

Л. Н. ПЯТНИЦКИЙ, В. В. КОРОБКИН, А. А. МУШИНСКИЙ, Г. П. ХАУСТОВИЧ

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПАРАМЕТРОВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 1 IV 1971)

Применение метода рассеяния позволяет сравнительно легко получить ряд важных характеристик плазмы. До недавнего времени этот метод применялся главным образом для исследования высокотемпературной плазмы из-за трудности регистрации спектра рассеяния при низких температурах и концентрациях электронов.

Спектр рассеяния состоит из нескольких компонент: электронной  $J_e(\lambda)$ , рэлеевской  $J_0(\lambda)$ , ионной  $J_i(\lambda)$  и гетерогенной  $J_r(\lambda)$  (от рассеяния зондирующего излучения на гетерогенных частицах);  $J_0$ ,  $J_i$ ,  $J_r$  составляют центральную линию. Используя результаты (1-3), можно получить

$$J_i/J_e = \alpha^4/(1 + 2\alpha^2); \quad (1)$$

$$\frac{J_0}{J_e} = \frac{2\pi^2(N_0 - 1)}{\lambda^4 r_e^2 n_0 n_e} (1 + \alpha^2); \quad (2)$$

$$\frac{J_r}{J_0} = a^4 \left| \frac{N_r^2 - 1}{N_r^2 + 2} \right|^2 \left( \frac{r_r}{r_e} \right)^2 \frac{n_r}{n_e} (1 + \alpha^2); \quad (3)$$

$\lambda$  — длина волны,  $r_e = e^2/(mc^2)^2$  — радиус электрона,  $r_r$  — радиус гетерогенной частицы,  $a = 2\pi r_e/\lambda$ ,  $N$  — показатель преломления (вообще говоря, величина комплексная), для газовой среды равный  $N = 1 + 2\pi a^* n_0$ ,  $a^*$  — поляризуемость нейтральных частиц плазмы,  $a$  — параметр, введенный в (1).

Спектральные распределения компонент даются выражениями

$$J_e(\lambda) = \frac{J_e}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma_\alpha(x_e)}{\Omega_e}; \quad J_i(\lambda) = \frac{J_i}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma_\beta(x_i)}{\Omega_i}; \quad J_0(\lambda) = \frac{J_0}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-x_0^2}}{\Omega_0}; \quad (4)$$

$x_j = \Omega/\Omega_j$ ,  $\Omega = 2\pi c \cdot \Delta\lambda/\lambda^2$ ,  $\Delta\lambda$  — смещение от центра линии зондирующего излучения,  $\Omega_j$  — масштаб спектрального распределения компоненты  $j$  с массой  $m_j$ ,

$$\Omega_j = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT}{m_j}}, \quad (5)$$

$\Gamma_\alpha(x_e)$ ,  $\Gamma_\beta(x_i)$  — известные функции распределения (1).

Как следует из (4) и (5), при понижении температуры плазмы ширина электронной компоненты спектра уменьшается. Кроме того, в низкотемпературной плазме понижение температуры уменьшает электронную плотность и, следовательно, падает интенсивность рассеянного на электронах света. Интенсивность центральной компоненты при этом может лишь возрастать вследствие увеличения рэлеевской и гетерогенной компонент. Таким образом, электронную компоненту приходится наблюдать на фоне засветки от довольно мощной центральной линии, которая может оказаться настолько большой, что электронную компоненту выделить не удастся. Будем считать, что в этом случае достигается относительный предел диагностики. Положим, что предельные условия осуществляются, если при удалении от центральной линии на расстояние полуширины элект-

рошной компоненты интенсивность засветки окажется равной средней интенсивности электронной компоненты.

Если предел измерений определяется малой абсолютной величиной интенсивности, то можно говорить об «абсолютном» пределе. Однако это ограничение вносит серьезные осложнения, начиная с  $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  <sup>(4)</sup> \*, тогда как измерения низкотемпературной плазмы до сих пор ограничивались уровнем  $n_e \sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  <sup>(5-7)</sup>. Для большого числа важных применений этот уровень плотностей является слишком высоким. В настоящей

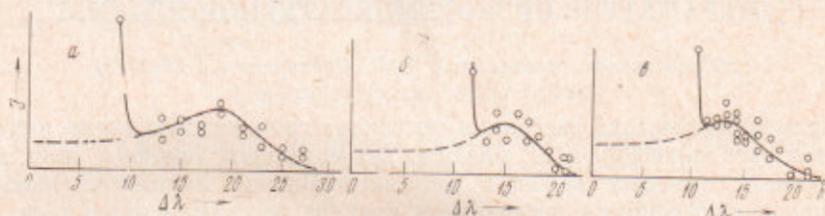


Рис. 1. Спектры рассеяния под углом  $45^\circ$  на различных расстояниях от катода. а — 1 мм, б — 1,5 мм, в — 2 мм

работе сообщается о результатах измерений параметров электронов низкотемпературной плазмы на уровне  $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и оценивается нижний относительный предел измерений.

В эксперименте в качестве источника плазмы была использована дуга с вольфрамовыми электродами в аргоне при атмосферном давлении. Ток дуги 18 а. В качестве источника зондирующего излучения использовался рубиновый лазер. Длительность импульса излучения составляла  $\sim 50$  псек, энергия излучения  $\sim 1$  дж. Спектр рассеянного излучения регистрировался из области с объемом  $\sim 10^{-2} \text{ мм}^3$ . Угол наблюдения рассеянного света в различных экспериментах составлял  $45^\circ$  и  $90^\circ$ .

На рис. 1 в качестве примера приведены спектры рассеяния в различных точках вдоль оси дуги при угле рассеяния  $45^\circ$ . Штриховой линией показаны спектры рассеяния после исключения центральной линии. Расчеты параметров плазмы по приведенным спектрам проводились с учетом конечной апертуры наблюдения <sup>(9)</sup>, результаты оказались следующими:

$x$ , мм	1	1,5	2,0
$T_e$ , К $\cdot 10^4$	1,5	1,0	1,0
$n_e$ , $\text{см}^{-3} \cdot 10^{15}$	8,5	5,5	3,8
$\mathcal{E}$ , А	930	960	1160

Параметры плазмы, определенные по спектрам рассеяния под различными углами, хорошо совпадают друг с другом. Значения полученных электронных температур согласуются с результатами спектроскопических измерений, полученных в <sup>(10, 11)</sup> в аналогичных условиях. Что касается электронной плотности, то достаточно надежные локальные измерения для дуг с металлическими электродами в литературе отсутствуют. Наши измерения проводились в прикатодной области, где плазма термодинамически неравновесна. Однако о надежности измерений можно судить по тому, что в точке, наиболее удаленной от катода ( $x = 2$  мм), измеренные параметры оказываются близкими к равновесным значениям.

Не вдаваясь в обсуждение процессов в дуге, которые не являются предметом настоящего исследования, обратим внимание на то, что минимальное значение электронной концентрации, зарегистрированное в наших экспериментах составляет  $3,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Это не предел для данной установки, и с ее помощью можно рассчитывать на надежную регистрацию спектра на уровне электронной плотности  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

\* В электронном пучке удалось зарегистрировать рассеянный сигнал при плотности электронов на уровне  $10^9 \text{ см}^{-3}$  <sup>(8)</sup>.

Так как для каждой установки минимально измеримые параметры низкотемпературной плазмы будут иметь свои значения, целесообразно оценить нижний относительный предел диагностики низкотемпературной плазмы. С этой целью были проведены расчеты распределения различных компонент спектра рассеяния в широком диапазоне изменения параметров плазмы. Расчеты показывают, что в области электронных плотностей  $10^{12} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  электронная компонента четко выражена в спектре рассеяния. Рассмотрим в качестве примера равновесную, не содержащую гетерогенных частиц аргоновую плазму при атмосферном давлении в наиболее неблагоприятном для диагностики случае, когда  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Для этого случая отношение  $J_{\Pi} / J_e = 1,8 \cdot 10^8$ , полуширина электронной компоненты  $\delta\lambda_e \sim 10 \text{ \AA}$ , а интенсивность засветки выравнивается с  $J_e(\lambda)$  на расстоянии  $\Delta\lambda_{\Pi} = 1,3 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$  от центральной линии, так как  $\delta\lambda_{\Pi} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ .

Следует однако заметить, что спектр рассеяния приходится наблюдать с помощью спектрального прибора, который вносит в него искажения, и эти искажения могут быть значительными. Учитывая особенности спектра рассеяния и условия регистрации электронной компоненты, для которых справедливо  $\delta\lambda_{\Pi} \ll \delta\lambda_A \ll \delta\lambda_e$ ,  $\delta\lambda_A \gg \delta\lambda_{\text{норм}}$ , получим для распределения отношения интенсивностей на выходе прибора с аппаратной функцией  $A$  и ее полушириной  $\delta\lambda_A$ :

$$\frac{I_{\Pi}(\lambda - \lambda_{\Pi})}{I_e(\lambda - \lambda_{\Pi})} = \frac{J_{\Pi}}{J_e} \frac{\delta\lambda_e}{\delta\lambda_A} A(\lambda - \lambda_{\Pi}). \quad (6)$$

Аппаратная функция может быть весьма различной в зависимости от конкретного типа прибора и условий опыта. Но и для широких щелей она не имеет строго П-образной формы из-за наличия засветок. Имеются возможности эффективной борьбы, например, с «духами» дифракционных решеток, светом, рассеянным на деталях прибора и др. Исключением в этом отношении является дифракция на щели прибора. Принимая во вни-

Таблица 1

$D$ , $\text{\AA}/\text{мм}$	Спектрограф		Спектрометр		
	$(J_{\Pi}/J_e)^*$	$n_{r1}$ , $\text{см}^{-3}$	$(J_{\Pi}/J_e)^*$	$n_{r1}$ , $\text{см}^{-3}$	$n_{r2}$ , $\text{см}^{-3}$
10	$5,4 \cdot 10^4$	40—160	$1,8 \cdot 10^8$	$(1,3 - 5,2) \cdot 10^5$	$7,5 \cdot 10^1$
5	$1,1 \cdot 10^5$	80—320	$7,7 \cdot 10^8$	$(5,5 - 22) \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^2$
1	$6,7 \cdot 10^5$	480—2000	$3,0 \cdot 10^{10}$	$(2 - 8) \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^4$

мание только дифракционные явления, получим для некогерентного освещения щели аппаратные функции  $(12)$ , которые для различных значений ширины входной щели  $h_1$  представлены на рис. 2. Кривые  $I - b$  соответствуют работе прибора в режиме спектрографа, кривые  $I' - b'$  построены для случая работы прибора в режиме спектрометра с двойным монохроматором и средней щелью  $h_{\text{ср}} = h_1$ . Из приведенных зависимостей следует, что нижний относительный предел диагностики низкотемпературной плазмы определяется соотношением между интенсивностью электронной компоненты и фоном, возникающим вследствие дифракции центральной компоненты на щели спектрального прибора.

Зная аппаратную функцию, нетрудно найти распределение компонент для заданных значений параметров плазмы, которым соответствуют величины  $J_{\Pi}/J_e$  и  $\delta\lambda_e$ , определяемые формулами (1) — (3) и (4). Это распределение существенным образом будет зависеть от величины обратной дисперсии  $D$  спектрального прибора. Так, в приведенном примере дисперсии  $D = 1 \text{ \AA}/\text{мм}$  отвечает величина  $\Delta\lambda_{\Pi} = 1,9 \text{ \AA}$ , при  $D = 5 \text{ \AA}/\text{мм}$   $\Delta\lambda_{\Pi} = 3,1 \text{ \AA}$  и при  $D = 10 \text{ \AA}/\text{мм}$   $\Delta\lambda_{\Pi} = 5,7 \text{ \AA}$ . Наибольшая допустимая дисперсия в этом случае составляет  $\sim 25 \text{ \AA}/\text{мм}$ .

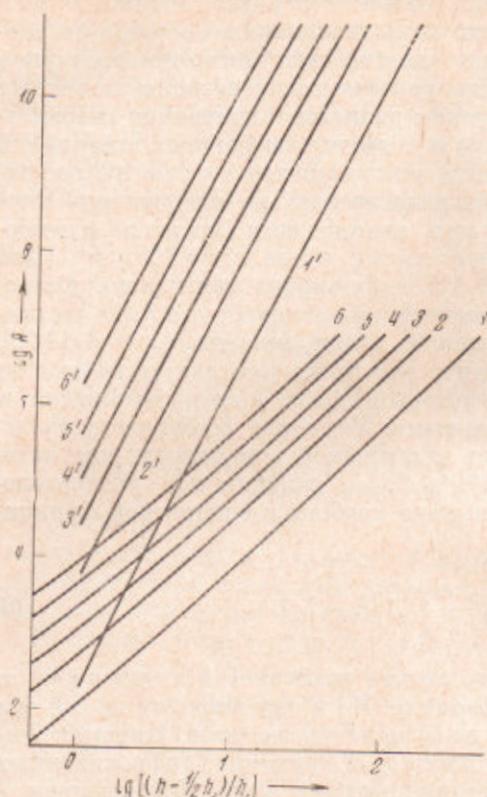


Рис. 2. Аппаратные функции спектрографа. (1) — (6) — некогерентное, (1'—6') — когерентное освещение. Ширина щели: 1, 1' — 0,01 мм; 2, 2' — 0,05; 3, 3' — 0,1; 4, 4' — 0,2; 5, 5' — 0,4; 6, 6' — 0,8 мм

ответствует частицам с характерным размером 0,1 м,  $n_{r2}$  — частицам с размером 10 м. Приведенные результаты показывают, что существуют реальные возможности использования метода рассеяния для диагностики низкотемпературной плазмы вплоть до значений электронных плотностей порядка  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Государственный научно-исследовательский  
энергетический институт  
им. Г. М. Кржижановского  
Москва

Поступило  
26 III 1971

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> E. E. Salpeter, Phys. Rev., 120, 1928 (1960). <sup>2</sup> Н. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, «Наука», 1965. <sup>3</sup> Г. ван де Хюлст, Рассеяние света малыми частицами, ИЛ, 1961. <sup>4</sup> А. М. Зайдель, Г. М. Малышев, Г. В. Островская, Сборн. Диагностика плазмы, 1963, стр. 31. <sup>5</sup> M. Desgroisette, F. Sabannes, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 8, 619 (1968). <sup>6</sup> R. A. Nodwell, G. S. J. P. van der Kamp, Canad. J. Phys., 46, 833 (1968). <sup>7</sup> Л. Н. Пятницкий, Г. П. Хаустович, В. В. Коробкин, Теплофиз. высоких температур, № 4, 751 (1968). <sup>8</sup> G. Fiocco, E. Thompson, Phys. Rev. Letters, 10, 89 (1963). <sup>9</sup> Л. Н. Пятницкий, Г. П. Хаустович, В. В. Коробкин, Теплофиз. высоких температур, № 2, 359 (1969). <sup>10</sup> W. Böhderhausen, H. Kremple, Zs. Angew. Phys., 22, 165 (1967). <sup>11</sup> W. L. Bohn, M. U. Beth, G. Nedder, Intern. Conf. on Phenom. Ionized Gases, 7-th, Belgrad, 1, 1966, p. 659. <sup>12</sup> И. Н. Нагибина, В. К. Прокофьев, Спектральные приборы и техника спектроскопии, Л., 1967.

Выражение (6) можно записать в виде условия, определяющего нижний относительный предел диагностики, если положить  $\lambda - \lambda_c = \delta\lambda_c$ ,  $I_n(\delta\lambda_c)/I_c(\delta\lambda_c) = 1$ . Для  $\delta\lambda_c = 0,1 \cdot \delta\lambda_c$  оно принимает особенно простой вид

$$\frac{J_n}{J_c} A(D, \delta\lambda_c) = 0,1. \quad (7)$$

Условие (9) позволяет определить параметры плазмы, при которых достигается нижний относительный предел диагностики. Если принять во внимание только  $J_0$  и  $J_i$ , то в рассмотренном примере измерения ограничиваются не относительным, а абсолютным пределом. Поэтому в данном случае целесообразно найти наибольшее допустимое значение отношения  $(J_n/J_c)^*$ . В табл. 1 допустимые  $(J_n/J_c)^*$  приведены для нескольких  $D$ .

Как видим,  $(J_n/J_c)^*$  значительно превосходят  $(J_0 + J_i)/J_c$ , в силу чего их можно использовать для оценки предельных плотностей  $n_r$  гетерогенных частиц, при которых возможна диагностика плазмы на уровне электронных концентраций порядка  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Величины  $n_r$  также даются в табл. 1.  $n_{r1}$  соответствует частицам с характерным размером 0,1 м,  $n_{r2}$  — частицам с размером 10 м.