны воздействуют на вещество, взаимодействуя с электронными оболочками и ядрами его атомов. Эти процессы приводят, в конечном итоге, к нарушениям структуры вещества, так называемым радиационным повреждениям. Именно поэтому в прикладных задачах ядерной физики, к которым относится и ядерная энергетика, необходимо анализировать воздействие радиоактивного излучения на вещество, в качестве которого могут быть как физические, так и биологические объекты.

Относительной оценкой действия радиоактивного излучения на вещество может служить такая характеристика, как его проникающая способность через вещество. В качестве примера такой оценки можно привести сравнение проникающей способности α -, β -, γ -излучения и рентгеновского излучения в алюминии. При толщине алюминиевой пластины в 1,5 см, α -, β - и рентгеновское излучение не проникают за пластину, в то время как γ -излучение проходит без потерь пластину алюминия толщиной в один метр. Отсюда видно, что γ -излучение обладает наиболее высокой проникающей способностью из всех видов радиоактивного излучения.

Ниже, в Таблице 2.1 приведены линейные коэффициенты ослабления γ -излучения μ (в см^{-1}) в различных средах.

Таблица 2.1 – Линейные коэффициенты ослабления γ -излучения μ в некоторых средах

Энергия, МэВ	Линейный коэффициент ослабления μ , см ⁻¹ .		
	Свинец	Воздух	Вода
0,1	5,99	$1,98 \times 10^{-4}$	0,172
0,5	1,67	$1,11 \times 10^{-4}$	0,096
1	0,75	$0,81 \times 10^{-4}$	0,070

Мерой действия излучения в какой-либо среде являются величины, называемые **дозами излучения**. Различаются следующие понятия:

1) **Доза облучения** – величина, характеризующая количество излучения в среде и измеряемая по ионизирующему его действию в воздухе. Для рентгеновских и γ -лучей доза облучения измеряется в рентгенах, принятую в 1928 г., для других ионизирующих излучений в физических эквивалентах рентгена - **фэр**.

1 рентген [Р] = 1 физический эквивалент рентгена.

$$1 \text{ рентген}(P) = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}.$$

За 1 рентген принимается экспозиционная доза рентгеновского или γ -излучения, при которой в 1 см³ воздуха (0,001293 г сухого воздуха) при нормальных условиях (0° С и 1013 ГПа) образуется $2,08 \times 10^9$ пар ионов.

2) **Доза поглощения** – энергия любого вида излучения, поглощённая единицей массы облучаемого вещества. Для всех ионизирующих излучений поглощённая доза измеряется в **радах (rad)**. $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}$;

$$1 \text{ фэр} = 0,84 \text{ рад}.$$

3) **Доза биологическая** – величина, определяющая биологическое воздействие излучения на организм и измеряемая в биологических эквивалентах рентгена – **бэрах**. **Бэр** – есть количество энергии, поглощённое тканью, биологически эквивалентное 1 рентгену рентгеновских или γ -лучей. Для человека безопасной считается доза примерно в 250 раз превосходящая дозу, создаваемую космическим фоном и радиоактивным излучением Земли (примерно 0,1 бэр в год). Смертельная доза для человека – однократно полученная доза в 500 рентген.

2.2.1 ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Радиоактивный распад не зависит от внешних условий в широком интервале изменения таких параметров, как температура и давление. Закон радиоактивного распада, т.е. зависимость от времени числа $N(t)$ ещё не распавшихся к данному моменту ядер некоторого радиоактивного образца, можно получить из условия, что вероятность распада является постоянной для данного вида ядер величиной, не зависящей от того, сколько времени уже «прожило» рассматриваемое радиоактивное ядро.

За малый промежуток времени dt количество нераспавшихся ядер $N(t)$ изменяется на число, пропорциональное количеству имеющихся ядер $N(t)$ и промежутку dt :

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (2.6)$$

Коэффициент пропорциональности λ – это и есть не зависящая от времени вероятность распада ядра. Знак « $-$ » в (2.6) соответствует уменьшению со временем числа нераспавшихся ядер.

Формула (2.6) означает, что скорость $\frac{dN}{dt}$ изменения искомой функции $N(t)$ пропорциональна самой функции:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

Отсюда следует, что:

$$N(t) = N_0 \exp - \lambda t \quad (2.7)$$

где N_0 – начальное число радиоактивных ядер при $t=0$. Величина $\tau = \frac{1}{\lambda}$ – это среднее время жизни радиоактивного ядра. Часто выражение (2.7) записывают в следующем способе:

$$N(t) = N_0 2^{-\frac{t}{T}} \quad (2.8)$$

Используя основание 2, вместо экспоненты в выражении (2.8), приводит к появлению величины T , называемой *периодом полураспада ядра*. Таким образом, очевидно, что T – это время, в течение которого распадается половина первоначального количества ядер.

Сравнивая правые части формул (2.7) и (2.8), получаем, что:

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln 2 = \tau \ln 2 \approx 0,71\tau \quad (2.9)$$

Формула (2.8) может служить средством измерения времени, прошедшего с того момента, когда количество радиоактивных ядер было N_0 , до некоторого времени, когда их станет N .

Здесь можно остановиться на примере, когда закон радиоактивного распада позволяет оценить возраст Земли по известному процентному содержанию в урановой руде радиоактивных изотопов урана: ${}_{92}^{238}\text{U}$ и ${}_{92}^{235}\text{U}$. Измеренные времена жизни этих изотопов составляют, соответственно, $\tau_1 = 6,52 \cdot 10^9$ и $\tau_2 = 1,02 \cdot 10^9$ лет. Их процентное содержание в естественной смеси составляет: 99,3 % для ${}_{92}^{238}\text{U}$ и 0,7% для ${}_{92}^{235}\text{U}$.

Естественно предположить, что в момент образования химических элементов, в том числе и урана, содержание изотопов было одинаковым. Поэтому в выражении (2.7), записанное для каждого изотопа урана, следует взять одинаковые значения N_0 и соответствующие, имеющемуся в настоящее время процентному составу, значения N_{235} и N_{238} :

$$N_{238} = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right), \quad N_{235} = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right),$$

$$\text{откуда } \frac{N_{235}}{N_{238} + N_{235}} \approx \frac{N_{235}}{N_{238}} = \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)}{\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)} = 0,007.$$

Из последнего выражения t получается равным $6 \cdot 10^9$ лет, что хорошо согласуется с другими оценками возраста Земли или Солнечной Системы, полученными на основе геологических и космологических соображений.

Контрольные вопросы к разделу 2.2.

1. *Что такое радиоактивность?*
2. *Какие виды радиоактивности вы знаете?*
3. *Что такое α -распад, β -распад, γ -распад?*
4. *Дайте определение понятиям: доза облучения и доза поглощения.*
5. *Сформулируйте закон радиоактивного распада.*

2.3 ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ [1,2]

Ядерная реакция – это взаимодействие атомного ядра с другим ядром или элементарной частицей, в результате которого происходит изменение его состава и структуры. Первая искусственная ядерная реакция была осуществлена Резерфордом (1919 год) при облучении азота альфа-частицами:



При протекании ядерных реакций могут образовываться новые радиоактивные изотопы, которых нет на Земле в естественном состоянии.

Ядерные реакции классифицируются: а) по энергии вызывающих их частиц; б) по роду участвующих в них частиц; в) по роду участвующих в них ядер; г) по характеру происходящих ядерных превращений. Из всего этого разнообразия реакций здесь будут рассмотрены только те реакции, которые составляют физическую основу ядерной энергетики, отрасли энергетики, занимающейся производством электрической и тепловой энергии путём преобразования ядерной энергии. К ним, прежде всего, относятся цепная и термоядерная реакции.

2.3.1 ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ

Эта реакция возникает в результате бомбардировки тяжёлого атомного ядра (ядра изотопов урана ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{235}\text{U}$, которые являются основным ядерным горючим) нейтронами, в результате чего, ядро расщепляется на два осколка с выделением большого количества энергии и высвобождением двух или трёх нейтронов. Эти нейтроны способствуют расщеплению других ядер, что приводит к нарастанию потока нейтронов, вызывая, тем самым, цепную реакцию. Характер взаимодействия нейтронов с ядрами определяется энергией

нейтронов. Он различен для случая быстрых и медленных нейтронов. Принято считать нейтроны быстрыми, если их скорость V так велика, что соответствующая ей длина волны де Бройля $\lambda_d = \frac{h}{mV}$ намного меньше, чем радиус ядра R . Энергии быстрых нейтронов лежат в пределах $0,1 \div 50$ МэВ.

Если $\lambda_d \gg R$, то эти нейтроны называются медленными. Их энергия не превышает 100 кэВ. В случае быстрых же нейтронов можно считать, что ядро представляет для нейтрона некоторую мишень, с которой он соударяется. Для медленных (тепловых) нейтронов с энергией до 0,5 эВ, эффективное поперечное сечение их взаимодействия с ядром оказывается в $10^2 - 10^3$ раз больше геометрического сечения ядра (ниже будут рассмотрены ядерные реакторы, работающие как на медленных, так и на быстрых нейтронах).

Цепная реакция деления идет в среде, в которой происходит процесс размножения нейтронов. Такая среда называется активной зоной. Важнейшей физической величиной, характеризующей интенсивность размножения нейтронов, является *коэффициент размножения нейтронов* в среде k_∞ . Коэффициент размножения равен отношению количества нейтронов в одном поколении к их количеству в предыдущем поколении. Индекс ∞ указывает, что речь идет об идеальной среде бесконечных размеров. Аналогично величине k_∞ определяется и коэффициент размножения нейтронов в физической системе k . Коэффициент k является характеристикой конкретной установки.

В делящейся среде конечных размеров часть нейтронов будет уходить из активной зоны наружу, поэтому коэффициент k зависит еще и от вероятности P для нейтрона не уйти из активной зоны. Таким образом, по определению:

$$k = k_\infty P. \quad (2.11)$$

Величина P зависит от состава активной зоны, ее размеров, формы, а также от того, в какой степени, окружающее активную зону вещество отражает нейтроны. С возможностью ухода нейтронов за пределы активной зоны связаны важные понятия критической массы и критических размеров.

Критическим размером называется размер активной зоны, при котором $k=1$. *Критической массой* называется масса активной зоны критических размеров. Очевидно, что при массе ниже критической, цепная реакция не идет, даже если $k_\infty > 1$. Наоборот, заметное превышение массы над критической ведет к неуправляемой реакции – взрыву.

Если в первом поколении имеется N нейтронов, то в n -м поколении их будет N_{kn} , поэтому при $k=1$ цепная реакция идет стационарно, при $k < 1$ реакция гаснет, а при $k > 1$ интенсивность реакции нарастает. При значении $k=1$ режим реакции называется критическим, при $k > 1$ – надкритическим и при $k < 1$ – подкритическим.

Время жизни одного поколения нейтронов τ сильно зависит от свойств среды и имеет порядок от 10^{-4} до 10^{-8} с. Из-за малости этого времени для осуществления управляемой цепной реакции надо с большой точностью

поддерживать равенство $k = 1$, так как, скажем, при $k = 1.01$, система почти мгновенно взорвется.

Посмотрим, какими факторами определяются коэффициенты k_{∞} и k .

Первой величиной, определяющей k_{∞} (или k), является среднее число ν нейтронов, испускаемых в одном акте деления. Число ν зависит от вида горючего и от энергии падающего нейтрона. В Таблице 2.2 приведены значения ν основных изотопов ядерной энергетики, как для тепловых, так и для быстрых ($E=1$ МэВ) нейтронов.

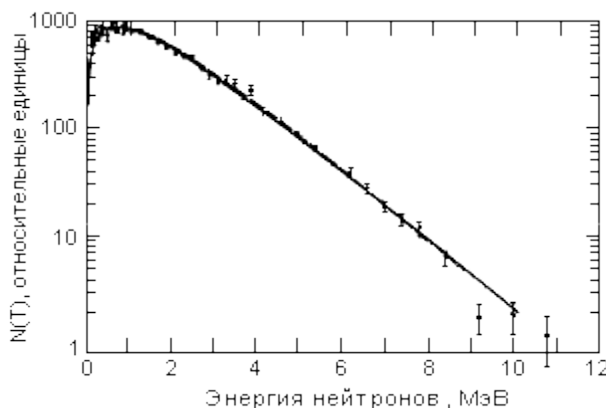


Рисунок 2.1 – Энергетический спектр нейтронов, испущенных при делении тепловыми нейтронами ядра ^{235}U

Энергетический спектр нейтронов деления для изотопа ^{235}U приведен на Рис. 2.1. Такого рода спектры сходны для всех делящихся изотопов: имеется сильный разброс по энергиям, причем основная масса нейтронов имеет энергии в области 1 – 3 МэВ. Возникшие при делении нейтроны замедляются, диффундируют на некоторое расстояние и поглощаются либо с делением, либо без него. В зависимости от свойств среды нейтроны успевают до поглощения замедлиться до различных энергий. При наличии хорошего замедлителя, основная масса нейтронов успевает замедлиться до тепловых энергий порядка 0,025 эВ. В этом случае, цепная реакция называется медленной и тепловой. При отсутствии специального замедлителя нейтроны успевают замедлиться лишь до энергий 0,1–0,4 МэВ, так как все делящиеся изотопы – тяжелые и поэтому замедляют плохо. Соответствующие цепные реакции называются быстрыми (подчеркнем, что эпитеты “быстрый” и “медленный” характеризуют скорость нейтронов, а не скорость реакции). Цепные реакции, в которых нейтроны замедляются до энергий от десятков до одного кэВ, называются промежуточными. При столкновении нейтрона с тяжелым ядром всегда возможен радиационный захват нейтрона (n, γ). Этот процесс будет конкурировать с делением и, тем самым, уменьшать коэффициент размножения. Отсюда вытекает, что второй физической величиной, влияющей на коэффициенты k_{∞} и k , является вероятность деления при захвате нейтрона ядром делящегося изотопа. Эта вероятность для моноэнергетических нейтронов, очевидно, равна:

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}} \quad (2.12)$$

где σ_{nf} , $\sigma_{n\gamma}$ – соответственно, сечения деления и радиационного захвата. Для одновременного учета, как числа нейтронов на акт деления, так и вероятности радиационного захвата вводится коэффициент η , равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром.

$$\eta = \frac{\nu\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}} \quad (2.13)$$

Величина η зависит от вида горючего и от энергии нейтронов и является важнейшей характеристикой ядер горючего. Значения η для важнейших изотопов для тепловых и быстрых нейтронов приведены в Таблице 2.2.

Цепная реакция может идти только при условии $\eta > 1$. Качество горючего тем выше, чем больше значение η .

Таблица 2.2 - Значения ν , η для делящихся изотопов

Ядро		92^{233}U	92^{235}U	94^{239}Pu
Тепловые нейтроны ($E = 0.025 \text{ эВ}$)	ν	2,52	2,47	2,91
	η	2,28	2,07	2,09
Быстрые нейтроны ($E = 1 \text{ МэВ}$)	ν	2,7	2,65	3,0

Качество ядерного горючего определяется его доступностью и коэффициентом η . В природе встречаются только три изотопа, которые могут служить ядерным топливом или сырьем для его получения. Это изотоп тория ^{232}Th и изотопы урана ^{238}U и ^{235}U . Из них первые два цепной реакции не дают, но могут быть переработаны в изотопы, на которых реакция идет. Изотоп ^{235}U сам дает цепную реакцию. В земной коре тория в несколько раз больше, чем урана. Природный торий практически состоит только из одного изотопа ^{232}Th . Природный уран в основном состоит из изотопа ^{238}U и только на 0,7% из изотопа ^{235}U .

На практике крайне важен вопрос об осуществимости цепной реакции на естественной смеси изотопов урана, в которой на одно ядро ^{235}U приходится 140 ядер ^{238}U .

Покажем, что на естественной смеси медленная реакция возможна, а быстрая – нет. Для рассмотрения цепной реакции на естественной смеси удобно ввести новую величину – среднее сечение $\bar{\sigma}$ поглощения нейтрона, отнесенное к одному ядру изотопа ^{235}U . По определению:

$$\bar{\sigma} = \sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140\sigma_{n\gamma}^{238} \quad (2.14)$$

где верхний индекс указывает массовое число соответствующего изотопа урана. Вероятность того, что нейтрон, поглотившись в естественной смеси, вызовет деление, равна:

$$\frac{\sigma_{nf}^{235}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140\sigma_{n\gamma}^{238}} \quad (2.15)$$

Умножив эту вероятность на число ν нейтронов, вылетающих в среднем при делении одного ядра, мы получим по аналогии с (2.13) коэффициент $\eta^{ест}$ для естественной смеси:

$$\eta^{ест} = \frac{\nu\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140\sigma_{n\gamma}^{238}} \quad (2.16)$$

Для тепловых нейтронов $\nu=2,47$, $\sigma_{nf}^{235} = 580$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} = 112$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{238} = 2,8$ барн (обратите внимание на малость последнего сечения). Подставив эти цифры в (2.16), мы получим, что для медленных нейтронов в естественной смеси

$$\eta^{ест}(\text{медл}) = 1,32 > 1. \quad (2.17)$$

Это означает, что 100 тепловых нейтронов, поглотившись в естественной смеси, создадут 132 новых нейтрона. Отсюда прямо следует, что цепная реакция на медленных нейтронах в принципе возможна на естественном уране. В принципе, потому что для реального осуществления цепной реакции надо уметь замедлять нейтроны с малыми потерями.

Для быстрых нейтронов $\nu=2,65$, $\sigma_{nf}^{235} \approx 2$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} \approx \sigma_{n\gamma}^{238} \approx 0,1$ барн. Если учитывать деление только на изотопе ^{235}U , получим:

$$\eta^{235}(\text{быстр}) \approx 0,3. \quad (2.18)$$

Но надо еще учесть, что быстрые нейтроны с энергиями больше 1 МэВ могут с заметной относительной интенсивностью делить и ядра изотопа ^{238}U , которого в естественной смеси очень много. Для деления на ^{238}U коэффициент ν равен примерно 2,5. В спектре деления примерно 60% нейтронов имеют энергии выше эффективного порога 1,4 МэВ деления на ^{238}U . Но из этих 60% только один нейтрон из 5 успевает произвести деление, не замедлившись до энергии ниже пороговой за счет упругого и особенно неупругого рассеяния. Отсюда для коэффициента η получается оценка:

$$\eta^{238}(\text{быстр}) = 0,6\nu^{238}/5 \approx 0,3. \quad (2.19)$$

Полный коэффициент $\eta^{ест}$ для быстрой реакции, равен сумме:

$$\eta^{ест}(\text{быстр}) = \eta^{235}(\text{быстр}) + \eta^{238}(\text{быстр}) \approx 0,6 < 1. \quad (2.20)$$

Таким образом, на быстрых нейтронах цепная реакция в естественной смеси ($^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$) идти не может. Экспериментально установлено, что для чистого металлического урана коэффициент размножения достигает значения

единицы при обогащении 5,56%. Практически оказывается, что реакцию на быстрых нейтронах можно поддерживать лишь в обогащенной смеси, содержащей не меньше 15% изотопа ^{235}U . Естественную смесь изотопов урана можно обогащать изотопом ^{235}U . Обогащение является сложным и дорогостоящим процессом из-за того, что химические свойства обоих изотопов практически одинаковы. Приходится использовать небольшие различия в скоростях химических реакций, диффузии и др., возникающие вследствие различия масс изотопов. Цепную реакцию на ^{235}U практически всегда осуществляют в среде с большим содержанием ^{238}U . Часто используется естественная смесь изотопов, для которой $\eta=1,32$ в области тепловых нейтронов. Изотоп ^{238}U делится нейтронами с энергией выше 1 МэВ. Это деление приводит к небольшому дополнительному размножению нейтронов. Далее можно сравнить цепные реакции деления на тепловых и быстрых нейтронах.

У тепловых нейтронов сечения захвата велики и значительно меняются при переходе от одного ядра к другому. На ядрах некоторых элементов (например, на кадмии) эти сечения в сотни и более раз превосходят сечения на ^{235}U . Именно поэтому к активной зоне установок на тепловых нейтронах предъявляются требования высокой чистоты по отношению к некоторым примесям (О подготовке и производстве ядерного горючего см. отдельно в Приложении 2.1).

Для быстрых же нейтронов все сечения захвата малы и не так уж сильно отличаются друг от друга, так что проблемы высокой чистоты материалов не возникает. Другим преимуществом быстрых реакций является более высокий коэффициент воспроизводства.

Важное отличительное свойство тепловых реакций состоит в том, что в активной зоне топливо значительно сильнее разбавлено, т. е. на одно ядро топлива приходится значительно больше не участвующих в делении ядер, чем в быстрой реакции. Так, например, в тепловой реакции на естественном уране на ядро топлива ^{235}U приходится 140 ядер сырья ^{238}U , а в быстрой реакции на ядро ^{235}U может приходиться не более пяти-шести ядер ^{238}U . Разбавление топлива в тепловой реакции приводит к тому, что одна и та же энергия в тепловой реакции выделяется в значительно большем объеме вещества, чем в быстрой. Тем самым, из активной зоны тепловой реакции легче отводить тепло, что позволяет осуществлять эту реакцию с большей интенсивностью, чем быструю.

Время жизни одного поколения нейтронов для быстрой реакции на несколько порядков меньше, чем для тепловой. Поэтому скорость протекания быстрой реакции может заметно измениться через очень короткое время после изменения физических условий в активной зоне.

При нормальной работе реактора этот эффект несуществен, поскольку в этом случае, режим работы определяется временами жизни запаздывающих, а не мгновенных нейтронов. В однородной среде, состоящей только из делящихся изотопов одного вида, коэффициент размножения был бы равен η . Однако, в реальных ситуациях, кроме делящихся ядер, всегда присутствуют

другие, неделящиеся. Эти посторонние ядра будут захватывать нейтроны и тем самым влиять на коэффициент размножения. Отсюда следует, что третьей величиной, определяющей коэффициенты k_{∞} и k , является вероятность того, что нейтрон не будет захвачен одним из неделящихся ядер.

В реальных установках “посторонний” захват идет на ядрах замедлителя, на ядрах различных конструктивных элементов, а также на ядрах продуктов деления и продуктов захвата.

Для осуществления цепной реакции на медленных нейтронах в активную зону вводят специальные вещества – замедлители, которые превращают нейтроны деления в тепловые. На практике цепная реакция на медленных нейтронах осуществляется на естественном или слегка обогащенном изотопом ^{235}U уране.

Присутствие большого количества изотопа ^{238}U в активной зоне усложняет процесс замедления и делает необходимым предъявление высоких требований к качеству замедлителя. Жизнь одного поколения нейтронов в активной зоне с замедлителем, приближенно, можно разбить на две стадии: замедление до тепловых энергий и диффузия с тепловыми скоростями до поглощения.

Для того чтобы основная часть нейтронов успела замедлиться без поглощения необходимо выполнение условия:

$$\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{захв}} \gg n, \quad (2.21)$$

где $\sigma_{\text{упр}}$, $\sigma_{\text{захв}}$ – усредненные по энергиям сечения соответственно упругого рассеяния и захвата, а n – число столкновений нейтрона с ядрами замедлителя, необходимое для достижения тепловой энергии.

Число n быстро растет с ростом массового числа замедлителя. Для урана ^{238}U число n имеет порядок нескольких тысяч, отношение $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{захв}}$, для этого изотопа, даже в сравнительно благоприятной области энергий быстрых нейтронов, не превышает 50. Особенно же “опасна” в отношении захвата нейтронов, так называемая, резонансная область от 1 кэВ до 1 эВ. В этой области полное сечение взаимодействия нейтрона с ядрами ^{238}U имеет большое число интенсивных резонансов (Рис. 2.2).

При низких энергиях радиационные ширины превышают нейтронные. Поэтому в области резонансов отношение $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{захв}}$ становится даже меньше единицы. Это означает, что при попадании в область одного из резонансов нейтрон поглощается практически со стопроцентной вероятностью. А так как замедление на таком тяжелом ядре, как уран, идет “мелкими шагами”, то при прохождении через резонансную область замедляющийся нейтрон обязательно “наткнется” на один из резонансов и поглотится.

Отсюда следует, что на естественном уране без посторонних примесей, цепную реакцию осуществить нельзя: на быстрых нейтронах реакция не идет из-за малости коэффициента η , а медленные нейтроны не могут образоваться. Для того, чтобы избежать резонансного захвата нейтрона, надо использовать для замедления очень легкие ядра, на которых замедление идет “крупными

шагами”, что резко увеличивает вероятность благополучного “проскакивания” нейтрона через резонансную область энергий.

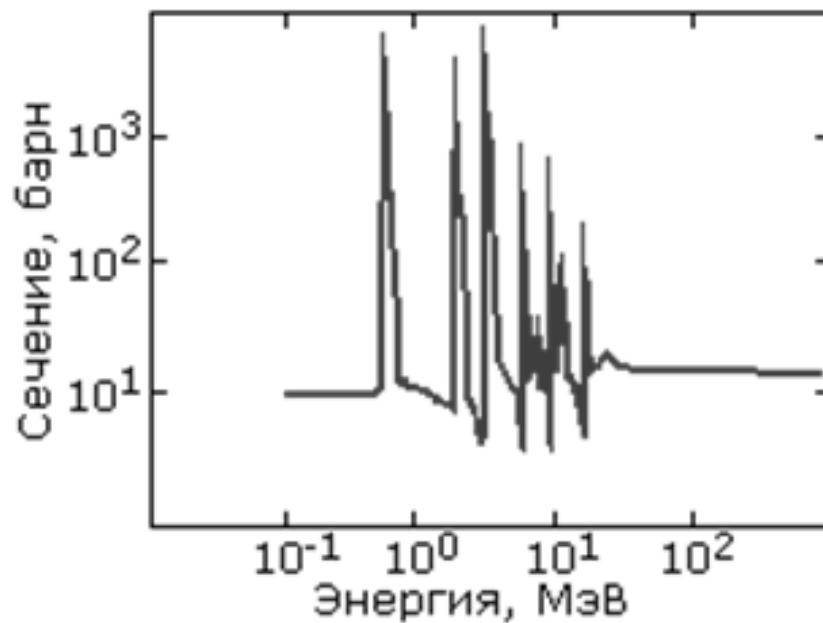


Рисунок 2.2 – Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами изотопа урана ^{238}U в резонансной области энергий

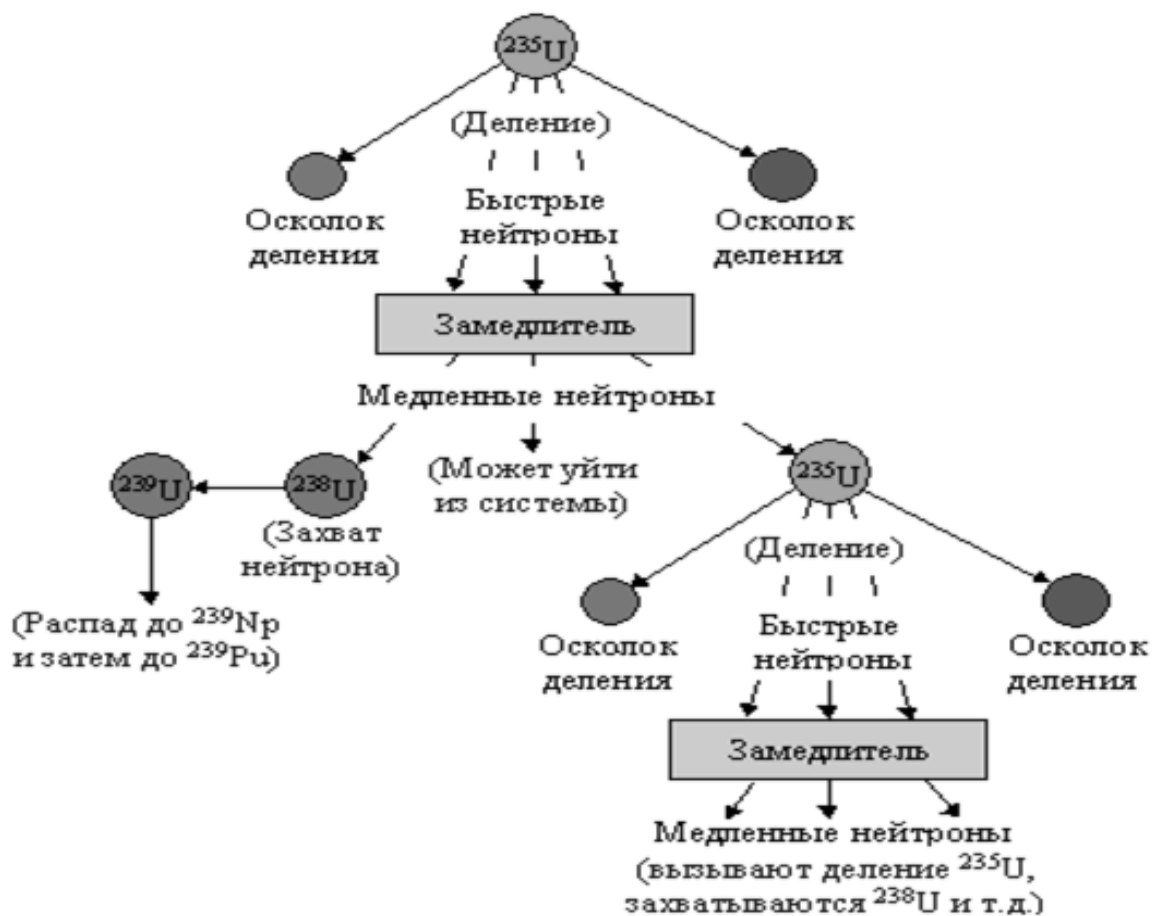


Рисунок 2.3 – Схема цепной реакции в среде с замедлителем

Наилучшими элементами-замедлителями являются водород, дейтерий, бериллий, углерод. Поэтому используемые на практике замедлители в основном сводятся к тяжелой воде, бериллию, окиси бериллия, графиту, а также обычной воде, которая замедляет нейтроны не хуже тяжелой воды, но поглощает их в гораздо большем количестве. Замедлитель должен быть хорошо очищен. Заметим, что для осуществления медленной реакции замедлителя должно быть в десятки, а то и в сотни раз больше, чем урана, чтобы предотвратить резонансные столкновения нейтронов с ядрами ^{238}U . На Рис. 2.3 представлена схема процесса развития цепной реакции в ядерном топливе реактора.

Активная зона, состоящая из однородной смеси урана и замедлителя, называется гомогенной, а система из чередующихся блоков урана и замедлителя называется гетерогенной (см. Рис. 2.4). Качественно гетерогенная система отличается тем, что в ней образовавшийся в уране быстрый нейтрон успевает уйти в замедлитель, не достигнув резонансных энергий. Дальнейшее замедление идет уже в чистом замедлителе. Это повышает вероятность p избежать резонансного захвата:

$$p_{\text{гет}} > p_{\text{гом}}. \quad (2.22)$$

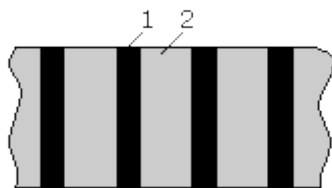


Рисунок 2.4 – Схема расположения ядерного горючего и замедлителя в активной зоне гетерогенной системы. 1 – блоки ядерного горючего, 2 – замедлитель

С другой стороны, наоборот, став в замедлителе тепловым, нейтрон должен, для участия в цепной реакции, продиффундировать, не поглотившись в чистом замедлителе, до его границы. Поэтому коэффициент теплового использования f в гетерогенной среде ниже, чем в гомогенной:

$$f_{\text{гет}} < f_{\text{гом}}. \quad (2.23)$$

Для оценки коэффициента размножения k_{∞} теплового реактора используется приближенная формула четырех сомножителей:

$$k_{\infty} = \eta p f \varepsilon. \quad (2.24)$$

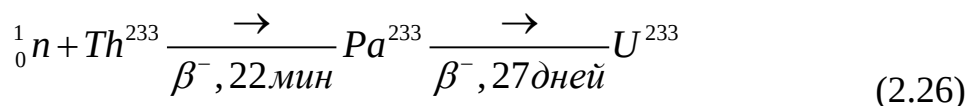
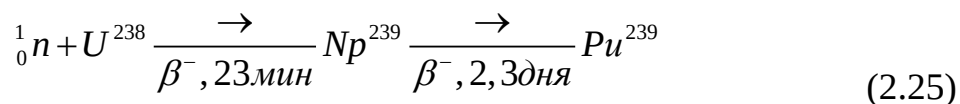
Первые три сомножителя мы уже рассматривали ранее. Величина ε называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах. Этот коэффициент вводится для того, чтобы учесть, что часть быстрых нейтронов может произвести деление, не успев замедлиться. По своему смыслу

коэффициент ϵ всегда превышает единицу. Но это превышение обычно невелико. Типичным для тепловых реакций является значение $\epsilon = 1,03$.

Для быстрых реакций формула четырех сомножителей неприменима, так как каждый коэффициент зависит от энергии и разброс по энергиям при быстрых реакциях достаточно велик. Поскольку величина η определяется видом топлива, а величина ϵ для медленных реакций почти не отличается от единицы, то качество конкретной активной среды определяется произведением ρf . Так, преимущество гетерогенной среды перед гомогенной количественно проявляется в том, что, например, в системе, в которой на одно ядро естественного урана приходится 215 ядер графита, произведение ρf равно 0,823 для гетерогенной среды и 0,595 для гомогенной. А так как для естественной смеси $\eta = 1,34$, то мы получим, что для гетерогенной среды $k_{\infty} > 1$, а для гомогенной $k_{\infty} < 1$.

Для практического осуществления стационарно текущей цепной реакции надо уметь этой реакцией управлять. Это управление существенно упрощается благодаря вылету запаздывающих нейтронов при делении. Доля запаздывающих нейтронов в ядерном горючем колеблется от 0,2 до 0,7%. Среднее время жизни запаздывающих нейтронов составляет приблизительно 10 с. При небольшой степени надкритичности скорость нарастания интенсивности цепной реакции определяется только запаздывающими нейтронами.

Захват нейтронов не участвующими в цепной реакции ядрами снижает интенсивность реакции, но может быть полезным в отношении образования новых делящихся изотопов. Так, при поглощении нейтронов изотопами урана ^{238}U и тория ^{232}Th образуются (через два последовательных β -распада) изотопы плутония ^{239}Pu и урана ^{233}U , являющиеся ядерным горючим:



Эти две реакции открывают реальную возможность воспроизводства ядерного горючего в процессе течения цепной реакции. В идеальном случае, т.е. при отсутствии ненужных потерь нейтронов, на воспроизводство может идти в среднем $\eta - 1$ нейтронов на каждый акт поглощения нейтрона ядром горючего.

2.3.2 ТЕРМОЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ

Хотя ядерных реакций синтеза, приводящих к выделению энергии довольно много, для практических целей использования ядерной энергии, интерес представляют только реакции, приведенные в (Таблице 2.3). Здесь и ниже мы используем стандартное обозначение изотопов водорода: p – протон с атомной массой 1, D – дейтрон, с атомной массой 2 и T – тритий, изотоп с массой 3. Все ядра, участвующие в этих реакциях за исключением трития стабильны. Тритий – это радиоактивный изотоп водорода с периодом

полураспада порядка 12 лет. В результате β -распада он превращается в He^3 , 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 2.3 – Ядерные реакции, представляющие интерес для управляемого термоядерного синтеза

	Реакция	Энергетический выход, q , (МэВ)
1	$\text{D}+\text{T}=\text{He}^4+\text{n}$	17,6
2	$\text{D}+\text{D}=\text{He}^3+\text{n}$	3,27
3	$\text{D}+\text{D}=\text{T}+\text{p}$	4,03
4	$\text{D}+\text{He}^3=\text{He}^4+\text{p}$	18,4
5	$\text{p}+\text{B}^{11}=3\text{He}^4$	8,7
6	$\text{Li}^6+\text{n}=\text{He}^4+\text{T}$	4,8
7	$\text{Li}^7+\text{n}=\text{He}^4+\text{T}+\text{n}$	-2,47

Все реакции, приведенные в Таблице 2.3, кроме последней, происходят с выделением энергии в виде кинетической энергии продуктов реакций, q , которая указана в скобках в единицах миллионов электрон-вольт (МэВ), ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 11600 \text{ К}$). Две последние реакции играют особую роль в управляемом термоядерном синтезе – они будут использоваться для производства трития, которого не существует в природе.

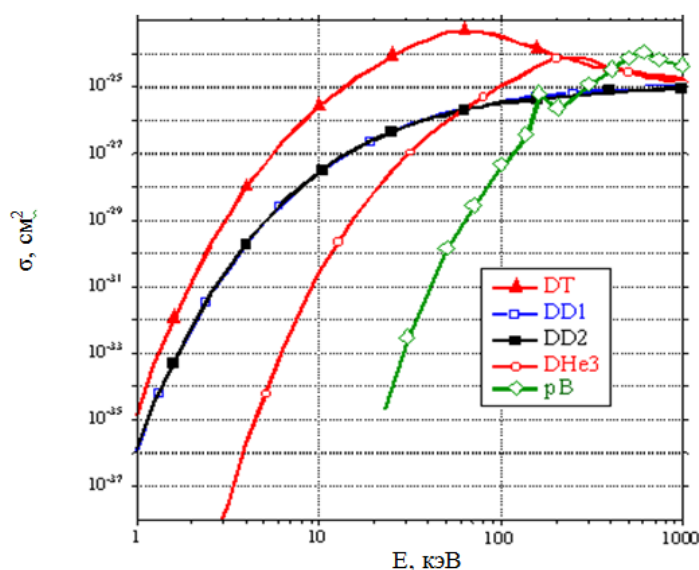


Рисунок 2.5 – Сечения некоторых термоядерных реакций из Таблицы 2.3, как функция энергии частиц в системе центра масс

Ядерные реакции синтеза 1-5 обладают относительно большой скоростью реакций, которую принято характеризовать сечением реакции, σ . Сечения реакций из Таблицы 2.3 показаны на Рис. 2.5, как функция энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс.

Скорость термоядерных реакций можно рассчитать, проинтегрировав сечение реакции, показанное на Рис. 2.5, по равновесной максвелловской функции распределения частиц. В результате, можно получить скорость реакций, $K(T)$, которая определяет число реакций, происходящих в единице объема. 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, $T=10^8$ 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, $Q_{fus}=P_{\text{синтез}}/P_{\text{затрат}}$ будет меньше 1.

Для того, чтобы увеличить Q_{fus} , можно подогреть электроны мишени. Тогда быстрые ионы будут тормозиться медленнее, и, Q_{fus} будет расти. Однако, положительный выход достигается только при очень высокой температуре мишени - порядка нескольких кэВ. 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.

Следовательно, объемную плотность выделения энергии в реагирующей смеси:

$$P_{fus}=qn_1n_2 K(T). \quad (2.27)$$

В последней формуле n_1n_2 – концентрации реагирующих компонент, T – температура реагирующих частиц и q – энергетический выход реакции, приведенный в Таблице 2.3.

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 большой точностью, плотность зарядов ионов и электронов в плазме равны между собой, $n_e = Z n_z$, 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 приходится платить дополнительными энергетическими расходами. Во-первых, нужно учесть тормозное излучение, испускаемое электронами при столкновении с ионами, мощность которого равна:

$$P_{\sigma} = 5,3 \cdot 10^{-37} n_e n_z Z^2 \sqrt{T(\text{кэВ})} \quad (2.28)$$

Мощность тормозного излучения, также как и мощность термоядерных реакций в смеси, пропорциональна квадрату плотности плазмы и, поэтому, отношение P_{fus}/P_b 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, $P_{\text{fus}}/P_b=1$. 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 кэВ ($3,5 \times 10^7$ 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 τ_E , определенным таким образом, что отношение $3nT/\tau_E$ дает мощность потерь из единицы плазменного объема. Очевидно, что для положительного выхода необходимо,

чтобы термоядерная мощность превышала мощность дополнительных потерь, $P_{\text{fus}} > 3nT / \tau_E$, что дает условие на минимальное произведение плотности на время жизни плазмы, $n\tau_E$. Например, для DT-реакции необходимо, чтобы

$$n\tau_E > 5 \cdot 10^{19} \text{ s/m}^3 \quad (2.29)$$

Это условие принято называть критерием Лоусона (строго говоря, критерий Лоусона был выведен для конкретной схемы термоядерного реактора и, в отличие от формулы (2.29), включает в себя КПД 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 $T - n\tau_E$, которая показана на Рис. 2.6.

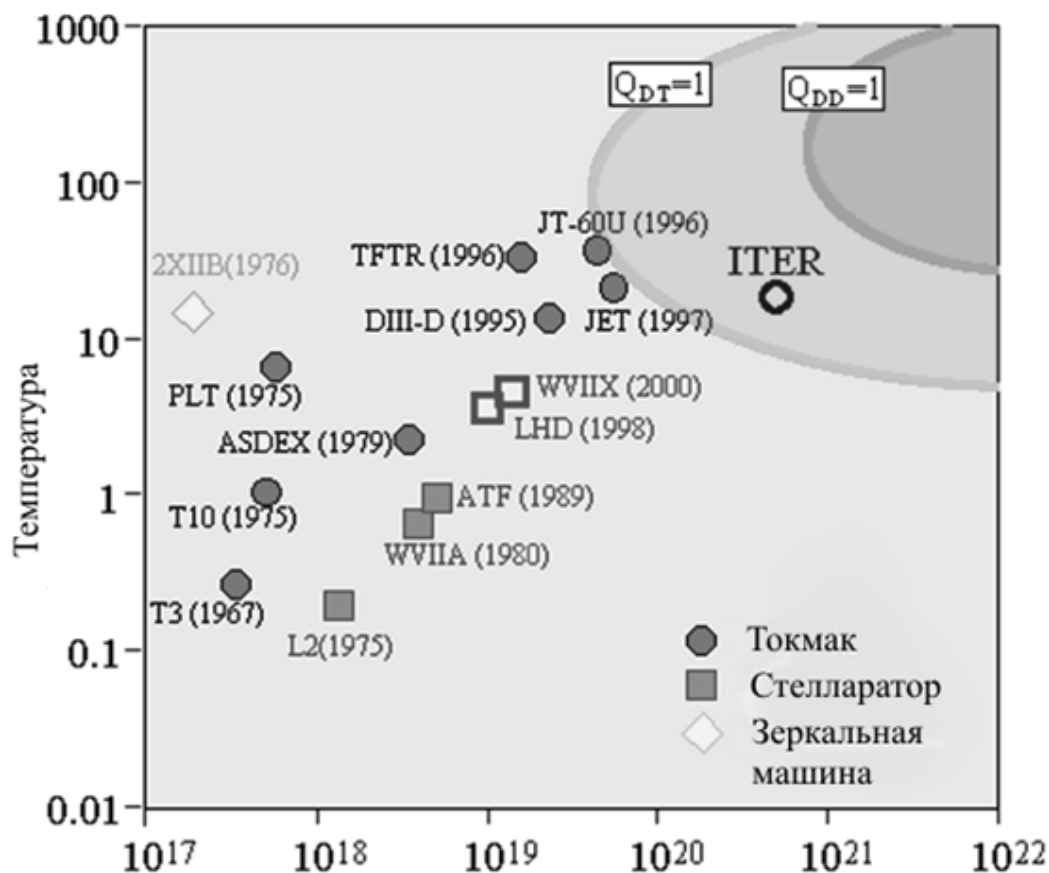


Рисунок 2.6 – Область с положительным выходом ядерной реакции на плоскости $T - n\tau_E$

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, $n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (это примерно в 10^5 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 $Q_{\text{fus}} > 1$, 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.

Контрольные вопросы к разделу 2.3.

1. *Объясните особенность протекания ядерных реакций.*
2. *Что такое цепная реакция?*
3. *Что такое нуклоны?*
4. *Приведите примеры термоядерных реакций.*

2.4 ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА [3,4]

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.

Энергия термоядерных реакций, происходящих в плазме, выносятся 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.

Рисунок 2.7 – Схема основных технологических контуров термоядерного реактора, работающего на смеси дейтерия (D) и трития (T)

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 2.3), которые будут облучаться нейтронами в бланкете. Оба изотопа лития широко распространены в природе в процентном отношении Li⁶:Li⁷ = 7,5%:92,5% и, как видно из Таблицы 2.3, 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



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

Возможны разные схемы использования лития в бланкете. Один из вариантов 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, 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. 2.7, литиевый цикл показан условно, в виде отдельного литиевого контура. Объединяя DT-реакцию с реакцией 6 из Таблицы 2.3 можно записать:



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 5×10^{20} 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 экспертов разведанные рудные запасы лития составляют $8 - 10 \times 10^6$ 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 $1,7 \times 10^{-7}$ и общим количеством, превышающим примерно в 10^3 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 pB. 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 He³ 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 2.3, 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 pB-реакций электроэнергия, в принципе, может получаться с помощью прямого преобразования энергии заряженных частиц в электрическую энергию с КПД 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. Поэтому, освоение полностью безнейтронных топлив дело далекого будущего.

Таким образом, будущие термоядерные реакторы имеют достаточные запасы топлива для обеспечения потребностей человечества в энергии в течение 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 длительного 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.

К настоящему времени сформировались два в значительной мере независимых подхода к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза. Первый из них основан на возможности удержания и термоизоляции высокотемпературной плазмы относительно низкой плотности ($N \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$) магнитным полем специальной конфигурации в течение сравнительно длительного времени ($t \sim 1 - 10 \text{ с}$). К таким системам относится "Токамак" (Ядерный реактор «Токамак» смотри ниже).

Другой путь импульсный. При импульсном подходе необходимо быстро нагреть и сжать малые порции вещества до таких температур и плотностей, при которых термоядерные реакции успевают бы эффективно протекать за время существования ничем не удерживаемой или, как говорят, инерциально удерживаемой плазмы. Оценки показывают, что, для того чтобы сжать вещество до плотностей $100-1000 \text{ г/см}^3$ и нагреть его до температуры $T \sim 5 - 10 \text{ кэВ}$, необходимо создать давление на поверхности сферической мишени $P \sim 5 \cdot 10^9 \text{ атм}$, то есть нужен источник, который позволял бы подвести к поверхности мишени энергию с плотностью мощности $q \sim 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Этот путь в настоящее время развивается с помощью лазерного термоядерного синтеза.

Контрольные вопросы к разделу 2.4.

1. *Опишите схему термоядерного реактора.*
2. *Что такое топливный цикл термоядерного реактора.*
3. *Что представляют собой тритий и дейтерий?*

2.5 ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ [3,4]

Ядерным реактором называется устройство, в котором может происходить самоподдерживающаяся ядерная цепная реакция деления ядер тяжёлых элементов под действием нейтронов. Любой ядерный реактор состоит из пяти основных элементов: а) активная зона с ядерным топливом; б) замедлителя быстрых нейтронов; в) отражателя нейтронов; г) системы охлаждения; д) систем безопасности и регулирования.

Текущее состояние ядерного реактора можно охарактеризовать эффективным коэффициентом размножения нейтронов k или реактивностью ρ , которые связаны следующим соотношением:

$$\rho = \frac{k - 1}{k} \quad (2.32)$$

Для этих величин характерны следующие значения:

$k > 1$ – цепная реакция нарастает во времени, реактор находится в надкритическом состоянии, его реактивность $\rho > 0$;

$k < 1$ – реакция затухает, реактор – подкритичен, $\rho < 0$;

$k = 1$, $\rho = 0$ – число делений ядер постоянно, реактор находится в стабильном критическом состоянии.

Условие критичности ядерного реактора:

$$k = k_0 \varpi$$

ϖ – есть доля полного числа образующихся в реакторе нейтронов, поглощённых в активной зоне реактора, или вероятность избежать нейтрону утечки из конечного объёма.

k_0 – коэффициент размножения нейтронов в активной зоне бесконечно больших размеров.

Обращение коэффициента размножения в единицу достигается сбалансированием размножения нейтронов с их потерями. Причин потерь фактически две: захват без деления и утечка нейтронов за пределы размножающей среды.

Очевидно, что $k < k_0$, поскольку в конечном объёме вследствие утечки потери нейтронов обязательно больше, чем в бесконечном. Поэтому, если в веществе данного состава $k_0 < 1$, то цепная самоподдерживающаяся реакция невозможна как в бесконечном, так и в любом конечном объёме. Таким образом, k_0 определяет принципиальную способность среды размножать нейтроны и для тепловых реакторов его можно определить по так называемой «формуле 4-х сомножителей»:

$$k_0 = \mu \varphi \theta \eta$$

где μ – коэффициент размножения на быстрых нейтронах;

φ – вероятность избежать резонансного захвата;

θ – коэффициент использования тепловых нейтронов;

η – выход нейтронов на одно поглощение.

Объёмы современных энергетических реакторов могут достигать сотен кубических метров и определяются главным образом не условиями критичности, а возможностями теплосъёма.

Критический объём ядерного реактора – объём активной зоны реактора в критическом состоянии. Критическая масса – масса делящегося вещества реактора, находящегося в критическом состоянии.

Наименьшей критической массой обладают реакторы, в которых топливом служат водные растворы солей чистых делящихся изотопов с водяным отражателем нейтронов.

С целью уменьшения утечки нейтронов, активной зоне придают сферическую или близкую к сферической форму, например короткого цилиндра или куба, так как эти фигуры обладают наименьшим отношением площади поверхности к объёму.

Несмотря на то, что величина (e^{-1}) обычно невелика, роль размножения на быстрых нейтронах достаточно велика, поскольку для больших ядерных реакторов $(K_{\infty}-1) \ll 1$. Без этого процесса было бы невозможным создание первых графитовых реакторов на естественном уране.

Для начала цепной реакции обычно достаточно нейтронов, рождаемых при спонтанном делении ядер урана. Возможно также использование внешнего источника нейтронов для запуска реактора, например, смеси Ra и Be, ^{252}Cf или других веществ.

2.5.1 КЛАССИФИКАЦИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Ядерным реактором называется устройство, в котором может происходить самоподдерживающаяся ядерная цепная реакция деления ядер тяжёлых элементов под действием нейтронов. Любой ядерный реактор включает в себя пять основных элементов: а) делящегося вещества; б) замедлителя быстрых нейтронов; в) отражателя нейтронов; г) системы охлаждения; д) систем безопасности и регулирования.

Классификацию ядерных реакторов можно провести по ряду признаков.

1. По характеру использования

- Исследовательские реакторы, в которых потоки нейтронов и гамма-квантов, создаваемые в активной зоне, используются для исследований в области радиационной химии, ядерной физики, физики твёрдого тела, биологии, для испытания материалов, предназначенных для работы в интенсивных нейтронных потоках (в т. ч. деталей ядерных реакторов), для производства изотопов. Мощность исследовательских реакторов не превосходит 100 МВт. Выделяющаяся энергия, как правило, не используется;
- Изотопные (оружейные, промышленные) реакторы, используемые для наработки изотопов, используемых в ядерных вооружениях, например ^{239}Pu ;
- Энергетические реакторы, предназначенные для получения электрической и тепловой энергии, используемой в энергетике, при опреснении воды, для привода силовых установок кораблей, самолётов и космических аппаратов, в производстве водорода и металлургии и т. д. Тепловая мощность современных энергетических реакторов достигает 5 ГВт.

2. По спектру нейтронов

- Реактор на тепловых (медленных) нейтронах («тепловой реактор»);
- Реактор на быстрых нейтронах («быстрый реактор»);
- Реактор на промежуточных нейтронах;
- Реактор со смешанным спектром.

3. По размещению топлива

- Гетерогенные реакторы, где топливо размещается в активной зоне дискретно в виде блоков, между которыми находится замедлитель;

- Гомогенные реакторы, где топливо и замедлитель представляют однородную смесь (гомогенную систему).

В гетерогенном реакторе топливо и замедлитель могут быть пространственно разнесены, в частности, в полостном реакторе замедлитель-отражатель окружает полость с топливом, не содержащим замедлителя. С ядерно-физической точки зрения критерием гомогенности/гетерогенности является не конструктивное исполнение, а размещение блоков топлива на расстоянии, превышающем длину замедления нейтронов в данном замедлителе. Так, реакторы с так называемой «тесной решёткой» рассчитываются, как гомогенные, хотя в них топливо обычно отделено от замедлителя.

Блоки ядерного топлива в гетерогенном реакторе называются тепловыделяющими сборками (ТВС), которые размещаются в активной зоне в узлах правильной решётки, образуя ячейки.

4. По виду топлива:

- изотопы урана 235 и 233 (^{235}U и ^{233}U);
- изотоп плутония 239 (^{239}Pu);
- изотоп тория 232 (^{232}Th) (посредством преобразования в ^{233}U).

5. По степени обогащения:

- Естественный уран;
- Слабо обогащённый уран;
- Чистый делящийся изотоп.

6. По химическому составу:

- металлический U;
- UO_2 (диоксид урана);
- UC (карбид урана) и т. д.

7. По виду теплоносителя:

- H_2O (вода, см. Водо-водяной реактор);
- Газ (см. Графито-газовый реактор);
- D_2O (тяжёлая вода, см. Тяжеловодный ядерный реактор, CANDU);
- Реактор с органическим теплоносителем;
- Реактор с жидкометаллическим теплоносителем;
- Реактор на расплавах солей;
- Реактор с твердым теплоносителем.

8. По роду замедлителя:

- C (графит, см. Графито-газовый реактор, Графито-водный реактор);
- H_2O (вода, см. Легководный реактор, Водо-водяной реактор, ВВЭР);
- D_2O (тяжёлая вода, см. Тяжеловодный ядерный реактор, CANDU);
- Be, BeO;
- Гидриды металлов;
- Без замедлителя (см. Реактор на быстрых нейтронах).

9. По конструкции:

- Корпусные реакторы;
- Канальные реакторы.

10. По способу генерации пара:

- Реактор с внешним парогенератором (См. Водо-водяной реактор, ВВЭР);
- Кипящий реактор.

11. Классификация МАГАТЭ:

- BWR (boiling water reactor) – Кипящий ядерный реактор;
- FBR (fast breeder reactor) – Реактор на быстрых нейтронах (БН-600);
- GCR (gas-cooled reactor) – (advanced gas-cooled reactor (AGR));
- LWR (light water reactor) – Легководный реактор;
- LWGR (light water graphite reactor) – Графито-водный ядерный реактор (РБМК);
- PHWR (pressurized heavy water reactor) – Тяжеловодный ядерный Реактор (CANDU);
- PWR (pressurized water reactors) – Реактор с водой под давлением (реактор со сжатой водой);

В начале XXI века наиболее распространены гетерогенные ядерные реакторы на тепловых нейтронах с замедлителями – H_2O , C , D_2O и теплоносителями – H_2O , газ, D_2O , например, водо-водяные ВВЭР, каналные РБМК.

По данным МАГАТЭ в мире насчитывается 442 ядерных реактора, расположенных в 30 странах. Продолжается строительство новых реакторов (более 60).

2.5.2 ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

Реактор на тепловых (медленных) нейтронах – ядерный реактор, использующий реакцию взаимодействия ядер урана-235 с нейтронами, которые участвуют в цепной реакции. Сечение (вероятность) этой реакции растёт по мере снижения энергии нейтронов, а количество ядер урана-238 остаётся при низких энергиях постоянным. В результате, самоподдерживающаяся реакция при использовании природного урана, в котором делящегося изотопа ^{235}U всего 0,7%, невозможна на быстрых нейтронах и возможна на медленных (тепловых).

Ядерные энергетические реакторы (ЯЭР), работающие на тепловых нейтронах делятся на два типа:

- корпусные;
- каналные.

На рисунке 2.8 приведено схематическое устройство ядерного реактора на тепловых нейтронах.

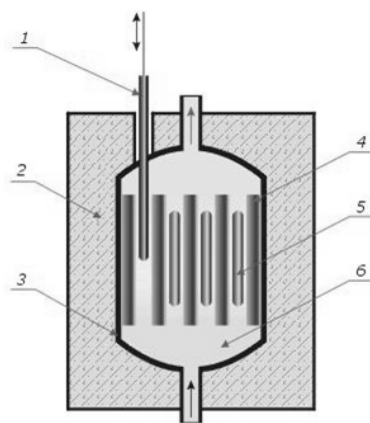


Рисунок 2.8 – Схематическое устройство реактора на тепловых нейтронах
 1 – управляющий стержень; 2 – биологическая защита; 3 – теплоизоляция;
 4 – замедлитель; 5 – ядерное топливо; 6 – теплоноситель.

Активная зона реактора на тепловых нейтронах состоит из замедлителя быстрых нейтронов, образующихся при цепной реакции деления атомных ядер, ядерного топлива, теплоносителя и конструкционных материалов. В качестве замедлителя применяют графит, а также органические жидкости и воду, которые одновременно могут служить и теплоносителем. Для уменьшения загрузки ядерного топлива в реакторах на тепловых нейтронах применяют конструкционные материалы с малым сечением радиационного захвата нейтронов. К ним относятся алюминий, магний, цирконий и др. Небольшие потери нейтронов в замедлителе и конструкционных материалах дают возможность использовать в качестве ядерного топлива для реакторов на тепловых нейтронах природный и слабообогащённый уран.

Атомные реакторы на тепловых нейтронах различаются между собой главным образом по двум признакам: какие вещества используются в качестве замедлителя нейтронов, и какие в качестве теплоносителя, с помощью которого производится отвод тепла из активной зоны реактора:

- 1) водо-водяные с обычной водой в качестве замедлителя и теплоносителя;
- 2) графито-водные с водяным теплоносителем и графитовым замедлителем;
- 3) тяжёловодные с водяным теплоносителем и тяжёлой водой в качестве замедлителя;
- 4) графито-газовые с газовым теплоносителем и графитовым замедлителем.

Тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы) представляют собой блоки из делящегося материала, заключенные в герметическую оболочку, слабо поглощающую нейтроны. За счет энергии деления тепловыделяющие элементы разогреваются и отражают энергию теплоносителю, который циркулирует в каналах. К ТВЭЛам предъявляются высокие технические требования: простота конструкции; механическая устойчивость и прочность в потоке теплоносителя,

обеспечивающая сохранение размеров и герметичности; малое поглощение нейтронов конструкционным материалом ТВЭЛа и минимум конструкционного материала в активной зоне; отсутствие взаимодействия ядерного топлива и продуктов деления с оболочкой ТВЭЛов, теплоносителем и замедлителем при рабочих температурах. Геометрическая форма ТВЭЛа должна обеспечивать требуемое соотношение площади поверхности объема и максимальную интенсивность отвода теплоты теплоносителем от всей поверхности ТВЭЛа, а также гарантировать большую глубину выгорания ядерного топлива и высокую степень удержания продуктов деления. ТВЭЛы должны обладать радиационной стойкостью, простотой и экономичностью регенерации ядерного топлива и низкой стоимостью. В целях безопасности надежная герметичность оболочки ТВЭЛов должна сохраняться в течение всего срока работы активной зоны (3-5 лет) и последующего хранения отработавших ТВЭЛов до отправки на переработку (1 – 3 года).

Управление цепной реакцией осуществляется специальными управляющими стержнями, изготовленными из материалов сильно поглощающих нейтроны (бор, кадмий). Изменяя количество и глубину погружения управляющих стержней, можно регулировать нейтронные потоки, интенсивность цепной реакции и выработку энергии. В настоящее время разработано большое количество различных моделей ядерных реакторов, которые различаются по виду ядерного топлива (уран, плутоний), по химическому составу ядерного топлива (уран, диоксид урана), по виду теплоносителя (вода, тяжелая вода, органические растворители и др.), по виду замедлителя (графит, вода, бериллий). В реакторе на тепловых нейтронах большая часть деления ядер происходит при поглощении ядрами делящихся изотопов тепловых нейтронов.

В мощных энергетических реакторах не всегда удается подобрать подходящие конструкционные материалы с небольшим сечением поглощения. Тогда оболочки, каналы и другие части конструкции реакторов изготовляют из материалов, интенсивно поглощающих нейтроны, таких, как нержавеющая сталь. Дополнительные потери тепловых нейтронов в конструкционных материалах компенсируются использованием урана с высоким обогащением – до 10 %.

В реакторах на тепловых нейтронах весьма существенно поглощение нейтронов продуктами деления, для компенсации которого в активную зону перед началом кампании добавляют определённую массу ядерного топлива. Эта добавка увеличивается с ростом кампании и удельной мощности реактора.

В России строят главным образом графито-водные и водо-водяные реакторы. На АЭС США наибольшее распространение получили водо-водяные реакторы. Графито-газовые реакторы применяются в Англии. В атомной энергетике Канады преобладают тяжеловодные реакторы. В активной зоне реактора на медленных нейтронах расположены тепловыделяющие элементы, содержащие смесь ^{238}U и ^{235}U , и замедлитель, в котором нейтроны деления замедляются до энергии около 1 эВ.

2.5.3 АТОМНЫЕ РЕАКТОРЫ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Названия реакторов связаны с особенностями происходящих в них физических процессов: рождением, движением и поглощением нейтронов, вызывающих деление ядерного топлива. Энергия нейтронов в момент их рождения в реакторе очень высока: они движутся со скоростью несколько тысяч километров в секунду. Это – «быстрые» нейтроны. В результате столкновений с окружающими атомами их энергия и скорость уменьшаются. Этот процесс называется замедлением нейтронов. Особенно эффективно замедляются нейтроны в воде и в чистом графите, которые и используются в ядерных реакторах в качестве замедлителя нейтронов. Нейтроны, замедленные до скорости теплового движения атомов, т.е. до нескольких километров в секунду, в ядерной физике принято называть «тепловыми». Тепловые нейтроны имеют наибольшую вероятность вызвать деление ядер топлива. Поэтому реакторы, в которых процесс деления ядер происходит под действием тепловых нейтронов, требуют для своего запуска наименьшего количества ядерного горючего. Иными словами, их «критическая масса» минимальна, что объясняет преимущественное применение тепловых реакторов в современной атомной энергетике.

В реакторах без замедления нейтронов процесс деления ядерного топлива происходит при взаимодействии с быстрыми нейтронами. Поэтому и называются они «реакторами на быстрых нейтронах», или просто «быстрыми» реакторами. В таких реакторах, горение ядерного топлива начинается при большей критической массе ядерного горючего, чем в тепловых. Соответственно и стоимость их топливной загрузки выше. В чем же преимущество быстрых реакторов? В их уникальной возможности обеспечивать себя топливом, и более того, обеспечивать топливом другие ядерные установки.

Существует всего три вида атомов, которые могут осуществлять цепную ядерную реакцию: плутоний – ^{239}Pu и два изотопа урана – ^{235}U и ^{233}U . Из них только уран ^{235}U встречается в природе, и то в малых количествах, а уран– ^{233}U и плутоний– ^{239}Pu в природе практически не встречаются. Они образуются в результате бомбардировки нейтронами изотопов урана ^{238}U и тория ^{232}Th , которые имеются в природе в относительно большом количестве, причем торий приблизительно в три раза более распространен в земной коре, чем уран.

Чтобы резко расширить топливную базу атомной энергетике, необходимо заставить работать в реакторах весь природный уран, включая его «негорючую» часть – уран ^{238}U . Именно такая возможность и реализуется в быстрых реакторах.

Применяя реакторы на быстрых нейтронах (реакторы-размножители, реакторы-бридеры), можно гораздо полнее использовать природное ядерное горючее. Применительно к этим реакторам можно рассматривать ^{239}Pu и ^{233}U как исходное ядерное топливо, а ^{238}U и ^{232}Th – как своего рода сырье, из которого в реакторе получается вторичное ядерное топливо, то есть новые порции ^{239}Pu и ^{233}U . Таким образом, в реактор–размножитель загружается

исходное ядерное топливо (^{239}Pu или ^{233}U) и атомное сырье (^{238}U или ^{232}Th). Реактор производит тепловую энергию, преобразуемую на АЭС в электрическую, и дает вторичное ядерное топливо. В одних реакторах расходуемое и воспроизводимое ядерное топливо – ^{239}Pu , в других – ^{233}U .

Важной физической особенностью быстрого реактора является то, что в нем образуется больше нейтронов, которые могут поглотиться в уране ^{238}U . Поэтому и процесс образования плутония в нем идет намного быстрее, чем в любом другом реакторе. В результате за время работы в быстром реакторе накапливается примерно столько плутония, сколько сгорает первоначально загруженного урана ^{235}U . Если же быстрый реактор загрузить сразу плутониевым топливом в смеси с неделящимся ураном ^{238}U , то нового плутония в нем образуется даже больше, чем сгорает в процессе работы. Получается, что быстрый реактор обладает уникальным и очень ценным свойством – он способен воспроизводить ядерное топливо, полностью в процессе своей работы восполняя его выгорание и даже увеличивая массу горючего.

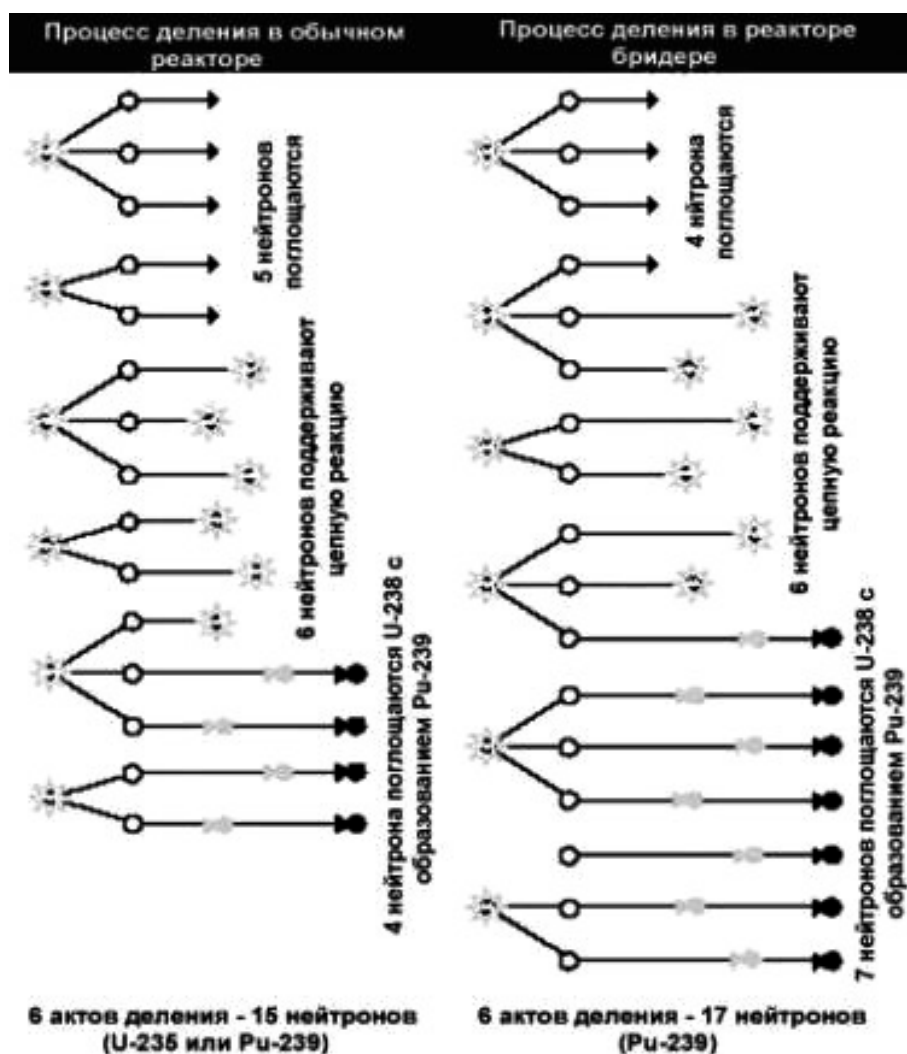


Рисунок 2.9 – Реакции расщепления в реакторах на тепловых и на быстрых нейтронах

Таким образом, реакторы на быстрых нейтронах производят энергию при более полном использовании ^{238}U в реакторных топливных сборках путем сжигания плутония, вместо расщепляющегося изотопа ^{235}U , применяемого в тепловых реакторах. Если такие реакторы используются для производства большого количества плутония (большего, чем они потребляют), их называют реакторами-размножителями (бридерами) на быстрых нейтронах. Многолетний интерес к таким реакторам как раз и обусловлен их способностью производить больше топлива, чем они потребляют. Кроме того, они могут утилизировать оружейный уран и плутоний и сжигать ядерные отходы.

Обычные реакторы на тепловых нейтронах производят два "избыточных" материала: плутоний (появляется при поглощении ураном ^{238}U нейтронов и отделяется затем в процессе переработки) и обедненный уран (получается при обогащении природного урана). Плутоний используется в реакторах на быстрых нейтронах как основное топливо, и, в то же самое время, плутоний образуется из ^{238}U обедненного урана, которым окружают активную зону реактора в виде специальных "бланкет". Другими словами, реактор одновременно и "сжигает", и "производит" плутоний. В зависимости от конструкции реактора, произведенный расщепляющийся плутоний может использоваться либо в этом же реакторе, либо в будущих реакторах-размножителях, либо в обычных легко-водных реакторах.

Реакторы на быстрых нейтронах имеют высокую тепловую эффективность, обусловленную высокотемпературным режимом их эксплуатации. Охлаждение активной зоны осуществляется в них с помощью жидкого натрия. Хотя, с химической точки зрения, это довольно сложно, тем не менее, сделать это проще, чем использовать воду при очень высоком давлении. Опыт эксплуатации таких реакторов и экспериментальные исследования показали, что система охлаждения на основе жидкого металлического натрия надежнее, чем системы, использующие воду высокого давления или пар (в легко-водных реакторах).

Ядерные реакторы, охлаждаемые легкой водой под большим давлением (до 22,13 МПа), из-за невысокой (не более 374 °C) температуры воды на входе в парогенератор имеют КПД энергетической установки 30 – 33%. Реакторы с жидкометаллическим охлаждением при давлении, необходимом для перекачки теплоносителя, могут иметь высокую (ограниченную стойкостью конструкционных материалов) температуру на входе в парогенератор, что повышает КПД до 40-43%. В итоге, для выработки одного и того же количества электроэнергии в ядерных реакторах с высокой температурой теплоносителя, тратится меньше ядерного топлива, чем в легководных реакторах.

Топливный цикл быстрых реакторов-размножителей позволяет извлечь больше энергии из первоначально добытого урана. Именно поэтому реакторы-размножители привлекательны для производства энергии.

Именно быстрые реакторы смогут решить важнейшую проблему энергетики – проблему надежного и долговременного обеспечения ее топливом. Естественно, что для этого доля быстрых реакторов в атомной

энергетике должна быть немалой – по крайней мере, 30% от общего числа ядерных реакторов.

Контрольные вопросы к разделу 2.5.

4. *Что такое ядерные реакторы?*
5. *Как можно охарактеризовать эффективный коэффициент размножения нейтронов?*
6. *Приведите классификации ядерных реакторов.*
7. *Сформулируйте отличие реакторов, работающих на тепловых и быстрых нейтронах.*
8. *Что такое ТВЭЛы?*

2.6 АТОМНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ (АЭС)

2.6.1 ИСТОРИЯ

Во второй половине 40-х гг., ещё до окончания работ по созданию первой советской атомной бомбы (её испытание состоялось 29 августа 1949 года), советские учёные приступили к разработке первых проектов мирного использования атомной энергии, генеральным направлением которого сразу же стала электроэнергетика.

В 1948 г по предложению И. В. Курчатова и в соответствии с заданием партии и правительства начались первые работы по практическому применению энергии атома для получения электроэнергии.

В мае 1950 года близ посёлка Обнинское Калужской области начались работы по строительству первой в мире АЭС.

Первая в мире промышленная атомная электростанция мощностью 5 МВт была запущена 27 июня 1954 года в СССР, в городе Обнинск, расположенном в Калужской области. В 1958 году была введена в эксплуатацию 1-я очередь Сибирской АЭС мощностью 100 МВт, впоследствии полная проектная мощность была доведена до 600 МВт. В том же году развернулось строительство Белоярской промышленной АЭС, а 26 апреля 1964 года генератор 1-й очереди дал ток потребителям. В сентябре 1964 года был пущен 1-й блок Нововоронежской АЭС мощностью 210 МВт. Второй блок мощностью 365 МВт запущен в декабре 1969 года. В 1973 году запущена Ленинградская АЭС.

За пределами СССР первая АЭС промышленного назначения мощностью 46 МВт была введена в эксплуатацию в 1956 году в Колдер-Холле (Великобритания). Через год вступила в строй АЭС мощностью 60 МВт в Шиппингпорте (США).

В 1979 году произошла серьёзная авария на АЭС Три-Майл-Айленд, после чего США прекратили строительство атомных реакторов, в планах постройка новых 2 реакторов на базе старой АЭС лишь к 2017 году.

В 1986 году – масштабная катастрофа на Чернобыльской АЭС, которая, помимо непосредственных последствий, серьёзно отразилась на всей ядерной энергетике в целом. Она вынудила специалистов всего мира переоценить проблему безопасности АЭС и задуматься о необходимости международного сотрудничества в целях повышения безопасности АЭС.

15 мая 1989 года на учредительной ассамблее в Москве, было объявлено об официальном образовании Всемирной ассоциации операторов атомных электростанций (англ. WANO), международной профессиональной ассоциации, объединяющей организации, эксплуатирующие АЭС, во всём мире. Ассоциация поставила перед собой амбициозные задачи по повышению ядерной безопасности во всём мире, реализуя свои международные программы.

Крупнейшая АЭС в Европе – Запорожская АЭС у г. Энергодар (Запорожская область, Украина), строительство которой стартовало в 1980 году. С 1996 года работают 6 энергоблоков суммарной мощностью 6 ГВт.

Крупнейшая АЭС в мире (по установленной мощности) – АЭС Касивадзаки-Карива (на 2008 год) находится в Японском городе Касивадзаки префектуры Ниигата. В эксплуатации находятся пять кипящих ядерных реакторов (BWR) и два улучшенных кипящих ядерных реакторов (ABWR), суммарная мощность которых составляет 8,212 ГВт.

Последняя крупная авария на АЭС произошла в марте 2011 года в Японии в префектуре Фукусима. Авария на АЭС Фукусима-1 произошла в результате воздействия на АЭС сильного землетрясения и последовавшего за ним цунами.

2.6.2 ВЫРАБОТКА ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

Мировыми лидерами в производстве ядерной электроэнергии являются:

- США (836,63 млрд кВт·ч/год), работает 104 атомных реактора (20% от вырабатываемой электроэнергии);
- Франция (439,73 млрд кВт·ч/год);
- Япония (263,83 млрд кВт·ч/год);
- Россия (177,39 млрд кВт·ч/год);
- Корея (142,94 млрд кВт·ч/год);
- Германия (140,53 млрд кВт·ч/год).

В мире действует 436 энергетических ядерных реакторов общей мощностью 371,923 ГВт, российская компания «ТВЭЛ» поставляет топливо для 73 из них (17 % мирового рынка).

2.6.3 КЛАССИФИКАЦИЯ

По типу реакторов атомные электростанции классифицируются в соответствии с типом используемых реакторов:

- с реакторами на тепловых нейтронах, в том числе с:
 - о водо-водяными
 - о кипящими
 - о тяжеловодными

- о газоохлаждаемыми
- о графито-водными
- о высокотемпературными газоохлаждаемыми
- о тяжеловодными газоохлаждаемыми
- о тяжеловодными водоохлаждаемыми
- о кипящими тяжеловодными

- с реакторами на быстрых нейтронах

По виду отпускаемой энергии атомные станции по виду отпускаемой энергии можно разделить на:

- Атомные электростанции (АЭС), предназначенные для выработки электрической энергии. При этом на многих АЭС есть теплофикационные установки, предназначенные для подогрева сетевой воды, используя тепловые потери станции.
- Атомные теплоэлектроцентрали (АТЭЦ), вырабатывающие как электроэнергию, так и тепловую энергию.

2.6.4 Принцип действия

На рисунке 2.10 показана схема работы атомной электростанции с двухконтурным водо-водяным энергетическим реактором. Энергия, выделяемая в активной зоне реактора, передаётся теплоносителю первого контура. Далее теплоноситель поступает в теплообменник (парогенератор), где нагревает до кипения воду второго контура. Полученный при этом пар поступает в турбины, вращающие электрогенераторы. На выходе из турбин пар поступает в конденсатор, где охлаждается большим количеством воды, поступающим из водохранилища.

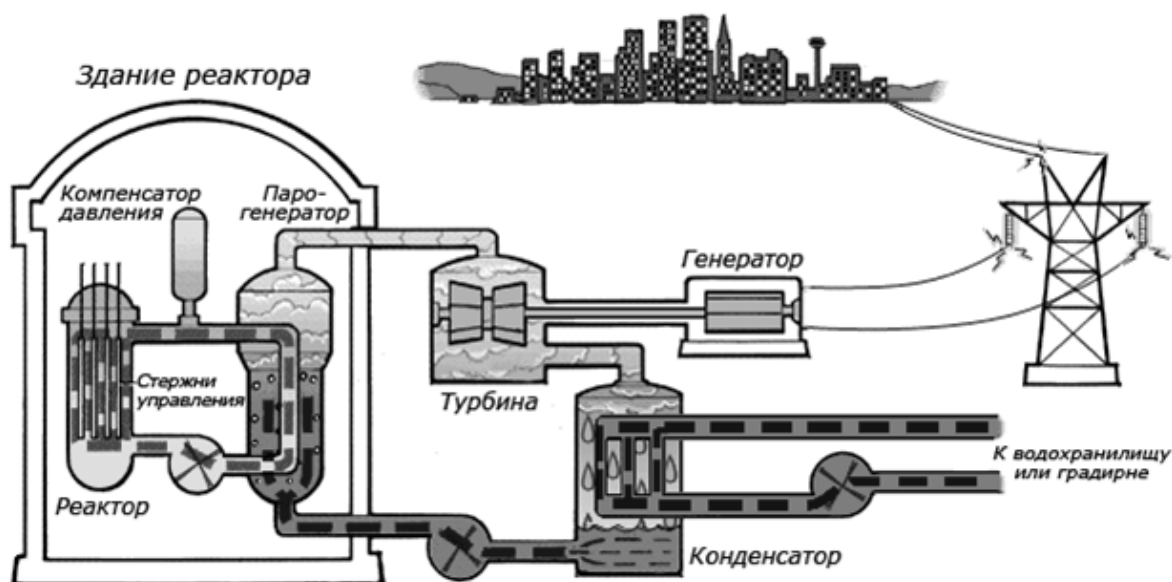


Рисунок 2.10 – Схема работы атомной электростанции на двухконтурном водо-водяном энергетическом реакторе (ВВЭР)

Компенсатор давления представляет собой довольно сложную и громоздкую конструкцию, которая служит для выравнивания колебаний давления в контуре во время работы реактора, возникающих за счёт теплового расширения теплоносителя. Давление в 1-м контуре может достигать до 160 атмосфер (ВВЭР-1000).

Помимо воды, в различных реакторах в качестве теплоносителя могут применяться также расплавы металлов: натрия, свинец, эвтектический сплав свинца с висмутом и др. Использование жидкометаллических теплоносителей позволяет упростить конструкцию оболочки активной зоны реактора (в отличие от водяного контура, давление в жидкометаллическом контуре не превышает атмосферное), избавиться от компенсатора давления.

Общее количество контуров может меняться для различных реакторов. Схема, представленная на Рис. 2.10, соответствует схеме реакторов типа ВВЭР (Водо-Водяной Энергетический Реактор).

Реакторы типа РБМК (Реактор Большой Мощности Канального типа) используют один водяной контур, реакторы на быстрых нейтронах – два натриевых и один водяной контуры, перспективные проекты реакторных установок СББР-100 и БРЕСТ предполагают двухконтурную схему, с тяжелым теплоносителем в первом контуре и водой во втором.

В случае невозможности использования большого количества воды для конденсации пара, вместо использования водохранилища, вода может охлаждаться в специальных охлаждающих башнях (градирнях), которые, благодаря своим размерам, обычно являются самой заметной частью атомной электростанции.

2.6.5 АТОМНАЯ СТАНЦИЯ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ

Россия – одна из немногих стран, где серьёзно рассматриваются варианты строительства атомных станций теплоснабжения (АСТ). Объясняется это тем, что в России существует централизованная система водяного отопления зданий, при наличии которой целесообразно применять атомные станции для получения не только электрической, но и тепловой энергии. Первые проекты таких станций были разработаны ещё в 70-е годы XX века. Однако, из-за наступивших в конце 80-х гг экономических потрясений и жёсткого противодействия общественности, до конца ни один из них реализован не был. Исключение составляют Билибинская АЭС небольшой мощности, снабжающая теплом и электричеством город Билибино в Заполярье (10 тыс. жителей) и местные горнодобывающие предприятия, а также оборонные реакторы (главной задачей которых является производство плутония):

- Сибирская АЭС, поставлявшая тепло в Северск и Томск.
- Реактор АДЭ-2 на Красноярском горно-химическом комбинате, с 1964 года до его остановки в 2010-м поставлявший тепловую и электрическую энергию для города Железногорска.

Было также начато строительство следующих АСТ на базе реакторов, в принципе аналогичных ВВЭР-1000:

- Воронежская АСТ (не путать с Нововоронежской АЭС);
- Горьковская АСТ;
- Ивановская АСТ (планировалась).

Строительство всех трёх АСТ было остановлено во второй половине 1980-х или начале 1990-х годов.

В настоящий момент (2006) концерн «Росэнергоатом» планирует построить плавучую АСТ для Архангельска, Певека и других заполярных городов на базе реакторной установки КЛТ-40, используемой на атомных ледоколах. Есть вариант малой необслуживаемой АСТ на базе реактора «Елена», и передвижной (железнодорожным транспортом) реакторной установки «Ангстрем».

В Украине от АЭС отапливается ряд городов, в том числе Энергодар, отапливаемый самой большой АЭС в Европе.

Контрольные вопросы к разделу 2.6.

1. *Дайте классификацию видов АЭС.*
2. *Дайте схему работы атомной электростанции на двухконтурном водо-водяном энергетическом реакторе.*

2.7 Достоинства и недостатки АЭС

Главное преимущество АЭС – практическая независимость от источников топлива из-за небольшого объёма используемого топлива. Так, например, 54 тепловыделяющих сборки общей массой 41 тонна на один энергоблок с реактором ВВЭР-1000 в 1–1,5 года. Для сравнения, одна только Троицкая ГРЭС мощностью 2000 МВт сжигает за сутки два железнодорожных состава угля. Расходы на перевозку ядерного топлива, в отличие от традиционного, также ничтожны. Это особенно важно, для европейской части России, поскольку доставка угля из Сибири слишком дорога.

Огромным преимуществом использования АЭС является её относительная экологическая чистота. На ТЭС суммарные годовые выбросы вредных веществ, в которые входят сернистый газ, оксиды азота, оксиды углерода, углеводороды, альдегиды и золовая пыль, на 1000 МВт установленной мощности составляют: от примерно 13 000 тонн в год на газовых и до 165 000 тонн на пылеугольных ТЭС.

Подобные выбросы на АЭС полностью отсутствуют. ТЭС мощностью 1000 МВт потребляет 8 миллионов тонн кислорода в год для окисления топлива, АЭС же не потребляют кислорода вообще. Кроме того, больший удельный (на единицу произведенной электроэнергии) выброс радиоактивных веществ даёт угольная станция. В угле всегда содержатся природные радиоактивные вещества, при сжигании угля они практически полностью

попадают во внешнюю среду. При этом удельная активность выбросов ТЭС в несколько раз выше, чем для АЭС.

Единственный фактор, в котором АЭС уступают в экологическом плане традиционным ТЭС – тепловое загрязнение, вызванное большими расходами технической воды для охлаждения конденсаторов турбин, которое у АЭС несколько выше из-за более низкого КПД (не более 35%). Однако этот фактор важен для водных экосистем, а современные АЭС, в основном, имеют собственные искусственно созданные водохранилища-охладители или вовсе охлаждаются градирнями. Также некоторые АЭС отводят часть тепла на нужды отопления и горячего водоснабжения городов, что снижает непродуктивные тепловые потери. В настоящий момент существуют действующие и перспективные проекты по использованию «лишнего» тепла в энергобиологических комплексах (рыбоводство, выращивание устриц, обогрев теплиц и пр.). Кроме того, в перспективе возможно осуществление проектов комбинирования АЭС с газотурбинной установкой, в том числе в качестве «надстроек» на существующих АЭС, которые могут позволить добиться аналогичного с тепловыми станциями КПД.

Для большинства стран, в том числе и России, производство электроэнергии на АЭС не дороже, чем на пылеугольных и, тем более, газомазутных ТЭС. Особенно заметно преимущество АЭС в стоимости производимой электроэнергии во время, так называемых, энергетических кризисов, начавшихся с начала 70-х годов. Падение цен на нефть автоматически снижает конкурентоспособность АЭС.

Затраты на строительство АЭС по оценкам, составленным на основе реализованных в 2000-х годах проектов, ориентировочно равны 2300\$ за кВт электрической мощности, эта цифра может снижаться при массовости строительства (для ТЭС на угле 1200\$, на газе – 950\$). Прогнозы на стоимость проектов, осуществляемых в настоящее время, сходятся на цифре 2000 \$ за кВт (на 35 % выше, чем для угольных, на 45 % – газовых ТЭС).

Главный недостаток АЭС – тяжелые последствия аварий, для исключения которых АЭС оборудуются сложнейшими системами безопасности с многократными запасами и резервированием, обеспечивающими исключение расплавления активной зоны даже в случае максимальной проектной аварии (местный полный поперечный разрыв трубопровода циркуляционного контура реактора).

Серьёзной проблемой для АЭС является их ликвидация после выработки ресурса. По оценкам она может составить до 20% от стоимости строительства самой станции. По ряду технических причин для АЭС крайне нежелательна работа в манёвренных режимах, то есть покрытие переменной части графика электрической нагрузки.

2.7.1 ВЫБРОСЫ

Любая работающая АЭС оказывает влияние на окружающую среду по трём направлениям:

- газообразные (в том числе, радиоактивные) выбросы в атмосферу;
- выбросы большого количества тепла;
- распространение вокруг АЭС жидких радиоактивных отходов.

В процессе работы реактора АЭС, суммарная активность делящихся материалов возрастает в миллионы раз.

Количество и состав газоаэрозольных выбросов радионуклидов в атмосферу зависит от типа реактора, продолжительности эксплуатации, мощности реактора, эффективности газо– и водоочистки и т.п.

Газоаэрозольные выбросы проходят сложную систему очистки, необходимую для снижения их активности, а затем выбрасываются в атмосферу через высокую трубу, предназначенную для снижения их температуры.

Основные компоненты газоаэрозольных выбросов – радиоактивные инертные газы, аэрозоли радиоактивных продуктов деления и активированных продуктов коррозии, летучие соединения радиоактивного йода. В общей сложности в реакторе АЭС из уранового топлива образуются посредством деления атомов около 300 различных радионуклидов, из которых более 30 могут попасть в атмосферу.

Среди них:

Изотоп	Период полураспада	Изотоп	Период полураспада
йод ^{129}I	16 млн. лет	Ксенон ^{133}Xe	5,27 суток
Углерод ^{14}C	5730 лет	йод ^{133}I	5,27 суток
Цезий ^{137}Cs	30 лет	Аргон ^{41}Ar	1,82 часа
Тритий ^3T	12,3 года	Криптон ^{87}Kr	78 мин
Криптон ^{85}Kr	10,6 лет	Ксенон ^{138}Xe	17 мин
йод ^{131}I	8 суток	азот ^{16}N	7,35 сек

Возникшие газы через микротрещины ТВЭЛов (в реакторе ВВЭР-1000 находится 48 тыс. ТВЭЛов), а также в процессе извлечения ТВЭЛов в ходе их периодической замены, попадают в теплоноситель. Согласно статистике, один из 5000 ТВЭЛов имеет какие-либо серьезные повреждения оболочки, облегчающие попадание продуктов деления в теплоноситель. Эксплуатационным регламентом российских АЭС допускается наличие до 1% ТВЭЛов с поврежденной защитной оболочкой.

Реактор типа ВВЭР образует в год около 40000 Ки газообразных радиоактивных выбросов. Большинство из них удерживается фильтрами или быстро распадаются, теряя радиоактивность. При этом реакторы типа РБМК

дают на порядок больше газообразных выбросов, чем реакторы типа ВВЭР. Среднесуточный выброс радиоактивных газов и аэрозолей на Курской АЭС в 1981-90 гг и Смоленской в 1991-92 гг достигал 600-750 Ки/сут. В среднем в сутки на территории России газообразные выбросы АЭС составляли до 1993 г. около 800 Ки (за год — около 300 тыс. Ки).

Большая часть радиоактивности газоаэрозольных выбросов генерируется короткоживущими радионуклидами и без ущерба для окружающей среды распадается за несколько часов или дней. Кроме обычных газообразных выбросов время от времени АЭС выбрасывает в атмосферу небольшое количество радионуклидов — продуктов коррозии реактора и первого контура, а также осколков деления ядер урана. Они прослеживаются на несколько десятков километров вокруг любой АЭС.

2.7.2 БЕЗОПАСНОСТЬ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ

Надзор за безопасностью российских АЭС осуществляет Ростехнадзор.

Охрана труда регламентируется следующими документами:

- 2) Правила охраны труда при эксплуатации тепломеханического оборудования и тепловых сетей атомных станций ОАО «Концерн Энергоатом». СТО 1.1.1.02.001.0673-2006

Ядерная безопасность регламентируется следующими документами:

- о Общие положения обеспечения безопасности атомных станций. ОПБ-88/97 (ПНАЭ Г-01-011-97)
- о Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. ПБЯ РУ АС-89 (ПНАЭ Г – 1 – 024 – 90)

Радиационная безопасность регламентируется следующими документами:

- о Санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных станций (СП АС-03)
- о Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ 99/2010)
- о Правила радиационной безопасности при эксплуатации атомных станций (ПРБ АС-99)
- о Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009)
- о Федеральный закон «О санитарно-эпидемиологическом благополучии населения».

2.7.3 ПЕРСПЕКТИВЫ

Академик Анатолий Александров считал, что «ядерная энергетика крупных масштабов явится величайшим благом для человечества и разрешит целый ряд острых проблем».

Альтернативные способы получения энергии, за счёт энергии приливов, ветра, Солнца, геотермальных источников и др. на данный момент уступают по производительности традиционной энергетике. Эти виды получения энергии негативно влияют на туризм, некоторые приливные электростанции вызывают нарекания у виндсёрферов. Кроме того, при групповом использовании

ветрового поля ветряки создают низкочастотную вибрацию, от которой могут страдать животные.

В настоящее время разрабатываются международные проекты ядерных реакторов нового поколения, например ГТ-МГР, которые обещают повысить безопасность и увеличить КПД АЭС.

Россия приступила к строительству первой в мире плавающей АЭС, позволяющей решить проблему нехватки энергии в отдалённых прибрежных районах страны.

США и Япония ведут разработки мини-АЭС, с мощностью порядка 10-20 МВт для целей тепло- и электроснабжения отдельных производств, жилых комплексов, а в перспективе – и индивидуальных домов. С уменьшением мощности установки растёт предполагаемый масштаб производства. Малогабаритные реакторы (например, Hyperion АЭС) создаются с использованием безопасных технологий, многократно уменьшающих возможность утечки ядерного вещества.

2.7.4 ПРОИЗВОДСТВО ВОДОРОДА

Правительством США принята Атомная водородная инициатива, которая заключается в формировании международного партнерства, направленного на развитие водородной энергетики, в частности, на разработку водородных автомобильных двигателей, производство водородного топлива и использование возобновляемых источников энергии.

Ведутся работы (совместно с Южной Кореей) по созданию атомных реакторов нового поколения, способных производить в больших количествах водород. INEEL (Idaho National Engineering Environmental Laboratory) прогнозирует, что один энергоблок атомной электростанции следующего поколения будет производить ежедневно водород, эквивалентный 750000 литров бензина.

В настоящий момент, финансируются исследования возможностей производства водорода на существующих атомных электростанциях.

Контрольные вопросы к разделу 2.7.

1. *Охарактеризуйте достоинства и недостатки АЭС.*
2. *Какие типы выбросов на АЭС существуют?*
3. *Перспективы развития АЭС в мире.*

2.8 ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА [4,5,6]

Предложение об использовании термоядерного синтеза для промышленных целей и конкретная схема с использованием термоизоляции высокотемпературной плазмы электрическим полем были впервые сформулированы советским физиком О.А. Лаврентьевым в работе середины 1950-го года. Эта работа послужила своеобразным катализатором отечественных исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза. Как уже отмечалось выше, к настоящему времени сформировались два в значительной мере независимых подхода к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза.

Первый из них основан на возможности удержания и термоизоляции высокотемпературной плазмы относительно низкой плотности магнитным полем специальной конфигурации в течение сравнительно длительного времени ($t=1-10c$). К таким системам относится «ТОКАМАК» (сокращенно от «тороидальная камера с магнитными катушками»).

Другой путь – импульсный. При импульсном подходе необходимо быстро нагревать и сжимать малые порции вещества до таких температур и плотностей, при которых термоядерные реакции успевали бы эффективно протекать за время существования ничем не удерживаемой или, как говорят, инерциально удерживаемой плазмы. Оценки показывают, что, для того чтобы сжать вещество до плотностей $(100-1000)г/см^3$ и нагреть его до температуры $T = 5-10$ кэВ ($\approx 10^8$ градусов Кельвина) необходимо создать давление на поверхности сферической мишени $P = 5 \cdot 10^9 атм$, то есть нужен источник, который позволял бы подвести к поверхности мишени энергию с плотностью мощности $\approx 10^{15}$ Вт/см². Развитие этого пути связано с лазерным термоядерным синтезом.

2.8.1 СИСТЕМА ТОКАМАК [6]

ТОКАМАК – это сокращение слов ТОроидальная, КАмера, МАгнитные Катушки, которые описывают основные элементы этой магнитной ловушки, изобретенной А.Д. Сахаровым в 1950 г.

Первый ТОКАМАК был построен в 1955 году и долгое время ТОКАМАКи существовали только в нашей стране. Лишь после 1968 года, когда на отечественном ТОКАМАКе Т-3 была достигнута температура плазмы в 10 млн. градусов и английские учёные со своей аппаратурой подтвердили этот факт, в мире начался настоящий бум ТОКАМАКов. Схема принципиальных узлов ТОКАМАКА представлена на рисунке 2.11.

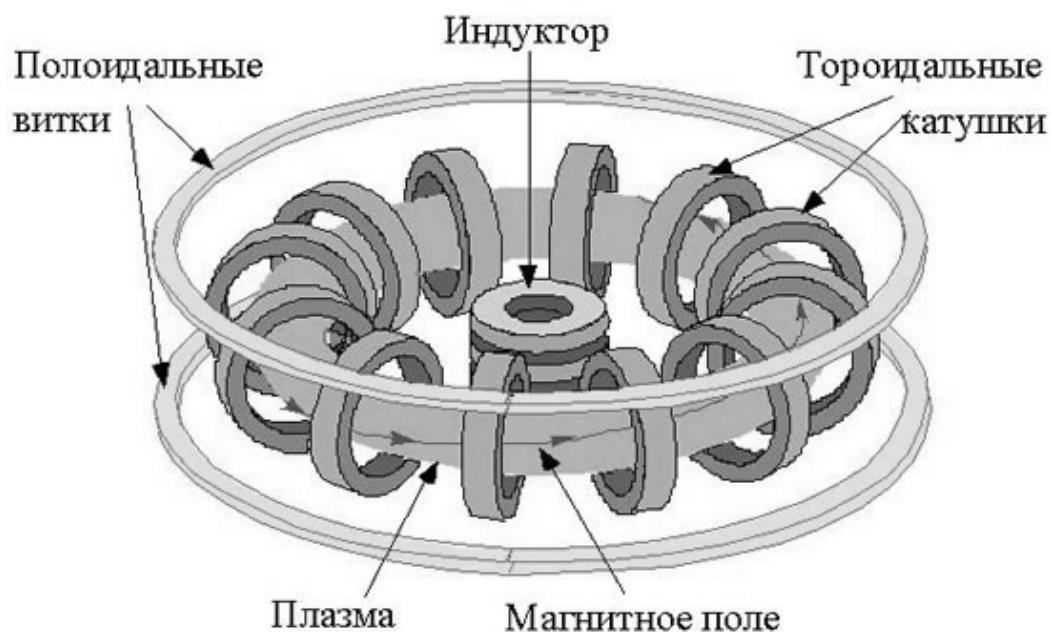


Рисунок 2.11 – Схема принципиальных узлов ТОКАМАКа

ТОКАМАК представляет собой тороидальную вакуумную камеру, на которую намотаны катушки для создания тороидального магнитного поля. Из вакуумной камеры сначала откачивают воздух, а затем заполняют её смесью дейтерия и трития. Затем с помощью индуктора в камере создают вихревое электрическое поле. Индуктор представляет собой первичную обмотку большого трансформатора, в котором камера ТОКАМАКа является вторичной обмоткой. Электрическое поле вызывает протекание тока и зажигание в камере плазмы.

Протекающий через плазму ток выполняет две задачи:

1. Нагревает плазму так же, как нагревал бы любой проводник (омический нагрев);
2. Создаёт вокруг себя магнитное поле. Это магнитное поле называется полоидальным (то есть направленное вдоль линий, проходящих через полюсы сферической системы координат).

Магнитное поле сжимает протекающий через плазму ток. В результате образуется конфигурация, в которой винтовые магнитные силовые линии «обвивают» плазменный шнур. При этом шаг при вращении в тороидальном направлении не совпадает с шагом в полоидальном направлении. Магнитные линии оказываются незамкнутыми, они бесконечно много раз закручиваются вокруг тора, образуя, так называемые, «магнитные поверхности» тороидальной формы. Наличие полоидального поля необходимо для стабильного удержания плазмы в такой системе. Так как оно создаётся за счёт увеличения тока в индукторе, а он не может быть бесконечным, время стабильного существования плазмы в классическом ТОКАМАКе ограничено. Для преодоления этого ограничения разработаны дополнительные способы поддержания тока. Для этого может быть использована инжекция в плазму ускоренных нейтральных атомов дейтерия или трития или микроволновое излучение. Одной из важных

проблем ТОКАМАКа является обеспечение чистоты плазмы, так как попадающие в плазму примеси прекращают реакцию. Попадают они в плазму со стенок камеры, так как запускаемые в объём рабочие вещества можно очистить, а стенка камеры работает в таких условиях, что проблема из чего и как её сделать получила собственное название: «проблема первой стенки». Всё, что выходит из плазмы (нейтроны, протоны, ионы и электромагнитное излучение в диапазоне от инфракрасного до гамма-лучей) разрушает стенку, и продукты её разрушения попадают в плазму. Проблему стойкости стенок камеры в современных конструкциях наиболее удачно решает бериллий.

Кроме того, современный ТОКАМАК получил дополнительный, принципиальный для реактора элемент – **дивертор**. Дивертор позволяет лучше контролировать потоки энергии из плазмы и уменьшить поступление примесей в плазму. При наличии дивертора силовые линии магнитного поля полоидальных витков выводятся в специальную часть рабочей камеры ТОКАМАКа. Ниже, на рисунке 2.12, приведена схема современного ТОКАМАКа с вытянутой по вертикали плазмой и диверторной магнитной конфигурацией.

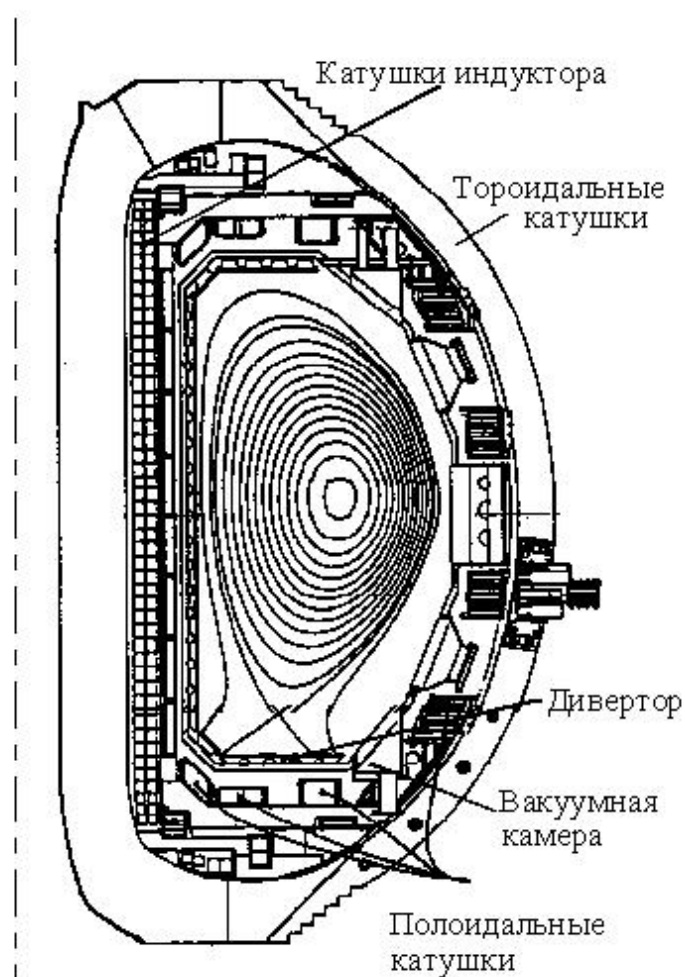


Рисунок 2.12 – Сечение современного ТОКАМАКа с вытянутой по вертикали плазмой и диверторной магнитной конфигурацией.

В начале 80-х годов в строй вошло третье поколение ТОКАМАКов – машин с большим радиусом тора 2 – 3 метра и плазменным током в 1 МА. Были построены пять таких машин: JET и TORUS-SUPRA в Европе, JT-60U в Японии, TFTR в США и T-15 в СССР. Параметры больших ТОКАМАКов приведены в Таблице 2.4. Две из этих машин, JET и TFTR, предусматривали работу с тритием и получение термоядерного выхода на уровне $Q_{fus}=P_{\text{синтез}}/P_{\text{затрат}} = 1$.

ТОКАМАКи T-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 следующее: 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 2.4 – Основные параметры больших экспериментальных ТОКАМАКов

	Большой радиус, R (m)	Малый радиус, a (m)	Ток в плазме, I _p (МА)	Мощность нагрева плазмы, (МВт)	B, (Тл)	Q _{fus}	Особенности машины
JET	3	1	7	30	3,5	0,9	DT плазма, дивертор
JT60-U	3,3	1	3	30	4	1,06	Дивертор, пучки энергичных нейтральных атомов
T-15	2,4	0,7	2,5	20 ¹	3,5	-	Сверхпроводящая магнитная система (Nb ³ Sn)
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)

ТОКАМАК TFTR уже выполнил свою программу и был остановлен в 1997 г. Остальные машины продолжают работать и по настоящее время. ТОКАМАК T-15 пока работал только в режиме с омическим нагревом плазмы и, поэтому, параметры плазмы, полученные на этой установке, достаточно низкие. В будущем, предусматривается введение 10 МВт нейтральной инжекции и 10 МВт электронно-циклотронного нагрева.

Приведенное Q_{fus} , представленное в Таблице 2.4, 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 рисунке 2.13 показаны временные зависимости термоядерной мощности в DT экспериментах.

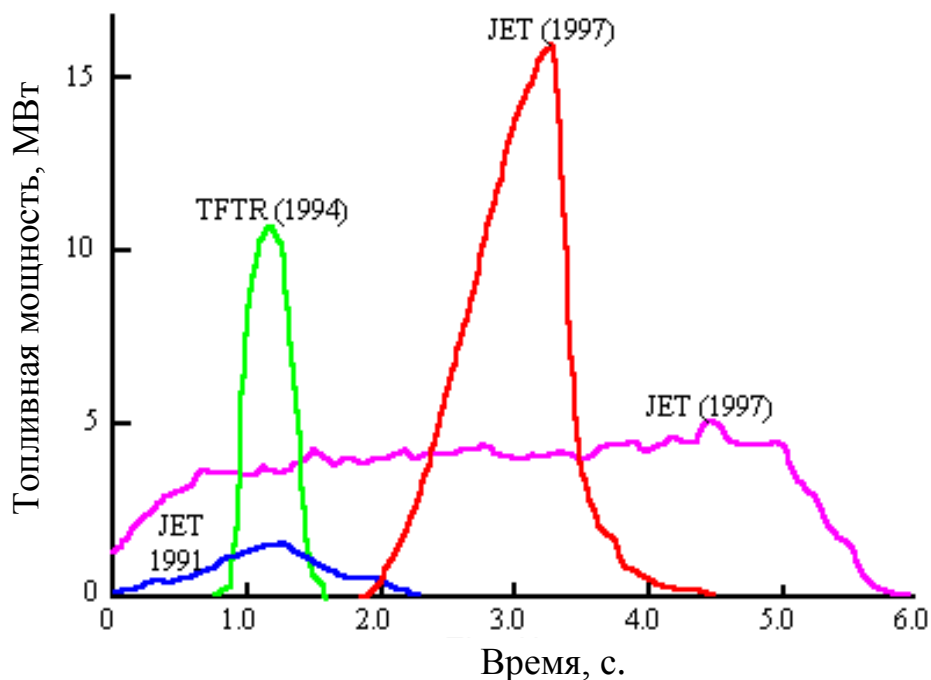


Рисунок 2.13 – Зависимость термоядерной мощности от времени в рекордных дейтериево-тритиевых разрядах на ТОКОМАКах JET и TFTR.

Это поколение ТОКАМАКов достигло пороговой величины $Q_{fus}=1$ и получило η_E 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. Также была изучена физика нагрева плазмы быстрыми частицами и, в том числе, термоядерными альфа-частицами. Изучена работа дивертора и разработаны режимы его действия 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:

$$\beta = \beta_N \frac{I_p}{\alpha \beta_T} \quad (2.33)$$

где β выражено в %, I_p – ток, протекающий в плазме и β_N – безразмерная константа, называемая коэффициентом Тройона.

Параметры в (2.33) имеют размерность МА, Тл, м. Максимальные значения коэффициента Тройона $\beta_N=3\div5$, достигнутые в экспериментах, хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями, базирующимися на расчетах устойчивости плазмы. На Рис. 2.14 показаны предельные значения β , полученные в различных ТОКАМАКах.

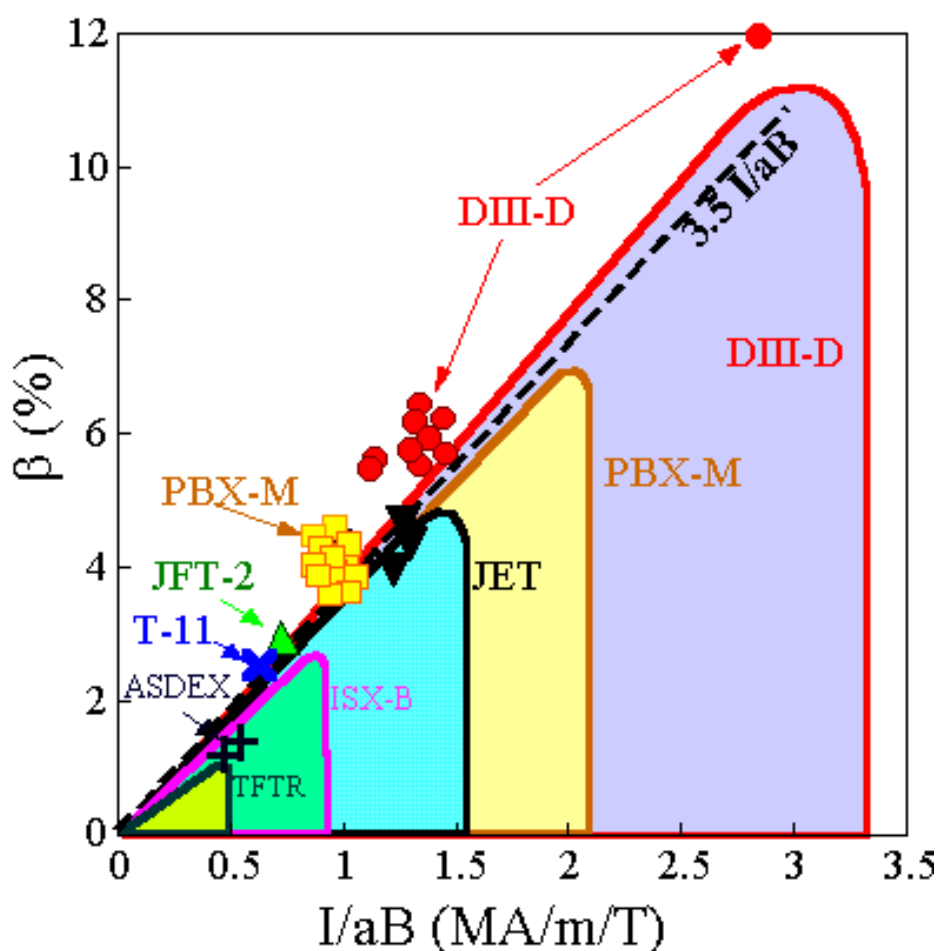


Рисунок 2.14 – Сравнение предельных значений β , достигнутых в экспериментах со скейлингом Тройона.

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 рисунка 2.14 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 $R/a=1,3\div 1,5$.

Теория предсказывает, что в таких машинах β может достигать нескольких десятков процентов. Первый ТОКАМАК с ультра низким аспектным отношением, START, построенный несколько лет назад в Англии, уже получил значения $\beta=30\%$. 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 течение 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 I_p , вытянутости сечения плазмы $k = b/a = 4$ и падает с ростом мощности нагрева плазмы, P :

$$\tau_E \sim R^2 k^{0.9} I_p^{0.9} / P^{0.66} \quad (2.34)$$

Зависимость энергетического времени жизни от остальных плазменных параметров довольно слабая. Измеренное время жизни практически во всех экспериментальных ТОКАМАКах хорошо описывается этим скейлингом, см. рисунок 2.15.

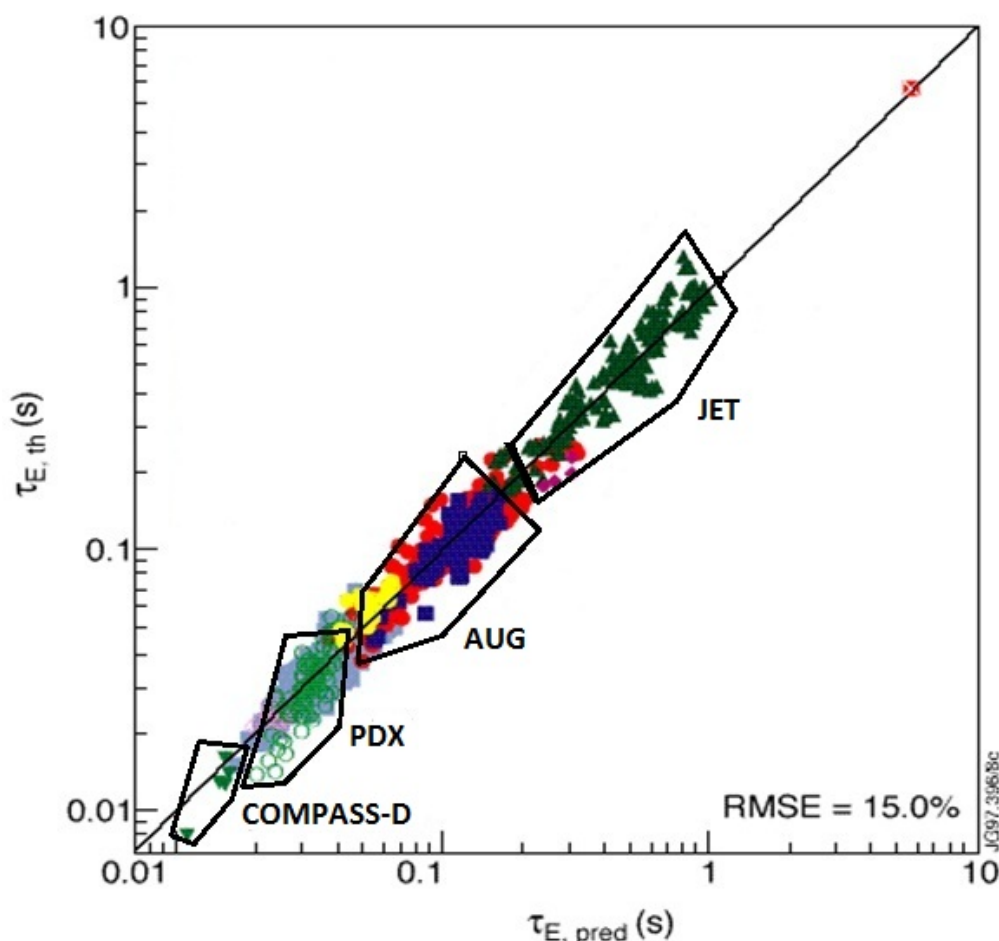
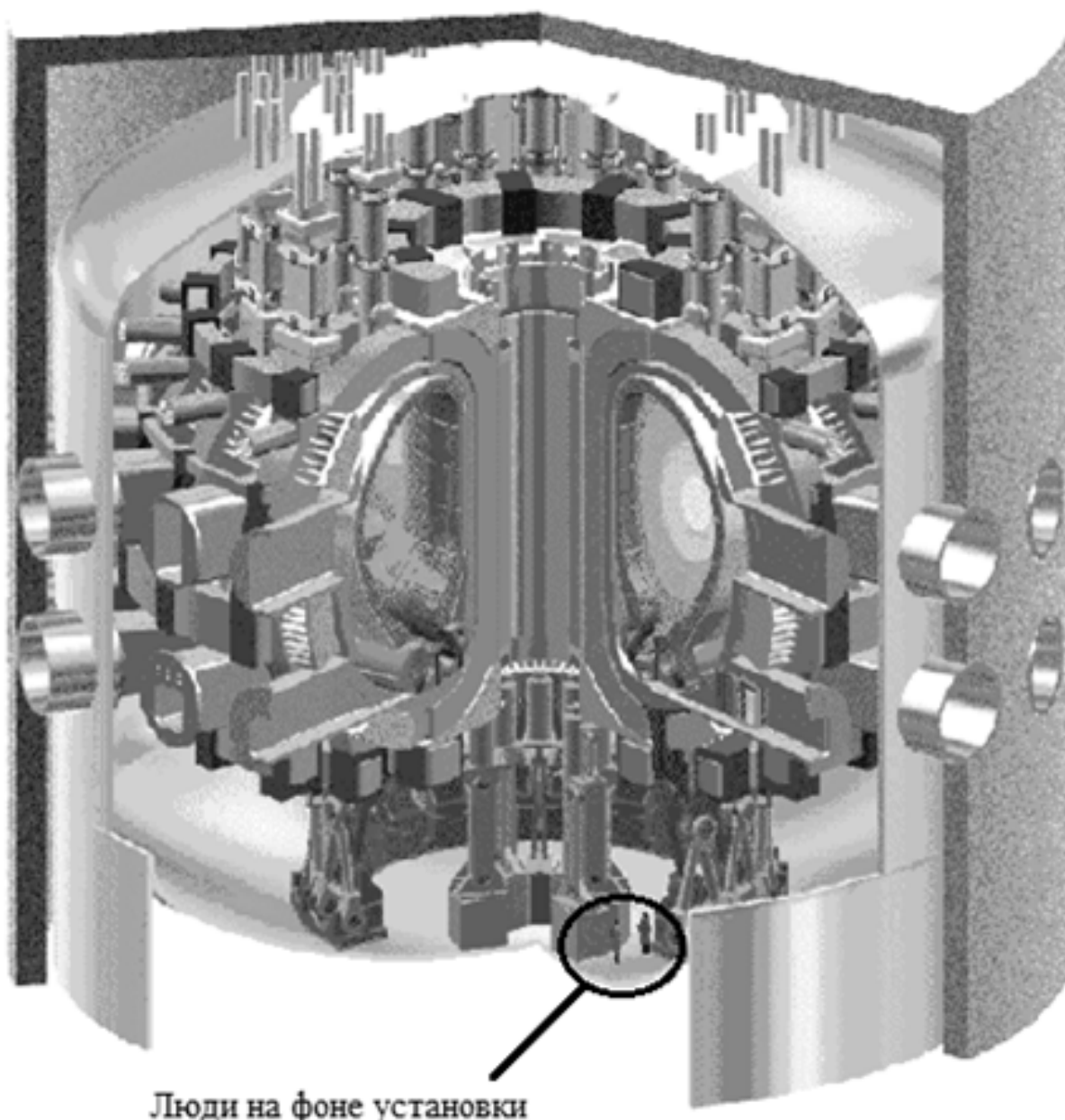


Рисунок 2.15 – Зависимость экспериментально наблюдаемого энергетического времени жизни от предсказанного скейлингом ITER-97(y)

Среднестатистическое отклонение экспериментальных точек от скейлинга составляло 15%. Разные метки соответствуют различным ТОКАМАКам и проектируемому ТОКАМАКу-реактору ИТЭР. 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. 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 2.5, а его сечение показано на рисунке 2.16.



Люди на фоне установки

Рисунок 2.16 – Общий вид проектируемого ТОКАМАКа-реактора ИТЭР

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/м^2 и полным флюенсом $0,3 \text{ МВт-лет/м}^2$, что позволит провести ядерно-технологические испытания материалов и модулей blankets, способных воспроизводить тритий.

Таблица 2.5 – Основные параметры первого экспериментального термоядерного ТОКАМАКа-реактора, ИТЭР

Параметр	Значение
Большой/малый радиусы тора (A/a)	8,14 м/2,80 м
Конфигурация плазмы	С одним тороидальным дивертором
Плазменный объем	2000 м ³
Ток в плазме	21 МА
Тороидальное магнитное поле	5,68 Тл (на радиусе $R=8.14$ м)
B	3 %
Полная мощность термоядерных реакций	1,5 ГВт
Нейтронный поток на первой стенке	1 МВт/м ²
Длительность горения	1000 с
Мощность дополнительного нагрева плазмы	100 МВт

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

2.8.2 СТЕЛЛАРАТОРЫ [5,7]

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 отличие 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 рисунке 2.17.

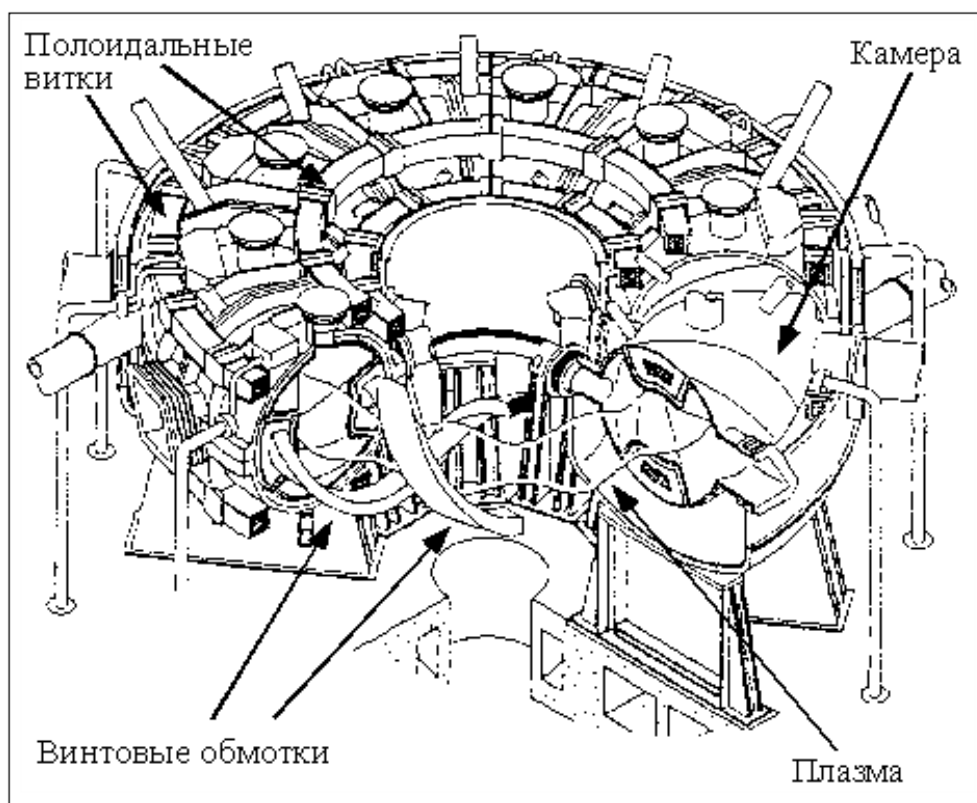


Рисунок 2.17 – Основные элементы конструкции СТЕЛЛАРАТОРа на примере строящегося в Японии СТЕЛЛАРАТОРа LHD.

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 большими и потери энергии из плазмы. Кроме того, выяснилось, что магнитные поверхности в СТЕЛЛАРАТОРе чувствительны к внешним возмущениям магнитного поля, создаваемым не совсем точной установкой 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. 2.17, а вместо них использовать модульные трехмерные тороидальные катушки. Такие катушки, которые показаны на рисунке 2.18, создают не только тороидальное поле, но и требуемое полоидальное поле, создающее замкнутые магнитные поверхности.

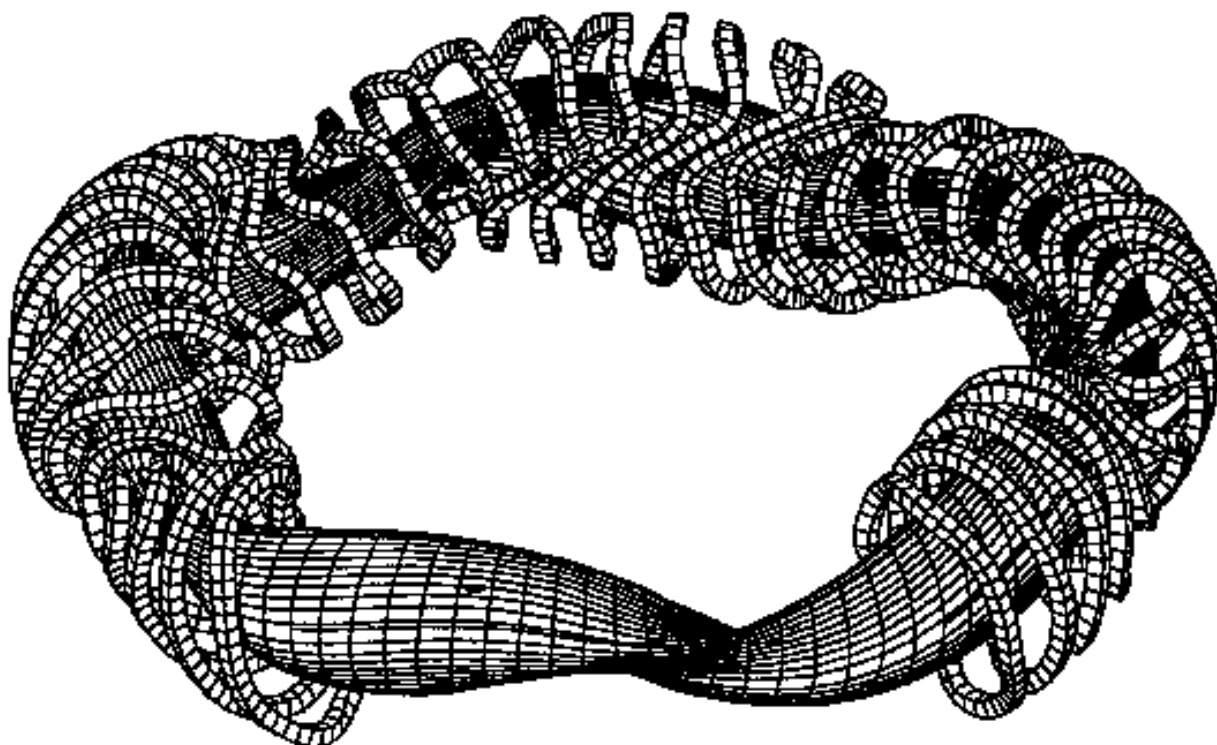


Рисунок 2.18 – Модульные магнитные катушки СТЕЛЛАРАТОРа.

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. 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 с 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. Рекордная температура плазмы, $T = 3$ КэВ и максимальное время удержания энергии, $\tau_E = 0,04$ с, пока, примерно, на порядок величины меньше, чем те, которые достигнуты сейчас в ТОКАМАКах.

Предельное β в СТЕЛЛАРАТОРе, как и в ТОКАМАКе, определяется магнитогидродинамической 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. Показано, см. Рис. 2.19, 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.

Наблюдаемое время жизни показано, как функция эмпирического скейлинга для времени удержания в СТЕЛЛАРАТОРе.

Однако, основной режим работы ТОКАМАКов с дивертором – это режим с улучшенным удержанием энергии и частиц, H-режим, со временем удержания примерно в два раза выше, чем в L-режиме. H-режим хорошо освоен и являются основным рабочим режимом нынешних экспериментальных установок с дивертором. Предполагается, что ТОКАМАК-реактор будет также работать в H-режиме.

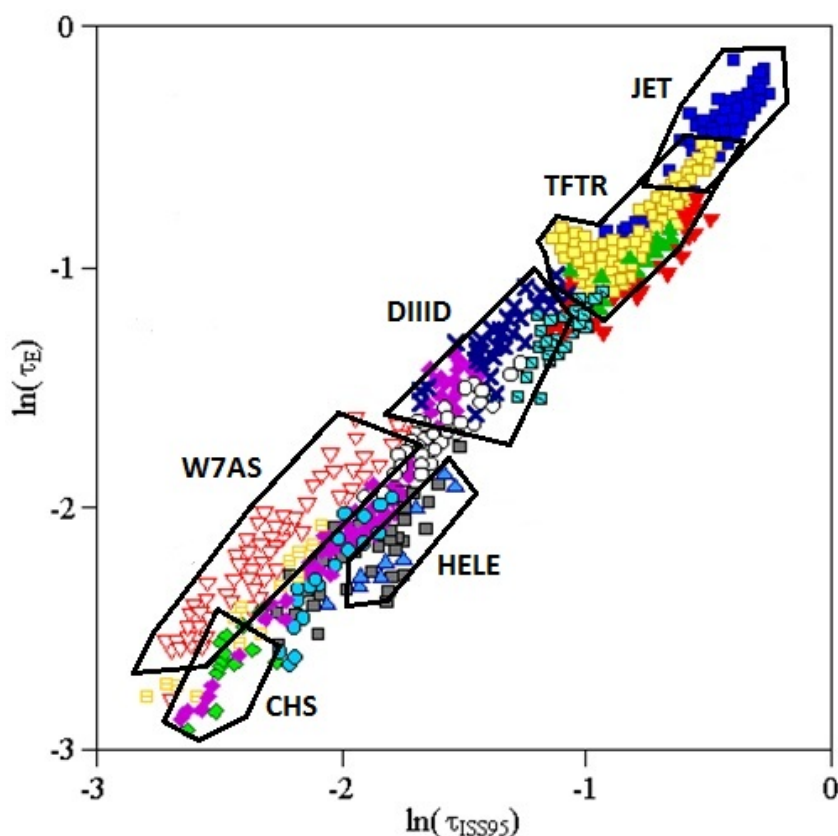


Рисунок 2.19 – Сравнение времени удержания энергии в СТЕЛЛАРАТОРах и времени удержания энергии в L-модЕ ТОКАМАКов

Пока СТЕЛЛАРАТОРаМ не удалось получить подобного увеличения времени жизни – режимы с улучшенным удержанием в СТЕЛЛАРАТОРе хотя и существуют, но дают возрастание времени жизни лишь на 20-30 % по сравнению с L-режимом. Если СТЕЛЛАРАТОР не освоит режимы подобные H-режиму в ТОКАМАКе и не сможет существенно увеличить энергетическое время жизни, то удержание энергии останется в 1,5 – 2,5 раза ниже, чем в ТОКАМАКе и, соответственно, для выполнения критерия Лоусона СТЕЛЛАРАТОР-реактор потребует гораздо больших размеров, чем ТОКАМАК-реактор. 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 рисунке 2.19. В настоящее время строятся два больших СТЕЛЛАРАТОРа: LHD в Японии и WVII-X в Германии. Параметры этих установок приведены в таблице 2.6. 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 2.6 - Основные параметры строящихся СТЕЛЛАРАТОРОВ

	Большой радиус, R (м)	Малый радиус, a (м)	Мощность нагрева плазмы, (МВт)	Магнитное поле, Тл	Комментарии
LHD (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), СФЕРОМАКи и компактные торы. 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 pB, 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.

2.8.3 ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ [8,9]

Лазерный Термоядерный Синтез (ЛТС) – одно из направлений в исследованиях по *управляемому термоядерному синтезу* (УТС), основанное на способности лазеров концентрировать энергию в малых объёмах вещества ($\ll 10^{-6}$ см³) за короткие промежутки времени ($< 10^{-10} - 10^{-9}$ с) и использующее *инерциальное удержание* плазмы. Эта способность лазеров обеспечивает наиболее высокое из известных сейчас контролируемое выделение энергии ($10^{19}-10^{20}$ Вт/см³), сжатие термоядерного горючего до высокой плотности (10^{26} см⁻³) и нагрев температуры (10 кэВ), при которых уже возможны термоядерные реакции. В отличие от *магнитного удержания* плазмы в УТС, в ЛТС время удержания (т. е. время существования плазмы с высокой плотностью и температурой, определяющее длительность термоядерных реакций) составляет $10^{-10} \div 10^{-11}$ с, поэтому ЛТС может осуществляться только в импульсном режиме. Предложение использовать лазеры для целей УТС впервые было высказано в

Физ. Институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в 1961 Н. Г. Басовыми О. Н. Крохиным.

Термоядерное горючее (равнопроцентная смесь дейтерия и трития) и окружающие его слои других веществ, имеющие различное функциональное назначение, образуют лазерную мишень. Полное число термоядерных реакций в мишени заданной массы определяется критерием Лоусона. С ростом плотности термоядерного горючего скорость реакции растёт линейно, а время инерциального удержания уменьшается пропорционально размеру сжатой плазмы и зависит от геометрии мишени: $\tau \times n^{-1/3}$ – для сферы; $\tau \times n^{-1/2}$ – для цилиндра; $\tau \times n^{-1}$ – для плоского слоя. Наиболее. Предпочтительной формой сжимаемой мишени оказывается сферическая: $n\tau \times n^{-2/3}$.

В современном ЛТС исследуется сжатие сферической DT – мишени под действием на неё коротковолнового ($\lambda \leq 1$ мкм) и длинноволнового ($1 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 10,6$ мкм) лазерного излучения (ЛИ), а также рентгеновского, образующегося в результате конверсии лазерного излучения. Ниже будет рассматриваться только действие ЛИ, условное деление которого на коротковолновое и длинноволновое определяется физическими процессами в мишени.

Схема нагрева и сжатия термоядерной мишени лазерным излучением приведена ниже на рисунке 2.20.

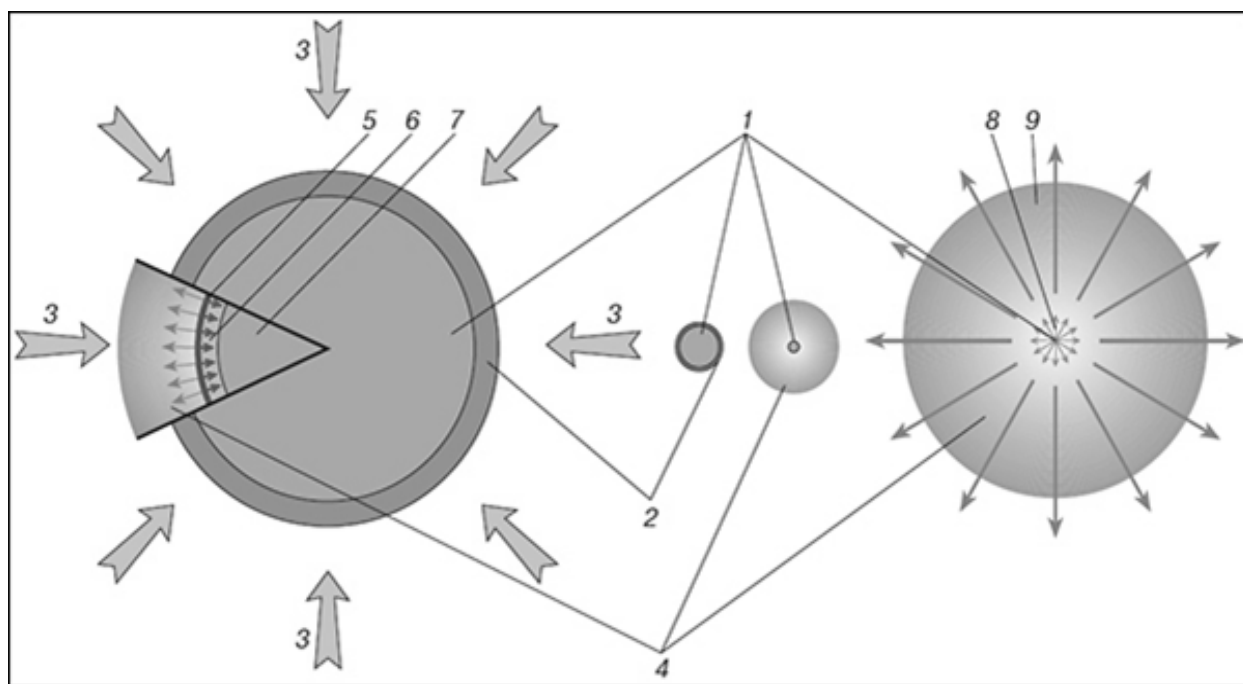


Рисунок 2.20 – Схема нагрева и сжатия термоядерной мишени лазерным излучением: 1 – топливо, 2 – оболочка, 3 – падающее излучение лазера, 4 – расширяющаяся плазма вещества оболочки, 5 – фронт абляции, 6 – сжимающиеся неиспарившаяся часть оболочки, 7 – сжимающиеся и прогреваемое топливо, 8 – термоядерный микровзрыв, 9 – разряжённая плазма вещества оболочки.

Сферическая лазерная термоядерная мишень содержит ряд концентрических сферических оболочек. Внешняя (испаряемая) оболочка – аблятор, затем слой, аккумулирующий кинетическую энергию при движении к центру симметрии, далее возможно расположение теплоизолирующих слоев и экранов, предохраняющих внутренний слой из DT-льда (или газа под давлением от единиц до сотен атмосфер) от предварительного прогрева быстрыми электронами и релятивистским излучением из короны.

ЛИ фокусируется сферически-симметрично на поверхность мишени при плотности потока $q \approx 10^{14}$ Вт см² за времена, много меньшие длительности лазерного импульса ($\tau_{\text{лаз}} \times 10^{-9}$ с), вещество аблятора испаряется, диссоциирует, ионизуется и превращается в плазму (так называемую корону) с характерной температурой $T \sim 10^7$ К ≈ 1 кэВ и плотностью $n_e \approx 10^{18} - 10^{22}$ см⁻³, разлетающуюся навстречу лазерным лучам со скоростью 300÷1000 км/с. Далее ЛИ распространяется по плазме вплоть до слоя с критической плотностью $n_{\text{кр}}$, связанной с длиной волны ЛИ λ соотношением

$$\lambda = 2\pi c \sqrt{\frac{m_e}{4\pi e^2 n_{\text{кр}}}} \approx \left(\frac{10^{21}}{n_{\text{кр}}} \right)^{1/2} \text{ мкм} \quad (2.35)$$

где m_e , e – масса и заряд электрона.

ЛИ взаимодействует с плазмой: преломляется, отражается, поглощается и рассеивается. Основные механизмы поглощения: тормозное; резонансное, связанное с возбуждением плазменных колебаний вблизи $n_{\text{кр}}$ продольной (вдоль градиента плотности) компонентой электрического поля ЛИ, возникающей при наклонном падении лазерного луча на мишень; аномальные (нелинейные, параметрические) процессы (например, распад лазерного фотона на два плазмона).

Основные виды рассеяния (и, следовательно, отражения) ЛИ – это вынужденное комбинационное рассеяние и рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, комптоновское рассеяние в «короне» мишени не существенно.

Для коротковолновых лазеров при $q \approx 10^{14}$ Вт/см² определяющим является тормозное поглощение; при $n_e \sim n_{\text{кр}}$ коэффициент поглощения равен:

$$\chi = 1,7 \times 10^{-41} Z n_e^2 (1 \text{ КэВ} / T)^{2/3} (\lambda / \lambda_{\text{мкм}})^2, \text{ см}^{-1}. \quad (2.36)$$

С увеличением плотности потока роль тормозного поглощения падает (так как $T \approx q^{2/3}$) и возрастает значение резонансного поглощения.

Для длинноволновых лазеров практически во всём исследованном для целей ЛТС диапазоне потоков ЛИ определяющим является резонансное поглощение. В этом случае частота плазменных колебаний вблизи $n_{\text{кр}}$ находится в резонансе с частотой ЛИ, что приводит к существенному (в десятки раз) увеличению амплитуды электрического поля плазменных колебаний, на котором происходит ускорение электронов. Таким образом,

область плазмы с плотностью $\approx n_{кр}$ является зоной поглощения излучения и генерации так называемых быстрых электронов. При резонансном поглощении поляризованного света в оптимальных условиях, определяемых углом наклона падающих лучей, поглощается около 50% падающего излучения. Спектр быстрых электронов приближённо имеет распределение Максвелла, их температура $T_{б.э.}$ в ~ 10 раз выше температуры плазменных электронов и может быть определена с помощью интерполяционных формул:

$$T_{б.э.} = \begin{cases} 7,7 \times 10^{-10} (q\lambda^2)^{\frac{2}{3}} & \text{для } q\lambda < 10^{15} \\ 1,4 \times 10^{-3} (q\lambda^2)^{\frac{1}{4}} & \text{для } q\lambda > 10^{15} \end{cases} \quad (2.37)$$

Здесь, q выражено в Вт/см², λ в мкм, и T в кэВ.

Для длинноволновых лазеров, когда вся поглощённая энергия переходит в быстрые электроны, их количество $N_{б.э.}$, возникающее в единицу времени, может быть определено из равенства поглощённой лазерной мощности Q энергии рождающихся (в единицу времени) быстрых электронов: $Q = N_{б.э.} \cdot (3/2) T_{б.э.}$.

Экспериментально установлено, что доля поглощённой энергии при $q \times 10^{14}$ Вт/см² и $t_{лаз} \sim 10^{-9}$ с составляет 0,25 – 0,9 для лазеров с длинами волн 10,6 – 0,26 мкм, соответственно.

Дальнейший перенос энергии из зоны поглощения в более плотные слои мишени ($n_e \approx 10^{23}$ см⁻³) осуществляется электронами (так называемая, электронная теплопроводность). Тепловой поток приводит к испарению и нагреву новых частей вещества аблятора, в результате чего, вся лазерная энергия преобразуется в тепловую и кинетическую энергию разлетающегося вещества. На границе испарения формируется импульс, так называемого, абляционного давления, складывающегося из теплового давления и реактивного давления разлетающейся плазмы (при температуре ~ 1 кэВ, скорость разлёта в более плотные слои к центру мишени составляет ~ 300 км/с, давление более 10^6 атм).

Под действием этого давления не испарённая часть мишени движется к центру симметрии и сжимается. Как правило, длительность лазерного импульса примерно равна времени сжатия. Для мишени в виде тонкой оболочки процесс сжатия описывается моделью тонкой оболочки:

$$M \frac{du}{dt} = 4\pi R^2 2\rho v^2, \quad \frac{dM}{dt} = -4\pi R^2 2\rho v, \quad (2.38)$$

Где $M = 4\pi R^2 \rho_0 \times \Delta R$ – масса оболочки, R – текущий радиус мишени, ΔR – толщина оболочки, ρ_0 – плотность оболочки, u – скорость сжатия, v – скорость разлёта «короны». Решение зависит от единственного параметра $\beta = R\rho/\Delta R\rho_0$. Важными величинами являются скорость сжатия $u = (0,5-1)v_{3\beta}$ и кинетическая

энергия оболочки $Mu^2/2$. Величина $\gamma = Mu^2/2 \int Qdt$, называется гидродинамической эффективностью, и определяет долю поглощённой энергии, перешедшей в кинетическую энергию сжимающейся оболочки, по отношению ко всей энергии ЛИ. Это важный параметр для характеристики энергетической проблемы ЛТС. В сферических мишенях она зависит от β и составляет 3 – 15%.

В предельном случае плоского слоя ($R \rightarrow \infty$) может достигать 41%. Одновременно с трансформацией поглощённой энергии в кинетическую происходит сжатие термоядерного горючего и не испаренного вещества оболочки ударными волнами и адиабатическое сжатие за счёт движения оболочки, играющей роль поршня. Препятствиями к достижению сверхвысокого сжатия являются: нагрев вещества ударными волнами, быстрыми электронами, рождающимися при поглощении ЛИ, и рентгеновским излучением из «короны»; рэлеевская-тейлоровская неустойчивость процесса сжатия, связанная с неоднородностями мишени и распределением поглощённой энергии на её поверхности. Препятствия первой группы устраняются выбором соответствующего диапазона плотности потока ($10^{14} - 10^{15}$ Вт/см²) и длины волны лазера ($\lambda \approx 0,3 - 0,5$ мкм), временной формы лазерного импульса и устройства мишени. Для устойчивого сжатия мишени относительная точность в её изготовлении должна быть не менее 1%, а колебания однородности облучения не более 5%. Как показывают теоретические расчёты, при выполнении этих условий периферийная часть термоядерного горючего может быть сжата до плотности $10^2 - 10^3$ г/см³ при температуре 0,5 – 1 кэВ, а центральная часть (1 – 10% от всей массы DT – горючего) нагрета до T 10 кэВ (10^8 К) при меньшей плотности (5 – 50 г/см³), что достаточно для возбуждения самоподдерживающейся термоядерной реакции. Термоядерное воспламенение происходит вблизи центра симметрии мишени, а затем распространяется на периферию.

Центр мишени можно окружить специальными теплоизолирующими слоями, облегчающими инициирование термоядерных реакций. Для развития интенсивного горения центральная зона ($T=10$ кэВ) должна быть достаточной по размерам для замедления и сохранения в ней α -частиц, образующихся в результате термоядерных реакций и имеющих энергию 3,6 МэВ. Размер d центральной зоны можно определить из сравнения его с длиной замедления α -частиц указанной энергии: $nd \geq 0,2 - 0,4$ г/см².

Расчётный коэффициент усиления K (отношение выделившейся термоядерной энергии к энергии лазера) может достигать $10^2 - 10^3$, что достаточно (в случае подтверждения этих данных на опыте) для создания экономически рентабельной термоядерной электростанции.

Для осуществления микровзрыва с таким коэффициентом усиления энергия лазерного импульса должна составлять 1 – 3 МДж, а для демонстрации физического порога зажигания достаточно нескольких сотен кДж.

Энергетика ЛТС

На рисунке 2.21 представлена возможная схема использования ЛТС в замкнутом энергетическом цикле с полезным энергетическим выходом. Энергия лазера в реакторе трансформируется в термоядерную с коэффициентом усиления K . Затем происходит частичное преобразование термоядерной энергии в электрическую αK и тепловую $(1-\alpha)K$, где α – КПД системы преобразования. Часть энергии $1/\eta$ (η – КПД лазера) необходимо вернуть в систему для накачки лазера. Таким образом, полезный энергетический выход в виде электрической энергии составляет $\alpha K - 1/\eta$, остальная энергия $(1-\alpha)K + 1/\eta - 1$ реализуется в виде тепла. При определении отношения ξ электрической энергии к тепловой:

$$\xi = \frac{\alpha K - 1/\eta}{(1-\alpha)K + 1/\eta - 1} \quad (2.39)$$

получается зависимость необходимой эффективности лазера от коэффициента усиления, см. Рис. 2.21. При КПД лазера 3% необходим коэффициент усиления 170, при коэффициенте усиления $>10^3$ эффективность используемых лазеров может быть снижена до 0,5%.

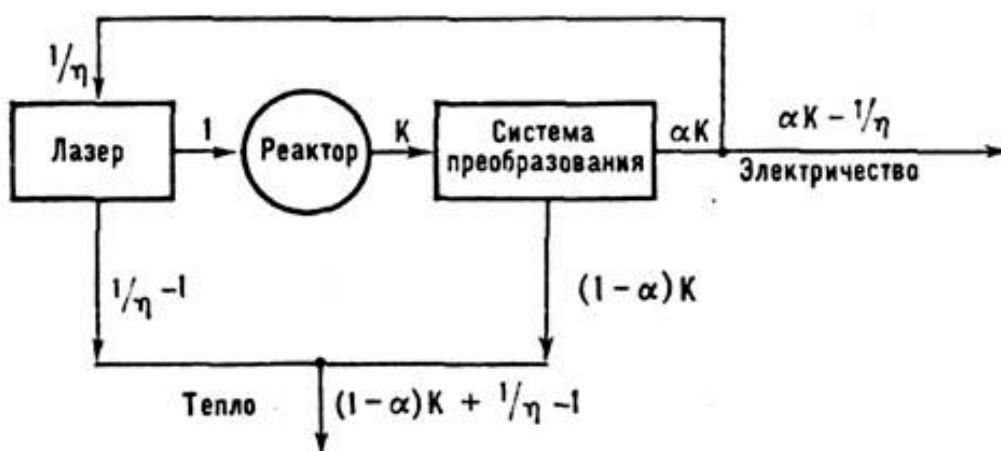


Рисунок 2.21 – Схема замкнутого энергетического цикла с использованием ЛТС.

Термоядерный микровзрыв мишени и последующее использование, и преобразование энергии осуществляется в лазерном термоядерном реакторе.

Лазер для энергетического реактора, по современным представлениям, должен обладать следующими параметрами: энергия 1 – 3 МДж; длительность импульса $(2 - 3) \times 10^{-8}$ с; λ 0,25–0,5 мкм; КПД 5 – 10%; частота повторения импульсов 1 – 10 Гц; расходимость луча должна быть достаточной для фокусировки её на мишень размером 1 см при транспортировке энергии на 30 – 50 м до камеры реактора.

На рисунке 2.22 представлена зависимость необходимой эффективности лазера от коэффициента усиления реактора.

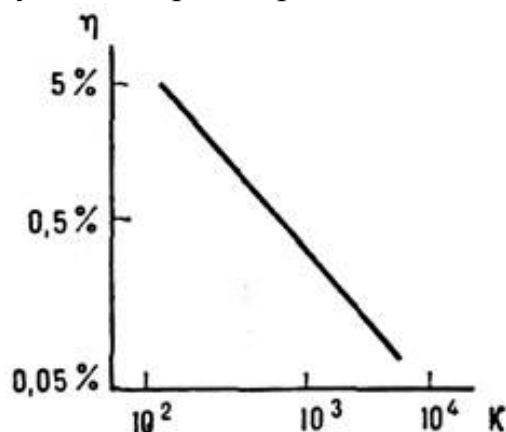


Рисунок 2.22 – Зависимость необходимой эффективности лазера от коэффициента усиления реактора

Современное состояние исследований. Исследования ЛТС проводятся в СССР, США, Японии, Великобритании, Франции, ФРГ, ПНР, ГДР, ЧССР и (в меньших масштабах) в других странах. Тенденцией этих исследований в последние годы является переход к использованию коротковолнового лазерного излучения ($\lambda < 0,5$ мкм) при умеренных плотностях потока лазерного излучения ($q < 10^{15} \text{ Вт/см}^2$). Практическая возможность перехода к нагреву плазмы коротковолновым излучением связана с тем, что коэффициенты конверсии излучения твердотельного неодимового лазера (основного кандидата в драйверы для ЛТС) с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм в излучения второй, третьей и четвертой гармоник с помощью нелинейных кристаллов достигает 70 – 80%.

Таблица 2.7 – Крупнейшие действующие лазерные установки

	Энергия, кДж	Длительность импульса, с	Длина волны, мкм	Число пучков
"Нова" (Ливермор, США)	20 – 100	$10^{-10} - 10^{-9}$	Nd-лазер 0,35 – 1,06	20
"Гекко XII" (Осака, Япония)	20	$10^{-10} - 10^{-9}$	Nd-лазер 0,53 – 1,06	12
"Лекко VIII" (Осака, Япония)	10	$10^{-10} - 10^{-9}$	CO ₂ -лазер 10,6	8
"Дельфин-1" (ФИАН, СССР)	2	$(1,5 - 4) \times 10^{-9}$	Nd-лазер 1,06	6
"Омега" (Рочестер, США)	3	$0,7 \times 10^{-9}$	Nd-лазер 0,35 – 1,06	24

В настоящее время фактически все крупные лазерные установки на неодимовом стекле снабжены системами умножения частоты. В Таблице 2.7 Представлены крупнейшие действующие лазерные установки в мире.

Физически причиной преимущества использования коротковолнового излучения, для нагрева и сжатия микросфер (мишеней), является то, что с уменьшением длины волны увеличивается поглощение в плазменной короне и возрастают абляционное давление и гидродинамический коэффициент передачи. На несколько порядков уменьшается доля надтепловых электронов, генерируемых в плазменной короне, что является чрезвычайно выгодным для режимов как прямого, так и непрямого сжатия. Для непрямого сжатия принципиально и то, что с уменьшением длины волны, увеличивается конверсия поглощённой плазмой энергии в мягкое рентгеновское излучение. Возрастают требования и к качеству мишеней. Так, неоднородность толщины стенки микросферы не должна превышать 1%, а однородность распределения поглощения энергии по поверхности мишени – 0,5%.

Основные экспериментальные результаты: коэффициент поглощения до 90% (при $\lambda=0,25$ мкм); скорость разлёта оболочки к центру мишени $u \approx 200$ км/с; сжатие DT -горючего ≈ 20 г/см³ (при температуре $\approx 0,5$ кэВ); параметр $nt \approx 10^{16}$ см⁻³ с; температура $DT \approx 7$ кэВ (при плотности 0,1- 0,3 г/см³); нейтронный выход $\approx 10^{11}$ нейтронов. Эти характеристики были получены в различных экспериментах в лабораториях СССР, США и Японии.

В настоящее время продолжают исследования по аспектам нагрева и сжатия мишеней различной конфигурации в режимах прямого и непрямого сжатий. Достигаются абляционное давление ~ 100 Мбар и скорости схлопывания микросфер $V > 200$ км/с при значениях гидродинамического КПД порядка 10%. Прогресс в развитии лазерных систем и конструкций мишеней позволил обеспечить степень однородности облучения сжимаемой оболочки 1 – 2% как при прямом, так и при непрямом сжатии. В обоих режимах были достигнуты плотности сжатого газа 20 – 40 г/см³, а на установке "Гекко-12" была зарегистрирована плотность сжатой оболочки 600 г/см³. Максимальный нейтронный выход составляет $N=10^{14}$ нейтронов за вспышку.

Таким образом, вся совокупность полученных экспериментальных результатов и их анализ указывают на практическую реализуемость следующего этапа в развитии лазерного термоядерного синтеза – достижение плотностей дейтериево-тритиевого газа 200 – 300 г/см³, осуществление сжатия мишени и достижение заметных коэффициентов усиления K на уровне энергии $E = 1$ МДж, см. рисунок 2.23.

В настоящее время интенсивно разрабатывается элементная база и создаются проекты лазерных установок мегаджоульного уровня. В Ливерморской лаборатории начато создание установки на неодимовом стекле с энергией $E=1,8$ МДж. Стоимость проекта составляет 2 млрд. долл. Создание установки аналогичного уровня запланировано и во Франции. На этой установке планируется достижение коэффициента усиления по энергии $Q \sim 100$. Нужно сказать, что запуск установок такого масштаба не только приблизит

возможность создания термоядерного реактора на основе лазерного термоядерного синтеза, но и предоставит в распоряжение исследователей уникальный физический объект – микровзрыв с энергосвободением $10^7 - 10^9$ Дж, мощный источник нейтронного, нейтринного, рентгеновского и γ -излучений. Это будет иметь не только большое общезначение (возможность исследовать вещества в экстремальных состояниях, физики горения, уравнения состояния, лазерных эффектов и т.д.), но и позволит решить специальные задачи прикладного, в том числе военного, характера.

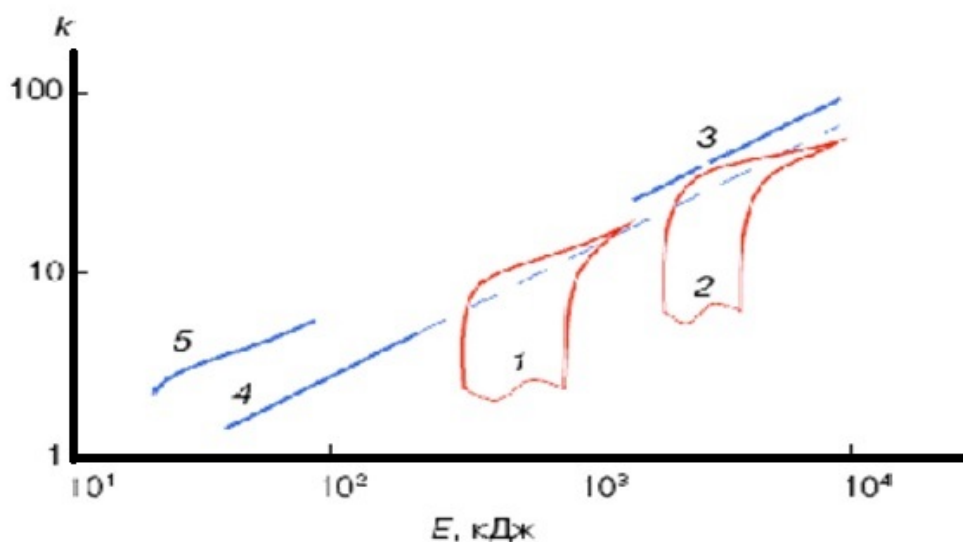


Рисунок 2.23 – Расчетные зависимости коэффициента термоядерного усиления K от энергии лазера E . Данные 1-4 получены в Ливерморской национальной лаборатории (США). 5 – в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. Условиям непрямого сжатия мишени соответствует 1 (оптимистический прогноз) и 2 (пессимистический), условиям прямого сжатия мишени 3 и 4 (обычный лазерный импульс), а также 5 (профилированный импульс)

Для реактора на основе лазерного термоядерного синтеза необходимо, однако, создание лазера мегаджоульного уровня, работающего с частотой повторения в несколько герц. В ряде лабораторий исследуются возможности создания таких систем на основе новых кристаллов. Запуск опытного реактора по американской программе планируется на 2025 год.

2.8.4 Холодный ядерный синтез [10,11]

Термоядерная звезда в колбе жжёт сильнее

Два американских физика впервые замерыли температуру в центре схлопывающихся пузырьков газа в жидкости. Полученные данные возрождают робкую надежду на пресловутый "термояд" в стакане. Правда, некоторые считают, что такой ядерный синтез давно осуществлён (см. Рис.2.24 и Рис.2.25).



Рисунок 2.24 – Пока увидеть ядерный синтез напрямую, можно лишь при взрыве водородных боеголовок (фотография с сайта batguano.com).

Впрочем, Кен Саслик (Ken Suslick) и Дэвид Флэнниган (David Flannigan) из университета Иллинойса (University of Illinois at Urbana-Champaign), которые подлили масла в огонь на этот раз, на термоядерный синтез и не замахиваются.

Но обо всём по порядку. Явление сонолюминесценции известно достаточно давно, с 1934 года. Суть его состоит в том, что при прохождении ультразвука через жидкость (при ряде условий) волны плотности вызывают явление сродни кавитации – быстрый рост и стремительное схлопывание миниатюрных пузырьков газа, растворённого в этой жидкости, либо – пара самой жидкости. По некоторым данным, стенки этих пузырьков устремляются навстречу друг другу со скоростью до полутора километров в секунду, а ударная волна разогревает газ внутри до?

Вот тут и начинаются разночтения.

Некоторые экспериментаторы рапортуют о миллионах градусах и даже о достижении ядерного синтеза в пузырьках. Но споры вокруг таких "открытий" идут очень жаркие и не один год, заметим. Об этом чуть ниже, а пока – о новой работе.

К. Саслик и Д. Флэнниган говорят, что сделали запись самых интенсивных вспышек света, когда-либо видимых в таких пузырьках (и видимых простым глазом!) и впервые детально замерыли всё, что происходил внутри.

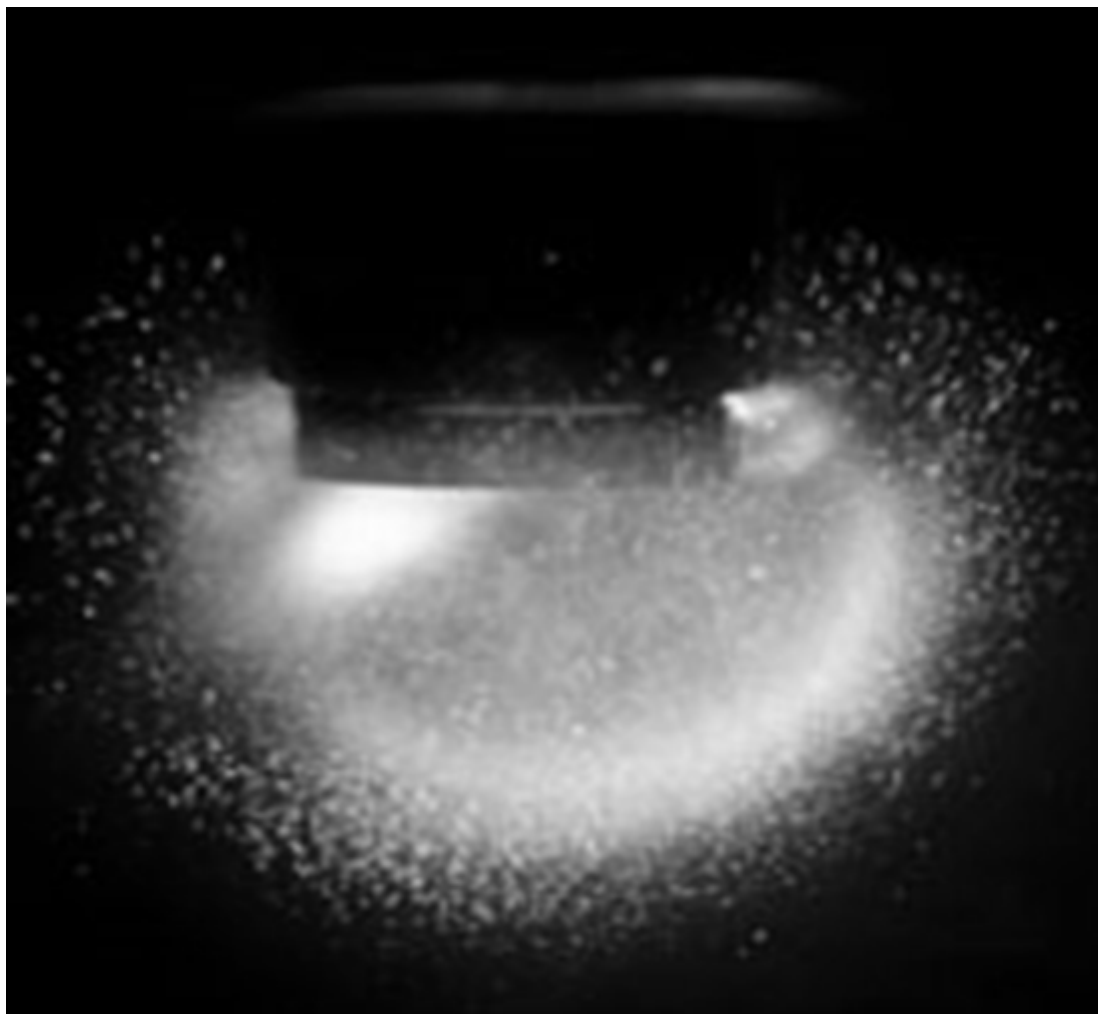


Рисунок 2.25 - Облако коллапсирующих пузырьков, испускающих свет, в эксперименте К. Саслика (фото с сайта nature.com).

Коллапсирующие пузырьки газа в их установке развивали температуру более 15 тысяч градусов Цельсия и, при этом, образовывалась плазма.

Исследователи использовали звуковые волны с частотой 20 – 40 килогерц, направленные на сосуд с концентрированной серной кислотой, содержащей аргон.

Сверхбыстрое колебание давления в жидкости вызывало рост и коллапс (схлопывание) пузырьков. Их высокая температура была способна отделять электроны от их "родных" атомов.

Доказательство существования в сосуде плазмы заключается, в числе прочего, в обнаружении там ионизированных молекул кислорода (O_2^+).

Некий процесс должен был удалить электрон из молекулы, не нарушая химическую связь двух атомов. Само по себе нагревание разбило бы молекулу на два отдельных атома, а значит, рассуждают авторы работы, кислород был ионизирован, когда столкнулся с электронами высокой энергии или другими ионами в горячем аргоновом плазменном сгустке (см. рисунок 2.26).

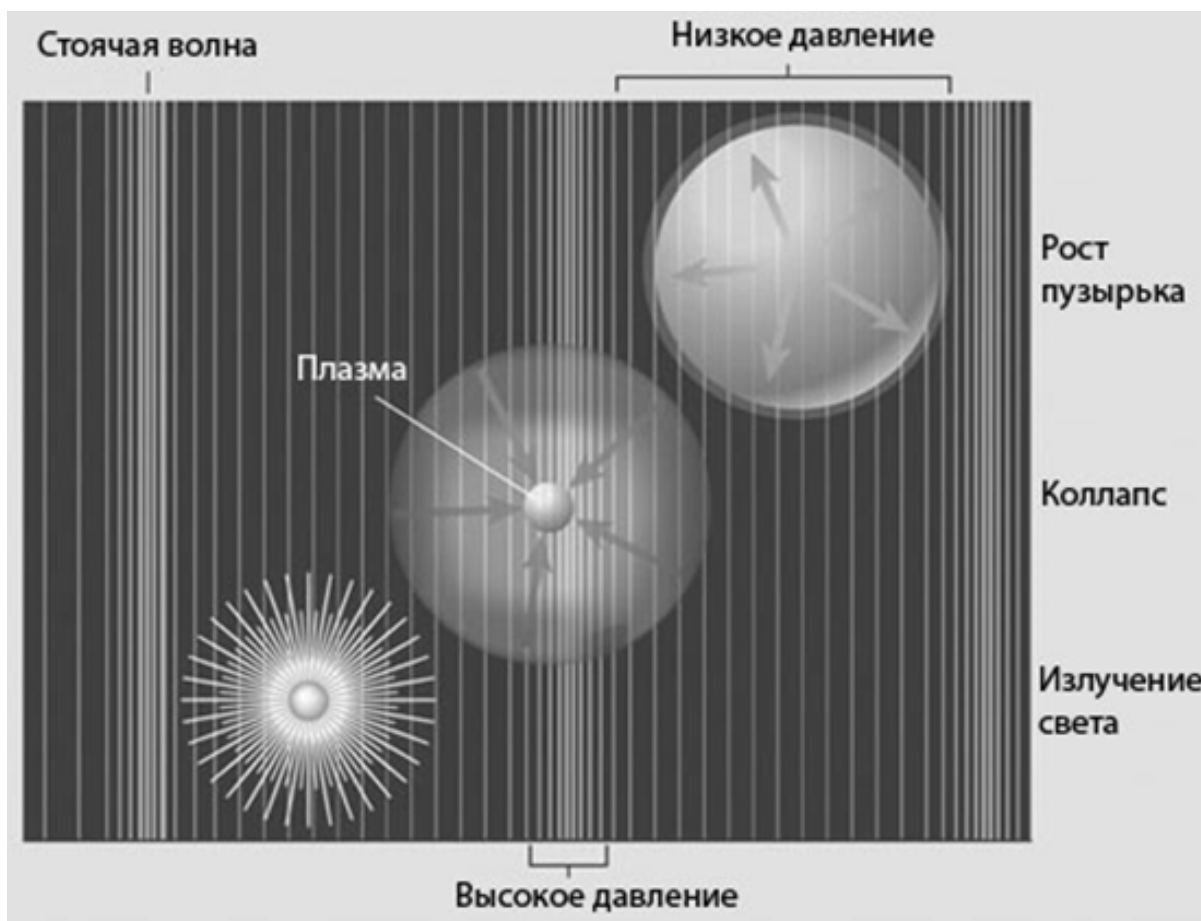


Рисунок 2.26 – Принцип сонолюминесценции (иллюстрация с сайта nature.com).

Почему аргон? Предыдущие подобные опыты проводились с водой и всегда "загонялись в угол" тем фактом, что большая часть энергии сонолюминесценции поглощалась молекулами водяного пара. Но серная кислота намного труднее испаряется, чем вода, и потому пузырьки в установке Саслика содержали очень мало серной кислоты, а состояли почти полностью из аргона. Аргон же практически не поглощает энергию – здесь нет химических связей, способных "ломаться" под действием температуры. В результате коллапсирующие пузырьки выделяли в 2,7 тысячи раз больше света, чем аналогичные пузыри в воде!

Почему эта работа важна? Вернёмся немного назад. В 2002 году группа исследователей во главе с физиком Рузи Талейярханом (Rusi Taleyarkhan), работающим тогда в американской национальной лаборатории в Окридже (Oak Ridge National Laboratory), утверждала, что их аналогичный опыт с сонолюминесценцией сопровождался реакциями синтеза. Кстати, в той работе принимал участие академик РАН Роберт Нигматулин. Он продолжает сотрудничать с Талейярханом и сейчас – в том же самом направлении.

Горячий термояд в холодном дейтерированном ацетоне в колбе

Американский журнал "Science" опубликовал сенсационное сообщение: ученые из США и России провели термоядерную реакцию в колбе с холодным ацетоном.

Научное сообщество встретило сообщение неоднозначно.

В 1993 году американец Ларри Крам обнаружил, что свет излучается сверхкороткими вспышками длительностью в десятки пикосекунд (пикосекунда в миллион миллионов раз меньше секунды). Теоретики быстро поняли, что жизнь пузырька в волне звука состоит из четырех стадий. Сначала он относительно медленно расширяется. Потом быстрее, но все равно медленно сжимается. Затем стенки пузырька развивают огромную, до нескольких километров в секунду, скорость. И вот возникает ударная волна, которая собирается в центре, а затем от него отражается. Если представить, что весь цикл занимает неделю (а реально он длится пятьдесят миллионных долей секунды), то первая стадия продолжается 6 дней, вторая – 1 день, третья – 10 минут и четвертая – доли секунды.

За четвертый – ничтожно короткий срок, в очень малой окрестности центра микропузырька, концентрируется огромная энергия. Температура там достигает миллионов градусов, а плотность вещества в несколько раз превышает плотность воды!

Когда ход событий стал ясен, Роберт Нигматулин со своим американским коллегой Диком Лэхи предложили сделать так, чтобы температура при схлопывании ударной волны достигла нескольких десятков миллионов градусов.

Тогда в центре микропузырька возникнут условия для термоядерной реакции. В частности, эта идея прозвучала в докладе на Международной конференции по ядерным реакторам в 1995 году. Хотя доклад нашего ученого был встречен с энтузиазмом, большинство коллег сомневались в том, что "пузырьковый термояд" можно реализовать, тем более что все помнили скандал с "холодным ядерным синтезом", когда публикация непроверенных результатов привела к дискредитации ученых.

"Ученые имеют право предлагать обществу яркие и заманчивые поисковые проекты, основанные на научном анализе, даже когда нет гарантий их благополучной реализации" – убеждал Нигматулин своих коллег.

И действительно убедил: профессор Рузи Талейархан из Национального ядерного центра в Оук-Ридже (США) предложил сотрудничество.

Академик Нигматулин, ставший теоретиком этой группы, хотел как можно быстрее разогнать стенку пузырька. Для этого была выбрана органическая жидкость: ацетон, в котором атомы водорода были замещены его изотопом – дейтерием. При температуре в десятки миллионов градусов ядра дейтерия сливаются, порождая с равной вероятностью:

- либо ядро радиоактивного тяжелого водорода – трития и протон;
- либо ядро гелия-3 и быстрый нейтрон с энергией 2,5 МэВ.

Именно эти два фактора – увеличение содержания трития и поток нейтронов с указанной энергией – и должны были свидетельствовать о ядерной реакции в пузырьке.

Теоретический анализ Роберта Нигматулина и его уфимских коллег – Искандера Ахатова, Наиля Вахитовой, Раисы Болотновой и Андрея Топольникова, выявил парадоксальный эффект: для реализации термоядерного синтеза нужен холодный ацетон, хотя бы при температуре около 0 градусов Цельсия.

Многие выражали сомнение в том, что волна способна сохранить сферическую форму при его многократном сжатии (в противном случае не получается концентрации энергии), но работы члена-корреспондента РАН Марата Ильгамова и Александра Аганина опровергли сомнения скептиков.

Много экспериментов, проведенных в Оук-Ридже, показали, что в полном соответствии с теорией только кавитация в холодном дейтерированном ацетоне дает вспышки нейтронов, причем, они возникают вместе со вспышками света.

Одновременно образуется и тритий. Нейтроны и ядра трития получались в количестве порядка 10 – 100 тысяч штук в секунду. В ходе работы получен принципиальный результат: в пузырьках идет ядерная реакция синтеза ^4He с регистрируемым выделением трития.

Статью с подробным описанием эксперимента отправили в авторитетный журнал "Science". Несколько месяцев авторы через редакцию журнала переписывались с пятью анонимными рецензентами, совершенствовали изложение материала и развеивали их сомнения. Статью приняли к публикации.

Но за две недели до объявленной публикации коллеги Р. Талеархана в Оук-Ридже, которых за 8 месяцев до этого руководство попросило отрецензировать проект статьи, предложили задержать публикацию, провести совместные измерения и потом опубликовать статью с расширенным (за счет оппонентов из Оук-Риджа) коллективом авторов. Дело в том, что по их измерениям получалось: поток быстрых нейтронов в 10 раз меньше.

Пришлось провести совместную дискуссию. Она длилась целый день, и в конце совещания академик Нигматулин спросил оппонентов:

1. Согласны ли они с тем, что производится тритий?
2. Согласны ли они, что образуются быстрые нейтроны с энергией 2,5 МэВ?
3. Согласны ли они, что эти два потока образуются за счет термоядерной реакции между ядрами дейтерия?

На все три вопроса оппоненты ответили: Да!

После этого авторы отказались задержать объявленную публикацию: ведь она прошла тщательное рецензирование в соответствии с жесткими правилами журнала "Science", и авторы имеют право зафиксировать свой приоритет. Научный руководитель ядерного центра в Оук-Ридже, Ли Редингер, который вел совещание, в конце признал огромное значение статьи и сказал, что она должна быть опубликована с небольшими уточнениями.

Тем не менее, оппоненты в последующие дни попытались "давить" на редакцию, о чем написал в преамбуле к статье главный редактор журнала Дан Кеннеди. Но редакция не поддавалась давлению.

Для досконального изучения явления необходимы время и средства. Хотя эти потоки нейтронов и трития невелики, но и не малы, тем более что установка занимает всего лишь письменный стол и работает много часов. Высвобождаемая энергия пока ничтожна, но лиха беда начало. «Я представляю, как повысить производительность и эффективность процесса. Помимо практических перспектив, представленные измерения позволят определять свойства вещества при десятках миллионах градусах и плотностях в десятки раз больших, чем встречаются в природе. Теперь мы крайне заинтересованы в том, чтобы другие лаборатории проверили наши результаты» – считает академик Нигматулин.

Такая проверка была проведена двумя независимыми группами исследователей по заказу Министерства энергетики США, курирующего все значимые атомные и термоядерные эксперименты и разработки. С «настольного термояда» в жидком дейтерированном ацетоне сняты все обвинения.

Расследование сенсационных экспериментов Рузи Талейархана по осуществлению термоядерной реакции синтеза водорода в гелий в настольной установке методом сонолюминисценции, проводившееся специальной группой ученых исследователей университета Пурдью по заказу Министерства Энергетики США почти год, завершилось 7 февраля 2007 года. Руководство университета официально подтвердило, что с Рузи Талейархана и его группы сняты все обвинения в научной недобросовестности (см. Рис.2.27).

Независимая верификация полученных группой Талейархана результатов, проведенная Эдвардом Форринджером из Техасского университета Ле-Торнье в ноябре 2006 года, полностью подтвердила их. Показано, в частности, что образующиеся в настольном реакторе нейтроны, являющиеся «маркером» протекания термоядерной реакции, не связаны с использовавшимся в экспериментах радиоактивным изотопом калифорния.

Профессор Р. Талейархан показал, что в простой и недорогой «настольной» экспериментальной установке, возможно, осуществить протекание реакции термоядерного синтеза. Если при этом удастся обеспечить выработку полезной энергии, человечество получит практически неиссякаемый источник дешевой и к тому же экологически чистой энергии.

Нейтроны нужны были вот зачем. Они влияли на рост пузырьков таким образом, что пузырьки образовывались очень маленькие – диаметром в нанометры, вместо микронов в других опытах с сонолюминесценцией.

Размеры-то были меньше, но зато скорость их схлопывания – многократно выше, соответственно – выше и температура, вплоть до той, при которой возможны реакции ядерного синтеза.

Р. Талейархан продолжает эти опыты и сегодня, говорит – усовершенствовал метод. Об этом, разумеется, знает и К. Саслик, но осторожно

говорит, что его работа не подтверждает и не опровергает претензии Талейярхана на термояд в стакане (см. рисунок 2.26, рисунок 2.27).



Рисунок 2.27 – Схема установки Талейярхана (иллюстрация с сайта inventors.about.com).

Однако реакция синтеза, так или иначе, требует наличия плазмы – а опыт К. Саслика окончательно доказывает, что она в таких условиях образуется.

Команда К. Саслика использует сейчас акустическую кавитацию, чтобы проводить различные химические реакции. Учёный надеется увеличить количество энергии, выпущенной пузырьками плазмы, подбирая состав – разные смеси газов и жидкостей.

Так что, может быть, мечта о неограниченном источнике энергии из пробирки – не столь уж антинаучна.

2008 год – эксперименты в Японии подтверждающие холодный ядерный синтез в твёрдом палладии при комнатных температурах.

Ещё одна группа учёных заявила о том, что ей удалось провести в лабораторных условиях реакцию холодного ядерного синтеза. Заслуженный профессор в отставке Ёсиаки Арата (professor emeritus Yoshiaki Arata) из университета Осаки (Osaka University) и его китайский коллега Юэчан Чжан (Yue-Chang Zhang) из Шанхайского университета (Shanghai Jiao Tong University) представили результаты эксперимента, в ходе которого было зафиксировано не предусмотренное известными законами выделение энергии. По крайней мере, так утверждают авторы опыта.

Возможность ядерного синтеза – получения из более лёгкого водорода более тяжёлого гелия, сопровождаемое выделением огромного количества энергии, – для очень небольшой группы физиков стало чем-то вроде Святого Грааля, а для всех остальных – псевдонаучной фантастикой.

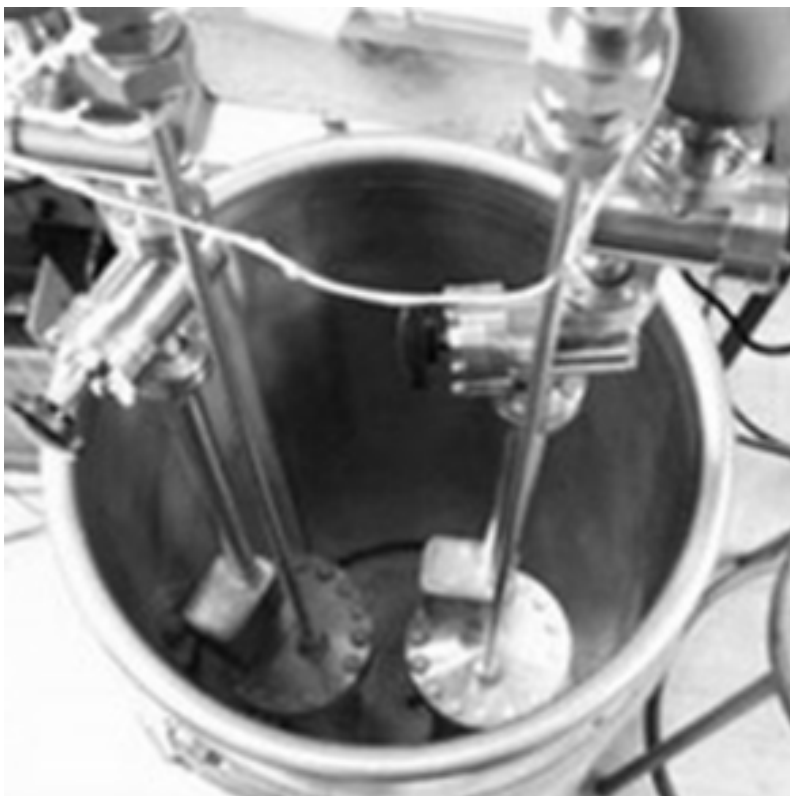


Рисунок 2.28 – На фото: центральная установка "ядерного реактора" (фото с сайта physorg.com). Многое в этом эксперименте смущает физиков, да и уже полученные результаты необходимо как минимум воспроизвести.

Тем более, что одним из активных пропагандистов этого гипотетического источника энергии был знаменитый писатель Артур Кларк. Считалось, что синтез возможен только термоядерный, то есть при температуре в миллионы градусов.

Более того, давление в естественном термоядерном реакторе – в Солнце – столь велико, что одной только его температуры (а это 10 – 15 миллионов градусов) для "земной" термоядерной реакции не хватит. Именно поэтому создаются, например, сверхмощные лазеры, способные нагревать вещество до ещё более горячего состояния – около 100 миллионов градусов.

На этом фоне робкие попытки отдельных энтузиастов холодного синтеза выглядят, в лучшем случае, как заплыв против течения. Проблема в том, что нет никакого общепризнанного теоретического обоснования такой реакции, в то время как для термояда она существует, так же как существовала ранее для "обычной" ядерной реакции – дело было лишь за техническим воплощением.

Что же получилось у профессора Араты? Этот достаточно известный японский физик поместил в специальную ячейку палладий и оксид циркония, а после этого под сверхвысоким давлением "закачал" туда тяжёлый водород – дейтерий. В полученной палладий-цирконий-дейтериевой "твёрдой плазме" ядра расположены столь близко друг к другу, что, по словам авторов эксперимента, началась реакция холодного синтеза в твёрдом теле с выделением гелия и энергии.

Заключение о том, что реакция в действительности состоялась, учёные сделали на основании замеров температуры внутри ячейки. После ввода дейтерия она поднялась с комнатной до 70 градусов по Цельсию. После того, как подача газа была отключена, температура внутри ячейки оставалась выше комнатной ещё в течение 50 часов.

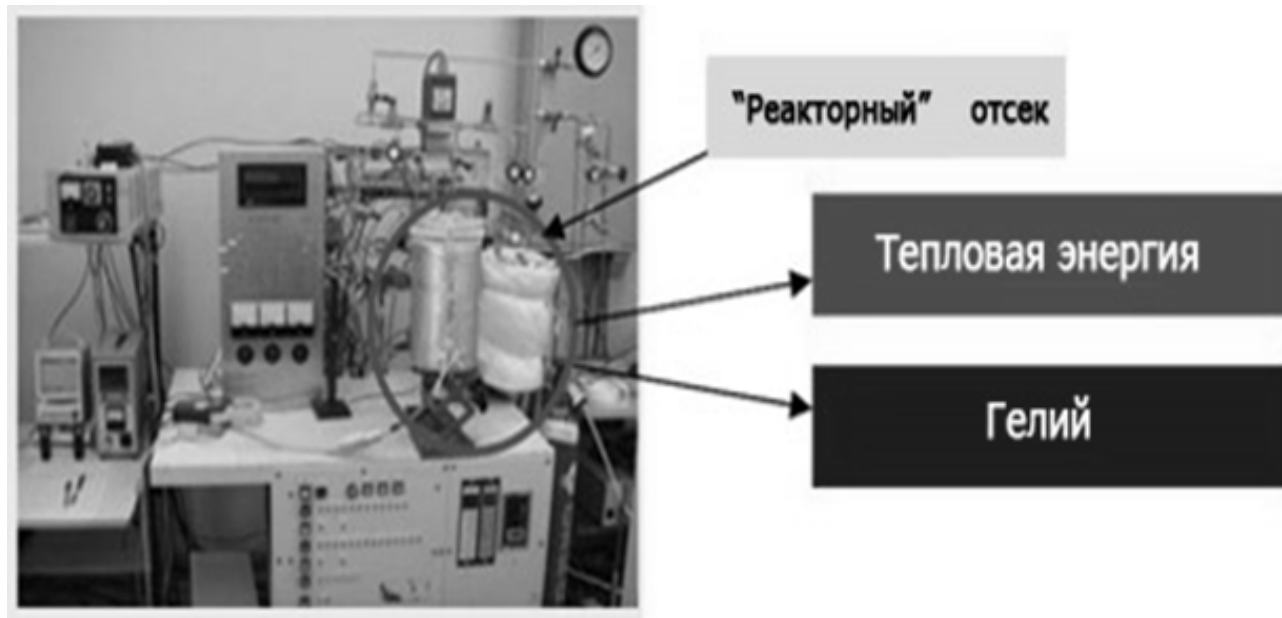


Рисунок 2.29 – Реакторная установка на столе.

Именно последний замер позволил сделать заключение — "внутри колбочки" происходит реакция холодного синтеза.

Происходила ли она на самом деле? Какой-то процесс, по всей видимости, в ходе эксперимента протекал, поскольку химическим путём новый элемент (в данном случае гелий) возникнуть не может. Большинство физиков считает, что это, конечно, не пресловутый холодный синтез.

Но ведь что-то происходит! Выдвигаются разные предположения. В частности некоторые учёные говорят, что такая реакция может быть обусловлена свойствами кристаллической решётки палладия, другие — некими квантовыми эффектами при взаимодействии типа "диполь-диполь" (между атомами дейтерия и веществом в ячейке). В общем, теорию ещё предстоит подтянуть.

Что в результатах эксперимента смущает априори, так это отсутствие информации о нейтронном излучении. А ведь зафиксировать эти частицы для исследователей не составляет труда.

То есть, помимо замеров температуры и выхода гелия, пока нет ничего конкретного. По словам Джеда Ротуэлла (Jed Rothwell), участника проекта "Ядерные реакции низких энергий" (Low Energy Nuclear Reactions), профессор Арата "провёл три дополнительных замера", но детальных данных пока нет. Также он сообщил, что японский учёный не предоставил никаких данных о настройках измерительных приборов — а ведь это та самая "калибровка",

которая в 1989 году превратила "сенсационные результаты" чуть ли не в фальсификацию.

Но все эти сомнения не будут иметь никакого значения, если энергия "на выходе" этого процесса, будет превышать все затраты "на входе". Если это действительно так, то кого волнует, "холодный" это синтез или вообще не синтез, а что-то иное.

Человечество устроит любой источник доступной энергии.

Контрольные вопросы к разделу 2.8.

1. *Опишите принцип работы ТОКАМАК.*
2. *Запишите и прокомментируйте соотношение Тройона.*
3. *Что такое стеллараторы?*
4. *Что такое управляемый термоядерный синтез?*
5. *Что такое холодный ядерный синтез?*
6. *Расскажите о принципе действия сонолюминесценции.*

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.1

Как делают ядерное топливо? [<http://news.ngs.ru/more/332577>]

ОАО «Новосибирский завод химконцентратов» — один из ведущих мировых производителей ядерного топлива для АЭС и исследовательских реакторов России и зарубежных стран. Входит в состав Топливной компании «ТВЭЛ» Госкорпорации «Росатом». Новосибирский завод химконцентратов в 2011 году произвел и реализовал 70% мирового потребления изотопа лития ^7Li (1300 кг), поставив новый рекорд в истории завода.

Основным продуктом производства Новосибирского завода химконцентратов (НЗХК) является ядерное топливо на основе диоксида урана UO_2 формируемое в виде цилиндрических прессовок на мощных прессах Установка, производит прессование топливных таблеток. Как из песка дети делают куличики, надавливая на формочку, так и здесь: урановая таблетка прессуется под давлением. (Рисунок 2.30).



Рисунок 2.30 – Прессование порошкового диоксида урана

Первичные компоненты топливных сборок прессованного диоксида урана после прессования направляются на спекание (рисунок 2.31).



Рисунок 2.31 – Молибденовый контейнер «лодочка» с таблетками отправляют в печь на высокотемпературный отжиг (спекание).

Таблетки отжигаются в печах при температуре не менее 1750°C в водородной восстановительной среде в течение 20 с лишним часов.



Рисунок 2.32 - Печи высокотемпературного отжига

Спечённые таблетки шлифуются, поскольку они должны быть строго определенного размера. И на выходе контролеры проверяют каждую таблетку (рисунок 2.33), чтобы не было ни сколов, ни трещин, никаких дефектов. Одна таблетка весом 4,5 г. по энерговыделению эквивалентна 640 кг дров, 400 кг каменного угля, 360 куб. м газа, 350 кг нефти.



Рисунок 2.33 – Контроль тепловыделяющих «таблеток»

Далее таблетками диоксида урана заполняют циркониевые трубки. На выходе имеем готовые тепловыделяющие элементы ТВЭЛы (около 4м. в длину). Из ТВЭЛов уже собирают тепловыделяющие сборки ТВС, иначе говоря, ядерное топливо.



Рисунок 2.34 – Заполнение циркониевых трубок ТВЭЛ

Рабочие сваривают каркас тепловыделяющей сборки.



Рисунок 2.35 - Каркас тепловыделяющей сборки

Большие трубы — это каналы для системы управления защиты реактора. В этот каркас затем установят 312 циркониевых трубок с ТВЭЛами

Финальный контроль: готовые ТВС проверяют специальными щупами, чтобы расстояние между ТВЭЛами было одинаковое. Контролеры чаще всего женщины, это очень кропотливая работа (рисунок 2.36).



Рисунок 2.36 - Контроль качества готовых ТВС

Топливо для атомных станций, произведенное в ОАО «НЗХК», используется на российских АЭС, а также поставляется в Украину, в Болгарию, Китай, Индию и Иран. Стоимость ТВС является коммерческой тайной.



Рисунок 2.37 - Условия хранения ТВС

Утверждают, что работа на НЗХК ничуть не опаснее работы на любом промышленном предприятии. За состоянием здоровья работников ведется постоянный контроль. За последние годы не выявлено ни одного случая профзаболеваний среди работников.

По состоянию на 1 января 2012 года, на заводе работают 2277 человек, средний возраст персонала — 44,3 года, 58% — мужчины. Средняя заработная плата превышает 38 000 руб.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ К РАЗДЕЛУ 2

1. Сивухин, Д. В. Общий курс физики: Том 5. Атомная и ядерная физика. - М.: Наука, 1989. - 416 с.
2. Ядерная реакция [Электронный ресурс], URL: https://ru.wikipedia.org/wiki/Ядерная_реакция (дата обращения: 20.02.2015).
3. Управляемый термоядерный синтез [Электронный ресурс]. URL: http://ru.wikipedia.org/wiki/Управляемый_термоядерный_синтез (дата обращения: 20.02.2015).
4. Дементьев, Б. А. Ядерные реакторы. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 351с.
5. Стелларатор [Электронный ресурс], URL: <http://ru.wikipedia.org/wiki/Стелларатор> (дата обращения: 20.02.2015).
6. Такамак [Электронный ресурс], URL: <http://ru.wikipedia.org/wiki/Такамак> (дата обращения: 20.02.2015).
7. Спитцер, Л. Стелларатор. – М.: УФН, 1960. – Т. 71. – С. 327–338.
8. Бракнер, К. и др. Управляемый лазерный синтез / К. Бракнер, С. Джорна. - М.: Атомиздат, 1977. - 143с.
9. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером / Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. // Итоги науки и техники: Радиотехника. - М.: ВИНТИ, 1982. – Т. 26. – Ч. 1-2.
10. Кузьмин, Р. Н. и др. Холодный ядерный синтез /Р.Н. Кузьмин, Б.Н. Швилкин. - М.: Знание, 1989.
11. Левин, А. Холодный синтез: миф и реальность // Популярная механика. – 2011. - № 8.

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

КАФЕДРА ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ТОПЛИВНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

Кафедра химии входила в состав первых 14 кафедр ЛИТМО, сформированных в 1930 году. В 1930–1960 годах кафедра работала в рамках факультета Точной механики; в период деятельности Инженерно-физического факультета (ИФФ) с 1946 года по 1954 год кафедра входила в состав ИФФ. С 1933 года – кафедрой возглавлял известный специалист в области оптического стекла профессор В.Г. Воано, позже – известный русский ученый-химик профессор С.А. Щукарев. С 1954 по 1972 год кафедрой возглавлял доцент Г.С. Кошурников.

С момента второго рождения инженерно-физического факультета в 1976 г. кафедра химии вошла в его состав. В это время на кафедре стали развиваться, в основном, три научно-технологических направления: создание новых композиционных оптических материалов; разработка химических сенсоров; технология оптического волокна.

В последующие годы сотрудники кафедры, прежде всего, профессора Новиков А.Ф. и Успенская М.В., существенно переработали методику преподавания курса химии, адаптировав ее к активно внедрявшейся тогда в Университете системе дистанционного обучения. В результате, преподавание курса химии в Университете ИТМО вышло на новый более высокий уровень.

В дальнейшем на кафедре под руководством профессора М.В. Успенской активно развивалось научно-техническое направление в области химии и физики сорбирующих полимерных материалов и нанокompозитов. В частности, на основе акриловых супервлагоабсорбентов разработан ряд новых материалов многофункционального назначения: сенсоры, жидкие линзы, раневые повязки, искусственные почвы для сельского хозяйства, огнестойкие конструкционные элементы и др.

В связи с этим в 2011 году данная кафедра (исторически – кафедра химии) позиционировала себя как отдельное структурное подразделение Национального исследовательского университета ИТМО в качестве кафедры “Информационных технологий топливно-энергетического комплекса”.

С переходом отечественных предприятий на международные стандарты продукции, повышением требований к охране окружающей среды и внедрением сложных аналитических автоматизированных систем контроля качества и мониторинга, с 2008 года в рамках направления «Техническая физика» кафедра проводит подготовку магистров и бакалавров по профилю «Физико-технические аспекты аналитического приборостроения».

Подготовка включает в себя следующие разделы:

- Компьютерные комплексы для автоматизированного контроля физических, химических, механических, термических, реологических и некоторых других свойств нефтяного сырья и продуктов нефтепереработки;
- Встроенные микропроцессорные комплексы для управления технологическими процессами и измерением широкого круга параметров энергетических установок и систем энергоснабжения;
- Физико-математическое моделирование технологических процессов нефтепереработки и топливно-энергетического комплекса;
- Информационно-аналитические системы и комплексы различного профиля, адаптированные под специфические условия работы на предприятиях ТЭК.

Уникальная программа обучения сочетает фундаментальную подготовку в области информационных систем, физической оптики, молекулярной спектроскопии, аналитической и физической химии, компьютерной метрологии, общехимической технологии и автоматики.

В рамках специальных дисциплин изучаются приборы и методы контроля качества продукции и принципы построения автоматизированных анализаторных систем для предприятий ТЭК, нефтяной и химической промышленности.

Такие системы как основа информационных технологий контроля качества и мониторинга безопасности могут успешно применяться практически на всех предприятиях и лабораториях химического и нефтехимического профиля, а также в металлургической, пищевой и фармацевтической промышленности.

Выпускники кафедры имеют широкие перспективы трудоустройства в современных крупных компаниях ТЭК, таких как Роснефть, ПТК, Газпром, Киришинефтеоргсинтез, Лукойл, ТНК-ВР, а также на предприятиях и лабораториях пищевой, фармацевтической и других отраслях промышленности.

Практика эксплуатации предприятий ТЭК подтверждает необходимость создания и применения эффективных систем контроля за безопасностью и систем экологического мониторинга.

В связи с этим с 2011 года были разработаны и открыты бакалаврская и магистерская программы по направлению подготовки 241000 " Энерго- и ресурсосберегающие процессы в химической технологии, нефтехимии и биотехнологии ". Основной целью образовательной

магистерской программы "Информационные ресурсосберегающие технологии и экологические аспекты на предприятиях ТЭК" является подготовка высококвалифицированных специалистов, соответствующих современным требованиям к выпускникам вуза, с учетом потребностей рынка труда Санкт-Петербурга и регионов России. Будущие магистры будут способны использовать информационные технологии и математическое моделирование для описания различных физических и физико-химических процессов, для контроля качества продукции нефтепереработки, работать на современном оборудовании в научных, научно-производственных и производственных лабораториях по исследованию выпускаемой продукции и т.д.

Основными направлениями научной деятельности в рамках магистерской программы являются:

- Создание приборов и датчиков физических величин и физико-химических параметров углеводородного сырья и продуктов (в том числе на основе нанотехнологий);
- Разработка приборов для измерения параметров качества нефтепродуктов и пищевых продуктов на основе компьютерных технологий;
- Создание эффективных информационных систем контроля качества продукции и коммерческого учета на предприятиях ТЭК на основе приборов и устройств различного назначения;
- Создание эффективных информационных систем мониторинга безопасности эксплуатации объектов ТЭК.

Подготовка магистров ведется с участием ряда промышленных предприятий, научно-производственных объединений, научно-исследовательских институтов и вузов Санкт-Петербурга, что дает возможность получить отличные знания и неоценимый опыт в различных сферах деятельности: производственной, научно-исследовательской, административной и т.д.

Биотехнология и биоинженерия являются приоритетными направлениями современной науки и промышленного производства. Продукты биотехнологии и биоинженерии востребованы в медицине, фармации, биологии, и других высокотехнологичных отраслях народного хозяйства. Разработка новых источников энергии, создание биосовместимых материалов и синтез биологически активных веществ – главные составляющие этих двух наук и отраслей производства. В частности, интенсивно развиваются производство и применение ферментов в переработке различных видов сырья и в получении биопрепаратов. Ферментные технологии имеют преимущества с экономической, технологической и экологической точек зрения, поэтому годовой оборот ферментных препаратов составляет десятки миллионов долларов США и он непрерывно растёт. По объёму производства ферментные препараты занимают третье место после аминокислот и антибиотиков. Ферментативные процессы, применяемые в технологиях, аналогичны

природным, но они более безопасны и для здоровья человека и для окружающей среды.

Развитие этих отраслей сдерживается недостатком специалистов высшего уровня, подготовленных в области информационного обеспечения и средств измерения живых систем и биологических структур.

Для решения проблемы подготовки магистров на стыке информационных технологий, биологии и инженерии объединены усилия двух кафедр: Кафедра химии и молекулярной биологии ИХиБТ и кафедра ИТТЭК, имеющих опыт подготовки специалистов бакалавров и магистров в информационных технологиях и биотехнологии.

В учебный план предлагаемой программы включены, наряду с общеобразовательными, дисциплины по информационной, биологической, химической, технологической подготовке и ряду других отраслей знаний, необходимых в подготовке специалистов заявленного уровня.

В настоящее время на каф. ИТТЭК под руководством проф. Успенской М.В., ведутся работы по направлениям, связанных с созданием материалов для фармакологии и регенеративной медицины, предметов санитарно-гигиенического назначения, а также биосовместимых и биodeградируемых материалов.

Также на кафедре под руководством проф. Неелова И.М. активно развивается моделирование полимеров и биополимеров, начиная от структуры веществ и физико-химических процессов, протекающих в живых организмах до физико-механических и эксплуатационных характеристик материалов и биосистем.

Профессорско-преподавательский состав на кафедре насчитывает 18 человек, из них 6 профессоров и докторов наук.

В настоящее время на базе кафедр НИУ ИТМО создан Международный научно-исследовательский институт биоинженерии, возглавляемый проф. М.В. Успенской, что значительно расширяет экспериментальную базу и научный потенциал кафедр и способствует повышению уровня подготовки кадров высшей категории.

В настоящее время на кафедре трудятся 18 преподавателей, шестеро из них являются докторами наук, профессорами, признанными на международном уровне, членами ученых советов в России и за рубежом.

Балошин Юрий Александрович
Заричняк Юрий Петрович
Успенская Майя Валерьевна

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ (Часть II)

Учебное пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49