

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ДРЕЙФЕ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЫ

Р.З. Витлина, А.В. Чаплик

Предложено объяснение экспериментов<sup>1,2</sup>, в которых наблюдалось электромагнитное излучение, связанное с радиационным распадом двумерных плазмонов.

В недавних экспериментах<sup>1,2</sup> было обнаружено электромагнитное излучение, соответствующее радиационному распаду двумерных плазмонов, в МДП-структурах на кремнии и гетеропереходах GaAs – GaAlAs. Излучение возникает при наложении постоянного электрического поля, сообщающего электронам дрейфовую скорость  $v_0$  порядка  $(1 \div 4) \cdot 10^5$  см/сек, и характеризуется резкой анизотропией: максимум излучения соответствует направлению дрейфа вдоль оси периодической системы электродов, задающей импульс  $k$  двумерного плазмона. Частота излучения не зависит от приложенного поля, а в соответствии с законом дисперсии плазмона определяется импульсом  $k$  и плотностью поверхностного заряда  $N_s$ . Следовательно, эффект нельзя объяснить возникновением переходного излучения при движении заряда вблизи решетки металлических электродов. С другой стороны, достигаемые скорости дрейфа много меньше фазовой скорости генерируемых плазмонов ( $\omega \sim 10^{13}$  сек<sup>-1</sup>,  $k \sim 10^4$  см<sup>-1</sup>), так что черенковское излучение плазменных волн также невозможно. Таким образом, вопрос о физической природе эффекта и его количественном описании остается открытым.

В настоящем сообщении мы предлагаем теорию обнаруженного эффекта, которая, по нашему мнению, соответствует эксперименту по крайней мере в смысле получаемых зависимостей интенсивности излучения от направления и величины тянущего поля.

Независимо от величины скорости электронов процессы испускания и поглощения плазмонов разрешены, если они сопровождаются рассеянием электронов на примесях, фононах и т.д. Эти тормозные эффекты приводят к возникновению плазмонного газа, который в состоянии термодинамического равновесия описывается планковской функцией распределения  $n_0(\omega)$ . Радиационный распад равновесных плазмонов дает вклад в фоновое ("черное") излучение. Дрейф электронов выводит из равновесия плазмонную подсистему. Если неравновесная функция распределения плазмонов  $n_k$  такова, что в той моде, за которой "следит" эксперимент<sup>1)</sup>  $n_k > n_0$ , то наблюдается избыточное электромагнитное излучение.

1) Периодическая система электродов играет роль резонатора, выделяющего импульсы  $k = \pm \frac{2\pi}{l}$ , где  $l$  – период структуры

ние на частоте  $\omega(k)$ . Интенсивность его, очевидно, пропорциональна  $\delta n = n_k - n_0$ . Вычислим  $\delta n$  в случае рассеяния электронов на примесях. Именно этот механизм является определяющим в условиях экспериментов<sup>1,2</sup>.

Запишем кинетическое уравнение для величины  $n_k$ :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \sum_{p, p'} W(p, p', k) [(n_k + 1) f_p (1 - f_{p'}) - n_k f_{p'} (1 - f_p)]. \quad (1)$$

здесь  $f_p$  — функция распределения электронов по импульсам,  $W(p, p', k)$  — усредненная по расположению примесей вероятность излучения плазмона с импульсом  $k$  при переходе электрона из состояния  $p$  в  $p'$ . Мы вычислим эту величину в низшем борновском приближении по взаимодействию электрона с примесью. Оператор электрон-плазмонного взаимодействия в двумерном случае имеет вид

$$V = i 2 \pi N_s e^2 \sum_k Q_k e^{i k r} + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где  $Q_k$  — координата плазменного осциллятора. Обычная схема теории возмущений дает ( $\hbar = 1$ ):

$$W(p, p', k) = \frac{\pi N_i m}{\omega(k)} |u(p - p')|^2 \left[ \frac{k}{k} (v - v') \right]^2 \delta \left( \frac{p^2 - p'^2}{2m} - \omega \right), \quad (3)$$

где  $N_i$  — концентрация примеси,  $v \equiv p/m$ ,  $u(p - p')$  — фурье-компонента примесного потенциала. Мы пренебрегаем величиной  $k$  в аргументе  $u(p - p')$ , а также членами  $kv$ ,  $kv'$  по сравнению с  $\omega(k)$ . Законность сделанных пренебрежений следует из условия существования плазменных волн. Не решая здесь вопроса об истинном виде электронной функции распределения, мы подставим в (1) функцию  $f_p$ , описывающую дрейф электронов с заданной скоростью  $v_0$ . После этого из условия стационарности найдем  $n_k$ . Простейшее предположение заключается в том, чтобы положить  $f_p = f_0(p - p_0)$ , где  $f_0$  — равновесная функция распределения с температурой  $T$ , вообще говоря, отличной от температуры решетки. Из закона сохранения энергии следует, что при  $T = 0$  частота излучаемого плазмона не может превосходить  $2v_0 k_F$ , где  $k_F$  — фермиевское волновое число. Оценки показывают, что в экспериментах<sup>1,2</sup>  $\omega / 2v_0 k_F \sim 3 \div 4$ , т. е. излучение возникает только благодаря тепловому размытию фермиевского распределения. Из работы<sup>3</sup> известно, что в системе Si — SiO<sub>2</sub> при тянущих полях, используемых в<sup>1,2</sup> температура двумерных электронов  $\sim 15 \div 20^\circ \text{K}$ , а энергия Ферми  $E_F \sim 100^\circ \text{K}$ . Поэтому мы вычислим  $\delta n_k$ , считая  $v_0 k_F \ll \ll \omega, T$ .

Линейный по  $p_0$  вклад, очевидно, пропорционален  $kp_0$  и не может дать вклад в излучение, поскольку полное число плазмонов заданной частоты  $\omega(k)$  не меняется. В следующем приближении получаем:

$$\delta n = \frac{p_0^2 p_F^2}{2 (mT)^2} e^{-\omega/T} \left( \cos^2 a + \frac{1}{2} \right), \quad E_F \gg T, \quad \omega \gg T \quad (4)$$

$$\delta n = \frac{1}{12} \frac{p_0^2 p_F^2}{m^2 \omega T} \left( \cos^2 a + \frac{1}{2} \right), \quad E_F \gg T, \quad \omega \ll T,$$

где  $a$  — угол между вектором  $k$  и направлением дрейфа. Формулы (4) относятся к рассеянию на заряженных примесях. Для короткодействующих примесных центров результат отличается от (4) коэффициентом  $3/2$ . В невырожденном случае оба механизма рассеяния да-

ют одинаковый результат

$$\delta n = \frac{p_0^2}{2 m \omega} \left( \cos^2 a + \frac{1}{2} \right) \quad (5)$$

Таким образом, рассмотренная модель предсказывает квадратичную зависимость интенсивности излучения от дрейфовой скорости и характерную анизотропию, описываемую множителем  $\cos^2 a + 1/2$ . В экспериментах измерена зависимость интенсивности от тянущего поля: квадратичная в системе Si – SiO<sub>2</sub> и близкая к линейной в GaAs – GaAlAs. Последнее обстоятельство также может быть объяснено предложенной теорией, если учесть нелинейность вольт-амперной характеристики при низких температурах в области используемых  $v^{1,2}$  полей.

В заключение заметим, что в кинетическом уравнении (1) мы учли только электронный механизм релаксации плазмонов. Если все остальные механизмы описывать феноменологическим временем релаксации  $\tau_{пл}$ , то в рассмотренном пределе малых  $p_0$  величина  $\delta n$  уменьшится по модулю, но зависимость от  $p_0$  и угла  $a$  по-прежнему дается формулами (4), (5).

Благодарим Ю.Е.Лозовика и В.Л.Покровского за обсуждение возможных механизмов рассмотренного эффекта, Э.Г.Батыева за полезные замечания.

#### Литература

1. Tsui D.C., Gornic E., Logan R.A. Solid State Comm., 1980, 35, 875.
2. Hopfel R. et al. Forth Intern. Conf. on electronic properties of two-dimensional system New London, New Hampshire, USA, 1981, p. 314.
3. Gornic E., Tsui D.C. Solid State Electronics, 1978, 21, 139,

Институт физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
9 февраля 1982 г.