

## ВЛИЯНИЕ ГОФРИРОВКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСШИРЕНИЕ И ОСТЫВАНИЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Г. И. Будкер, В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов

В качестве одного из вариантов термоядерного реактора будущего рассматривается прямая система с плотной плазмой<sup>1)</sup>.

Предполагается, что радиальная теплопроводность плазмы будет подавлена продольным магнитным полем, а радиальное давление плазмы будет уравновешено либо давлением магнитного поля, либо давлением стенок.

Если плазма создается в середине установки, без контакта с торцами, то время ее остывания определяется скоростью свободного разлета вдоль магнитного поля:

$$t_1 \sim L(M/T)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $L$  — начальная длина плазмы, равная по порядку величины длине установки,  $T$  — температура плазмы,  $M$  — масса иона. Если же плазма контактирует с торцами, то время остывания определяется электронной теплопроводностью:

$$t_2 \sim \frac{L^2}{\lambda} \left( \frac{m}{T} \right)^{1/2} \sim t_1 \frac{L}{\lambda} \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2} \quad (2)$$

( $m$  — масса электрона).

При концентрации плазмы  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и температуре  $T \sim 10^4 \text{ эв}$  формулы (1) и (2) дают примерно одинаковую оценку длины  $L$ , необходимой для получения положительного энергетического выхода:  $L \sim 200 \text{ м}$  (поперечный размер и величина магнитного поля зависят от характера поперечной теплопроводности). Установка с указанными параметрами из-за высокого давления плазмы ( $\sim 10^4 \text{ атм}$ ) и большой энергии, необходимой для нагрева, лежит, по-видимому, на самой границе современных технических возможностей. Она стала бы практически реальной, если бы удалось в 5–10 раз уменьшить как ее длину, так и концентрацию плазмы.

<sup>1)</sup> Плотной в том смысле, что длина свободного пробега частиц  $\lambda$  мала по сравнению с длиной установки  $L$ .

В настоящей статье предлагается метод уменьшения теплопроводности и скорости вытекания плазмы вдоль поля, который, по-видимому, решает эту задачу. Суть метода состоит в переходе к гофрированному магнитному полю с периодом гофрировки  $\ell$ , много меньшим длины свободного пробега  $\lambda$  (но по-прежнему  $L > \lambda$ ). Система превращается в совокупность пробкотронов, соединенных торцами. В каждом пробкотроне имеются захваченные частицы, совершающие финитное движение между пробками, причем в случае  $\ell < \lambda$  захваченные частицы за время между двумя последовательными столкновениями успевают совершить несколько колебаний от пробки до пробки. В таких условиях перенос вещества и энергии вдоль оси системы может осуществляться только пролетными частицами. Это обстоятельство, как будет показано ниже, и приводит к желаемому эффекту.

Рассмотрим влияние гофрировки на расширение плазмы, считая сначала гофрировку не слишком сильной (пробочное отношение  $k$  порядка единицы). Перенос вещества сопровождается трением пролетных частиц о запертые. Последние в свою очередь передают полученный импульс магнитному полю. Следовательно, можно в некотором смысле говорить, что плазма испытывает трение о магнитное поле.

Сила трения, отнесенная к одной частице, оценивается как  $F_{\text{тр}} \sim M \nu_{ii} v$ , где  $\nu_{ii}$  — частота ион-ионных столкновений, а  $v$  — скорость направленного движения пролетных частиц, которая в случае  $k \sim 1$  по порядку величины совпадает с макроскопической скоростью плазмы. Приравняв величину  $n F_{\text{тр}}$  градиенту давления плазмы  $\partial nT / \partial z$ , находим скорость расширения:  $v \sim (T/M)^{1/2} (\lambda/L)$ . Отсюда видно, что введение даже не слишком сильной гофрировки приводит к заметному уменьшению  $v$ . При этом меняется сам характер движения: инерционный разлет переходит в диффузионное "просачивание" плазмы из пробкотрона в пробкотрон, а градиент давления уравнивается трением плазмы о магнитное поле<sup>1)</sup>.

Если радиальное давление плазмы предполагается уравнивать давлением стенок, то последние целесообразно профилировать по магнитной поверхности. При этом продольное давление плазмы также будет приниматься стенками, и даже в пробках магнитное давление можно будет сделать малым:  $H^2 / 8\pi \lesssim nT$ .

Увеличение пробочного отношения вызывает дальнейшее уменьшение скорости расширения. Причина состоит как в сокращении числа пролетных частиц, так и в уменьшении эффективной длины их свободного пробега. Последний эффект связан с тем, что при  $k \gg 1$  для захвата в пробкотрон пролетной частице достаточно рассеяться на малый угол  $\Delta\theta^2 \sim 1/k$ , так что эффективная длина свободного пробега становится

<sup>1)</sup> Эффект сохраняется и при больших масштабах гофрировки ( $\ell > \lambda$ ).

В этом случае он обусловлен продольной вязкостью. Скорость истечения по порядку величины равна  $(T/M)^{1/2} (\ell^2 / \lambda L)$ . Замедление значительно вплоть до  $\ell \sim (\lambda L)^{1/2}$ .

порядка  $\lambda/k^1$ ). Конкретная зависимость скорости разлета от пробочного отношения определяется профилем магнитного поля. Расчеты показывают, что в том случае, когда длина пробок мала по сравнению с периодом гофрировки, скорость убывает в  $k^2$  раз. В результате получается следующая оценка для времени свободного расширения:

$$t_1' \sim \left(\frac{M}{T}\right)^{1/2} \frac{k^2 L^2}{\lambda} \sim t_1 \frac{k^2 L}{\lambda}. \quad (3)$$

Заметного уменьшения электронной теплопроводности можно добиться только за счет сильной гофрировки, поскольку перенос энергии носит диффузионный характер уже в гладком магнитном поле. Тепловой поток при  $k \gg 1$  и малой длине пробок убывает в  $k^2$  раз. Соответственно возрастает время остывания:

$$t_2' \sim \left(\frac{m}{T}\right)^{1/2} \frac{k^2 L^2}{\lambda} \sim t_1 \frac{k^2 L}{\lambda} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}. \quad (4)$$

Интересно отметить, что если для гладкой трубы существуют диапазоны длин и концентраций, где режим теплопроводности выгоднее режима свободного разлета, то в гофрированном магнитном поле всегда выгоднее режим свободного расширения (см. формулы (3) и (4)).

Проводя в кинетических уравнениях для электронов и ионов разложение по параметру  $\lambda/L$ , можно получить замкнутую систему уравнений, определяющую изменение температур и концентрации электронов и ионов. Полные результаты соответствующих вычислений громоздки и будут опубликованы отдельно. В качестве иллюстрации рассмотрим задачу о расширении сгустка плазмы с длиной  $L \gg \lambda (M/m)^{1/4}$ . Можно показать, что при этом условии теплообмен между электронами и ионами поддерживает их температуры равными:  $T_e = T_i = T$ . Теплопроводность обеспечивает постоянство температур вдоль сгустка. Температура плазмы не зависит и от времени, поскольку плазма не совершает работы, а приобретаемая ею скорость истечения мала. Сказанное означает, что вся информация о расширении плазмы содержится в уравнении для концентрации, которое, как показывают вычисления, записывается следующим образом:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \ln n}{\partial z^2}, \quad \alpha = \frac{0,91 T^{5/2}}{M^{1/2} k^2 \Lambda e^4}, \quad (5)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм. Для начального условия вида  $n = n_0 (1 + z^2/a^2)^{-1}$  уравнение (5) имеет решение  $n = n_0 (1 + 2\alpha t / a^2 n_0) [z^2/a^2 + (1 + 2\alpha t / a^2 n_0)^2]^{-1}$ .

Институт ядерной физики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
30 июля 1971 г.

<sup>1)</sup> По этой причине малость длины пробкотрона в случае сильной гофрировки следует понимать в смысле  $\ell < \lambda/k$ .