Измерение проводилось на излучении MoK_α в камере РКВ-86. Была построена кривая зависимости давления от приложенного усилия для камеры при комнатной температуре, а также при охлаждении ее до температуры —120° С.

Мёссбауэровские спектры Te и TeO_2 до давления 110 кбар. Камера помещается в мёссбауэровский спектрометр, основной особенностью которого является наличие обводной рамки, приводящей в движение поглотитель — β-TeO_3. Регистрация мёссбауэровского излучения осуществляется сцинтилляционным счетчиком с кристаллом NaI (Tl) толщиной 0,1 мм.

На рис. 2 и 3 представлены мёссбауэровские спектры теллура и двуокиси теллура при разных давлениях. В TeO_2 не замечено изменения формы спектра, что, по-видимому, свидетельствует об отсутствии фазовых переходов I рода. В Te при давлении 40 кбар и $T=300$ К происходит фазовый переход I рода, мёссбауэровский спектр изменяется: квадрупольное расщепление уменьшается от 7,5 мм/с до 5,0 мм/с, что связано с повышением симметрии распределения электрического заряда вокруг ядра Te-125. В фазе Te-I у каждого атома теллура имеется два ближайших соседа под углом 103°, в фазе Te-II — четыре ближайших соседа, лежащих вдоль взаимно перпендикулярных осей [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Дебруннер и др. Приборы для научных исследований, 1966, № 10, с. 23. [2] Капитанов Е. В., Яковлев Е. Н. Приб. и техн. эксперимента, 1978, № 6, с. 149. [3] Венцель Х. и др. Приб. и техн. эксперимента, 1977, № 1, с. 228. [4] Kinsland G. K. High temperatures—high pressures, 1978, **10**, p. 627. [5] Decker D. L. J. Appl. Phys., 1965, **36**, p. 157. [6] Aoki K., Shimomura O., Minomura S. J. Phys. Soc. Japan, 1980, **48**, p. 551.

Поступила в редакцию
10.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 533.9.082.76

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА

В. А. Довженко, А. П. Ершов, А. А. Кузовников

(кафедра электроники)

В работе [1] было показано, что средняя энергия электронов в плазме низкого давления с немаксвелловской функцией распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) может быть определена методом, предложенным Ленгмюром, — по наклону зависимости логарифма величины электронного тока на зонд от потенциала зонда. Для этого необходимо использовать участок вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда вблизи потенциала пространства при условии малости его искажения из-за эффектов стока, загрязнения поверхности зонда и т. п. Однако это рассмотрение было проведено только для класса монотонно спадающих функций вида

$$f_0(\varepsilon) \sim \exp\left\{-\left(\frac{\varepsilon}{a}\right)^k\right\} \qquad (1)$$

(при условии нормировки $\int\limits_0^\infty \varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon)\, d\varepsilon = 1$), характерного для рас-

пределения, возникающего под действием столкновений электронов с атомами в стационарной плазме, поддерживаемой электрическим полем [2]. В то же время в нестационарной или неоднородной плазме, в частности плазме, поддерживаемой пучком быстрых электронов, имеют место ФРЭЭ, меняющиеся с энергией немонотонно (т. е. обладающие отрицательной дифференциальной температурой), со значительным количеством электронов в узком интервале энергий [3]. Представляет несомненный практический интерес выяснить, насколько общим является полученный результат, так как это дало бы возможность определения средней энергии электронов простым методом в широком диапазоне экспериментальных условий.

Для произвольной ФРЭЭ, вводя аналогично [1] измеряемую температуру

$$T_{\text{и}}(V) \equiv -\left(\frac{d \ln i_e}{dV}\right)^{-1} = -\frac{\int\limits_V^{\infty} (\varepsilon - V) f_0(\varepsilon)\, d\varepsilon}{\int\limits_V^{\infty} f_0(\varepsilon)\, d\varepsilon},$$

где i_e — электронный ток на зонд, при потенциале на зонде, равном потенциалу пространства, получаем

$$T_{\text{и}}(0) = \frac{\langle \varepsilon^{1/2} \rangle}{\langle \varepsilon^{-1/2} \rangle}. \tag{2}$$

Для максвелловской ФРЭЭ эта величина соответствует температуре электронов, однако при произвольной ФРЭЭ комбинация моментов распределения (2) может существенно отличаться от эффективной температуры, соответствующей данной величине средней энергии. Ясно, что при изменении ФРЭЭ меняется и значение напряжения на зонде V_0, для которого измеряемая температура становится равной эффективной температуре электронов $T_{e\,\text{эф}} \equiv (2/3)\langle \varepsilon \rangle$. Проанализируем величину отклонения $T_{\text{и}}(0)$ от $T_{e\,\text{эф}}$ и интервал напряжений на зонде, в котором может находиться значение V_0.

Рассмотрим класс функций распределения с отрицательной дифференциальной температурой

$$f_0(\varepsilon) \sim \varepsilon^k \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\alpha}\right). \tag{3}$$

Увеличение параметра k позволяет получить существенно немонотонные ФРЭЭ, для которых максимальное число электронов будет приходиться на область больших энергий (положение максимума ФРЭЭ (3) определяется условием $\varepsilon_{\max} = k\alpha$). Для этих функций

$$T_{\text{и}}(0) = \alpha(k+1), \quad T_{e\,\text{эф}} = \frac{2}{3}\alpha\left(k + \frac{3}{2}\right),$$

поэтому для отношения $\gamma(V) = T_{\text{и}}(V)/T_{e\,\text{эф}}$ при потенциале пространства получаем

$$\gamma(0) = (k+1)\left(\frac{2}{3}k + 1\right)^{-1}.$$

В случае максвелловского распределения, когда $k=0$, очевидно, $\gamma=1$, при $k=1$ $\gamma=6/5$, $k=2$ $\gamma=9/7$. В предельном случае $k \to \infty$ получаем $\gamma=3/2$, т. е. даже в случае чрезвычайно больших отклонений от максвелловского распределения ошибка в величине $T_{e\,\text{эф}}$, определяемой из

ВАХ при потенциале пространства, не превышает 50%. Заметим, что в этом случае измеряется просто величина средней энергии.

Найдем потенциал зонда V_0. Уравнение для V_0 имеет вид

$$\left(\frac{2}{3}\langle\varepsilon\rangle + V_0\right)\int\limits_{V_0}^{\infty} f_0(\varepsilon)\,d\varepsilon = \int\limits_{V_0}^{\infty} \varepsilon f_0(\varepsilon)\,d\varepsilon.$$

Для ФРЭЭ вида (3) оно может быть записано в виде

$$\alpha\left(\frac{2}{3}k+1\right)+V_0 = \frac{\Gamma[k+2,\ V_0/\alpha]}{\Gamma[k+1,\ V_0/\alpha]},$$

где $\Gamma[a, z] = \int\limits_z^{\infty} e^{-t}t^{a-1}\,dt$ — неполная гамма-функция [4].

Учитывая, что

$$\Gamma[a+1, z] = a\Gamma[a, z] + z^a e^{-z},$$

его можно привести к виду

$$\frac{V_0}{\alpha} = \frac{k}{3} + \frac{(V_0/\alpha)^{k+1}\,e^{-V_0/\alpha}}{\Gamma[k+1,\ V_0/\alpha]}.$$

В случае максвелловского распределения ($k=0$) получаем тождество: $V_0/\alpha = V_0/\alpha$, т. е. уравнение удовлетворяется при всех значениях V_0; для $k=1$ $V_0/\langle\varepsilon\rangle = 0{,}20$, для $k=2$ $V_0/\langle\varepsilon\rangle = 0{,}22$ и т. д. Следовательно, участок ВАХ, который должен использоваться для нахождения средней энергии, и в этом случае лежит вблизи потенциала пространства.

Полученный результат показывает, что совпадение измеренной вблизи потенциала пространства температуры с эффективной температурой не связано с тем, что вблизи потенциала пространства находится основная масса электронов, как это имело место для функций вида (1). В предельном случае отсутствия медленных электронов, когда

$$f_0(\varepsilon) \sim \delta(\varepsilon - \varepsilon_0), \tag{4}$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция, аналогично получаем $T_и(V) = \varepsilon_0 - V$,

$$T_{e\,эф} = \frac{2}{3}\varepsilon_0,\ \gamma(0) = \frac{3}{2},\ \text{а}\ V_0 = \frac{\varepsilon_0}{3} = \frac{1}{2}T_{e\,эф}.$$

Отметим, что в другом предельном случае (максимальное количество медленных электронов) можно взять ФРЭЭ вида

$$f_0(\varepsilon) \sim \begin{cases} 1, & \varepsilon \leqslant \varepsilon_0, \\ 0, & \varepsilon > \varepsilon_0, \end{cases} \tag{5}$$

соответствующую, вообще говоря, вырожденному ферми-газу. Для нее

$$T_и(V) = \frac{1}{2}(\varepsilon_0 - V),\quad \langle\varepsilon\rangle = \frac{3}{5}\varepsilon_0,$$

поэтому

$$\gamma(0) = \frac{5}{4},\ \text{а}\ V_0 = \frac{\varepsilon_0}{5} = \frac{1}{2}T_{e\,эф}$$

(результат, совпадающий с [1] для ФРЭЭ вида (1) при $k\to\infty$).

Таким образом, в очень широких пределах изменения функций распределения близость измеренной вблизи потенциала пространства температуры к эффективной температуре электронов является свойством функционала, описывающего зависимость электронного тока от потен-

циала зонда. Поскольку ФРЭЭ, встречающиеся в эксперименте, ограничиваются предельными случаями (4) и (5) и могут быть удовлетворительно описаны суперпозицией ФРЭЭ (1) и (3), в практике зондовых измерений можно считать, что верхний предел ошибки в измерении $T_{e\,эф}$, связанный с отклонением ФРЭЭ от равновесной, составляет 50%, а значения напряжений на зонде, при которых должна она определяться, лежат в интервале $(0, T_{e\,эф}/2)$.

Естественно, при этом предполагается малость искажений этого участка ВАХ. Однако можно отметить, что при учете эффекта стока электронов на зонд температура, измеренная при потенциале пространства, $T_{e\,изм}=T_{e\,эфф}(1+\delta)$ [5], где δ — параметр стока, поэтому в принципе предложенный подход может быть обобщен и на этот случай.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ершов А. П. и др. Физика плазмы, 1981, 7, с. 609. [2] Васильева И. А. Теплофиз. высоких температур, 1974, 12, с. 29. [3] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. [4] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. [5] Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазме. М.: Наука, 1981.

Поступила в редакцию
21.03.83