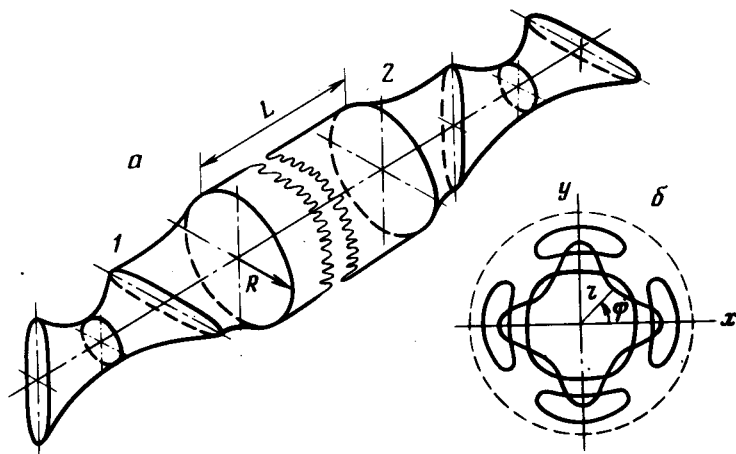


ПОПЕРЕЧНЫЕ ПОТЕРИ ЧАСТИЦ В АМБИПОЛЯРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЛОВУШКЕ

Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков

Показано, что отсутствие аксиальной симметрии магнитного поля в амбиполярной ловушке приводит к значительному росту поперечных потерь по сравнению с классическими.

Существенная трудность на пути использования классических открытых ловушек [1] для достижения управляемого термоядерного синтеза связана, как известно, с тем обстоятельством, что время жизни плазмы в них τ не превышает времени τ_i рассеяния ионов вследствие кулоновских столкновений (см. [2]). Для преодоления этой трудности недавно был предложен новый вариант открытой ловушки, который отличается от прежнего тем, что к каждому концу обычного пробкотрона присоединяется еще по одному пробкотрону с плазмой относительно высокой плотности (примерно на порядок большей, чем в центральном пробкотроне). При таком распределении плотности плазмы амбиполярный потенциал, поддерживающий плотность электронов равной плотности ионов, будет распределен так, что для ионов центрального пробкотрона возникнет глубокая потенциальная яма, препятствующая их вылету вдоль магнитного поля, и время жизни этих ионов станет много больше τ_i .



Амбиполярная ловушка. *a* – геометрия магнитного поля: L – длина центральной части ловушки, R – радиус ловушки в центральной части; *b* – сечения нескольких дрейфовых поверхностей ионов экваториальной плоскостью ловушки; образование отдельных островков (“бананов”) характерно для случая $\beta \cong 8 \pi n (T_e + T_i) / H^2 \sim 1$.

Разумеется, для поддержания высокой плотности плазмы в концевых пробкотронах требуются определенные энергетические затраты, но так как длину центрального пробкотрона можно увеличивать при неизменной длине концевых, можно добиться того, чтобы энерговыделение в цент-

ральном пробкотроне превысило потери в концевых. Соответствующая концепция была описана в работе [3] (и позже в [4]) и в настоящее время признается практически единственной перспективой развития открытых ловушек.

Существенно, что для обеспечения гидродинамической устойчивости плазмы в амбиполярной ловушке предполагается использовать аксиально-несимметричное магнитное поле с магнитными поверхностями, схематически изображенными на рисунке. В настоящем сообщении показано, что отсутствие аксиальной симметрии приводит, вообще говоря, к резкому увеличению поперечных потерь плазмы по сравнению с классической диффузией.

Поскольку электрическое и магнитное поля статические, а ларморовский радиус ионов ρ_i мал по сравнению со всеми характерными масштабами задачи, то при движении иона сохраняются его полная энергия ϵ и магнитный момент $\mu = m_i v^2 \sin^2 \theta / 2H$ (где m_i и v — масса и скорость иона, θ — угол между вектором скорости частицы и магнитным полем, H — напряженность магнитного поля), а для описания движения ведущего центра частицы можно воспользоваться дрейфовым приближением. При движении вдоль длинного аксиально-симметричного участка центрального пробкотрона дрейф возникает, во-первых, за счет радиального электрического поля, связанного с изменением плотности по радиусу, и, во-вторых, за счет радиальной неоднородности продольного магнитного поля, вызываемой конечностью давления плазмы, и приводит к вращению ведущего центра вокруг магнитной оси.

Обозначим через $\Delta\psi$ изменение полярного угла ведущего центра частицы за один пролет ловушки (пользуемся цилиндрической системой координат с полярной осью, совпадающей с магнитной осью системы, см. рисунок). Как будет показано ниже, характер движения ионов и скорость радиальных потерь существенно зависит от того, велик или мал угол $\Delta\psi$ по сравнению с единицей¹⁾. Рассмотрим эти две возможности последовательно.

1. $\Delta\psi \ll 1$. В этом случае, кроме величины ϵ и μ , сохраняется также так называемый продольный адиабатический инвариант $I_{||} = \int v \cos \theta ds$, где интегрирование ведется вдоль силовой линии между точками отражения частицы (часть ионов отражается магнитными пробками центрального пробкотрона, а ионы с малыми значениями μ отражаются от потенциальных барьеров в концевых пробкотронах). Наличие этого дополнительного интеграла означает, что задание в начальный момент положения частицы и значений ϵ и μ однозначно определяет дрейфовую поверхность. Существенно, что дрейфовые поверхности, проходящие через некоторую силовую линию, разные для разных ϵ и μ , см. рисунок (для аксиально-симметричной ловушки этот эффект отсутствует). Поэтому при рассеянии частицы в некоторой точке пространства она переходит на другую дрейфовую поверхность, у которой максимальное расстояние до оси может быть больше, чем у исходной. Поскольку, вообще говоря, r меняется вдоль дрейфовой поверхности

¹⁾ Отметим, что случай $\Delta\psi \gtrsim 1$ специфичен именно для амбиполярной ловушки, где имеется длинная, $L \gg R$, аксиально-симметричная область; в случае классического пробкотрона с $L \sim R$ обычно $\Delta\psi \ll 1$.

на величину, существенно превышающую ρ_i , время ухода ионов на стенку мало по сравнению с оценкой по классической диффузии (так, если "размах" дрейфовых оболочек сравним с R , то $\tau \sim r_i$). Ситуация в этом смысле аналогична той, которая имеет место в "неоклассической" теории процессов переноса в тороидальных системах (см. [5]). В частности, здесь можно выделить режимы Пфирша—Шлютера, "банановый" и режим плато. Подробный анализ этих режимов будет проведен в отдельной работе.

2. $\Delta\psi \gg 1$. В этом случае частицы при движении от одной пробки до другой совершают несколько оборотов вокруг магнитной оси. Это означает, что I_{\parallel} перестает быть адиабатическим инвариантом, и важную роль приобретают стохастические эффекты.

Так как число оборотов зависит от ϵ , μ и радиуса дрейфовой поверхности r , то группа частиц, занимавшаяся вблизи пробки 1 (см. рисунок) малую область фазового пространства, размывается по азимутальному углу ψ и при подходе к пробке 2 превращается в цилиндрический слой. При отражении от пробки частица не возвращается на исходную силовую линию, а смещается по азимуту и; что более существенно, по радиусу (последнее имеет место только для аксиально-несимметричной пробки). Обозначим через ψ_0 полярный угол частицы непосредственно перед входением в пробку 2. Величина радиального смещения при отражении Δr зависит от ψ_0 , μ , ϵ и r . Если Δr достаточно велико, так что $|\Delta r \partial \Delta\psi / \partial r| \gg 1$, то возникает стохастическая диффузия [6], и радиальное перемешивание частиц может быть описано уравнением Фоккера — Планка для функции распределения ионов $f(r, \epsilon, \theta_0)$

$$\frac{L r}{v |\cos \theta_0|} \frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial r} r f \langle \Delta r \rangle + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r f \langle \Delta r^2 \rangle,$$

где угловые скобки означают усреднение по ψ_0 , а через θ_0 обозначена величина угла θ в центральной части ловушки. Оказывается, что в линейном приближении по малому параметру $\rho_i / R < \Delta r \rangle = 0$. Оценка же $\langle \Delta r^2 \rangle$ имеет вид: $\langle \Delta r^2 \rangle = \rho_i^2 R^2 / L_{\text{пр}}^2$, где под $L_{\text{пр}}$ понимается расстояние, на котором магнитное поле возрастает вдвое по сравнению со значением H в центральной области (мы полагаем, что аксиально-симметричная и аксиально-несимметричная составляющие поля изменяются вдоль оси z на одном и том же масштабе $L_{\text{пр}}$). Соответственно, для времени жизни ионов имеем:

$$\tau \sim R^2 L / \langle \Delta r^2 \rangle v T_i \sim \frac{L^2 L}{\rho_i^2 v T_i}.$$

Отметим, что τ не зависит от частоты столкновений.

В условиях, когда $\Delta\psi \gg 1$, но неравенство $|\Delta r \partial \Delta\psi / \partial r| \gg 1$ не выполняется, большое значение приобретает столкновительная диффузия "резонансных" частиц, т.е. частиц, для которых $l \Delta\psi = k\pi$, $l, k = 1, 2, 3, \dots$.

Возможна ситуация, когда для частиц ионов плазмы выполнено условие $\Delta\psi \gg 1$, тогда как для других ионов $\Delta\psi \ll 1$ (скажем, для час-

тиц с $\theta_0 \approx \pi/2$ может быть $\Delta\psi \gg 1$, а для частиц с $\theta_0 \ll 1 - \Delta\psi \ll 1$). Тогда время жизни определяется комбинацией эффектов, упомянутых в пунктах 1 и 2.

В принципе, по-видимому, оба эффекта можно уменьшить, используя специальные профили магнитного поля (например, увеличивая длину пробок). Разумеется, эти профили должны быть совместимы с условиями устойчивости плазмы.

Авторы приносят благодарность Б.В.Чирикову за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
7 июля 1977 г.

Литература

- [1] Г.И.Будкер. Сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций", Изд. АН СССР, 3, 3, 1958.
 - [2] Д.В.Сивухин. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып. 4, стр. 181, Атомиздат, 1964.
 - [3] Г.И.Димов, В.В.Закайдаков, М.Е.Кишиневский. Физика плазмы, 2, 597, 1976.
 - [4] T.K.Fowler, B.G.Logan. Comments on Plasma Phys. and Controlled Fusion, 2, 167, 1977.
 - [5] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. Сб. "Вопросы теории плазмы", вып. 7, стр. 205, Атомиздат, 1973.
 - [6] Б.В.Чириков. А.Э., 6, 630, 1959.
-