

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ Е-ТИПА В ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ ТОНКИХ НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНОК

Р. П. Мейланов, Д. М. Рахимов

Неидеальность структуры тонких пленок существенно влияет на условия возбуждения, распространения и обнаружения электромагнитных волн, приводя к перенормировке и затуханию колебаний [1-4]. В [4] исследован спектр электромагнитных волн тонких неоднородных пленок в условиях размерного квантования без учета ферми-жидкостного взаимодействия. Между тем учет ферми-жидкостного взаимодействия важен при выяснении реальной возможности экспериментального обнаружения волн [5].

Настоящее сообщение является продолжением работы [4] и посвящено исследованию влияния неидеальности структуры тонкой пленки на спектр волн Е-типа [6] с учетом ферми-жидкостного взаимодействия.

Выбор модели и исходные соотношения даются выражениями (1) — (7) работы [4]. Для Е-волны матричный элемент $\delta\epsilon_{rs}$ энергии взаимодействия частицы с полем волны имеет вид

$$\delta\epsilon_{rs}(\mathbf{p}, k, \Omega) = -\frac{e}{mc} p_y A_{rs}^y(k, \Omega) + \sum_{l,n} \int \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi\hbar)^2} F_{rs}^{ln}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \delta f_{ln}(\mathbf{p}', k, \Omega),$$

где $\mathbf{p}$ — двумерный квазиимпульс; Ω, k — частота и волновой вектор поля возмущения; e, m — заряд и масса электрона; c — скорость света; A_{rs}^y — матричный элемент y -компоненты векторного потенциала поля возмущения; F_{rs}^{ln} — ферми-жидкостные параметры; δf_{ln} — матричный элемент возмущенной функции распределения квазичастиц.

В разложении функции F_{rs}^{ln} по полиномам Лежандра ограничимся первыми двумя членами:

$$F_{rs}^{ln}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = F_{rs}^{(0)ln} + F_{rs}^{(1)ln} \cos(\theta - \theta'),$$

где θ — угол между $\mathbf{p}$ и осью Ox , вдоль которой распространяется волна.

Решая совместно кинетические уравнения и уравнения Максвелла, получим замкнутую систему уравнений для величин

$$\delta f_{rs}^y(k, \Omega) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} p_y \delta f_{rs}(\mathbf{p}, k, \Omega), \quad \delta f_{rs}^{(0)}(k, \Omega) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} \sin \theta \delta f_{rs}(\mathbf{p}, k, \Omega).$$

Дисперсионное уравнение имеет вид двумерной матрицы $\|D_{ij}\| = 0$.

Для выяснения условий, при которых ферми-жидкостное взаимодействие играет главную роль, а прямым электромагнитным взаимодействием между частицами можно пренебречь, рассмотрим приближенное уравнение

$$1 - F_{rs}^{(1)} \Pi_{rs}(\sin^2 \theta) - \int dk' \frac{T_{rs}(k, k', k; \Omega)}{\Delta_{rs}(k', \Omega)} S(k - k') = 0, \quad (1)$$

где Π_{rs} и T_{rs} — поляризационные операторы, $S(k)$ — спектральная функция коррелятора случайного неоднородного потенциала $K(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) = \langle V(\mathbf{x}) V(\mathbf{x}') \rangle$.

Дисперсионное уравнение для однородной пленки имеет вид [5] $\Delta(k, \Omega) = 0$, и его решение дается выражением

$$\Omega_{rs}^{(0)}(k) = \omega_{rs} \left[1 + \frac{mF_{rs}^{(1)}}{2\pi\hbar^2} \left(1 + \frac{k^2(p_r^2 + p_s^2)}{8m^2\omega_{rs}^2(mF_{rs}^{(1)}/2\pi\hbar^2)^2} \right) \right].$$

При решении модифицированного дисперсионного уравнения (1) необходимо явно задавать вид функции $S(k)$. Так как мнимая часть решения оказывается пропорциональной величине $S(k)/k$, то для конечности затухания нами выбрана следующая корреляционная функция и соответствующая ей спектральная функция:

$$K(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|) = \omega^2(1 - k_0^2|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2) \exp(-|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2/k_0^2), \quad S(k) = \frac{\omega^2}{4k_0\sqrt{\pi}} \frac{k^2}{k_0^2} \exp(-k^2/k_0^2),$$

где k_0 — характерное волновое число, ω — среднеквадратичная флуктуация неоднородного потенциала.

Решение уравнения (1) в высокочастотном приближении имеет вид ($\Omega_{rs} = \omega'_{rs} + i\Omega_{rs}^*$)

$$\omega'_{rs}(k) = \Omega_{rs}^{(0)}(k) + 2\pi^4 \left(\frac{\omega}{v_1} \right)^2 \omega_{rs} A \xi \left(\frac{mF_{rs}^{(1)}}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \left(\frac{\omega_{rs}}{k_0 v} \right)^2 \left(1 - 2 \frac{k}{k_0} F\left(\frac{k}{k_0}\right) \right); \quad (2)$$

$$\Omega_{rs}''(k) = -2\pi^{9/2} \left(\frac{\omega}{\varepsilon_1}\right)^2 \omega_{rs} A\xi \left(\frac{mF_{rs}^{(1)}}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k}{k_0} \exp(-k^2/k_0^2). \quad (3)$$

Здесь $\xi = \bar{\lambda}/L$ ($\bar{\lambda} = \lambda/2\pi$), $\bar{\lambda}$ — комптоновская длина волны электрона, L — толщина пленки, ε_1 — энергия первой подзоны, $F(k)$ — интеграл Досона [7]; $A = [(L/\delta)^2 + (r-s)^2\pi^2]^{-1}$, δ — толщина скин-слоя.

Как известно [5], без учета ферми-жидкостного взаимодействия в случае однородной пленки отличие предельных частот от резонансных было крайне малым: $\Omega - \omega_{rs} \simeq \alpha^2 \omega_{rs}$, α — постоянная тонкой структуры. Учет ферми-жидкостного взаимодействия дает $\Omega - \omega_{rs} \simeq (mF_{rs}^{(1)}/\hbar^2) \omega_{rs}$ и при выполнении неравенства $mF_{rs}^{(1)}/\pi\hbar^2 \gg \alpha^2$ делает более реальным экспериментальное обнаружение влияния рассматриваемых волн в особенностях коэффициента прохождения электромагнитных волн через размерно-квантованную пленку.

В рассматриваемом случае перенормировка и затухание волны без ферми-жидкостного взаимодействия имеют порядок $(\omega/\varepsilon_1)^2 \xi^3$, а при учете ферми-жидкостного взаимодействия — $(\omega/\varepsilon_1)^2 (mF_{rs}^{(1)}/\hbar^2)^2 \xi$. Таким образом, при выполнении неравенства $(mF_{rs}^{(1)}/\hbar^2) \gg \xi$ перенормировка дисперсии и затухания волны может стать значительной и экспериментально наблюдаемой.

В заключение отметим, что в области волнового вектора $k \sim k_0/\sqrt{2}$ затухание волн достигает максимального значения. При тем же $k \sim k_0/\sqrt{2}$ интеграл Досона также имеет максимум, что проявляется на дисперсионной кривой (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Баскин Э. М., Энтин В. М. — ФТП, 1970, 4, с. 1973.
2. Абрамович Б. С., Игнатов А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 2, с. 224.
3. Чаплик А. В., Энтин В. М. — ЖЭТФ, 1968, 55, с. 990.
4. Мейланов Р. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 1, с. 116.
5. Зеленин С. П., Кондратьев А. С., Кучма А. М. — Вестник ЛГУ, 1982, № 10, с. 24.
6. Кацнельсон М. И., Окулов В. И. — ФММ, 1978, 46, с. 217.
7. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. — М.: Наука, 1979. — 830 с.

Институт Физики
Дагестанского филиала АН СССР

Поступила в редакцию
30 декабря 1986 г.

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ

Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) сообщает, что в 1987 г. агентство производит выплату авторского гонорара за перепечатку за рубежом статей, опубликованных в журнале «Радиофизика» в 1983 и 1984 гг. Гонорар, поступивший за право перепечатки, выплачивается по желанию авторов в рублях или чеках Внешпосылторга.

Для получения гонорара автору необходимо оформить справку-заявление и направить ее на расчет по адресу:

103670 г. Москва, ул. Б. Бронная, 6-а, Валютное управление ВААП.

Справки-заявления на выплату гонорара по журналу 1983 г. издания принимаются до 1 декабря 1987 г., а по журналу 1984 г. — до 1 июля 1988 г. Выплата гонорара по журналу 1984 г. издания будет производиться начиная с июля 1987 г.

По истечении установленных сроков выплаты гонорара неустраиваемые суммы списываются в доход госбюджета и автор теряет право на получение гонорара.