

ДИАГНОСТИКА ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПУЧКАМИ АТОМОВ ГЕЛИЯ РАЗНОЙ ЭНЕРГИИ

Н. И. Алимовский

(Новосибирск)

Дано обоснование метода диагностики водородной плазмы пучками атомов гелия разной энергии. Диапазон измеряемых плотностей: $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при длине зондируемого участка плазмы $\approx 10 \text{ см}$. Наибольшая точность ($\approx \pm 20\%$) достигается в середине диапазона.

Точность в измерении электронной температуры от 10 до 50 эв не хуже $10 \div 30\%$. Более высокую температуру можно определить с точностью лишь до порядка.

В последние годы успешно развиваются методы активной диагностики высокотемпературной плазмы пучками быстрых нейтральных частиц [1-5]. Эти методы, несмотря на некоторую громоздкость аппаратуры, привлекательны тем, что позволяют изучать плазму в том диапазоне параметров, который труднодоступен для исследования традиционными методами (зондами, СВЧ и т. п.). Кроме того, они обладают относительно высокой временной и пространственной разрешающей способностью и практической бесконтактностью.

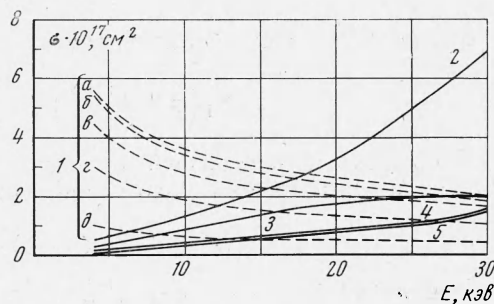
1. Идея метода диагностики плазмы пучками нейтральных частиц, принадлежащих к одному и тому же типу, но имеющих разную энергию, была, по-видимому, впервые высказана в работах [1, 2]. Если с изменением энергии пучка будут сильно меняться величины сечений процессов взаимодействия зондирующих частиц с ионной, электронной и нейтральной компонентами плазмы, то по относительным ослаблениям пучков при их прохождении через плазму можно определить ее параметры — плотность ионов n_i и нейтральных атомов n_0 (точнее, толщину ионной и нейтральной мишени: $N_i = n_i l$, $N_0 = n_0 l$, где l — длина зондируемого участка плазмы) и электронную температуру T_e .

На фиг. 1 показаны зависимости сечений процессов взаимодействия атомов гелия с различными компонентами водородной плазмы от энергии пучка.

Сечение процесса перезарядки σ_1 ($\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}$) (кривая 2) взято из работ [6, 7]. Сечения обдирки на ионе σ_2 (кривая 4) и атоме σ' (кривая 5) водорода получены в результате экстраполяции данных из работы [8] в область низких энергий, что хорошо согласуется с данными из работы [9].

Сечение обдирки на молекуле водорода (кривая 3), пересчитанное на атом мишени, лежит несколько выше [10].

Эффективные сечения ионизации атомов гелия электронами $\sigma_i = \langle \sigma_e v_e \rangle / v_0$ (v_e и v_0 — скорости электронов и частиц пучка) плазмы, имеющими максвелловское распределение скоростей, взяты из работы [11].



Фиг. 1

На фиг. 1 они представлены семейством кривых 1а, 1б, 1в, 1г, 1д, которые соответствуют значениям $T_e = 350, 200, 100, 50, 20$ эв, при этом значение ординат принято $\sigma \cdot 10^{16} \text{см}^2$, а не $\sigma \cdot 10^{17}$, как это указано для кривых 2, ..., 5.

Величина $\langle \sigma_e v_e \rangle = f(T_e)$, рассчитанная при помощи численного интегрирования на основе данных о сечении ионизации атома гелия σ_e электронным ударом [12] также приведена в работе [11]. Она хорошо аппроксимируется следующим выражением:

$$\langle \sigma_e v_e \rangle = -32.2 \cdot 10^{-14} \frac{1}{\sqrt{kT_e}} \text{Ei} \left(-\frac{eU_{ieff}}{kT_e} \right) \quad (1.1)$$

Здесь $\langle \sigma_e v_e \rangle$ в $\text{см}^3/\text{сек}$, kT_e в эрг, $U_{ieff} = 1.5U_i = 37$ (эв), Ei — интегральная показательная функция, U_{ieff} — эффективный ионизационный потенциал гелия [1].

Из фиг. 1 видно, что сечения взаимодействия с ионной $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ и нейтральной σ' компонентами плазмы с увеличением энергии пучка непрерывно растут, а сечения ионизации электронами падают. (Хотя максимальная величина сечения перезарядки $\sigma_1 \approx 2 \cdot 10^{-16} \text{см}^2$ достигается при энергии пучка ≈ 100 кэв, при рассмотрении метода имеет смысл ограничиться энергией 30 кэв, так как получение пучков с большей энергией требует громоздкой аппаратуры.)

2. Ради простоты рассмотрим случай, когда плазма помещена в достаточно сильное магнитное поле. Если зондирование производится поперек поля, то ток пучка на входе I_0 и выходе $I(l)$ плазменного образования связан с его параметрами следующим образом [1]:

$$I(l) = I_0 \exp[-n_i(\sigma + \sigma_i)l - n_0\sigma'l]$$

Запишем это выражение в виде

$$N_i \left(\sigma + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_0} \right) + N_0\sigma' = \ln \frac{I_0}{I(l)} \quad (2.1)$$

Несколько упростив обозначения, запишем (2.1) для трех пучков ($k = a, b, c$), имеющих разные энергии, в следующем виде:

$$N_i(\sigma_k + A_k \langle \sigma_e v_e \rangle) + N_0\sigma_k' = B_k \quad (2.2)$$

Решая (2.2) относительно N_i , N_0 и $\langle \sigma_e v_e \rangle$, получим

$$N_i = \frac{\begin{vmatrix} B_a & B_b & B_c \\ \sigma_a' & \sigma_b' & \sigma_c' \\ A_a & A_b & A_c \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \sigma_a & \sigma_b & \sigma_c \\ \sigma_a' & \sigma_b' & \sigma_c' \\ A_a & A_b & A_c \end{vmatrix}}, \quad N_0 = \frac{\begin{vmatrix} B_a & B_b & B_c \\ A_a & A_b & A_c \\ \sigma_a & \sigma_b & \sigma_c \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \sigma_a & \sigma_b & \sigma_c \\ \sigma_a' & \sigma_b' & \sigma_c' \\ A_a & A_b & A_c \end{vmatrix}}, \quad \langle \sigma_e v_e \rangle = \frac{\begin{vmatrix} B_a & B_b & B_c \\ \sigma_a & \sigma_b & \sigma_c \\ \sigma_a' & \sigma_b' & \sigma_c' \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} B_a & B_b & B_c \\ \sigma_a' & \sigma_b' & \sigma_c' \\ A_a & A_b & A_c \end{vmatrix}}$$

Рассмотрим, например, три пучка со следующими значениями энергии: 5, 15 и 30 кэв. Считая, что все сечения даны с точностью $\pm 10\%$, в числителе выражения для $\langle \sigma_e v_e \rangle$ получим

$$B_a(-0.5 \pm 1.6) + B_b(-0.2 \pm 0.47) + B_c(0.1 \pm 0.12)$$

Большая ошибка возникает в результате почти одинакового пропорционального роста сечений σ и σ' с увеличением энергии пучка. Ясно, что с практически требуемой точностью величину $\langle \sigma_e v_e \rangle$, а следовательно, и T_e при помощи этого выражения получить нельзя.

Анализ оставшихся выражений также показал, что присутствие относительно большого числа сечений со средней ошибкой $\pm 10\%$ не дает возможности использовать их для определения N_i и N_0 с достаточной точностью.

Таким образом, можно сделать вывод: при той точности, с которой измерены сечения ($\pm 10\%$), метод трех пучков оказывается практически непригодным для определения трех параметров плазмы.

3. Рассмотрим случай высокоионизованной плазмы, в которой можно пренебречь ослаблением пучков на нейтральном газе, т. е.

$$\frac{N_0 \sigma_k'}{N_i (\sigma_k + A_k \langle \sigma_e v_e \rangle)} \ll 1$$

Отсюда

$$\frac{N_i}{N_0} \gg \frac{\sigma_k'}{\sigma_k + A_k \langle \sigma_e v_e \rangle} = \alpha$$

Для $T_e = 10$ эв и пучков с энергией 5 и 30 кэв величина α равна 0.056 и 0.17 соответственно. Таким образом, можно сделать вывод, что для $T_e \gg 10$ эв уже при $N_i / N_0 \approx 1$ (т. е. при степени ионизации плазмы $\beta \approx 0.5$) можно пренебречь ослаблением пучков на нейтральном газе.

Решая в этом случае два уравнения (2.2) относительно N_i и $\langle \sigma_e v_e \rangle$, получим

$$N_i = \frac{A_a B_b - A_b B_a}{A_a \sigma_b - A_b \sigma_a}, \quad \langle \sigma_e v_e \rangle = \frac{B_a \sigma_b - B_b \sigma_a}{A_a B_b - A_b B_a}$$

4. Из фиг. 1 ясно, что наибольшей точностью должен обладать метод, в котором используются пучки с сильно различающимися энергиями. Поэтому в дальнейшем рассмотрим два пучка с энергиями 5 и 30 кэв соответственно. В этом случае получаем

$$N_i = \frac{B_b - 0.408 \cdot B_a}{8.18} 10^{17} \text{ (см}^{-2}\text{)},$$

$$\langle \sigma_e v_e \rangle = \frac{4.11 (B_a / B_b - 0.07)}{1 - 0.41 B_a / B_b} 10^9 \text{ (см}^3\text{/сек)}$$

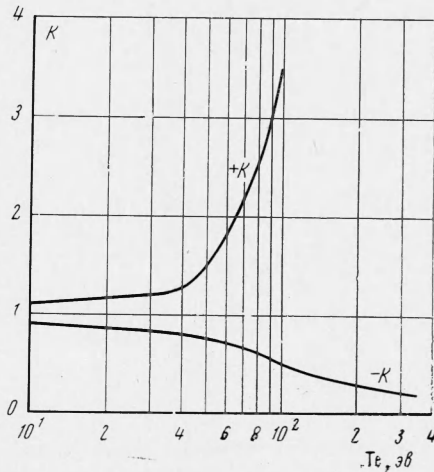
При исследовании этих выражений на ошибку считаем, что сечения σ_1 и σ_2 измерены с точностью $\pm 10\%$, а точность отношений $I_0 / I(l)$ не хуже 5%.

Относительная ошибка в измерении плотности при этом выражается формулой

$$\pm \frac{\Delta N_i}{N_i} = 0.1 + \frac{0.855 \cdot 10^{15}}{N_i}$$

из которой видно, что для $N_i > 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ошибка не превышает 50%.

Точность определения величины $\langle \sigma_e v_e \rangle$ в диапазоне N_i от 10^{15} до 10^{17} см^{-2} изменится приблизительно от 45 до 20%. Приняв ее в среднем равной 30%, при помощи формулы (1.1) можем вычислить коэффициенты $\pm \bar{K}$, с точностью до которых определяется электронная температура T_e . Как видно из фиг. 2, при возрастании T_e от 10 до 50 эв относительная ошибка в определении T_e изменяется от 10 до 30%. Для больших значений температуры ошибка резко возрастает, и при $T_e > 50$ эв ее можно практически определить с точностью лишь до порядка.



Фиг. 2

5. В приведенных расчетах не учитывался вклад, который может внести в ослабление пучков упругое рассеяние зондирующих частиц на ионах плазмы. Делая угловую апертуру θ детектора нейтральных частиц достаточно большой, можно свести этот вклад к минимуму. Для грубой

оценки величины необходимой для этого минимальной угловой апертуры θ детектора можно воспользоваться формулой для эффективного сечения рассеяния σ_s при сферически симметричном потенциале взаимодействия (вида $U = C / r^n$) сталкивающихся частиц [13]. Если в расчете использовать потенциал взаимодействия U ($\text{He} + \text{H}^+$), вычисленный при помощи известного полуэмпирического правила [14]

$$U_{AB} = \sqrt{U_{AA}U_{BB}}$$

то для пучка атомов гелия с энергией 5 *кэв* будет выполняться условие $\sigma_s < \sigma_1$ при угловой апертуре детектора $\theta \geq 6^\circ$. (Потенциал взаимодействия U ($\text{He} + \text{He}$) взят из работы [15]). Хотя проведенный расчет является нестрогим и дающим явно завышенный результат, тем не менее он полезен, так как обычно показывает по крайней мере порядок величины минимального апертурного угла детектора.

6. Гелий имеет два метастабильных состояния 2^1S и 2^3S , время жизни которых намного больше времени пролета атома через плазменное образование в реальном эксперименте. Сечения обдирки и ионизации электронным ударом для гелия в метастабильном состоянии должны превышать соответствующее сечение для гелия в основном состоянии, поэтому, если в зондирующем пучке имеется заметная доля метастабильных атомов гелия, то она в основном должна определять ослабление пучка. Так как обычно эта доля не известна, то весь метод требует сравнительной проверки.

Приведем максимальные значения сечений возбуждения σ^* метастабильных состояний [16] и ионизации σ_i атома гелия, находящегося в основном [12] и метастабильных состояниях, электронным ударом. Последние два сечения вычислены по формуле Дравина [17], дающей правильно порядок сечения

$\sigma^*(2^1S)$	$\sigma^*(2^3S)$	$\sigma_i(1S)$	$\sigma_i(2^1S)$	$\sigma_i(2^3S)$	
$\max \sigma [\text{Å}^2] = 0.045$	0.061	0.4	32.7	22.7	(6.4)
$U [\text{эв}] = 33$	20.6	126	14	16	

В последней строке приведены соответствующие этим сечениям значения энергии электронов. Из (6.4) видно, что вклад в ослабление пучка в результате возбуждения метастабильных состояний гелия электронами плазмы (с последующей ионизацией) не должен быть заметным по сравнению с вкладом в результате ионизации гелия электронами из основного состояния.

7. Случайную ошибку, возникающую в результате нестабильности в работе плазменного устройства, можно заметно уменьшить, если проводить одновременное зондирование двумя пучками гелия разной энергии с последующей ионизацией в обдирочной камере и разделением в магнитном анализаторе для регистрации [18].

Случайная ошибка возникает также в результате статистических флуктуаций интенсивности пучков. Рассчитаем минимальный эквивалентный ток пучка с энергией 5 *кэв*, чтобы его статистические флуктуации не превышали 1%. Если разрешающее время регистрирующей электронной схемы $\tau \approx 0.1$ *мксек*, то за это время будет зарегистрировано $N = I\tau / e$ частиц (e — заряд электрона).

Относительная величина флуктуаций при этом будет выражаться как $1 / \sqrt{N}$. Из неравенства $\sqrt{e / I\tau} < 10^{-2}$ получаем, что ток регистрируемого пучка должен быть не меньше 0.01 *мкА*. Учитывая, что в обдирочной камере происходит лишь частичное превращение нейтрального пучка в ионный ($\approx 10^{-2}$), можно сделать вывод, что эквивалентный ток первичного нейтрального пучка должен иметь порядок 1 *мкА*.

8. Нижняя граница по плотности рассматриваемого метода определяется наименьшим относительным ослаблением пучков, прошедших через плазму, которое еще можно заметить.

Пусть это ослабление равно 5%. Тогда

$$\min N_i = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{\max(\sigma_k + A_k \langle \sigma_e v_e \rangle)}$$

Таким образом

$$\min N_i \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ при } T_e = 10 \text{ эв}, \quad \min N_i \approx 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ при } T_e = 350 \text{ эв}$$

Однако точность при этих плотностях мала. Верхняя граница по плотности более неопределенна. Она обычно определяется тем значением плотности, выше которого уже нельзя пренебрегать упругим и неупругим рассеянием пучка на частицах мишени. Если угловая апертура детектора $\approx 6^\circ$, то это значение плотности лежит в районе $\approx 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

За нижнюю границу по температуре можно принять $T_e = 10 \text{ эв}$, при которой водородная плазма уже достаточно ионизована, чтобы пренебречь ослаблением пучка на нейтральном газе.

Выбор верхней границы по температуре зависит от требований к точности измерений (фиг. 2).

Временная разрешающая способность метода определяется временем пролета через плазму самых медленных зондирующих частиц. Таким образом, при длине пролета $\approx 10 \text{ см}$ для 5-килоэлектрон-вольтового пучка она составляет около 0.2 мксек.

В заключение отметим, что описываемый метод диагностики после соответствующей сравнительной проверки может быть эффективным средством исследования водородной плазмы относительно высокой плотности (10^{14} — 10^{16} см^{-3}).

Поступила 28 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов О. В., Родин А. М., Русанов В. Д., Скоболо Ю. А., Чернетский А. В. Диагностика плазмы пучками атомов и ионов. В сб.: «Диагностика плазмы» М., Атомиздат, 1963.
2. Крупник Л. И., Шулика Н. Г., Демченко П. А. Развитие метода зондирования плазмы пучками быстрых частиц для исследования плазменных сгустков. Ж. техн. физ., 1965, т. 35.
3. Eubank H. P., Noll P., Tappert F. Plasma density measurements with atomic beams. Nuclear fusion, 1965, vol. 5, No. 1, p. 68.
4. Афанасьев В. В., Иванов Б. А., Кисляков А. И., Петров М. П. Активная диагностика горячей плазмы с использованием нейтральных частиц. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 1.
5. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е., Пахтусов Б. К. Установка для диагностики плазмы многокомпонентным пучком быстрых нейтральных частиц. В сб.: «Диагностика плазмы», М., Атомиздат, 1968, вып. 2.
6. Hasted J. B., Phil D. Inelastic collisions between ions and atoms. Proc. Roy. Soc., 1952, Ser. A, vol. 212, No. 1108.
7. Stedeford J. B. H., Hasted J. B., Phil D. Further investigations of charge exchange and electron detachment. Proc. Roy. Soc., 1955, Ser. A, vol. 227, No. 1171.
8. Соловьев Е. С., Ильин Р. Н., Опарин В. А., Федоренко Н. В. Ионизация газов быстрыми атомами водорода и протонами. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3.
9. Gilbody H. B., Hasted J. B., Phil D. Ionization by positive ions. Proc. Roy. Soc., 1957, Ser. A, vol. 240, No. 1222.
10. Barnett S. F., Steir P. M. Charge exchange cross sections for helium ions in gases. Phys. Rev., 1958, vol. 109, No. 2.
11. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е., Пахтусов Б. К. Усредненные сечения ионизации пучков нейтральных частиц электронами, имеющими максвелловское распределение скоростей. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 1.
12. Rapp D., Englander-Golden P. Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact, I. Positive ionization. J. Chem. Phys., 1965, vol. 43, No. 5.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика, т. 1. Механика. М., Физматгиз, 1965.
14. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М., «Мир», 1965.
15. Беляев Ю. Н., Леонас В. Б. Потенциалы взаимодействия атомов Н, Не и молекулы Н₂. Докл. АН СССР, 1967, т. 173, № 2.
16. Запесочный И. П. О закономерностях в сечениях возбуждения нижних уровней гелия электронным ударом. Докл. АН СССР, 1966, т. 171, № 3.
17. Dräwin H. N. Zur formelmässigen Darstellung der Ionisierungsquerschnitte gegenüber Elektronenstoss. Z. Phys., 1961, Bd 164, H. 5.
18. Алиновский Н. И., Нестерихин Ю. Е. Источник нейтральных частиц. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5.