

НБ МИФИ

621.039

K59

Ордена Трудового Красного Знамени  
Атомно-Физический институт

93

---

**Л. С. Кокорев, В. В. Харитонов**

**ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ  
ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

Москва 1980

ПОЖЕРТВОВАНИЕ

от Крохичевой П.

621.039

К 59

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

---

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

Л. С. Кокорев, В. В. Харитонов

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ  
ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Утверждено  
в качестве учебного пособия  
редсоветом института

Москва 1980

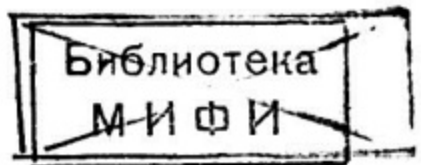
621,039,6(075)  
533.9(075)

Всего 1 экз  
КНИР 818114

УДК 621.039, 621.375, 533.92

Кокорев Л. С., Харитонов В. В. Теплофизический расчет термоядерного реактора. Учебное пособие. -М.: Изд. МИФИ, 1980, 32 с.

В пособии кратко описаны принципы работы термоядерных реакторов типа токамак и с лазерным поджигом. Приведены некоторые сведения, необходимые для оценки основных параметров плазмы и размеров плазменной камеры. Рассматриваются схемы преобразования энергии в термоядерном реакторе, расчета КПД реактора и полей температуры в blankets. Содержание пособия определяется требованиями, предъявляемыми к курсовому проекту, выполняемому студентами 4-го и 5-го курсов факультета технической физики.



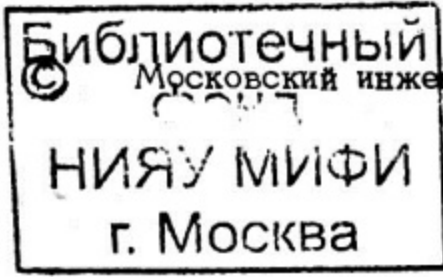
Редактор Е. Н. Кочубей  
Технический редактор О. И. Скробнева  
Корректор Н. Н. Смолина

---

Л-65452	Подписано в печать 19.03.80 г.	
Формат 60x84 1/16	Объем 2 п.л.	Уч.-изд. л. 1,9
Тираж 400 экз.	Цена 8 коп.	Изд. № 023-1
	Заказ 2385	

---

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 1



Московский инженерно-физический институт, 1980 г.

## ВВЕДЕНИЕ

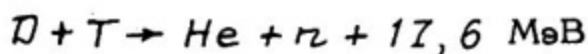
Цель теплофизического расчета термоядерного реактора (ТЯР) – выбор схемы преобразования тепловой энергии в электричество, расчет КПД, мощности и размеров ТЯР, исходя из допустимых полей температуры в первой стенке и бланкете. Существенная особенность теплофизики ТЯР заключается в ее глубокой связи с физикой плазмы, нейтронной физикой и материаловедением. Поэтому составной частью теплофизического расчета является оценка параметров плазмы (размеры, температура, плотность, энерговыделение).

При выполнении курсового проекта вначале выбирается тепловая схема и теплоноситель ТЯР, его конструкция, основные материалы, затем рассчитывается термодинамический КПД и необходимое усиление энергии в ТЯР, оцениваются параметры плазмы. Определив размеры плазменной камеры и зная состав бланкета, можно приступить к расчету полей температуры в бланкете и определению размеров тепловыделяющих элементов, а также к расчету гидравлических сопротивлений. После выполнения нейтронно-физического расчета, в котором определяют выход трития и энергии в бланкете (в гибридном ТЯР еще выход плутония-239 или урана-233), уточняется тепловой расчет и окончательно выбираются параметры ТЯР.

## § 1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

### 1. Ядерные реакции в плазме и blankets

Из всех известных реакций термоядерного синтеза реакция с участием дейтерия ( $D$ , или  ${}^2_1H$ ) и трития ( $T$ , или  ${}^3_1H$ )



имеет наибольшее сечение и поэтому наиболее доступна [1 - 5]. Кинетическая энергия продуктов реакции (альфа-частицы  $He$  и термоядерного нейтрона  $n$ ) распределена между ними обратно пропорционально массам:  $E_n = 14,1 \text{ МэВ}$ ,  $E_\alpha = 3,5 \text{ МэВ}$ .

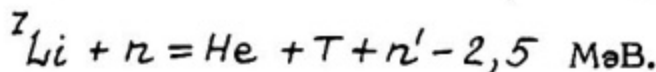
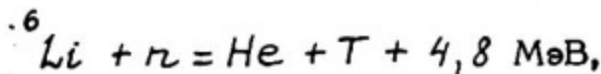
Скорость термоядерных реакций в плазме, т.е. число актов синтеза в кубометре плазмы за секунду при одинаковой концентрации ядер дейтерия и трития ( $N_D = N_T = N/2$ ) определяется выражением

$$g = \frac{N^2}{4} \overline{\sigma v}, \quad (1)$$

где  $\overline{\sigma v}$  - произведение сечения реакции синтеза на относительную скорость ядер, усредненное по спектру относительных скоростей (табл. 1).

Выражение (1) определяет также скорость генерации термоядерных нейтронов и скорость выгорания термоядерного топлива.

Поскольку тритий является сравнительно короткоживущим изотопом (период полураспада 12,3 года) и содержание его в атмосфере Земли крайне мало, то для воспроизводства трития, сгорающего в плазме, можно использовать ядерные реакции с участием термоядерных нейтронов [1 - 5]:



Литий можно поместить в оболочку (blanket), окружающую плазму (природный литий состоит из 7,5%  ${}^6Li$  и 92,5%  ${}^7Li$ ).

Таблица 1  
 Температурная зависимость  $\bar{\sigma}_D$  для реакции синтеза дейтерия с тритием [1, 5]

$T$ , кэВ	1	4	6	8	10	20	50	100	200	500
$\bar{\sigma}_D$ , $10^{-22}$ м <sup>3</sup> /с	$7 \cdot 10^{-5}$	0,06	0,35	0,6	1,1	4,2	8,5	9,0	6,0	3,5

Таблица 2

Производство энергии и плутония в бланкетах ТЯР различного состава  
 (максимальные значения) по данным [6 - 10]

Параметры бланкета	Состав							
	Уран металл.	Карбид урана	Нитрид урана	Двуокись урана	Литий (естеств.)	Окись лития (естеств.)	Флаиб $Li_2BeF_4$	
$E_{я}$ , $\frac{MeB}{\text{нейтрон}}$	225	151	145	122	23	22	21	
M	15,2	10,5	10,0	8,3	1,4	1,3	1,2	
$k_{P_{\alpha}}$ , $\frac{\text{ядер}}{\text{нейтрон}}$	2,67	1,75	1,51	1,25	-	-	-	

Быстрые термоядерные нейтроны можно использовать также для получения из урана-238 или тория-232 искусственного ядерного топлива для ядерных реакторов: плутония-239 или урана-233. Термоядерный реактор, в blankets которого содержится уран или торий, называют гибридным. Благодаря реакциям деления урана, тория и плутония существенно увеличивается тепловая мощность ТЯР (энергетический выход реакции деления около 200 МэВ, а реакции синтеза - 17,6 МэВ).

Суммарная мощность ядерных реакций в плазме и blankets в расчете на единицу объема плазмы составляет (Вт/м<sup>3</sup>)

$$W_{\text{я}} = g E_{\text{я}} = \frac{N^2}{4} \overline{\sigma v} (E_{\alpha} + M E_n), \quad (2)$$

где  $E_{\text{я}} = E_{\alpha} + M E_n$  - энергетический выход ядерных реакций в расчете на акт синтеза;  $M$  - коэффициент усиления энергии нейтронов в blankets. Величина  $M$  зависит от состава blankets и согласно нейтронно-физическим расчетам [6 - 10] может принимать значения 1 ÷ 15 (табл. 2).

## 2. Условие критичности термоядерного реактора

Высокотемпературная плазма, окруженная относительно холодным blankets, будет терять тепловую энергию вследствие излучения и теплопроводности. В расчете на единицу объема плазмы мощность потерь тепла (Вт/м<sup>3</sup>) можно оценить приближенным выражением

$$W_{\text{пот}} = C N^2 z^2 \sqrt{T} + \frac{3 N k T}{\tau}, \quad (3)$$

где  $C = 1,4 \cdot 10^{-40}$  Вт·м<sup>3</sup>/К<sup>1/2</sup> - константа мощности тормозного излучения;  $z$  - средний заряд ионов плазмы (в чистой плазме  $z = 1$ );  $T$  - средняя температура плазмы (К, 1 кэВ =  $1,16 \cdot 10^7$  К);  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К - постоянная Больцмана;  $\tau$  - среднее время жизни горячих частиц в плазме, зависящее от типа ТЯР.

Часть этих потерь тепла может быть компенсирована тепловыделением в плазме, обусловленным торможением быстрых альфа-частиц, образующихся в результате синтеза, и равным  $W_{\alpha} = g E_{\alpha}$  (нейтроны покидают плазму практически не взаимодействуя с ее частицами). Если  $W_{\alpha} < W_{\text{пот}}$ , то для поддержания температуры плазмы (и для ее нагрева) необходимо применять внешние источники нагрева - инжекторы быстрых

нейтральных атомов, СВЧ-генераторы, лазеры, электронные или ионные ускорители и т.д. Для питания этих источников можно использовать часть вырабатываемой в термоядерной энергетической установке (ТЯЭУ) электроэнергии.

Таким образом, ТЯР как преобразователь энергии представляет собой усилитель мощности, состоящий из трех основных частей (рис. 1): 1 - системы нагрева и удержания плазмы; 2 - собственно плазмы и blankets; 3 - системы преобразования тепловой энергии, выделяющейся в blankets, в электроэнергию.

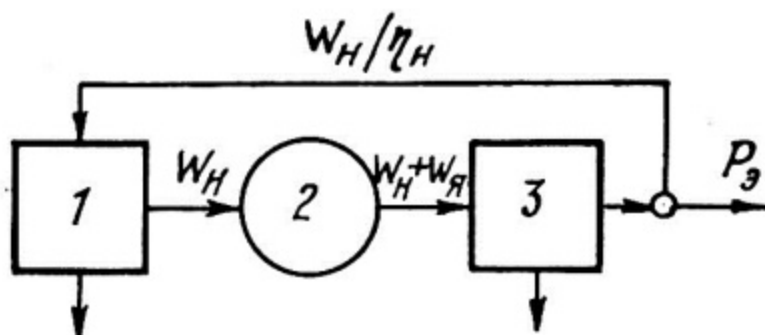


Рис. 1. Схема преобразования энергии в ТЯР

Коэффициент усиления мощности ТЯР определяют выражением

$$K_M = \frac{W_Y}{W_*}, \quad (4)$$

где  $W_* = \eta_* W_H$  - мощность (Вт/м<sup>3</sup>), поглощаемая плазмой при ее нагреве;  $W_H$  - выходная мощность источника нагрева в расчете на единицу объема плазмы (Вт/м<sup>3</sup>);  $\eta_*$  - коэффициент поглощения энергии плазмой.

Баланс между тепловыделением в плазме ( $W_* + W_\alpha$ ) и потерями тепла  $W_{пот}$  определяет условие критичности ТЯР, которое можно записать в виде

$$N\tau = \frac{3kT}{0,25 \bar{\sigma} v E_* - C z^2 \sqrt{T}} \equiv L(T), \quad (5)$$

где  $E_* = E_\alpha + E_Y / K_M$  - энергетический выход ядерных реакций, расходуемый на подогрев плазмы. Зависимость  $N\tau$  от температуры плазмы и величины  $E_*$  (кривые Лоусона) показана на рис. 2. При большом усилении энергии ( $K_M \gg E_Y / E_\alpha \approx 1 + 4M$ )  $E_* = E_\alpha$ .

Это — режим самоподдерживающейся реакции "горения" термоядерного топлива.

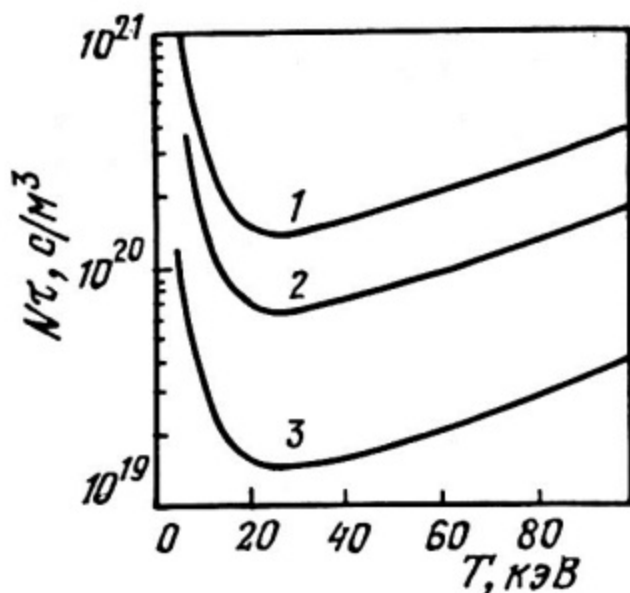


Рис. 2. Температурная зависимость критического произведения плотности и энергетического времени жизни плазмы для самоподдерживающейся реакции синтеза (1), для "чистого" (2) и гибридного (3) ТЯР

Суммарную тепловую мощность реактора  $W_H + W_Y$  посредством паро- или газотурбинного цикла при КПД (брутто) цикла  $\eta_{БР}$  можно преобразовать в электроэнергию брутто  $\eta_{БР}(W_H + W_Y)$ . Отношение отпускаемой потребителю электроэнергии  $P_{Э} = \eta_{БР}(W_H + W_Y) - W_H / \eta_H$  к генерируемой в плазме и blankets мощности  $W_Y$  называется КПД (нетто) ТЯР:

$$\eta = \frac{P_{Э}}{W_Y} = \eta_{БР} - \frac{1 - \eta_H \eta_{БР}}{\eta_* \eta_H K_M}, \quad (6)$$

где  $\eta_H$  — КПД системы нагрева.

Паро- и газотурбинные циклы характеризуются КПД (брутто) 0,3 — 0,5. КПД инжекторов нейтральных частиц (обычно дейтерия) и коэффициент поглощения их энергии плазмой в ТЯР с магнитным удержанием могут достигать значений  $\eta_H \approx \eta_* \approx 0,6 - 0,9$ . Для ТЯР с лазерным нагревом и инерционным удержанием плазмы характерны значения  $\eta_H \sim \eta_* \sim 0,01 - 0,1$ . Поэтому в лазерных ТЯР требуется значительно большее усиление поглощенной плазмой энергии по сравнению с токамаком (рис. 3). Величина  $K_M$ , в свою очередь, определяет, согласно уравнению (5), связь между основными параметрами плазмы:  $N\tau$  и  $T$ , причем количественное соотношение между ними зависит от величины  $M$ , т.е. от состава blankets (см. табл. 2, рис. 2).

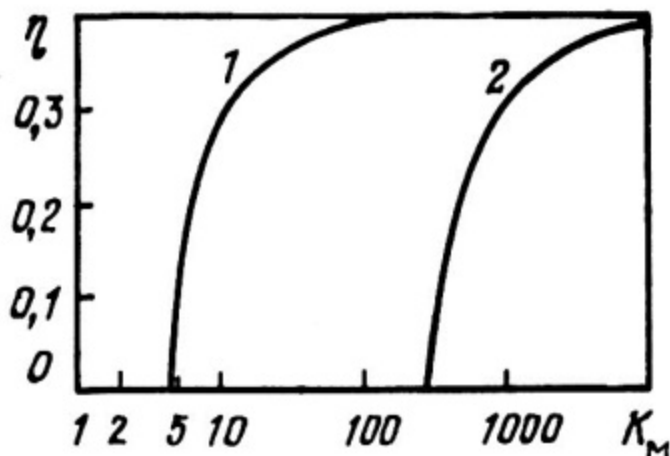


Рис. 3. Зависимость КПД (нетто) ТЯР от коэффициента усиления мощности при  $\eta_M = \eta_* = 0,8$  (1) и  $0,1$  (2)

## § 2. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ ТИПА ТОКАМАК

### 1. Принцип работы токамака

Плазма в токамаке заключена в тороидальную камеру с магнитной катушкой и образует вторичную обмотку трансформаторных сердечников (рис. 4). Принято обозначать малый радиус плазмы через  $a$ , большой — через  $R$ . Отношение  $R/a = A$  называют аспектным отношением (обычно  $A = 3 \div 4$ ). Плазма из смеси дейтерия с тритием образуется с помощью специальных импульсных устройств. Ток первичной обмотки, которая питается от внешнего источника электроэнергии, индуцирует в плазме тороидальный ток силой в несколько миллионов ампер, благодаря которому плазма, во-первых, нагревается до температуры  $1 \div 2$  кэВ в результате джоулева тепловыделения, и, во-вторых, сжимается под действием магнитного давления, связанного с магнитным полем этого тока, называемым полоидальным полем. Поскольку плазма в магнитном поле собственного тока неустойчива, для ее стабилизации создается сильное продольное магнитное поле с индукцией  $B$  (это поле создают катушки, окружающие тороидальную камеру). В результате сложения продольного и полоидального магнитных полей силовые линии результирующего поля образуют на поверхности плазмы винтовую спираль с шагом  $2\pi a B/B_\theta$  ( $B_\theta$  — индукция полоидального поля). Отношение шага спирали к длине окружности  $2\pi R$  плазмы называют запасом устойчивости  $q = aB/RB_\theta$ . При  $q > 3$  ( $B/B_\theta > 9 \div 12$ ) плазма оказывается устойчивой к наиболее опасным крупномасштабным деформациям.

После нагрева плазмы током до температуры 1 – 2 кэВ включаются источники дополнительного нагрева – мощные инжекторы нейтральных атомов дейтерия (тритий предполагается вводить в плазму в виде таблеток диаметром 1 – 5 мм со скоростью  $10^4 - 10^5$  м/с), ВЧ или СВЧ генераторы. Если будет достигнут режим самоподдерживающейся реакции синтеза, то источники нагрева могут отключаться. Около 80% энергии синтеза будет выделяться в blankets при замедлении тер-

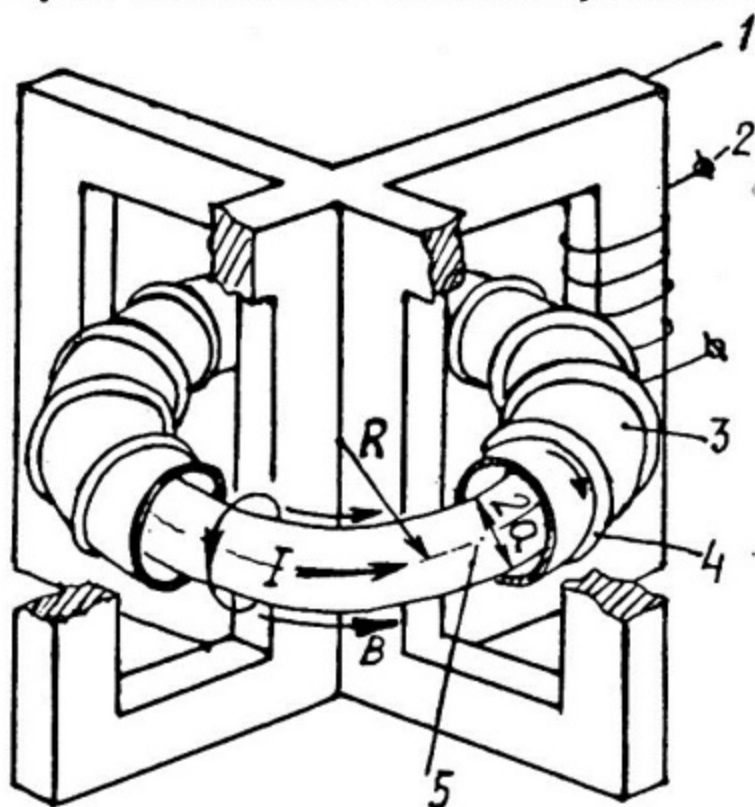


Рис. 4. Принципиальная схема токамака:

1 – сердечник трансформатора; 2 – первичная обмотка; 3 – плазменная камера; 4 – катушка тороидального магнитного поля; 5 – плазма

моядерных нейтронов. Остальные 20% энергии синтеза за счет излучения и теплопроводности плазмы будут выделяться непосредственно на внутренней поверхности первой стенки плазменной камеры. Материал стенки в результате взаимодействия с горячей плазмой будет распыляться и накапливаться в плазме, увеличивая потери тепла из области реакции синтеза. Через несколько секунд или десятков секунд реакция прекратится. Для уменьшения потока примесей в плазму предполагается использовать специальное магнитное устройство – дивертор. После прекращения реакции остатки плазмы откачиваются, камера наполняется новой чистой порцией топлива и цикл повторяется снова.

## 2. Параметры плазмы

Отношение давления  $p = 2NkT$  в плазме к магнитному давлению  $B^2/2\mu_0$  ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная) тороидального поля принято обозначать греческой буквой "бетта":  $\beta = p/(B^2/2\mu_0)$ . Для токамаков теоретическое значение  $\beta$  равно  $1/Aq^2$ . Обычно  $\beta \leq 0,01 - 0,02$ . Величина магнитной индукции  $B$  в стационарных условиях даже при использовании сверхпроводящих катушек ограничена значением около 10 Т. Давление в плазме ограничено соответственно величиной

$$p = 2NkT = \beta \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (7)$$

Время жизни горячих частиц в плазме (энергетическое время жизни плазмы) определяется, в основном, скоростью турбулентной диффузии ее частиц поперек магнитного поля (турбулентной теплопроводностью) и может быть оценено приближенным выражением

$$\tau = \gamma \frac{eB}{kT} a^2, \quad (8)$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона;  $\gamma$  – эмпирическая числовая константа (величина  $1/\gamma$  характеризует степень турбулентности плазмы). Из анализа экспериментальных данных, полученных на различных токамаках, можно получить приближенно  $\gamma = 150 \div 300$ .

Подставляя  $\tau$  из (8) и  $N$  из (7) в условие критичности ТЯР (5), получим зависимость между магнитной индукцией, температурой и малым радиусом плазмы

$$a = 2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\gamma e \beta}} \frac{kT \sqrt{L(T)}}{B^{3/2}}. \quad (9)$$

Это выражение определяет минимально возможный размер плазмы (и плазменной камеры), т.е. определяет критический размер ТЯР при данной температуре и магнитной индукции. Как следует из рис. 5, минимальный критический радиус плазмы достигается при температуре в плазме 5 – 10 кэВ, причем в гибридном ТЯР критический радиус может быть в несколько раз меньше, чем в "чистом" ТЯР.

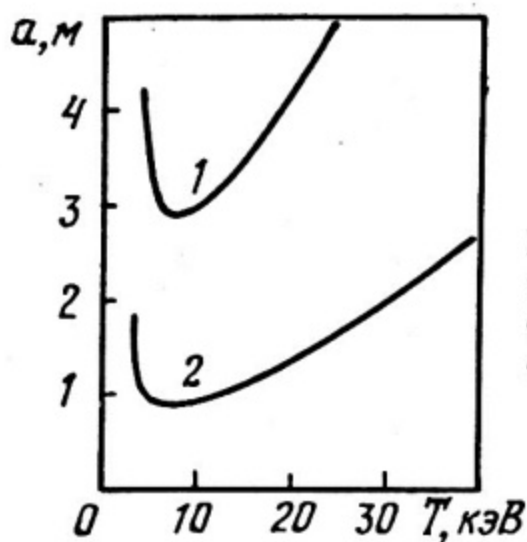


Рис. 5. Температурная зависимость критического радиуса плазмы в токамаке при  $B = 10$  Т для "чистого" (1) и гибридного (2) ТЯР

Выбор размера плазменной камеры зависит еще от решения такой важной задачи, как определение допустимых значений плотности теплового потока и плотности потока термоядерных нейтронов из плазмы на первую (обращенную к плазме) стенку камеры.

### 3. Тепловая нагрузка первой стенки

Под действием термоядерных нейтронов в материале первой стенки накапливаются многочисленные дефекты и снижается ее механическая прочность. Максимально допустимая доза нейтронного облучения металлической стенки составляет приблизительно  $\Phi t \sim 10^{26}$  нейтрон/м<sup>2</sup> ( $10^{22}$  нейтрон/см<sup>2</sup>), здесь  $t$  — время работы стенки при средней плотности потока быстрых нейтронов  $\Phi_n$  нейтрон/(м<sup>2</sup>·с).

Кроме того, непосредственно в стенке поглощается около 20% энергии синтеза и энергия, инжектированная в плазму внешними источниками, т.е. в сумме  $(W_\alpha + W_H)V$ , где  $V = 2\pi^2 A a^3$  — объем плазмы. При средней плотности теплового потока  $q$  через стенку толщиной  $\delta$  с коэффициентом теплопроводности  $\lambda$  возникает перепад температуры  $\Delta T = q\delta/\lambda$  по толщине стенки. Градиент температуры в стенке порождает термоупругие напряжения  $\sigma \approx \alpha \Delta T \cdot E/2(1-\nu)$ , величина которых не должна превышать допустимого напряжения  $[\sigma]$  (Н/м<sup>2</sup>). В этом выражении  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения материала стенки (К<sup>-1</sup>),  $E$  — модуль упругости (Н/м<sup>2</sup>),  $\nu$  — ко-

коэффициент Пуассона. Таким образом, возникает ограничение на толщину стенки и плотность теплового потока

$$q \delta < 2(1-\nu) \frac{\lambda [\sigma]}{\alpha E}. \quad (10)$$

Для большинства конструкционных металлов правая часть этого выражения равна  $10^3 \div 10^4$  Вт/м. С целью уменьшения размеров ТЯР данной мощности желательно увеличивать  $q$  и уменьшать  $\delta$ . Однако при этом необходимо учитывать, во-первых, механическую прочность стенки, которая должна быть достаточной, чтобы противостоять внутреннему давлению в бланкете и нагрузкам, возникающим при включении и выключении магнитных полей; во-вторых, скорость эрозии стенки, обусловленной взаимодействием быстрых ионов плазмы с материалом стенки. Скорость уменьшения толщины стенки в результате эрозии может достигать одного и более миллиметров в год. Поэтому для увеличения срока службы первой стенки до нескольких лет необходимо задавать ее толщину не менее 5 - 10 мм.

Допустимая величина плотности теплового потока через первую стенку ограничена сверху меньшей из двух величин, одна из которых определяется из условия (10), а вторая - из допустимой дозы нейтронного облучения, так как поток термоядерных нейтронов пропорционален тепловому потоку:

$$\Phi_n E_n = \left[ \frac{4 \eta_* K_M}{1 + 4M + \eta_* K_M} \right] q. \quad (11)$$

При заданной электрической мощности (брутто)  $P_{БР}$  и определенной величине плотности теплового потока  $q$  на первую стенку можно оценить необходимую поверхность  $F = 4\pi^2 R a^2$  плазменной камеры с помощью выражения

$$F = \left[ \frac{1 + \eta_* K_M \alpha / E_\gamma}{\eta_{БР} (1 + \eta_* K_M)} \right] \frac{P_{БР}}{q}. \quad (12)$$

Приравнивая полученное отсюда значение малого радиуса плазменной камеры критическому радиусу (9), можно оценить рабочую температуру плазмы и необходимое значение магнитной индукции, по величине которых из (7) можно определить плотность плазмы, а затем и необходимое энергетическое время жизни плазмы. Тем самым устанавливается взаимосвязь между основными параметрами термоядерной энергетической

установки: КПД, размером плазменной камеры, температурой и плотностью плазмы, магнитной индукцией, тепловой и нейтронной нагрузкой первой стенки.

### § 3. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

#### 1. Принцип работы лазерного термоядерного реактора

В лазерном ТЯР реакция синтеза дейтерия с тритием осуществляется в результате нагрева сферической частицы термоядерного топлива мощным импульсом лазерного излучения. Длительность протекания реакции синтеза определяется при этом скоростью гидродинамического разлета образовавшейся плазмы. Топливная частица и сфокусированные на ее поверхность пучки лазерного излучения синхронно вводятся в полость ТЯР, окруженную бланкетом. Тепловая и механическая энергия повторяющихся с некоторой частотой микровзрывов поглощается первой стенкой, теплоносителем и силовой оболочкой бланкета. Часть электроэнергии, вырабатываемой в тепло-силовом цикле, используется для накачки лазеров.

Существенного уменьшения энергии лазерного излучения и увеличения коэффициента усиления мощности лазерного ТЯР можно достичь путем сжатия холодного вещества топливной частицы до плотностей, превышающих в тысячи раз плотность твердого водорода. Сжатие мишени осуществляется благодаря реактивному давлению, возникающему при интенсивном испарении поверхностных слоев вещества мишени под действием сфокусированного на ее поверхность лазерного излучения. Испарившаяся часть вещества образует вокруг плотного (сжимаемого) ядра мишени область сравнительно разреженной высокотемпературной плазмы, называемой короной. Поглощение лазерного излучения происходит во внешней части короны преимущественно вблизи так называемой критической поверхности, где плотность плазмы равна  $N_{кр} \approx 1,17 \cdot 10^{27} / \lambda^2$ , м<sup>-3</sup> ( $\lambda$  — длина волны лазерного излучения, мкм). От критической поверхности передача тепла к испаряющейся поверхности плотного ядра мишени происходит в основном благодаря электронной теплопроводности плазменной короны.

Чтобы не расходовать энергию на подогрев плотного ядра в процессе сжатия, необходимо осуществлять сжатие частицы со скоростью, равной скорости звука в плотном веществе. Из-

за значительной концентрации энергии ударных волн, сжимающих частицу и сходящихся к ее центру, температура центральной области частицы в конце сжатия может подняться до уровня, достаточного для инициирования реакций ядерного синтеза. Замедление образующихся быстрых альфа-частиц может вызвать дальнейшее повышение температуры сверхплотной плазмы и тем самым увеличить скорость термоядерных реакций, т.е. может "поджечь" термоядерное топливо. Далее разогрев топлива может осуществляться исключительно за счет энергии самой реакции. Важно заметить, что для поджига термоядерного топлива достаточно нагреть не весь объем частицы, а лишь ее центральную часть с радиусом, равным длине замедления  $\ell_\alpha$  альфа-частиц в сжатом веществе:

$$\ell_\alpha \approx 4,5 \cdot 10^{-4} T^{3/2} \frac{N_0}{N}, \quad (13)$$

где  $T$  - температура в центре мишени (кэВ);  $N_0 = 4,6 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$  - концентрация атомов в твердом водороде;  $N$  - концентрация ядер дейтерия и трития в сжатой мишени;  $N/N_0$  - степень сжатия мишени.

## 2. Энерговыведение при взрыве топливной частицы

Суммарная энергия (в Дж), которую необходимо подвести к топливной частице для сжатия и нагрева (поджига) ее центральной части, определяется выражением

$$Q_* = m c_0^2 \left( \frac{N}{N_0} \right)^{2/3} + Q_0 \left( \frac{N_0}{N} \right)^2, \quad (14)$$

где  $m$  - масса топливной частицы, кг;  $c_0 = 1,1 \cdot 10^4 \text{ м/с}$  - скорость звука в вырожденном электронном газе с плотностью твердого водорода;  $Q_0 = (4\pi/3) \ell_\alpha^3 2N_0 (3/2) kT = 0,84 \cdot 10^4 T^{11/2}$  - энергия поджига частицы с плотностью твердого водорода, Дж (температура в кэВ).

При температуре поджига 5 кэВ минимальное значение  $Q_{* \text{ мин}} = 178 m^{3/4} \text{ МДж}$  и соответствует степени сжатия  $(N/N_0)_{\text{ опт}} = 1,16 m^{-3/8}$ .

Выделяющаяся в ТЯР (в плазме и бланкете) суммарную энергию (в Дж) в результате взрыва одной топливной частицы с долей прореагировавшего топлива  $\xi$  можно оценить по формуле

$$Q_{\gamma} = \left\{ \frac{N_0}{2} \frac{4\pi}{3} r_0^3 E_{\gamma} \approx 4,13 \cdot 10^{13} \right\} m (1 + 4M), \quad (15)$$

где  $M$  — коэффициент усиления энергии термоядерных нейтронов в blankets (см. табл. 2),  $r_0$  — начальный радиус мишени.

Максимальное значение коэффициента усиления ( $K_M = Q_{\gamma} / Q_{*}$ ) энергии, поглощенной мишенью, достигается при максимальном выгорании топлива (приблизительно  $\xi = 1/3$ ), оптимальном и устойчивом сжатии и равно  $K_{\text{макс}} = Q_{\gamma} / Q_{* \text{мин}} = 0,77 \cdot 10^5 m^{1/4} (1 + 4M)$ . Длительность облучения топливной частицы для сжатия до  $N/N_0 > 50$  приблизительно равна

$$\tau = r_0 / 2c_0 \approx 4,85 \cdot 10^{-6} m^{1/3}. \quad (16)$$

Приведенные здесь соотношения (13) — (16) получены применительно к термоядерной мишени, которая в исходном состоянии представляет собой замороженную смесь дейтерия и трития с плотностью твердого водорода. Такие мишени должны иметь низкую температуру (около 14 К), что делает их практически неудобными. Поэтому, а также по ряду других причин, предполагается изготавливать топливные частицы в виде тонкостенных сферических оболочек (например, стеклянных), заполненных газообразной смесью дейтерия и трития при достаточно высоком давлении (десятки атмосфер). В качестве первого приближения можно считать, что при больших степенях сжатия оболочечных мишеней соотношения (13) — (16) остаются в силе.

### 3. Частота взрывов и размер термоядерного реактора

Тепловая мощность ТЯР с лазерным поджигом равна

$$W_T = (Q_{*} / \eta_{*} + Q_{\gamma}) f, \quad (17)$$

где  $f$  — частота взрывов (1/с). При выборе величины  $f$  и радиуса  $R$  первой стенки сферического реактора необходимо принять во внимание следующие соображения. Во-первых, средняя плотность теплового потока через сферическую первую стенку реактора

$$q = \frac{Q_{\alpha} + Q_{*} (1 - \eta_{*}) / \eta_{*}}{4\pi R^2} f \quad (18)$$

не должна превышать предельно допустимого значения, определяемого уравнением (10). Во-вторых, колебания температуры и механических напряжений, обусловленных импульсными тепловыми и ударными нагрузками на несущие конструкции реактора, не должны превышать допустимые значения. В-третьих, за время между взрывами состояние вещества (газа) во взрывной камере реактора должно вернуться в исходное состояние (прозрачное для лазерного излучения) после того, как завершатся процессы абляции, испарения и ионизации материала стенок, обусловленные взаимодействием со стенкой камеры отраженного от мишени лазерного излучения, затем тормозного излучения термоядерной плазмы и, наконец, продуктами взрыва мишени. В-четвертых, частота взрывов лимитируется возможностями лазерной системы.

Для защиты первой стенки ТЯР от разрушительного воздействия продуктов термоядерного взрыва предлагаются две возможности: "потеющая" стенка и буферный газ. В первом случае жидкий литий из blankets просачивается через пористую первую стенку и покрывает ее внутреннюю поверхность. Температура жидкой пленки лития такова (около 400°C), что насыщенный пар лития прозрачен для лазерного излучения. Тепловая энергия термоядерного взрыва поглощается этой пленкой лития, часть лития испаряется, а пар нагревается до температуры в несколько тысяч градусов. Затем начинается конденсация литиевого пара, причем теплота, выделяющаяся при конденсации, передается в blanket путем теплопроводности. В этом случае частоту повторения взрывов можно оценить приближенным выражением

$$f \approx \frac{36}{\pi a} \left( \frac{\lambda \Delta T}{r \rho'' R} \right)^2, \quad (19)$$

где  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности лития, Вт/(м·К);  $r$  - скрытая теплота испарения, Дж/кг;  $\rho''$  - плотность литиевого пара в начале конденсации, кг/м<sup>3</sup>;  $a$  - температуропроводность лития, м<sup>2</sup>/с;  $\Delta T$  - разность температур пара в начальном (горячем) и конечном состояниях;  $R$  - радиус камеры.

Во втором случае через плазменную камеру прокачивается газ, прозрачный для лазерного излучения, но не прозрачный для электронов и ионов плазмы, образующейся при взрыве (длина пробега этих частиц меньше радиуса камеры в несколь-

-818114-

ко раз). Тепловая энергия взрыва поглощается прежде всего этим газом, что приводит к снижению амплитуды и увеличению ширины (во времени) теплового импульса, действующего на стенку, и, как результат, к уменьшению ее разрушения.

## § 4. ТЕПЛОВОЙ И ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТЫ БЛАНКЕТА

### 1. Тепловые схемы термоядерного реактора

Выделяющееся в бланкете ТЯР тепло отводится в систему преобразования энергии теплоносителем. Наиболее перспективными из них являются газообразный гелий, жидкометаллические литий и натрий, а также жидкая соль (флайб)  $Li_2BeF_4$  (с добавками фторидов  $UF_4$  или  $ThF_4$  в гибридном ТЯР).<sup>4</sup>

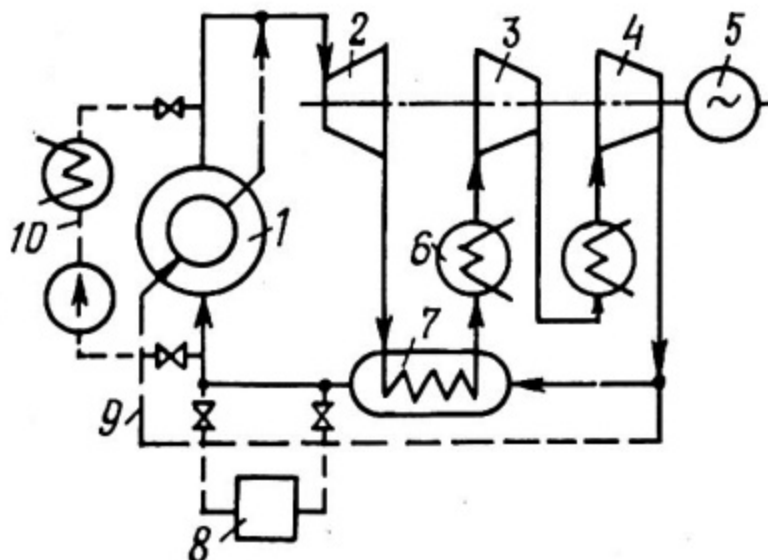


Рис. 6. Тепловая схема газотурбинного цикла:

1 - ТЯР; 2 - газовая турбина; 3 - компрессор НД; 4 - компрессор ВД; 5 - электрогенератор; 6 - холодильник; 7 - регенератор; 8 - система очистки гелия; 9 - контур охлаждения первой стенки; 10 - система запуска и расхолаживания

Газоохлаждаемый ТЯР можно сочетать с одноконтурным газотурбинным циклом, отличающимся простотой топливной схемы (рис. 6), высоким КПД, малой потребностью в охлаждающей воде (по сравнению с паротурбинным циклом), возможностью применения испарительных и сухих градирен. КПД (брутто) газотурбинного цикла можно оценить по приближенной формуле

$$\eta_{БР} = \frac{\eta_{ТУР}(1-\beta^{-n}) - (T_4/T_1) \ln \beta^n / \eta_{КОМ}}{1 - (T_4/T_1) - \sigma [1 - T_4/T_1 - \eta_{ТУР}(1-\beta^{-n})]}, \quad (20)$$

где  $T_1$  - температура газа на выходе из blankets (500 - 1000°C);  $T_4$  - минимальная температура газа в цикле (30 - 35°C);  $\beta = p_1/p_2$  - степень расширения газа в турбине (оптимальное значение 2 ÷ 3);  $n$  - показатель адиабаты (для гелия 0,4);  $\sigma$  - степень регенерации тепла в цикле (0,7 ÷ 0,9);  $\eta_{ТУР}$  - внутренний КПД турбогенератора (0,7 - 0,9);  $\eta_{КОМ}$  - КПД компрессоров (0,7 - 0,9).

В связи с серьезными трудностями, возникающими при создании высокотемпературных газовых турбин большой мощности, рассматриваются двухконтурные тепловые схемы с газоохлаждаемым ТЯР (рис. 7 а). Гелий здесь является теплоносителем первого контура, а рабочим телом является вода второго контура. В паротурбинном цикле можно использовать типовые турбины К - 500 - 240 - 2, К - 800 - 240 - 3, К - 1200 - 240 - 1, которые развивают электрическую мощность соответственно 500, 800 и 1200 МВт и работают на сверхкритических параметрах пара (давление 24 МПа, температура 540°C). КПД брутто паротурбинного цикла можно определить по приближенной формуле

$$\eta_{БР} = \eta_{ТУР} (\eta_T + \Delta \eta), \quad (21)$$

где  $\eta_{ТУР}$  - внутренний КПД турбогенератора (0,85 - 0,95);

$$\eta_T = \frac{(i_1 - i_2) + (i_3 - i_4) - (i_7 - i_6)}{(i_1 - i_7) + (i_3 - i_2)}$$
 - термодинамический КПД цикла

без регенерации тепла [ $i$  - энтальпия воды в соответствующей точке  $TS$ -диаграммы (рис. 7 б)];  $\Delta \eta = (\eta_{РЕГ} - \eta_T)N / (1 + N)$  - приращение термодинамического КПД за счет регенерации тепла в

$N$  регенераторах ( $N < 10$ );  $\eta_{РЕГ} = 1 - \frac{i_4 - i_5}{(i_1 - i_8) + (i_3 - i_2)}$  - термодинамический КПД цикла с идеальной регенерацией тепла.

Температура питательной воды  $T_{пв}$  (и, соответственно, энтальпия  $i_8 = i_{пв}$ ) выбирается из диапазона  $T_{пв} = 200 - 300^\circ\text{C}$ .

Жидкометаллический теплоноситель наиболее целесообразно использовать в ТЯР (литий - в "чистых", натрий - в гибридных) с инерционным удержанием плазмы, где отсутству-

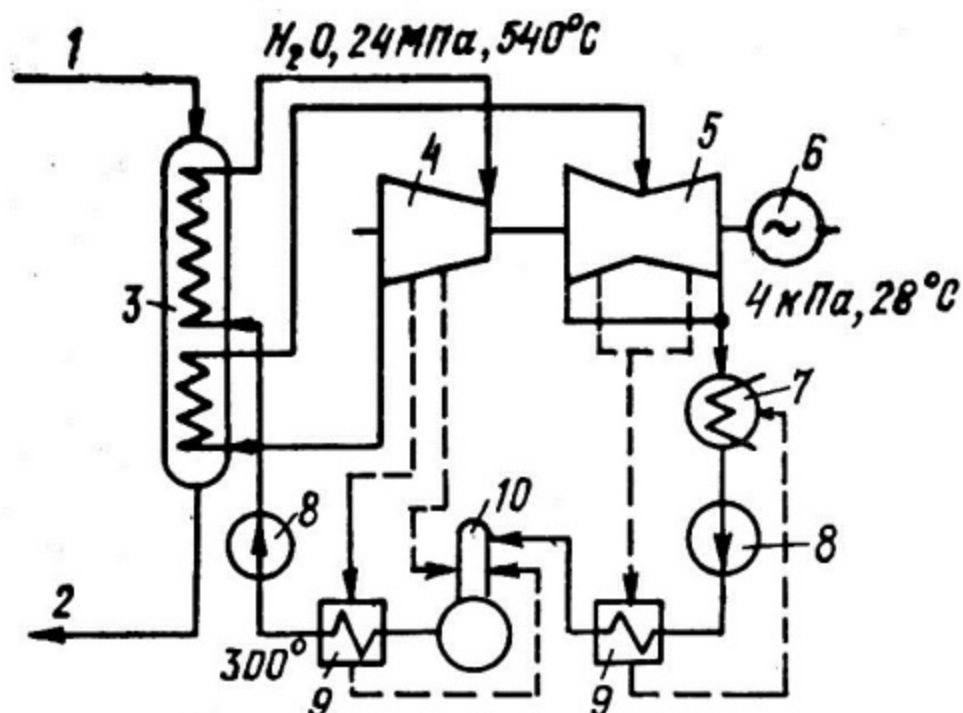


Рис. 7 а. Тепловая схема паротурбинного цикла со сверхкритическими параметрами и промежуточным перегревом пара:  
 1 - горячий теплоноситель blankets или промежуточного контура; 2 - холодный теплоноситель; 3 - парогенератор; 4 - турбина ВД; 5 - турбина НД; 6 - электрогенератор; 7 - холодильник-конденсатор; 8 - насос; 9 - регенератор; 10 - деаэратор

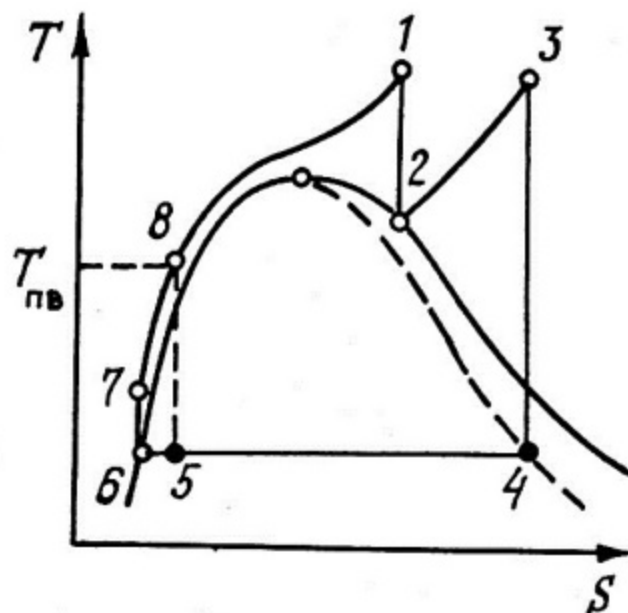


Рис. 7 б.  $TS$ -диаграмма паротурбинного цикла со сверхкритическими параметрами и промежуточным перегревом пара

ют сильные магнитные поля, затрудняющие прокачивание высокоэлектропроводных теплоносителей через бланкет. Чтобы предотвратить попадание радиоактивного трития, образующегося в литии, из бланкета в контур рабочего тела (гелия или воды) вводят промежуточный контур с натриевым теплоносителем.

В случае с солевым бланкетом также необходимо использовать трехконтурные тепловые схемы с газо- или паротурбинным циклом. Теплоноситель первого контура -  $LiF + BeF_2$  (флайб  $Li_2BeF_4$ ) или делящаяся соль  $Li_2BeF_4 + UF_4 + ThF_4$ . Теплоноситель второго (промежуточного) контура - смесь фторидов натрия и бора  $NaF + NaBF_4$ .

После выбора тепловой схемы и расчета КПД брутто строится  $TQ$ -диаграмма для теплообменников и определяется (сначала ориентировочно) подогрев теплоносителя в бланкете.

## 2. Поле температуры в бланкете

Расположенный сразу за первой стенкой плазменной камеры бланкет имеет назначение использовать вылетающие из  $DT$ -плазмы нейтроны для получения максимально возможного количества тепла, воспроизводства трития, сгорающего в плазме, и производства других цепных изотопов (плутония или урана). В гомогенных бланкетах жидкие литий или фтористые соли выполняют одновременно функции и теплоносителя, и замедлителя нейтронов, и наработчика новых изотопов. В гетерогенных бланкетах эти функции разделены: тепло выделяется в твердых тепловыделяющих элементах (ТВЭлах), которые охлаждаются потоком теплоносителя (например, газообразным гелием). ТВЭлы могут иметь шаровую, цилиндрическую или пластинчатую формы. Материал ТВЭлов для "чистых" ТЯР - окись лития  $Li_2O$  или алюминат лития  $LiAlO_2$  в металлической оболочке, а для гибридных ТЯР - металлический уран (легированный молибденом), карбид урана  $UC$ , двуокись урана  $UO_2$  и др. Объемная мощность тепловыделения в зонах бланкета, определяемая из нейтронно-физического расчета, весьма неравномерна по толщине (рис. 8а и 8б) и приблизительно экспоненциально уменьшается по мере удаления от первой стенки:

$$q_v(x) = q_{v0} \exp(-\alpha x), \quad (22)$$

где  $q_{v0}$  - мощность тепловыделения вблизи границы зоны, обращенной к плазме ( $Вт/м^3$ );  $x$  - расстояние от границы зоны;  $\alpha$  - темп уменьшения тепловыделения ( $1/\alpha$  равно рас-

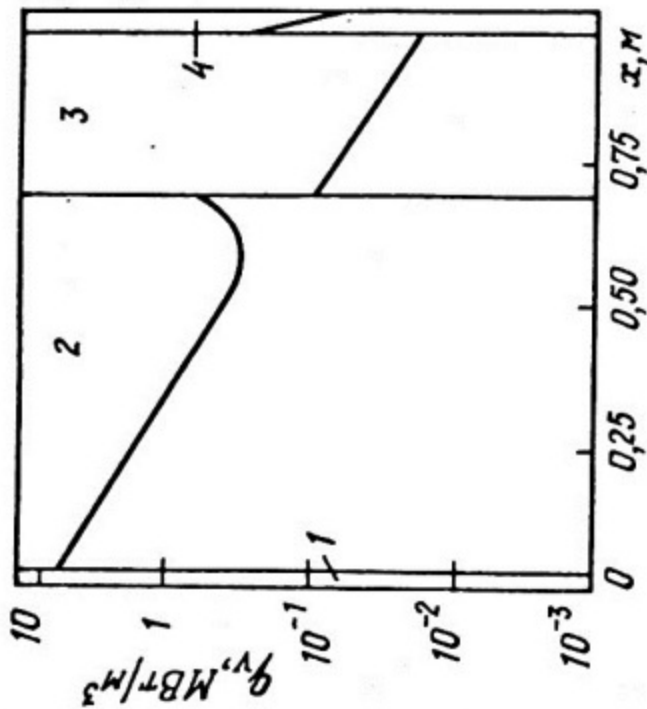


Рис. 8 а. Объемная мощность тепловыделения в бланкетных зонах "чистого" ТЯР [8]:  
 1 - первая стенка из молибдена; 2 - зона воспроизводства трития из окиси лития; 3 - графитовый отражатель нейтронов; 4 - последняя стенка

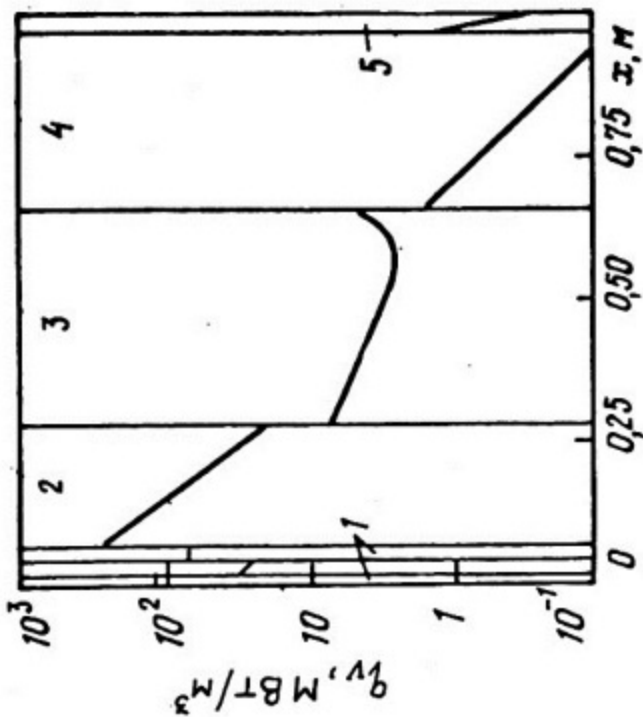


Рис. 8б. Объемная мощность тепловыделения в бланкетных зонах гибридного ТЯР [9]:  
 1 - двухслойная стальная стенка; 2 - урановая зона; 3, 5 - зоны воспроизводства трития из жидкого лития; 4 - графитовый отражатель нейтронов

стоянию, на котором мощность тепловыделения уменьшается в  $e$  раз);  $q_v(x)$  - мощность тепловыделения на расстоянии  $x$  от границы зоны.

Величины  $\alpha$  и  $q_{vo}$  зависят от состава blankets (табл.3), а  $q_{vo}$  - еще связана прямо пропорциональной зависимостью с потоком нейтронов из плазмы. С другой стороны  $q_{vo}$  связана с тепловой мощностью blankets  $Q_B = P/\eta(1+1/4M)$  и его размерами соотношением.

$$Q_B = q_{vo} F \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}, \quad (23)$$

где  $L$  - толщина blankets.

Таблица 3

Параметры объемного тепловыделения в blankets  
некоторых ТЯР

Состав blankets	Объемная доля, %	Толщина зоны, м	$1/\alpha$ , м	$q_{vo}$ , $3 \text{ МВт/м}$	Поток термоядерных нейтронов, $10^{17} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Литий (естеств.) Ванадий	95 5	0,40	0,29	4,0	4,4
Окись лития (естествен.) Молибден Гелий	55 5 40	0,65	0,26	4,0	7,0
Уран металлич. (3 вес.% Мо) Железо Гелий	60 7 33	0,20	0,12	202,0	4,6
Уран металлич. (8 вес.% Мо) Железо Натрий жидкий	45 10 45	0,26	0,11	300,0	4,4

Ввиду большой неравномерности тепловыделения по толщине blankets целесообразно организовать циркуляцию теплоносителя в направлении от первой стенки blankets к его периферии, как показано на рис. 9. В этом случае температура теплоносителя повышается по мере удаления от стенки по закону

$$T(x) = T_{вх} + \Delta T \frac{1 - \exp(-\alpha x)}{1 - \exp(-\alpha L)}, \quad (24)$$

где  $T_{вх}$  — температура теплоносителя на входе в blanket,  $\Delta T$  — подогрев теплоносителя в blanket. Значения  $T_{вх}$  и  $\Delta T$  определяются параметрами термодинамического цикла. Из (23) следует, что толщину blanketной зоны целесообразно выбирать из соотношения  $\alpha L \leq 2$ , так как при больших толщинах подогрев теплоносителя не увеличивается.

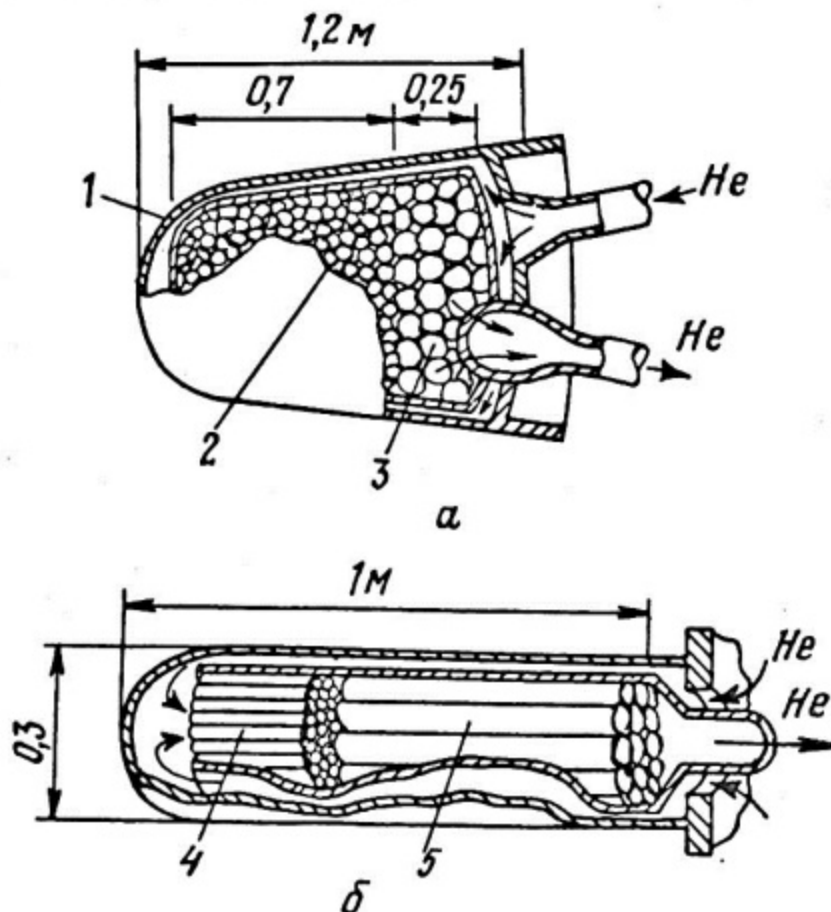


Рис. 9. Схема охлаждения blanketных модулей с шаровыми [8] (а) и цилиндрическими [10] (б) ТВЭлами:

1 — корпус модуля; 2 — шары из окиси лития в молибденовой оболочке; 3 — графитовые шары; 4 — карбид урана в стальной оболочке; 5 —  $\text{LiAlO}_2$  с графитом в стальной оболочке

Массовый расход теплоносителя  $\rho v$  (в расчете на единицу площади первой стенки) определяется из уравнения теплового баланса

$$\rho v = \frac{q_{v0}}{c_p \Delta T} \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}, \quad (25)$$

где  $c_p$  - теплоемкость теплоносителя, Дж/(кг·К);  $\rho$  - его плотность (кг/м<sup>3</sup>);  $v$  - средняя расходная скорость (м/с).

Средняя плотность теплового потока  $q$  (Вт/м<sup>2</sup>) с поверхности шарового твэла, расположенного на расстоянии  $x$  от первой стенки, связана с объемной мощностью тепловыделения (22) соотношением

$$q(x) = q_v(x) \frac{d}{6(1-\varepsilon)}, \quad (26)$$

где  $d$  - диаметр твэла,  $\varepsilon$  - пористость blankets. Для хаотической засыпки шаров характерно значение пористости  $\varepsilon \approx 0,4$ .

Температура в центре твэлов  $T_u(x)$  превышает температуру теплоносителя (24) на величину суммы температурных напоров в пограничном слое теплоносителя и в самом твэле, т.е.

$$T_u(x) = T(x) + q(x) \left[ \frac{1}{\alpha} + \frac{d}{4\lambda_T} + \frac{\delta_{ос}}{\lambda_{ос}} + \frac{\delta_r}{\lambda_r} \right], \quad (27)$$

где  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи (Вт/м<sup>2</sup>·К);  $\lambda_T$ ,  $\lambda_{ос}$  и  $\lambda_r$  - коэффициенты теплопроводности сердечника твэла, его оболочки и газа, заполняющего зазор между топливом и оболочкой;  $\delta_{ос}$  - толщина оболочки;  $\delta_r$  - толщина газового зазора.

Коэффициент теплоотдачи в шаровых засыпках с пористостью 0,4 можно рассчитать по приближенной формуле [11, 12]

$$\alpha = 0,5 \rho v c_p Re^{-0,3}, \quad (28)$$

где  $Re = \rho v d / \mu$  - число Рейнольдса ( $Re > 1000$ ),  $\mu$  - вязкость газа, кг/(м·с).

Из уравнения (27) можно определить диаметр твэлов, при котором температура в их центрах не превосходит допустимую (для твердых соединений лития равную приблизительно 1100 - 1300°C). Необходимо также сделать проверку термупругих напряжений в твэле, которые не должны превышать допустимые.

Анализ уравнения (27) показывает, что возможна такая организация охлаждения blankets, при которой все твэлы будут иметь одинаковую температуру в центре.

### 3. Гидравлический расчет blankets

Целью гидравлического расчета является определение расходуемой на прокачивание теплоносителя мощности  $W_{np} = \Delta p \cdot G / \rho \eta_{np}$ , где  $\Delta p$  - перепад давления теплоносителя в blankets ( $\text{Н/м}^2$ ),  $G = \rho v F$  - расход теплоносителя ( $\text{кг/с}$ ),  $\eta_{np}$  - КПД насоса, обеспечивающего прокачивание теплоносителя. Перепад давления в газоохлаждаемом blankets толщиной  $L$  с шаровыми твэлами диаметром  $d$  можно оценить по формуле [11, 12]

$$\Delta p = \xi \frac{L}{d} \frac{(\rho v)^2}{\rho}; \quad \xi = \frac{840}{Re} + \frac{36}{Re^{1/6}}, \quad (29)$$

где  $\xi$  - коэффициент гидравлического сопротивления трения.

При течении жидкостей в прямолинейных каналах с гидравлическим диаметром  $d_r$  потери давления на трения оценивают по формуле  $\Delta p = \xi (L/d_r) \rho v^2 / 2$ . Для труб с прямоугольным сечением и отношением сторон  $b/a \geq 5$  коэффициент гидравлического сопротивления трения при течении электропроводной жидкости (например, лития) в поперечном магнитном поле с индукцией  $B$  приблизительно равен [13]

$$\xi = 8 \frac{Ha}{Re} \left[ 1 + \frac{\alpha Ha}{2(1+2\alpha)} \right], \quad (30)$$

где  $Ha = Bd_r \sqrt{\sigma/\mu}$  - число Гартмана;  $d_r = 2ba/(b+a)$ ;  $\sigma$  - электропроводность жидкости ( $1/\text{Ом}\cdot\text{м}$ );  $\mu$  - вязкость ( $\text{кг/м}\cdot\text{с}$ );  $Re = \rho v d_r / \mu$  - число Рейнольдса;  $\alpha = \sigma_{ст} \delta_{ст} / \sigma a$ ;  $\sigma_{ст}$  и  $\delta_{ст}$  - электропроводность и толщина стенки. Выражение (30) применимо при  $Ha > 10$ . При  $Ha \ll 1$   $\xi = 96/Re$  (течение Пуазейля).

Для круглой трубы диаметром  $d_r \equiv d$  при  $Ha > 10$  имеем

$$\xi = \frac{16\alpha}{1+4\alpha} \frac{Ha^2}{Re}, \quad (31)$$

где  $\alpha = \sigma_{ст} \delta_{ст} / \sigma d$ . Из выражений (30) и (31) следует, что применение электроизолированных труб ( $\alpha = 0$ ) позволило бы в условиях blankets при  $Ha \gg 1$  существенно снизить гидравлическое сопротивление. Как следует из рис. 10, магнитное поле способствует не только увеличению гидравлического сопротивления трения, но и затягиванию перехода от ламинарного

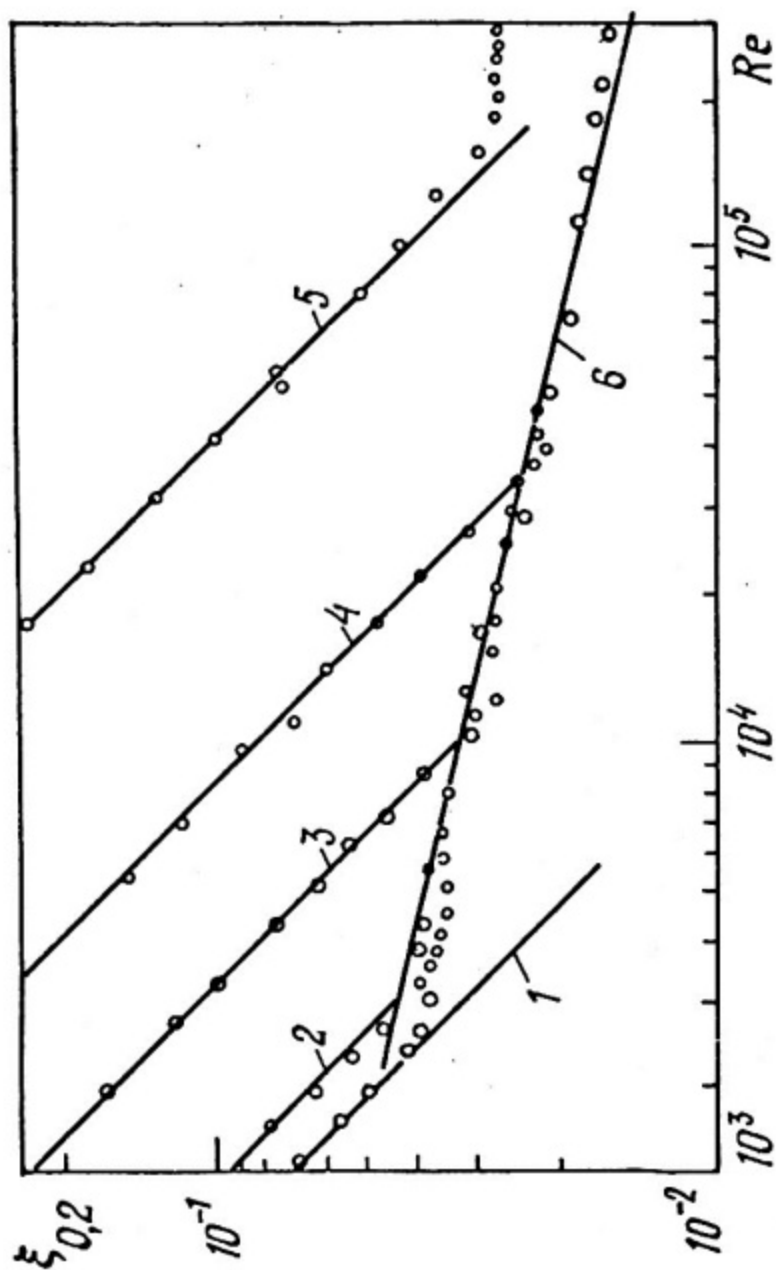


Рис. 10. Влияние чисел Рейнольдса и Гартмана на коэффициент гидравлического сопротивления при течении жидкого металла в поперечном магнитном поле через плоскую щель:  
 1 -  $Ha = 0$  ( $\xi = 96/Re$ ); 2 -  $Ha = 10$ ; 3 -  $Ha = 40$ ; 4 -  $Ha = 100$ ;  
 5 -  $Ha = 490$ ; 6 -  $\xi = (100 Re)^{-1/4}$

режима течения к турбулентному в область больших чисел Рейнольдса, т.е. способствует устойчивости ламинарного режима.

Гидравлический расчет позволяет выбрать такие значения проходных сечений, расхода и плотности (давления) теплоносителя, при которых мощность, расходуемая на его прокачивание, не превышает некоторой малой доли тепловой или электрической мощности ТЯР.

## § 5. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОЕКТИРУЕМЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

К настоящему времени в разных странах выполнено несколько эскизных проектов ТЯР. Параметры некоторых из них представлены в табл. 4 и 5. Эти таблицы позволяют правильно ориентироваться в порядках величин тех параметров, которые оцениваются в процессе курсового проектирования.

Таблица 4  
Некоторые параметры термоядерных реакторов типа токамак

Параметры	ТЯР	
	"чистый" [ 8 ]	гибридный [ 10 ]
Тепловая мощность, МВт	2000	7000
Электрическая мощность, МВт	800	1400
Большой радиус, м	10	6,4
Малый радиус, м	2	1,5x3,0 (эллипс)
Температура плазмы, кэВ	15	15
Плотность плазмы, $10^{20} \text{ м}^{-3}$	1,0	0,8
Время удержания, с	1,8	0,8
Период работы, с	6000	1000
Тороидальное магнитное поле, Т	6	6
Число катушек	24	16
<b>Бланкет:</b>		
конструкционный материал	Мо	Нерж. сталь
материал твэлов	$\text{Li}_2\text{O}$	$\text{U(мет.)}, \text{LiAlO}_2$
отражатель нейтронов	Графит	Графит
теплоноситель:	He	He
температура, °С	400/700	240/470
давление, МПа	—	4
расход, кг/с	—	5100

Параметры	ТЯР	
	"чистый" [8]	гибридный [10]
поток нейтронов из плазмы, МВт/м <sup>2</sup>	1	1
мощность тепловыделения (средняя), МВт/м <sup>3</sup>	1,6	98
Инжектор:		
мощность, МВт	2	40
количество	24	8
КПД, %	65	60
энергия ионов, кэВ	120	500

Таблица 5

Некоторые параметры лазерных термоядерных реакторов

Параметры	ТЯР	
	"чистый" [5]*	гибридный [9]
Тепловая мощность, МВт	155	1400
Электрическая мощность (брутто), МВт	63	535
КПД	0,27	0,29
Лазер:		
тип (длина волны, мкм)	CO <sub>2</sub> (10,6)	Nd (1,06)
полная энергия излучения, МДж	1	0,1
КПД, %	7	2
число пучков	8	6
диаметр пучка, м	-	1,2
Мишень:		
масса, мг	0,89	-
радиус, мм	1	-
энергия взрыва, МДж	100	10
частота взрывов, 1/с	1,2	20

\* Термоядерная электростанция состоит из 10-20 камер.

Параметры	ТЯР	
	"чистый" [5]*	гибридный [9]
Камера:		
радиус, м	1,7	3,5 (цилиндр)
материал первой стенки	Nb с пленкой Li	Графит**
потоки на первую стенку:		
гамма-излучения, МДж/м <sup>2</sup>	0,025	0,0004
альфа-частиц, МДж/м <sup>2</sup>	0,17	} 0,01
осколков мишени, МДж/м <sup>2</sup>	0,37	
нейтронов (средний), МВт/м <sup>2</sup>	2	1
Бланкет:		
состав и толщина, м	Li, 1	U+Li+C, 1
теплоноситель	Li	Na, Li
температура теплоносителя, °С	400/750	-

\* Термоядерная электростанция состоит из 10 - 20 камер.

\*\* Графит защищает стальную стенку, охлаждаемую жидким литием.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аршимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. - М.: Физматгиз, 1963.
2. Лукьянов С. Ю. Горячая плазма и управляемый термоядерный синтез. - М.: Наука, 1975.
3. Кокорев Л. С., Харитонов В. В. Прямое преобразование энергии и термоядерные энергетические установки. - М.: Атомиздат, 1980.
4. Steiner D. The Technological Requirements for Power by fusion. *Nucl. Sci. Eng.*, 1975, v. 58, N 2, 107-165.
5. Ribé F. L. Fusion Reactor Systems. *Reviews of Modern Physics*, 1975, v. 47, N. 1, 7-41.
6. Abdou M. A., Maynard C. W. Calculation Methods for nuclear Heating. Part 2. *Nuclear science and Eng.*, 1975, v. 56, 381-398.
7. Sako K. et al. Conceptual design of a gas-cooled tokamak reactor. *Proc. IAEA Workshop. Culham*, 1974, 27-49.
8. Sako K. et al. Design study of a tokamak reactors. *Plasma Physics and Controlled Nuclear fusion Research. 1974. Vienna*, 1975, v. 3, 535-548.
9. *Proceedings US - USSR symposium on fusion - fission reactors. July 13-16. Livermore, California*, 1976.
10. Синтез. Деление. Труды 2-го советско-американского семинара 14 марта - 1 апреля 1977 г. - М.: Атомиздат, 1978.
11. Теплообмен в активных зонах ядерных реакторов с шаровыми твэлами. - *Атомная техника за рубежом*, 1978, № 6, с. 3 - 13.
12. Богоявленский Р. Г. Гидродинамика и теплообмен в высокотемпературных ядерных реакторах с шаровыми твэлами. - М.: Атомиздат, 1978, с. 67 - 80.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
§ 1. Энергетический баланс термоядерного реактора. .	4
1. Ядерные реакции в плазме и blankets . . . . .	4
2. Условие критичности термоядерного реактора	6
§ 2. Расчет основных параметров термоядерных реак- торов типа токамак . . . . .	9
1. Принцип работы токамака . . . . .	9
2. Параметры плазмы . . . . .	11
3. Тепловая нагрузка первой стенки . . . . .	12
§ 3. Расчет основных параметров лазерного термоядер- ного реактора . . . . .	14
1. Принцип работы лазерного термоядерного ре- актора . . . . .	14
2. Энерговыделение при взрыве топливной час- тицы . . . . .	15
3. Частота взрывов и размер термоядерного ре- актора . . . . .	16
§ 4. Тепловой и гидравлический расчеты blankets . .	18
1. Тепловые схемы термоядерного реактора . . .	18
2. Поле температуры в blankets . . . . .	21
3. Гидравлический расчет blankets . . . . .	26
§ 5. Основные параметры проектируемых термоядерных реакторов . . . . .	28
Список использованной литературы . . . . .	31

Список опечаток

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
18	6-я снизу	топливной	тепловой

НБ МИФИ



818117