

ФИЗИКА ЭЛЕКТРОННЫХ И АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

№ II

Ленинград

1989

РАССЕЯНИЕ ПУЧКА БЫСТРЫХ АТОМОВ НА ЗОНДИРУЮЩЕМ ИОННОМ ПУЧКЕ КАК МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.А.Кабанцев, С.Ю.Таскаев

Введение

Проблема корректных локальных измерений электрических полей и распределения потенциала высокотемпературной плазмы, когда становятся неприменимыми традиционные зондовые методики, остается актуальной до настоящего времени. В спектре разнообразных предлагавшихся и применявшихся в последние годы для этих целей методик наиболее устоявшейся при определении поперечного распределения потенциала плазмы выглядит на данный момент методика зондирования плазмы пучком тяжелых ионов [1-13]. Тем не менее, использование и этой методики в крупных плазменных установках сопряжено с рядом принципиальных трудностей: во-первых, это необходимость знания точной картины распределения квазистационарного магнитного поля для расчета траекторий первичных и вторичных зондирующих частиц; во-вторых, это отсутствие возможности испытаний, настройки и калибровки диагностического комплекса в целом вне рабочего цикла установки (т.е. без плазмы и без магнитного поля). К сказанному выше можно добавить также жесткие требования на стабильность энергии ионов в зондирующем пучке для достижения необходимой точности измерений.

Авторами данной работы была предпринята попытка разработать методику измерений распределения потенциала высокотемпературной плазмы, свободную от вышеперечисленных трудностей.

Схема диагностического комплекса

Методика измерения ионной температуры плазмы по рассеянию быстрых атомов, предложенная в [14], нашла в последнее время эффективное применение на ряде плазменных установок [15-19]. В работе [19] авторы измеряли при помощи этой методики также и коллективную скорость движения ионов плазменной струи. Наши предложения по методике измерения распределения потенциала плазмы основываются на дальнейшем развитии этих работ.

Схема предлагаемого нами диагностического комплекса отличается фактически только наличием дополнительного ионного пучка 2 (рис. I), пересекающего по нормали атомарный пучок I. Однако анализируется теперь энергетический спектр атомов, упруго рассеянных на угол $\Theta \ll 1$ в результате однократных столкновений не с ионами плазмы, а с ионами зондирующего пучка. Результатом анализа является определение энергии E_2^* ионов зондирующего пучка, связанной с потенциалом плазмы φ в точке рассеяния соотношением: $E_2^* = E_2 - \varphi$, где E_2 - начальная энергия ионов зондирующего пучка.

Энергия E_1 рассеянных на угол Θ быстрых атомов моноэнергетического пучка связана с параметрами ионного пучка следующим соотношением, получаемым при рассмотрении кинетики парного столкновения рассеивающейся частицы с частицей-мишенью:

$$E_1 = E_0(1+\gamma)^{-1} \left\{ \gamma \cos \Theta + \sqrt{\gamma E_2^*/E_0} \sin \Theta + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \Theta + \gamma(E_2^*/E_0) \sin^2 \Theta + \gamma \sqrt{\gamma E_2^*/E_0} \sin 2\Theta} \right\}.$$

Здесь E_0 - энергия атомов пучка I до рассеяния, $\gamma = m_1/m_2$, m_1 - масса атома, m_2 - масса иона. Это выражение при небольших углах рассеяния, когда $\sin^2 \Theta \ll 1$, $\gamma \sin \Theta \leq 1$ и $\frac{E_2}{E_0} \gamma \sin^2 \Theta \ll 1$, имеет более простой вид:

$$E_1 \approx E_0(1 - \gamma \Theta^2) + 2\Theta \sqrt{\gamma E_2^* E_0}.$$

Пологая теперь $\varphi/E_2 \ll 1$, получаем выражение для потенциала плазмы в явном виде:

$$E_1 \approx E_0(1 - \gamma \Theta^2) + 2\Theta \sqrt{\gamma E_2 E_0} - \varphi \Theta \sqrt{\gamma E_0/E_2} \quad (I)$$

или

$$\varphi \approx \{E_0(1 - \gamma \Theta^2) + 2\Theta \sqrt{\gamma E_2 E_0} - E_1\} / (\Theta \sqrt{\gamma E_0/E_2}).$$

Процедура извлечения потенциала φ из получаемых в эксперименте энергетических спектров рассеянных атомов может быть различной в зависимости от конкретной ситуации. В частности, для больших величин φ и при достаточной моноэнергетичности используемых пучков удобно в зондирующем ионном пучке иметь заметную долю нейтрального компонента. Тогда сдвиг по энергии

между спектром атомов, рассеянных на ионах пучка, и спектром атомов, рассеянных на нейтралах, прямо дает значение величины $\varphi_0 \sqrt{\gamma E_0/E_2}$. Заметим, что в этом случае полностью отсутствуют жесткие требования на стабильность энергии частиц в пучках по причине относительного характера измерений. В случае же, когда такая процедура невозможна в силу значительного взаимного перекрывания этих спектров, можно смотреть либо сдвиг по энергии между спектрами атомов, рассеянных на ионах пучка, и атомов, рассеянных на ионах тяжелых примесей, присутствующих в плазме, либо сверять получаемые спектры рассеянных атомов с энергетическим спектром атомов, рассеянных на ионном пучке в отсутствие плазмы.

Интенсивность потока рассеянных атомов
и выбор параметров

Величина потока рассеянных атомов в анализатор определяется как

$$I = K j_1 n_2 V (d\sigma/d\Omega)_{\text{лаб.}} d\Omega. \quad (2)$$

Здесь K - безразмерный коэффициент, учитывающий потери, связанные с изменением зарядового состояния частиц в пучках при их распространении через плазму и непосредственно в акте рассеяния, а также при обдирке рассеянных атомов в случае регистрации их энергетического спектра в электрических или магнитных полях, j_1 - эквивалентная плотность тока в атомарном пучке на выходе из инжектора, n_2 - плотность ионов в зондирующем пучке, V - объем, из которого происходит регистрация рассеянных атомов, $(d\sigma/d\Omega)_{\text{лаб.}}$ - дифференциальное сечение рассеяния, $d\Omega$ - элемент телесного угла, определяемый входным сечением анализатора и расстоянием от него до точки рассеяния.

Дифференциальное сечение рассеяния в лабораторной системе координат $(d\sigma/d\Omega)_{\text{лаб.}}$, определяемое незранированным кулоновским взаимодействием ядер, имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{лаб.}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_0 + \gamma E_2} \frac{1 + \gamma}{2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\chi/2)} R(\theta, \gamma, E_0, E_2). \quad (3)$$

Здесь Z_1, Z_2 - заряды ядер атома и иона, χ - угол рассеяния в системе центра масс,

$$R(\theta, \gamma, E_0, E_2) = \frac{(1 + \operatorname{ctg}^2 \theta) \sin^3 \chi}{(1 + \lambda \cos \chi) \sin \theta},$$

где θ и χ связаны соотношением:

$$\operatorname{tg} \theta = \sin \chi / (\lambda + \cos \chi),$$

а параметр λ в случае ортогональности векторов скоростей атома и иона определяется как

$$\lambda = \gamma \{ (E_0 + E_2 / \gamma) / (E_0 + \gamma E_2) \}^{1/2},$$

необходимо отметить, что, несмотря на громоздкость выражения для $R(\theta, \gamma, E_0, E_2)$, во всех случаях при $\theta \ll 1$ имеет место соотношение $R(\theta, \gamma, E_0, E_2) \sim 1$.

В используемых нами инжекторах диагностических пучков длина [20] плотность тока j в пучке зависит от энергии и массы как $j \propto E^{3/2} / \sqrt{m}$. Следовательно, $j_1 \propto E_0^{3/2} \sqrt{m_1}$, $j_2 \propto E_2^{3/2} \sqrt{m_2}$. Подставляя это и (3) в (2), получаем зависимость интенсивности потока рассеянных атомов от параметров пучков:

$$I \propto \frac{E_0}{E_2} \sqrt{\frac{E_0}{m_1}} \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{E_0 / E_2 + \gamma} \cdot \frac{(1 + \gamma)^2}{2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\chi/2)}. \quad (4)$$

Здесь мы пока опускаем зависимость коэффициента K от энергии и состава пучков.

Таким образом, при выборе конкретной пары атом-ион (γ, z_1, z_2) , угла рассеяния θ , энергий пучков E_0 и E_2 необходимо добиться, исходя из соотношений (1) и (4), разумного компромисса между желанием получить максимальное временное или пространственное разрешение (увеличивая плотность потока рассеянных атомов за счет уменьшения θ , E_0) и стремлением к повышению чувствительности метода относительно измерения потенциала.

Кроме того, необходимо, чтобы лариморовский радиус ρ ионов пучка превосходил характерный поперечный размер R_H области, занятой магнитным полем (ионы считаем однозарядными):

$$\rho = 144 \sqrt{m_2 E_2} / H \gg R_H, \quad (5)$$

где ρ и R_H - в см, H - в эрстедах, m_2 - в атомных единицах, E_2 - в эВ. Из соотношения (5) определяется минимальная энергия E_2 зондирующих ионов.

Далее, для того, чтобы избежать проблем, связанных с фоном частиц, рассеивающихся на ионах плазмы, необходимо, чтобы предельный угол рассеяния атомов пучка на этих ионах, $\theta_{\text{пред}} = \arcsin(m_i/m_A)$, где m_i - масса ионов плазмы, был меньше выбранного угла рассеяния θ . Это дает ограничение снизу на m_i (при $\theta \ll 1$):

$$m_i > m_A / \theta. \quad (6)$$

Экспериментальная установка, на которой будет отрабатываться описываемая методика измерения потенциала плазмы, имеет характерные величины магнитного поля $H \approx 3 \cdot 10^3$ Э, $R_H \approx 10$ см. В этом случае из (5) получаем условие на параметры зондирующего ионного пучка:

$$m_2 E_2 \gg 4 \cdot 10^4 \text{ эВ}. \quad (7)$$

Для водородной плазмы ($m_i = 1$) и угла рассеяния $\theta = 10^\circ$ из условия (6) следует ограничение на массу атомов:

$$m_A > 5,8. \quad (8)$$

Таким образом, учитывая (1), (4), (7), (8) и возможности используемых инжекторов, получаем, что наиболее подходящими для нас парами атом-ион будут пары $\bar{N}^0 \rightarrow A^{+}$ или $Ne^0 \rightarrow K^{+}$.

Рассмотрим рассеяние атомов азота на пучке ионов аргона ($\bar{N}^0 \rightarrow A^{+}$). Имеем $m_1 \approx 14$, $m_2 \approx 40$, $\gamma \approx 0,35$. Из (7) получаем $E_2 \gg 10^3$ эВ. Возьмем $E_2 = 4 \cdot 10^3$ эВ, $E_0 = 10^4$ эВ. Подставив эти параметры в (1), получаем $E_1 \approx 10,7 \cdot 10^3$ эВ $\approx 0,2 \varphi$, где φ в вольтах. Таким образом, энергия рассеянных на ионном пучке атомов примерно на 700 эВ превышает энергию инжекции, что снимает проблемы с фоновым потоком частиц, образующихся в результате двойной перезарядки атомов пучка.

Достижимая нами плотность ионов A^{+} в зондирующем пучке $n_2 (\approx E_2) \approx (1+5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, что примерно на четыре порядка меньше характерной плотности плазмы в экспериментах по измерению ионной температуры методом рассеяния пучка быстрых атомов (обычно N^0 или Ne^0) на ионах плазмы. Но необходимо учесть, что сечение рассеяния для неэкранированного кулоновского взаимодействия ядер сталкивающихся частиц в нашем случае $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{н.э.}} = 2,28 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2/\text{стер}$ примерно на те же четыре порядка больше за счет больших атомных номеров ($Z_A^2 \cdot Z_{i, \text{пл}}^2 \approx 1,6 \cdot 10^4$) пары атом-ион, что может покрыть эту разницу в плотности мишеней. Однако,

наши эксперименты по рассеянию пучка N^0 на аргоновой газовой мишени показали [21], что для выбранных параметров влияние экранирования кулоновского взаимодействия ядер многоэлектронными оболочками сталкивающихся частиц значительно, и сечение рассеяния оказывается примерно на порядок меньше расчетного.

Таким образом, величина ожидаемых в нашем случае потоков рассеянных атомов сравнима с соответствующей величиной в экспериментах по измерению ионной температуры плазмы с плотностью $n_e \sim (1+5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что, с учетом отсутствия проблем с фоновыми потоками, не кажется проблематичным.

Что касается величины коэффициента потерь K (2), то основным процессом, приводящим к ослаблению интенсивности пучков N^0 и Ar^+ в плазме в выбранном диапазоне энергий является ионизация электронным ударом [22,23]. При этом эффективное сечение ионизации, определяемое как $\sigma_{\text{эф}} = \langle \sigma_e v_e \rangle / v$ (где $\sigma_e v_e$ есть усреднение по максвелловскому распределению электронов по скоростям v_e сечения ионизации $\sigma_e(v_e)$, v - скорость частиц в пучке), оказывается существенно зависящим от электронной температуры плазмы T_e . Максимальные значения коэффициентов скорости ионизации $\langle \sigma_e v_e \rangle$ для процессов $N^0 + e \rightarrow N^+ + 2e$ и $Ar^+ + e \rightarrow Ar^{2+} + 2e$ приходится на область $T_e \sim 100$ эВ. Определяющим при этом является процесс ионизации атомов N^0 , характеризующийся большим сечением. Однако, даже в максимуме эффективное сечение ионизации электронным ударом для атома N^0 с энергией 10 кэВ не слишком велико - $\sigma_{\text{эф}} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, что позволяет использовать выбранные пучки для диагностики плазмы с интегральной плотностью вплоть до $(1+5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (в зависимости от T_e).

Входящая в коэффициент потерь K вероятность рассеяния атома N^0 без изменения зарядового состояния на ионе Ar^+ для угла рассеяния $\theta = 10^\circ$ была измерена нами экспериментально и составила $\sim 50\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная в данной работе диагностическая методика определения потенциала плазмы удовлетворяет поставленным целям.

Во-первых, для измерения распределения потенциала плазмы нет необходимости знать картину распределения квазистационарного магнитного поля, поскольку положение объема, из которого регистрируется поток рассеянных атомов, определяется пересечением траектории атомарного пучка с линией (с соответствующим телесным углом) наблюдения. Причем, данная методика пригодна как для измерений поперечного распределения потенциала плазмы, так и для продольного. Изменение положения объема рассеяния достигается наклоном или перемещением инжекторов и анализатора.

Во-вторых, для испытаний, настройки и калибровки диагностического комплекса в целом не требуется наличия плазмы или магнитного поля в установке, а измерения потенциала могут проводиться на плазме предельно низкой плотности (практически, требуется только, чтобы плотность плазмы была больше плотности ионов в зондирующем пучке). Последнее позволяет сшивать распределения потенциала в плотной горячей плазме с распределениями в периферийных областях, получаемых зондовыми методиками.

В настоящее время авторы приступили к первым экспериментам по отработке данной методики на измерениях потенциала плазменной струи в аксиально-симметричном пробкоотроне [19].

- I. Hosea I.G., Jobes F.C., Hickok R.L., Dellis A.N.
Phys. Rev. Lett., 1973, v.30, N 18, p.839-843.
2. Jobes F.C., Hickok R.L. Nuclear Fision. 1970, v.10,
N 2, p.195-197.
3. Glowienka I.C., Jennings W.C., Hickok R.L. In: VII Europ.
Conf. on Contr. Fision and Plasma Phys., Lausanne, 1975,
Contributed Papers, v.I, p.183.
4. Jobes F.C., Hosea J.C. In: VI Europ. Conf. on Contr. Fision
and Plasma Phys., Moscow, 1973, Contributed Papers, v.I,
p.199-201.
5. Colestock P.L., Connor K.A., Hickok R.L., Dandl R.A.
Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, N 26, p.1717-1720.
6. Bieniosek F.M., Colestock P.L., Connor K.A. et al. Rev.
Sci. Instr., 1980, v.51, N 2, p.206-212.
7. Stufflebeam J.H., Jennings W.C., Hickok R.L., IEEE Trans.
on Plasma Sci., 1978, v.P5-6, N 2, p.130-138.
8. Gorshkov A.V., Poznyak V.I., Razumova K.A. et al. In:
Proc. of the 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma
Phys., Moscow, 1981, v.2, Report A-20, p.142.
9. Porter G.D., Carter M.R., Foote J.H., Hornady R.S., Nuclear
Fusion, 1988, v.28, N 7, p.1159-1172.
10. Corell D.L., Allen S.L., Casper T.A. et al. Nuclear Fusion,
1982, v.22, p.223-234.
11. Хикок Р.Л., Дженнингс В.К., Коннор К.А. // Диагностика
плазмы. Под ред.Пергаменты М.И., М., Энергоиздат, 1981,
вып. 4(1), с.206-210.
12. Разумова К.А., Соколов Ю.А., Бондаренко И.С. и др. Письма
в ЖТФ, 1981, т.7, вып.24, с.1516-1519.
13. Бондаренко И.С., Крупник Л.И., Мельников А.В., Недзельский
И.С. // Диагностика плазмы. Под ред.Пергаменты М.И., М.,
Энергоиздат, 1986, вып.5, с.157-160.
14. Абрамов В.Г., Афросимов В.В., Гладковский И.П. и др. ЖТФ,
1971, т.41, № 9, с.1924-1929.
15. Березовский Е.Л., Кисляков А.И., Петров С.Я., Росляков Г.В.
Физика плазмы, 1980, т.6, вып.6, с.1366-1365.
16. Александров Е.В., Афросимов В.В., Березовский Е.Л. и др.
Письма в ЖТФ, 1979, т.29, вып.1, с.3-7.

17. Терешин В.И., Чеботарёв В.В., Шевчук Б.А. и др. Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.1, с.22-26.
18. Березовский Е.Л., Ефремов С.Л., Извозчиков А.Б. и др.
// Диагностика плазмы. Под ред.Пергамент М.И., М., Энергоатомиздат, 1986, вып.5, с.157-160.
19. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В., Таскаев С.Ю.
Препринт ИЯФ 86-77, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1986.
20. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1981, т.7, вып.2, с.464-469.
21. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Препринт ИЯФ 88-126, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1988.
22. Barnett C.F., Ray I.A., Ricci E. et al. Atomic Data for Contr. Fision Res. - Preprint ORNL-5206, Oak Ridge. 1977.
23. Müller A., Salzborn E., Frodl R. et al. J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 1980, v.13, N 9, p.1877-1899.