Письма в ЖЭТФ, том 32, вып.8, стр. 529 – 532 20 октября 1980 г.

УСИЛЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В СВЕРХРЕШЕТКАХ

А.В.Чаплик

Если плазма находится в пространственно-периодическом потенциальном поле, то в затухании плазменных волн по механизму Ландау существенную роль играют процессы переброса. В случае дрейфа двумерной электронной плазмы относительно плоской сверхрешетки возможно усиление плазменных волн в некотором интервале дрейфовых скоростей. Существенно, что усиление возникает при скоростях дрейфа много меньших фазовой скорости плазмона ω/k.

Экспериментальные исследования ленгмюровских колебаний в двумерных электронных системах привлекают в последнее время большое внимание. Характерные параметры таких систем могут варьироваться в весьма широких пределах, что позволяет легко управлять волновыми процессами в них. С точки зрения приложений принципиальный интерес представляет вопрос о возможности усиления двумерных плазменных колебаний. Как хорошо известно, усиление возникает за счет развития какой-либо из плазменных неустойчивостей в случае дрейфа одной части плазменной среды относительно другой. В бесстолкновительном пределе пороговая скорость дрейфа, при которой начинается усиление, определяется только черенковским критерием, т.е. имеет порядок фазовой скорости плазмона ω/k (ω – частота, k – волновое число). В экспериментах с двумерными плазмонами величина ω/k равна обычно $(2 \div 5) \cdot 10^8$ см/сек.

В настоящем сообщении будет показано, что в искусственных периодических структурах – ориентационных сверхрешетках – усиление возникает при дрейфе двумерной плазмы как целого относительно сверхрешетки (т.е. без разделения плазменной среды на "покоящуюся" и "движущуюся"). Кроме того оказывается, что процессы переброса, характерные для волн в периодических структурах, снижают пороговую скорость дрейфа. В результате усиление может быть получено при дрейфовых скоростях, вполне достижимых для современной экспериментальной техники.

Одномерная ориентационная сверхрешетка возникает на поверхности монокристалла, один из индексов Миллера которой много больше двух других [1]. Если на такой поверхности создана структура металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) и возник инверсионный слой, то двумерная плазма носителей заряда находится в одномерном периодическом потенциале с периодом много бо́льшим постоянной решетки кристалла. Типичные значения периодов, созданных в настоящее время сверхрешеток, составляют $10^2 \div 10^3$ Å.

Дисперсия и столкновительное затухание двумерных плазмонов в сверхрешетках исследованы в работе Крашенинникова и автора [2]. Здесь рассмотрим затухание Ландау и обусловленное тем же механизмом усиление колебаний за счет дрейфа двумерной плазмы вдоль сверхрешетки.

Вычислим работу электрического поля монохроматической волны $E = E_0 \exp i\,(kx - \omega t)$, совершаемую над электроном, движущимся в периодическом потенциале $U_0 \cos x/L$. Амплитуду потенциала U_0 будем считать много меньшей характерной кинетической энергии электрона. В реализуемых экспериментально МДП структурах со сверхрешетками фермиевская энергия электронов обычно на порядок превышает величину U_0. В первом приближении по U_0 закон движения электрона вдоль оси x при начальном условии $x(0) = 0$ дается формулой

$$x(t) = vt + \frac{U_0 L}{mv^2} \sin (vt/L), \qquad (1)$$

где v — средняя по времени скорость надбарьерного движения частицы (запирания в потенциальных ямах быть не может вследствие условия $U_0 << mv^2$). Под действием поля волны движение возмущается. Это возмущение $\delta x(t)$ в линейной по E_0 теории и в приближении $U_0 << mv^2$ определяется уравнением (сравн. [3])

$$\frac{d^2\delta x}{dt^2} = \frac{eE_0}{m} \exp\left\{ i\left[(kx - \omega - i\gamma)t - (U_0 kL/mv^2) \sin \frac{vt}{L} \right] \right\}, \quad \gamma \to 0. \qquad (2)$$

Отсюда получаем

$$\delta x = -\frac{eE_0}{m} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n(a) \exp\{ i\,[(k + g_n)vt - (\omega + i\gamma)t]\}}{[(k + g_n)v - \omega - i\gamma]^2}, \qquad (3)$$

$$a \equiv U_0 kL/mv^2.$$

Здесь $g_n = n/L$ — вектора одномерной обратной решетки, J_n — функции Бесселя. Член с $n = 0$ в (3) соответствует пространственно однородному случаю, остальные описывают вклад процессов переброса.

Средняя по времени энергия, поглощаемая частицей, равна

$$q(v) = \frac{e}{2} \left\langle \mathrm{Re} \frac{d}{dt}(x + \delta x) E^*(x, t) \right\rangle = -\frac{(eE_0)^2}{2m} \mathrm{Im} \sum_n J_n^2(a) \frac{\omega + i\gamma}{D_n^2}, \qquad (4)$$

где $D_n = (k + g_n)v - \omega - i\gamma$. При получении формулы (4) необходимо учитывать два вклада в скорость частицы (пропорциональные U_0 и E_0) и воспользоваться свойством бесселевых функций $2nJ_n(z) = z\,[J_{n+1}(z) + J_{n-1}(z)]$. Переходя к пределу $\gamma \to 0$, получим для полной поглощенной энергии Q :

$$Q = \int q(v) f(v-u)\,dv; \quad q(v) = \frac{\pi(eE_o)^2}{2m} \sum_n J_n^2(a) \frac{d}{dv}[v\delta(\omega - kv - g_n v)]. \quad (5)$$

Здесь u — скорость дрейфа плазмы относительно решетки, $f(v)$ — функция распределения частиц по проекции скорости на направление дрейфа. Для двумерной вырожденной плазмы имеем:

$$\begin{aligned} f(v) &= (m/\pi\hbar)^2 \sqrt{v_o^2 - v^2}, && v < v_o; \\ f(v) &= 0, && v > v_o, \end{aligned} \quad (6)$$

где v_o — скорость Ферми, равная $\hbar\sqrt{2\pi N_s}/m$, N_s — поверхностная плотность зарядов. Обычно эксперименты с двумерными плазмонами проводятся на кремниевых МДП структурах при гелиевых температурах в интервале значений $N_s \sim 10^{11} \div 10^{13}$ см$^{-2}$. В этих условиях электроны инверсионного слоя образуют сильно вырожденный ферми-газ.

Как известно, в пространственно однородной фермиевской плазме затухание Ландау равно нулю, вследствие неравенства $\omega > kv_o$. В соответствии с этим исчезает вклад члена с $n = 0$ в сумме (5). Однако процессы переброса приводят к конечному затуханию Ландау в вырожденной плазме, находящейся в периодическом потенциале. В экспериментах обычно $k \sim 10^4$ см$^{-1}$, т.е. выполнено условие $kL \ll 1$. Тогда тем более $a \ll 1$, и главный вклад в затухание Г дают слагаемые с $n = \pm 1$. Величина Г, мнимая часть частоты плазменной волны, определяется как $2\pi kQ/E_o^2$, поскольку поверхностная плотность энергии электрического поля двумерного плазмона равна $E_o^2/2\pi k$. При $kL \ll 1$ получается

$$\Gamma = \frac{e^2 k}{\omega m L^2} \left(\frac{U_o}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{4\sqrt{v_o^2 - u_-^2}}{\omega L} - \frac{u_-}{\sqrt{v_o^2 - u_-^2}} + \frac{4\sqrt{v_o^2 - u_+^2}}{\omega L} + \frac{u_+}{\sqrt{v_o^2 - u_+^2}} \right); \quad u_\pm = u \pm \omega L. \quad (7)$$

Выражение (7) имеет смысл при таких значениях u, когда все подкоренные выражения положительны. В противном случае соответствующие слагаемые в (7) должны быть опущены. Кроме того, подразумевается выполненным неравенство $kLU_o \ll m\omega^2 L^2$, соответствующее условию $a \ll 1$. При указанных выше значениях N_s и k $\omega \sim 10^{12} \div 10^{13}$сек$^{-1}$, что обеспечивает выполнение этого неравенства. В отсутствие дрейфа затухание имеет минимум при $\omega \sim v_o/L$ и возрастает как при малых ω, так и при $\omega \to v_o/L$

$$\Gamma = \frac{2e^2 k}{m\omega^2 L^3} \left(\frac{U_o}{\hbar\omega}\right)^2 \frac{4v_o^2 - 3\omega^2 L^2}{\sqrt{v_o^2 - \omega^2 L^2}}. \quad (8)$$

Усиление волны ($\Gamma < 0$) имеет место в интервале значений u, определяемом неравенствами:

$$\sqrt{v_0^2 + (\omega L/8)^2} + \frac{7}{8}\omega L < u < v_0 + \omega L \tag{9}$$

(последние два слагаемых (7) при этом выпадают). Вблизи верхней границы интервала $u_{max} = v_0 + \omega L$ коэффициент усиления растет пропорционально $(u_{max} - u)^{-1/2}$.

Таким образом, усиление может быть получено при скоростях дрейфа $u \sim v_0$, что составляет $3 \cdot 10^6 \div 3 \cdot 10^7$ см/сек для типичных МДП структур на кремнии. Эти, довольно большие, значения дрейфовых скоростей представляются все же экспериментально достижимыми. В то же время усиление двумерных плазменных волн в однородной системе (например, в схеме двух пространственно разделенных слоев) требует скорости дрейфа порядка ω/k. Эта величина может составлять $10^8 \div 10^9$ см/сек, что гораздо больше v_0.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
9 сентября 1980 г.

Литература

[1] В.А.Петров. ФТП, 12, 380, 1978.

[2] М.В.Крашенинников, А.В.Чаплик. ФТП, 15, вып.1, 1981.

[3] Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Физическая кинетика. М., изд. Наука, 1979, § 30.