

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОРПУСКУЛЯРНО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОГО
МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ

В. И. Езянов, Д. М. Карфилов

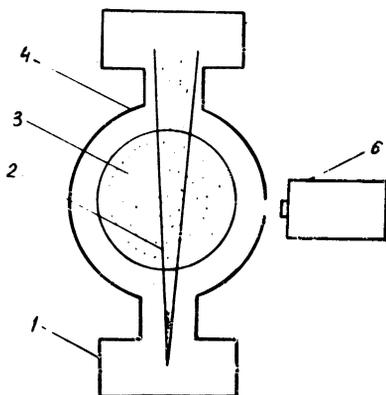
УДК 621.039.66

Рассматривается возможность диагностики с высоким временным и пространственным разрешением газоразрядной (концентрация $\leq 10^{11}$ см⁻³), практически полностью ионизованной плазмы, взаимодействующей с коротким импульсом электромагнитного излучения.

При изучении взаимодействия плазмы с электромагнитным излучением наиболее корректными диагностическими средствами являются так называемые "бесконтактные" методы, не требующие введения в плазму макроскопических тел (зондов). Среди этих методов особое место занимают методы активного зондирования плазмы пучками микрочастиц /1,2,3/, позволяющие по изменению интенсивности зондирующего пучка измерить пространственное распределение параметров плазмы (концентрация, температура) и их изменение с высоким временным разрешением (при использовании быстрых атомов или ионов с энергиями $10 \div 20$ кэВ), определяемым отношением характерного размера установки к скорости частицы. Во многих случаях временное разрешение может быть $\leq 10^{-7}$ сек. Однако при характерном размере плазмы ~ 10 см зондирование быстрыми частицами становится практически неприменимо при концентрациях плазмы $< 10^{13}$ см⁻³ из-за низкой эффективности взаимодействия плазмы с зондирующими частицами, а использование пучка медленных частиц с тепловыми скоростями (молекулярного пучка) приводит к потере высокого временного разрешения. В то же время, изучение, например, взаимодействия СВЧ излучения (десятьсантиметровый диапазон) с плазмой

/4/ показывает, что наиболее интересные явления возникают при концентрации вблизи "критической", т.е. в данном случае $n_0 \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Невозможность использования в этом диапазоне концентраций вышеуказанных традиционных способов активной диагностики

- 5



Р и с. I. 1 - молекулярный источник; 2 - молекулярный пучок; 3 - плазма; 4 - вакуумная камера; 5 - буферный объем с насосами; 6 - спектрограф с ФЭУ

требует их видоизменения. В качестве такового можно предложить использование молекулярного пучка, характер взаимодействия которого с импульсной плазмой, зависящий от параметров последней, оценивается не по изменению интенсивности пучка, а по изучению свечения возбужденных в результате столкновений с электронами молекул пучка (пренебрежение столкновениями с ионами оправдано, если скорость ионов много меньше электронной /5/). Будем в дальнейшем для краткости называть такой метод корпускулярно-спектроскопическим (МКС).

При соответствующей концентрации молекул в пучке можно надеяться на достаточную интенсивность свечения, а малость времени высвечивания возбужденных молекул должна, в принципе, обеспечить высокое временное разрешение $\sim 10^{-8}$ сек ("корональная" модель). В то же время сохраняется хорошее пространственное разрешение, свойственное импульсным пучкам. Предлагаемое устройство аппаратуры показано на рис. I.

Отличие МКС от обычного спектроскопического метода состоит в том, что исследуется излучение не самой плазмы, а излучение сравнительно плотной газовой мишени с характерным размером порядка сантиметра, возбуждаемой электронами плазмы, что позволяет, например, применить метод "гелиевого термометра" к практически полностью ионизованной редкой ($n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$) плазме ограниченных размеров. Метод "гелиевого термометра", служащий для измерения электронной температуры по отношению интенсивности двух линий атомов возбужденного нейтрального гелия и ранее широко использовавшийся при спектроскопии плазмы с концентрацией $10^{13} + 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в свете недавно появившихся работ [2,6] остается корректным только при концентрации, меньшей 10^{12} см^{-3} .

Возможности применения МКС во многом определяются интенсивностью возникающего излучения. Интенсивность, вполне достаточная для регистрации с разрешением во времени менее 1 мксек с помощью электронно-оптических усилителей света [3] составляет $N \sim 10^6$ квант/см³ мксек.

В общем случае интенсивность, соответствующая данной линии, может быть записана как

$$N \sim n_0 n_e \int_0^{\infty} \delta(v_e) v_e f(v_e) dv_e.$$

Здесь n_0 - число атомов излучателя в 1 см³ (концентрация молекулярного пучка), n_e - концентрация электронов плазмы, $\delta(v_e)$ - функция возбуждения данной спектральной линии (в экспериментальных работах, как правило, приводится именно эта величина).

Оценка по порядку величины количества квантов (для линий He I $\lambda = 4713\text{\AA}$ и $\lambda = 4922\text{\AA}$) из 1 см³ системы плазма - молекулярный пучок за $t \sim 10^{-6}$ сек при $n_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (при этом длина свободного пробега ионов еще много больше, чем поперечный размер молекулярного пучка ~ 1 см), $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \geq 5$ эв дает $N \geq 10^6$ квант/см³ мксек.

Отметим, что современные источники вполне позволяют обеспечить концентрацию в молекулярном пучке $n_0 \sim 10^{12} + 10^{13} \text{ см}^{-3}$ на значительном удалении от источника [1,7,8]. Для уменьшения нагрузки на вакуумную систему пучок может быть сделан импульсным (точнее, однократного действия), что можно достичь напуском газа в источник с помощью импульсного клапана.

Все вышеприведенные оценки справедливы, а также отсутствуют искажения изучаемого процесса, если не изменяется заметно концентрация электронов из-за ионизации нейтралов (изменение концентрации нейтралов примерно равно изменению концентрации электронов, но так как $n_0/n_e \gg 1$, то $\Delta n_0/n_e \gg \Delta n_0/n_0$, и относительная малость изменения сомножителя n_0 обеспечивает и относительную малость изменения n_e).

Изменение во времени концентрации электронов в этом случае определяется уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = n_0 \langle \sigma_1 v_e \rangle n_e,$$

где σ_1 - сечение ионизации электронным ударом, а скобки означают усреднение по скоростям. Решение можно записать в виде $n_e = n_{e0} \exp(t/\tau)$, причем $\tau = (\langle \sigma_1 v_e \rangle n_0)^{-1}$.

Взяв экспериментальные данные для $\langle \sigma_1 v_e \rangle$ из работы /9/, соответствующие гелию при $T_e \sim 50$ эв, получим $\tau \sim 60$ мксек, если $n_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, если ограничиться длительностью изучаемого импульсного процесса $\lesssim 5$ мксек, то подходящая концентрация молекулярного пучка $n_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, и при длительности $\lesssim 0,5$ мксек можно использовать пучок с концентрацией $n_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При этом изменение концентрации электронов плазмы меньше 10% от начальной.

Поскольку методика обработки экспериментальных данных в этом случае подразумевает максвелловское распределение электронов по скоростям, то для снижения ошибки, вызванной наличием колебательной скорости электронов v_E в СВЧ поле, необходимо на максимальную напряженность поля наложить очевидное ограничение /4/

$$v_e \approx \frac{eE}{m\omega} \ll v_{Te},$$

что для случая $T_e \sim 50$ эв и $\lambda \sim 10$ см соответствует $E \ll 3$ кэв/см.

В качестве дополнительных возможных приложений МРС можно, вероятно, указать на ряд других способов измерений, аналогичных в принципе обычным спектроскопическим измерениям: измерение (по абсолютной интенсивности свечения) концентрации плазмы, измерение амплитуды турбулентных высокочастотных полей в плазме

по Штарк-эффекту и т.д. Безусловно, окончательным критерием полезности данного метода является его экспериментальная проверка.

Поступила в редакцию
19 марта 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. В. Чернетский и др. Аппаратура и методы плазменных исследований. М., Атомиздат, 1965 г.
2. И. М. Подгорный. Лекции по диагностике плазмы. М., Атомиздат, 1968 г.
3. А. А. Душин и др. В сборнике "Диагностика плазмы" под ред. Б. П. Константинова. М., Атомиздат, 1963 г.
4. В. Е. Голант, А. Д. Пелья. УФН, 104, 413 (1971).
5. С. Э. Фрэнк. Оптические спектры атомов. М., Физматгиз, 1963 г.
6. И. М. Подгорный, Г. В. Шольн. ДАН СССР, 160, 575 (1965).
7. Н. Рамзей. Молекулярные пучки. М., ИЛ, 1960 г.
8. Б. В. Леонас. УФН, 82, 586 (1964).
9. Н. И. Аллиновский. ИТФ, 39, 139 (1969).