Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 9, стр. 525 – 528 *5 мая 1975 г.*

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ "БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ" ЭМИССИИ ИЗ МЕТАЛЛА, ИНДУЦИРОВАННОЙ ЛАЗЕРОМ

В.И.Карась, С.С.Моисеев, В.Е.Новиков

Определена функция распределения электронов, формирующаяся под действием мощного лазерного излучения частоты ω_Λ, которая в области энергий $(E - E_F) > \hbar\omega_\Lambda$ является степенной функцией E. На основе найденного распределения объяснены экспериментальные результаты по току и энергии электронов эмиссии из металлической фольги.

Известно [1, 2], что при облучении металлических фольг наносекундным импульсом мощного лазерного излучения $q = 10^{14}$ *эрг·см*$^{-2}$·*сек*$^{-1}$ наблюдается два пика тока эмиссии. Первый, синхронный с лазерным импульсом, содержит большое количество "быстрых электронов" (для вольфрама максимальная энергия 14,5 *эв*). Второй пик, следующий с задержкой $\tau \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ *сек* относительно первого, содержит электроны с энергиями не превышающими 2 *эв*. Удовлетворительное объяснение появления "быстрых электронов" с помощью максвелловской функции распределения невозможно [2], так как, экспериментальные результаты [1] соответствовали бы температуре 30000K, температура же плавления вольфрама 3300K.

1. При рассмотрении быстрых процессов основной вклад в формирование электронной функции распределения дают электрон-электронные соударения [2]. Это связано с тем, что время релаксации за счет электрон-электронных соударений τ_e ($\tau_e \sim 10^{-12}$ *сек*) на два порядка величины меньше такового для электрон-фононных. Сравнение длительности импульса лазера и времен релаксации показывает, что электронная функция распределения в нашем случае будет квазистационарной, опре-

деляющейся в основном электрон-электронными соударениями. Следовательно, она может быть найдена из условия обращения в нуль интеграла столкновений между электронами.

Известно, что интеграл столкновений зануляется равновесной максвелловской функцией распределения. Однако, как будет показано ниже, в некотором интервале энергий, интеграл столкновений может обращаться в нуль степенной функции распределения[1]. Степенная функция соответствует постоянному потоку частиц или энергии в импульсном пространстве, задаваемому источником и стоком , равновесная же – их отсутствию. Интеграл столкновений для нормальных электрон-электронных соударений при высоких температурах в приближении модели "желе" имеет вид [3]

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = \int d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 \frac{e^4}{(q^2+a^2)^2}\{f_2 f_3 - f f_1\}\delta(\mathbf{p}+\mathbf{p}_1-\mathbf{p}_2-\mathbf{p}_3)\,\delta(E+E_1-E_2-E_3), \tag{1}$$

$\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3$, $a^2 = 3m\hbar\omega_p^2/2E_F$, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m$ – электронная плазменная частота, n – плотность электронов, E_F – энергия Ферми.

Рассмотрим степенное решение, зануляющее (1) ($f_i = Ap_i^{2s}$, A – численный множитель) для области энергий $(E - E_F) > \hbar\omega_\Lambda$ в предположении квадратичного закона дисперсии $E_i = p_i^2/2m^*$ (m^* – эффективная масса). Учитывая, что в случае металлов $a \sim 10^{-19}$ $г\cdot см\cdot сек^{-1}$ непосредственным интегрированием находим выражение для интеграла столкновений.

$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = B(s)E^{2s}$, где $B(s)$ – функция от степени s. Можно показать что $B(s)$, а значит интеграл столкновений, обращается в нуль при $s_p = -\frac{3}{4}$, $s_\epsilon = -\frac{5}{4}$. Причем $s_p(s_\epsilon)$ соответствуют постоянному потоку частиц (энергии) в импульсном пространстве.

2. Пусть на металлическую фольгу падает мощное лазерное излучение частоты ω_Λ и интенсивности q. В этом случае возможны три механизма появления тока эмиссии. Первые два, а именно многоквантовый фотоэффект и термоэлектронная эмиссия, хорошо известны и дают, соответственно, такие выражения для плотности тока эмиссии.

$$I_\phi = 2^{-3n}\frac{em\omega_\Lambda^2}{\hbar}n^{1/2}\left(\frac{8\pi e^2 q}{mc\,\phi\,\omega_\Lambda^2}\right)^n,$$

$$I_{тэ} = C\frac{T_e^3}{\phi}\exp\left(-\frac{\phi}{kT_e}\right),$$

[1] В [4], используя конформную симметрию интеграла столкновений, найдены степенные распределения частиц в плазме, соответствующие различным ассимптотикам диэлектрической проницаемости.

где ϕ – работа выхода, $n = ent\left[1 + \frac{\phi}{\hbar\omega_\Lambda}\right]$, T_e – температура электронного газа, C – множитель, зависящий от распределения освещенности в пятне.

Однако, как нам представляется, рассматриваемая ситуация отвечает наличию источника (мощное лазерное излучение) и стока (ток эмиссии) в импульсном пространстве, что должно приводить к формированию квазистационарного степенного распределения с постоянным потоком энергии по спектру. Легко видеть, что плотность тока эмиссии для такой функции распределения определяется выражением:

$$J_s = \frac{\pi A E_{max}^{(s+2)} (2m^*)^{s+1}}{(s+1)(s+2)} \left[(s+1) - \frac{E_F + \phi}{E_{max}}(s+2) + \left(\frac{E_F + \phi}{E_{max}}\right)^{s+2}\right] \qquad (2)$$

где E_{max} – максимальная энергия в степенном распределении.

Произведем оценки токов эмиссии, соответствующих трем рассмотренным механизмам, для вольфрамовой фольги ($\phi = 4{,}5$ *эв*, $m^* = 0{,}5m$ при $q = 10^{14}$ *эрг·см*$^{-2}$·*сек*$^{-1}$, площади пятна $F = 10^{-2}$ *см*^{2}, $I_э = 4\cdot10^{-4}$ *а*, $\omega_\Lambda = 10^{15}$ *сек*$^{-1}$, $E_{max} = 24$ *эв* (численные значения взяты из [1])

$$\tilde{I}_{ф} = 0{,}33\cdot10^{-14}, \quad \tilde{I}_{тэ} = 10^{-5}\,T_e^3 \exp\left(-\frac{5{,}22\cdot10^4}{T_e}\right),$$
$$I_s = 2{,}4\cdot10^{-18}A, \quad \text{где } \tilde{I}_i = \frac{I_i}{I_э}, \quad I_i = J_i F. \qquad (3)$$

Для оценки величины A приравняем плотность частиц, создаваемую двухквантовым фотоэффектом, плотности частиц в степенном распределении, нижней границей которого является уровень, на который перебрасываются фотоэффектом частицы с фермиевской сферы. Тогда

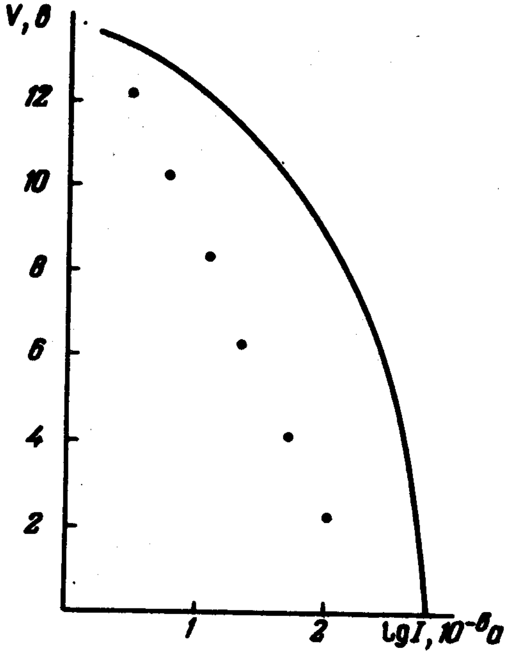
$$A = 10^{18}\ см^{-4}\,(г/см\cdot сек)^{-1/2}. \qquad (4)$$

Величина T_e, входящая в $I_{тэ}$, по теоретическим и экспериментальным данным [2] не превышает 1800K, что дает для $\tilde{I}_{тэ} \sim 10^{-6}$.

Зависимость плотности тока от задерживающего потенциала V описывается формулой (2), в которой вместо ϕ входит величина $\phi + eV$. На рисунке теоретическая зависимость сравнивается с экспериментальными данными [1].

---

[1] Анализ (1) показывает, что в этом случае релаксация малой доли частиц на тепловых частицах и на самих себе формирует квазистепенное распределение.



Зависимость логарифма тока эмиссии lg*I* от задерживающего потенциала *V* (– экспериментальные точки, — – теоретическая зависимость)

Таким образом, можно отметить, что приемлимое значение для тока эмиссии и зависимости его от задерживающего потенциала получается при использовании предложенного механизма.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
22 февраля 1975 г.

Литература

[1] W.L.Knecht. Appl. Phys. Lett., 6, 99, 1965.

[2] С.И.Анисимов, Я.А.Имас, Г.С.Романов, Ю.В.Ходько. Действие излучения большой мощности на металлы. М., изд. Наука, 1972.

[3] Д.Пайнс, Ф.Нозыр. Теория квантовых жидкостей, М., изд. Мир, 1967.

[4] А.В.Кац, В.М.Конторович, С.С.Моисеев, В.Е.Новиков. Доклад на II междунар. конф. по теории плазмы, 28 октября – 1 ноября 1974 г. Киев. Сб. аннотаций, стр. 69.