УДК 621.375.82

В. А. БУШУЕВ

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ НА ПЛАЗМОНАХ

Наряду с исследованиями спектра коллективных возбуждений валентных электронов с помощью характеристических потерь и опытов по отражению и прохождению ультрафиолетового излучения через тонкие металлические пленки [1] в последнее время стали проводиться работы, в которых объемные плазменные волны в полупроводниках (металлах) возбуждались в процессе спонтанного комбинационного рассеяния света (рентгеновских лучей) [2, 3]. Теоретически этот вид некогерентного рассеяния рассматривался как рассеяние на коллективных флуктуациях плотности электронов [4, 5]; он также может трактоваться как частный случай параметрического рассеяния [6].

В данной работе проводится полуфеноменологическое описание явления СКР на плазмонах с помощью представления о кубичной поляризуемости твердотельной плазмы. Как известно, ее мнимая часть «отвечает» за процесс КР [7].

Для многих простых металлов вполне удовлетворительной моделью является представление об однородном газе электронов на фоне равномерно распределенного положительного заряда ионов[1]. Динамика электронов во внешнем электромагнитном поле описывается системой

$$\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}+\gamma\vec{V}+(\vec{V}\nabla)\vec{V}=\frac{e}{m}(\vec{E}-\nabla\varphi)+\frac{e}{mc}[\vec{V}\vec{H}], \tag{1}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\nabla(n\vec{V})=0,$$

$$\nabla^2\varphi=-4\pi e(n-n_0),$$

где n — плотность, $\vec{V}$ — скорость электрона, γ — феноменологический коэффициент затухания, определяемый из более строгих моделей [8]; предполагается, что длины волн всех полей много больше радиуса экранировки Томаса — Ферми[2].

Пусть в неограниченной твердотельной плазме распространяются две линейно-поризованные поперечные волны

$$\sum_{j=1,2}\vec{e}_jE_j\exp(i\vec{k}_j\vec{r}-i\omega_jt)+\text{к. с.},$$

где ω_1 — частота падающего излучения (накачки), ω_2 — частота стоксова сигнала, при этом будем предполагать, что

$$\omega_1\gg|\omega_1-\omega_2|\equiv\omega_3.$$

Перейдем в (1) к Фурье-компонентам. Наведенный в среде ток можно представить в виде разложения по степеням поля, так что в третьем порядке $\vec{j}^{(3)}=e(n_0\vec{V}^{(3)}+n^{(1)}\vec{V}^{(2)}+n^{(2)}\vec{V}^{(1)})$, где верхний индекс указывает на порядок величины относительно амплитуды волны и возмущения считаются малыми. Из (1) следует, что на частоте $\omega_2=\omega_1-\omega_1+\omega_2$ ток $en_0\vec{V}^{(3)}$ продолен, $n^{(1)}=0$ в силу поперечности полей, основной (резонансный) член здесь возникает за счет слагаемого $en^{(2)}(\omega_2-\omega_1)\vec{V}^{(1)}(\omega_1)$. Соответствующая поляризация $\vec{P}_2(i/\omega_2)\vec{j}^{(3)}$ равна

---

[1] Эта модель справедлива в том случае, когда энергия плазменных колебаний много больше энергии фононов и мала по сравнению с расстоянием от зоны проводимости до ближайшей заполненной зоны [1].

[2] Гидродинамическая система (1), не учитывающая влияния хаотического движения электронов и квантовых эффектов, пригодна для описания лишь длинноволновых колебаний электронной плазмы. В этом приближении $\gamma=0$. Однако в реальных металлах, как показали эксперименты [1, 3], $\gamma\neq0$, что частично объясняется электрон-ионным и электрон-электронным, (вне рамок приближения самосогласованного поля) взаимодействием [8].

$$\vec{P}_2 = \Delta\vec{\varepsilon}_2 E_2, \tag{2}$$

где

$$\Delta\vec{\varepsilon}_2 = [n_0 e^4 / m^3 \omega_1^2 \, \omega_2^2 \, D(\omega_3)] \; k_3^2 \; E_1^2 (\vec{e}_1 \vec{e}_2) \, \vec{e}_1,$$

и

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_1 - \vec{k}_2, \quad D(\omega_3) = \omega_0^2 - \omega_3^2 + i\gamma\omega_3,$$

$\omega_0^2 = 4\pi n_0 e^2/m$ — плазменная частота; предполагается, что $\gamma/\omega_0 > 1$.

Отметим, что $Im(\Delta\vec{\varepsilon}_2 \vec{e}_2) < 0$. Нелинейная поляризация на частоте накачки $\vec{P}_1 = \Delta\vec{\varepsilon}_1 E_1$, где $\Delta\varepsilon_1$ получается из (2) заменой $1 \rightleftarrows 2$, $i \to -i$.

Волна накачки ослабляется за счет комбинационного рассеяния как $\exp(-n_0\sigma_{\text{кр}} z)$, это затухание можно описать как обычное поглощение за счет мнимой части поляризуемости $(\Delta\vec{\varepsilon}_1 \vec{e}_1)$ [7], которая, как следует из (2), имеет лоренцев вид с полушириной γ. Таким образом,

$$\sigma_{\text{кр}} = (4\pi\omega_1/cn_0) Im(\Delta\vec{\varepsilon}_1 \vec{e}_1). \tag{3}$$

В случае СКР число конечных состояний определяется плотностью осцилляторов поля, так что плотность мод одной поляризации в телесном угле $d\Omega_2$ и объеме v равна $(v\omega_2^2/8\pi^3 c^3)\, d\Omega_2$ [7].

Поэтому из (2) и (3)

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{скр}} = 2\,(d\sigma/d\Omega)_T \,(\hbar\omega_1/mc^2)\,(\omega_1/\omega_0)\sin^2(\vartheta/2), \tag{4}$$

что совпадает с результатами работ [4, 5]. Здесь $(d\sigma/d\Omega)_T = r_0 (\vec{e}_1 \vec{e}_2)^2$ — томсоновское сечение рассеяния, r_0 — классический радиус электрона, ϑ — угол между $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ (угол рассеяния). Величина ϑ ограничена сверху затуханием Ландау: $k_3 = 2k_1 \sin(\vartheta/2) < k_c$, где для вырожденного газа $k_c = \omega_0/v_F$ и v_F — скорость Ферми.

При $\hbar\omega_1 = 10$ *кэв*, $\hbar\omega_0 = 19$ *эв*, что соответствует бериллию [3], и $\vartheta = 10°$ из (4) для неполяризованной накачки $(d\sigma/d\Omega)_{\text{скр}} = 1{,}5 \cdot 10^{-1} (d\sigma/d\Omega)_T$. К сожалению, в имеющихся пока экспериментах по КР на плазмонах эффективность рассеяния не оценивалась, что связано с трудностями регистрации из-за недостаточно узкой спектральной ширины линии накачки. Сверхмонохроматизация [9] и применение более совершенной счетной аппаратуры [10] позволяют надеяться на дальнейший прогресс в изучении КР на плазмонах под малыми углами.

Автор признателен Д. Н. Клышко и Р. Н. Кузьмину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. М., 1965.
2. Mooradian A., Wright G. B. Phys. Rev. Lett., **16**, 999, 1966; Patel C. K. N., Slusher R. E. Phys. Rev., **167**, 413, 1968.
3. Priftis G., Alexopoulos K., Theodossiou A. Phys. Lett., **27A**, 577, 1968; Suzuki T., Tanokura A. J. Phys. Soc. Japan., **29**, 972, 1970.
4. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. ЖЭТФ, **40**, 913, 1961.
5. Ohmura Y., Matsudaira N. J. Phys. Soc. Japan., **19**, 1355, 1964; Platzman P. M. Phys. Rev., **139**, A379, 1965.
6. Клышко Д. Н. ЖЭТФ, **55**, 1006, 1968.
7. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М., 1966.
8. Hasegawa M., Watabe M. J. Phys. Soc. Japan., **27**, 1396, 1969; Румянцев В. В. «Физика твердого тела», **13**, 2038, 1971.
9. Андреева М. А., Зезин С. Б., Колпаков А. В., Кузьмин Р. Н. Сб. «Рентгеновская аппаратура», вып. 7, 1970, стр. 80.
10. Eisenberger P., McCall S. L. Phys. Rev. Lett., **26**, 684, 1971.

Поступила в редакцию
29.6 1972 г.

Кафедра
физики твердого тела