

ПОЛЕЗНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ ОТ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

П. Д. Капица

Выясняются условия, необходимые для полезного получения энергии от термоядерных устройств, в которых нагрев ионов происходит за счет передачи энергии при кулоновских столкновениях с электронами. Показано, что на таком принципе может быть осуществлен реактор с использованием плазменного шнура, описанного в предыдущих работах автора, на основе реакции дейтерия с тритием. Оценено время необходимого удержания плазмы в импульсных установках с таким способом нагрева ионов.

Хорошо известно, что для полезного получения термоядерной энергии ионы в плазме должны иметь высокую температуру. Главная трудность нагрева ионов связана с тем, что нагрев плазмы происходит воздействием на нее электрическим полем, и при этом, практически, вся энергия воспринимается электронами, которые благодаря их малой массе плохо передают ее ионам при соударениях. С ростом температуры эта передача становится хуже. Поэтому более эффективный нагрев ионов осуществляется в плазме при некоторых коллективных процессах, описанных в работе [4], но их применение связано со значительным усложнением конструкции реакторов. Приведенные здесь простые расчеты выявляют в реакторах как непрерывного действия [2], так и импульсного типа, те ограничения в эффективности термоядерных процессов, которые необходимо возникают, когда теплообмен между электронами и ионами осуществляется только кулоновскими столкновениями.

Мощность, передаваемая в объеме V от электронов с температурой T_e к ионам с температурой T_i , определяется соотношением: (см., например, [1] выр. 4 - 20):

$$P_a = V \frac{(T_e - T_i) kn}{t_{eq}} \text{ эрг/сек.} \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана. Величина t_{eq} определяет среднее время перераспределения энергии столкновениями. Она была найдена Ландау [6] (см. также и [3] выр. 5 - 31) и дается следующим выражением:

$$t_{eq} = \frac{1}{6,7} \frac{m_0 k^{3/2}}{e^4 \sqrt{m_e}} \frac{f}{\Lambda} \frac{T_e^{3/2}}{n} \text{ сек.}, \quad m_0 > m_e, \quad (2)$$

где m_0 - масса протона, $m_i = f m_0$ - масса иона, m_e - масса электрона, e - его заряд, n - плотность плазмы. Поскольку необходимо, чтобы

$T_e > T_i$, то в наших расчетах мы примем:

$$n = n_i = n_e = \frac{7,3 \cdot 10^{21}}{T_e} \text{ P cM}^{-3} \quad (3)$$

P — давление в атмосферах, логарифмический множитель Λ равен:

$$\Lambda = \ln\left(\frac{3}{2\pi} \frac{k^{3/2} T_e^{3/2}}{e^3 n^{1/2}}\right) + \ln\left(\frac{4,2 \cdot 10^5}{T_e}\right)^{1/2}, \quad T > 10^5 \text{ K.} \quad (4)$$

Подставляя значения всех величин, мы находим для P_a :

$$P_a = V \cdot 5,5 \cdot 10^{-19} \frac{\Lambda}{f} n^2 \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} \text{ эрг/сек.} \quad (5)$$

Эта мощность имеет максимум. Если принять, что число атомов в объеме V остается постоянным и соблюдено условие (3), то получаем:

$$P_a = P_{max}; \quad T_i = 0,6 T_e \quad \begin{matrix} P = \text{const} \\ nV = \text{const} \end{matrix} \quad (6)$$

Рассмотрим мощность, передаваемую ионами в плазменном шнуре, описанном в работах [1] и [2]. Ее максимальная величина равна

$$P_{max} = V \cdot 2,2 \cdot 10^{-19} \frac{\Lambda}{f} \frac{n^2}{T_e^{1/2}} \text{ эрг/сек.} \quad (7)$$

При непрерывном нагреве плазмы подводимая высокочастотная мощность тратится еще на радиационные потери, определяемые выражением [3] выр. (5 - 60):

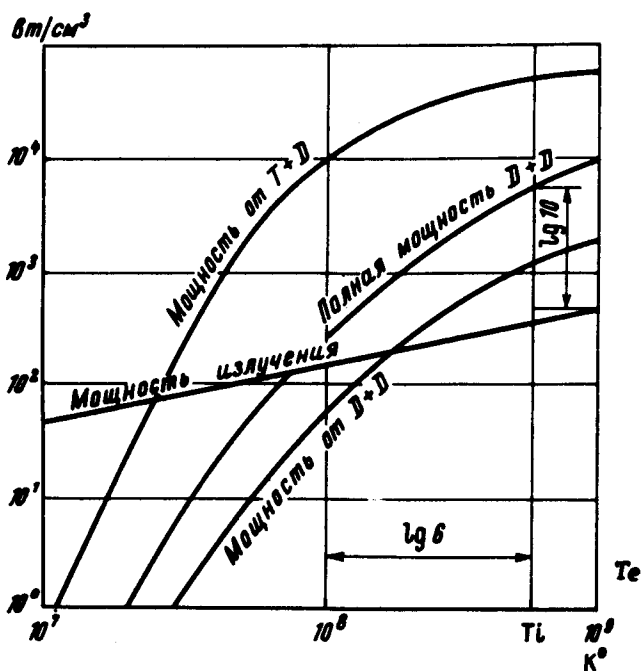
$$P_r = V \cdot 1,57 \cdot 10^{-27} n^2 \sqrt{T_e} \text{ эрг/сек.} \quad (8)$$

Мы примем, что теплопередача в окружающую среду от электронов благодаря двойному слою отсутствует. Тогда для полезного получения энергии термоядерная мощность P_i должна быть больше затраченной:

$$P_{max} + P_r = \eta P_i, \quad (9)$$

где η — КПД трансформирования ядерной мощности в подведенную к плазме ВЧ. Выбрав величину этого коэффициента, мы имеем достаточно данных для определения температур T_e и T_i . Поскольку мощности P_i , как P_{max} и P_r , пропорциональны квадрату плотности плазмы n , то температуры T_e и T_i можно просто определить по диаграмме, взятой из работы [5] и приведенной на рисунке, где по оси ординат отложена тер-

моядерная мощность, а по оси абсцисс – температура плазмы. Прямая определяет радиационную мощность P_r . Необходимое построение для реакции $D + D$ приведено на рисунке. Мы принимаем $T_i = 6 \cdot 10^8 \text{ K}$ и $T_e = 10^9 \text{ K}$. Из диаграммы и выр. (9) получаем для $\eta = 0,24$.



Объем V плазменного шнура длиной $2l$ с радиусом b будет равен:

$$V = 2\pi l b^2. \quad (10)$$

Тогда мощность P_{max} на единицу длины шнура при давлении $P = 30 \text{ ата}$, согласно выр. (3) и (7) будет

$$\frac{P_{max}}{2l} = 2 \text{ кВт/см}; \quad P = 30 \text{ ата}; \quad \Lambda = 20; \quad T_e = 10^9; \quad f = 2 \quad (11)$$

$$b = 43 \text{ см}; \quad \eta = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Это соответствует той мощности, которую определяют потери от теплопроводности ионов, принятые для реактора, описанного в работе [2]. Давление также равно принятому. Полученный размер плазменного шнура лежит в пределах, принятых в работе [2]. Таким образом, нагрев плазмы кулоновскими столкновениями при непрерывном процессе, необходимый для полезного получения энергии, оказывается возможным. Он, однако, является менее эффективным по сравнению с магнито-акустическим нагревом, рассчитанным в работе [4]. Это происходит потому, что при температуре электронов более высокой, чем ионов, не толь-

ко увеличиваются радиационные потери, но уменьшается плотность плазмы и соответственно уменьшается выход термоядерной энергии. Кроме того, при таких высоких температурах электронов, как 10^9K , в присутствии сильного магнитного поля появляются потери на синхротронное излучение, которое при небольших плотностях плазмы может стать больше, чем тормозное излучение.

При использовании вместо чистого дейтерия его смеси с тритием эффективность термоядерной реакции, как известно, увеличивается и необходимая температура плазмы понижается. На диаграмме рисунка дана мощность от $D + T$ реакции. Необходимые температуры могут быть вычислены тем же путем. Они оказываются равными $T_i = 7,8 \cdot 10^7$ и $T_e = 1,3 \cdot 10^8$. Эффективность нагрева плазмы возрастает на два порядка, и необходимый радиус шнура уменьшается раз в десять.

Использование реакции $D + T$ открывает возможность осуществить термоядерный реактор небольших размеров, но чтобы эффективно уменьшить теплотери, требуется сильное магнитное поле, чтобы оно могло закрутить ионы в орбиты с радиусом достаточно малым по сравнению с сечением шнурового разряда.

Выражение (5) позволяет выявить ограничения в получении полезной мощности также и от импульсных термоядерных реакторов, если бы нагрев ионов в них осуществлялся только кулоновской теплопередачей. Это просто сделать, если принять, что процесс начинается с быстрого импульсного нагрева электронов до некоторой температуры выше T_e , а потом уже за большой промежуток времени Δt ионы нагреваются электронами до температуры T_i , при которой эффективно происходит термоядерный процесс.

Очевидно, что время Δt необходимо должно быть ограничено тем, что за это время плазменный сгусток не должен значительно расширяться.

Примем, что вся подводимая к ионам энергия получается за счет кулоновских столкновений. Тогда:

$$\frac{P_a}{V} = kn \frac{\partial T_i}{\partial t}, \quad (12)$$

Из выражения (5) имеем:

$$\Delta t = 2,5 \cdot 10^2 \int_0^{T_i} \frac{T_e^{3/2}}{n(T_e - T_i)} dT_i. \quad (13)$$

Процесс нагрева ионов идет за счет тепловой энергии электронов, поэтому их температура будет уменьшаться. Если в расчетах мы примем ее постоянной и равной ее конечному значению T_e и соответственно примем, что плотность плазмы тоже постоянна и определяется этой же

температурой, то Δt определится выражением

$$\Delta t > -2,5 \cdot 10^2 \frac{f}{\Lambda} \frac{T_e^{3/2}}{n} \ln \left(1 - \frac{T_i}{T_e} \right), \quad n = \text{const}; \quad T_e = \text{const}. \quad (14)$$

При этом полученная величина будет меньше действительной.

Как пример импульсного термоядерного процесса рассмотрим токамак. Современные проекты этих реакторов приведены в работе [7]. Все они работают на реакции $D + T$ с плазмой примерно при $T_i = 5 \cdot 10^8 \text{ К}$ и $n = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Первоначально нагреваются электроны плазмы. Если бы нагрев ионов происходил только кулоновскими столкновениями и температура электронов была $T_e = 10^9$, то согласно выр. (14) время нагрева ионов будет $\Delta t > 22 \text{ сек}$. Это допустимо, поскольку, по-видимому, все проекты исходят из предположения, что возможно осуществлять удержание плазмы более 600 секунд. Но чтобы поддерживать реакцию в продолжении такого времени, в современных проектах используют один из коллективных методов нагрева или прямой ввод нагретых ионов. Если бы в токамаках была бы использована $D + D$ реакция, тогда согласно выр. (14) и рисунку время нагрева увеличилось бы на два порядка. Это является одной из основных причин, почему невозможно осуществление полезного получения мощности токамаком от $D + D$ реакции.

Аналогично, простой расчет иллюстрирует, почему термоядерная реакция не может быть осуществлена кулоновым нагревом при лазерном термояде. Здесь тоже первоначально энергия лазерного излучения воспринимается электронами. Процесс нагрева для $D + T$ реакции мы рассматриваем так же, как в токамаке. Разница только в том, что начальная плотность сгустка плазмы после импульсного нагрева электронов будет определяться плотностью конденсированного состояния. Примем ее равной

$$n = \frac{P}{m_0} = 4,9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}. \quad (16)$$

Температуры T_e и T_i примем теми же, что и в предыдущем примере. Тогда из выражения (14) получаем время нагрева ионов

$$\Delta t > 3,9 \cdot 10^{-8} \text{ сек}. \quad (17)$$

При температуре $T_i = 5 \cdot 10^8$ тепловая скорость ионов дейтерия $v_i = 1,8 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Получается, что радиус, на который разлетается за это время плазма, равен

$$r = \frac{1}{2} v_i \Delta t > 3,5 \text{ см}. \quad (18)$$

Пусть начальный сгусток плазмы — это шарик с радиусом r_0 , и чтобы нагреть его до температуры T_e в лазерном импульсе, нужно j джоули. В современных проектах (см. [7] стр. 27) принимают эту энергию равной $j = 10^6$ дж. Тогда начальный радиус шарика будет $r_0 = 0,015$ см и за время Δt нагрева ионов плотность плазмы уменьшится благодаря разлету в 10^7 раз, что сделает невозможным нагрев ионов до температуры, необходимой для эффективного термоядерного процесса. Конечно, в случае $D + D$ реакции нагрев ионов будет происходить еще дольше. Как известно, лазерный термояд может быть эффективным, только при использовании коллективных процессов передачи энергии от электронов к ионам, для этого (см. [7]) проектируется использование процессов кумулятивного сжатия.

Приведенные примеры показывают преимущества непрерывного термоядерного процесса, который может эффективно осуществляться при кулоновском нагреве ионов в реакторе, описанном в работе [2], даже при $D + D$ реакции.

Для успешного решения термоядерной проблемы необходимо продолжать экспериментальное и теоретическое изучение в плазме физических процессов теплопередачи между ионами и электронами, которые лежат в основе возможности эффективного получения термоядерной энергии.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 мая 1975 г.

Литература

- [1] П.Л.Капица. ЖЭТФ, 57, 1801, 1969.
- [2] П.Л.Капица. ЖЭТФ, 58, 377, 1970.
- [3] L.Spitzer. Physics of fully ionized gases, 2 ed 1965.
- [4] П.Л.Капица, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 67, 1411, 1974.
- [5] W.E.Thompson. Nature, 179, 886, 1957.
- [6] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 7, 203, 1937.
- [7] F.L.Ribe. Rev. Mod. Phys., 47, 7, 1975.