Письма в ЖЭТФ, том 34, вып. 6, стр. 341 – 344 20 сентября 1981 г.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ НАКАЧКЕ

И.Е.Аронов, Э.А.Канер

Предсказывается новое явление – неустойчивость продольных плазменных колебаний в полупроводниках в условиях параметрического резонанса. Приведены инкременты нарастания и обсуждены условия экспериментального наблюдения эффекта.

В работе [1] Слуцкина и авторов было предсказано явление параметрического резонанса (ПР) в полупроводниках, помещенных в однородное магнитное поле **H**, модулированное во времени

$$H(t) = H_0(1 + a\cos\gamma t), \qquad a \ll 1, \quad \mathbf{H}(t) \parallel 0z. \tag{1}$$

ПР в электронной системе возникает благодаря модуляции частоты коллективного циклотронного вращения в магнитном поле (1) с учетом неоднородного вихревого электрического поля на частоте $\gamma (E_{\sim} = \dot{H} y/c$, $\mathbf{E}_{\sim} \parallel 0x$). Это явление представляет собой резонансную параметрическую неустойчивость типа обычного ПР в механических системах. Естественным нелинейным механизмом стабилизации такой неустойчивости является неквадратичность закона дисперсии электронов в полупроводнике. В работе [1] показано, что стационарные значения амплитуды и фаз установившихся колебаний не зависят от начальных условий, вследствие чего в электронной системе создается функция распределения

$$F = \frac{N}{2(2\pi m T)^{1/2}} \sum_{i=1}^{2} \delta[p_x + m\Omega_0 \xi_i(t)]\delta[p_y - m\dot{\xi}_i(t)]\exp(-p_z^2/2mT). \qquad (2)$$

Здесь N — концентрация, m — масса, $\Omega_0 = eH_0/mc$ — циклотронная частота, T — температура, $\mathbf{p}$ — импульс, $\xi_i(t) = A\cos(\gamma t/2 + \nu_i)$ y — координата электронов, точка — производная по t; A и θ_i — амплитуда и фазы установившихся колебаний,

$$A^2 = \eta\Theta(\eta), \qquad \eta = |\mu_3|^{-1}[(\mu_1^2 - \nu^2)^{1/2} - \mu_2 \operatorname{sgn}\mu_3],$$

$$2\theta_1 = -\arcsin(\nu/\mu_1)\operatorname{sgn}\mu_3 + \pi\Theta(\mu_3), \quad \theta_2 = \theta_1 + \pi, \qquad (3)$$

$$\mu_1 = a\,\Omega_0^2/\gamma, \qquad \mu_2 = \Omega_0 - \gamma/2, \quad \mu_3 = 8m^3\Omega_0^4\,\delta/\gamma;$$

где $\Theta(x)$ — функция единичного скачка, $\operatorname{sgn} x$ — означает знак x, ν — импульсная частота столкновений с объемными рассеивателями, δ — параметр неквадратичности $(\epsilon(\mathbf{p}) = p^2/2m + \delta(p_x^2 + p_y^2)^2)$.

Распределение (2) является неравновесным и анизотропным, вследствие чего в полупроводнике возникает неустойчивость продольных (ленгмюровских) плазмонов. Инкремент неустойчивости может быть найден с помощью дисперсионного уравнения, которое получается из условия обращения в нуль тока, $\epsilon\dot{E} + 4\pi j$, ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{j} \parallel \mathbf{k} \parallel 0x$, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость). Плотность тока j вычисляется стандартным способом линеаризованного кинетического уравнения относительно функции (2) по полю плазмона $E(x, t) = \exp(ikx)E(t)$. В результате получаем уравнение

$$\frac{\partial E}{\partial t} + 2q\nu_1\omega_p^2 \frac{\partial}{\partial \nu_1} \int_{-\infty}^{t} dt' E(t')\, e^{\nu_1(t'-t)} \cos\left(\frac{\gamma t}{2} + \theta_1\right)\cos\left(\frac{\gamma t'}{2} + \theta_1\right) \times$$
$$\times \cos\left\{kA\left[\sin\left(\frac{\gamma t'}{2} + \theta_1\right) - \sin\left(\frac{\gamma t}{2} + \theta_1\right)\right]\right\}. \qquad (4)$$

Здесь $\omega_p = (4\pi Ne^2/m\epsilon)^{1/2}$ — плазменная частота, $\nu_1 = \nu_0(m\Omega_0^2 A^2/2T)^q$ — импульсная частота релаксации параметрически накачанных электронов с энергией $m\Omega_0^2 A^2/2$, q – показатель энергетической зависимости $\nu(\epsilon)$. Из интегродифференциального уравнения (4) в низкочастотном пределе $((\omega_p^2 \nu_1)^{1/3} << \gamma/2)$ с помощью усреднения интегрального оператора по "быстрому" времени нетрудно найти инкремент нарастания продольного поля $E(t)$. Для длинных волн $(kA << 1)$ получаем

$$\omega = -iq\nu_1\left(\frac{2\omega_p}{\gamma}\right)^2\left[1 - \frac{3}{8}(kA)^2\right]. \tag{5}$$

Видно, что при $q < 0$[1] продольный плазмон является абсолютно неустойчивым. Для $kA >> 1$

$$\omega = -iq\nu_1\left(\frac{2\omega_p}{\gamma}\right)^2\frac{2}{(kA)^2}\left[1 - \frac{1+\sin(2kA)}{\pi kA}\right]. \tag{6}$$

И в этом случае плазмон оказывается неустойчивым при $q < 0$, хотя и обладает меньшим по величине инкрементом. При этом должны также наблюдаться "геометрические" осцилляции с относительно малой амплитудой.

В высокочастотном пределе $((\omega_p^2\nu_1)^{1/3} >> \gamma/2)$ при $kA\gamma/2 << |\omega|$ получаем дисперсионное соотношение в виде

$$\omega^3 = -iq\nu_1\omega_p^2, \tag{7}$$

Из которого следует, что плазмон оказывается неустойчивым не только при $q < 0$, но и при $q > 0$[2]. При больших значениях $kA\gamma/2\omega$ собственная частота плазмона определяется формулой (6), в которой следует опустить второе слагаемое в квадратных скобках.

Наличие стационарных колебаний функции распределения (2) во времени с частотой $\gamma/2$ приводит также к генерации в электронной системе продольных электрических колебаний с дискретным спектром частот $n\gamma/2$ ($n = 1, 2, 3\ldots$). В условиях резонансной параметрической накачки такие вынужденные колебания оказываются нарастающими с инкрементом $|\mathrm{Im}\,\omega| << \gamma/2$. Из-за недостатка места мы приведем лишь условие неустойчивости для первой гармоники $\gamma/2$:

$$q(2\omega_p/\gamma)^2\,\psi(kA) > 1, \tag{8}$$

где функция $\psi(z)$ имеет асимптотики: при $z << 1$, $\psi(z) \approx 3/4$, а при больших z, $\psi(z) \approx -2/z^2$. Видно, что при данном механизме рассеяния (при данном знаке q) инкремент нарастания колебаний меняет знак при $kA \sim 1$.

Рассмотренные выше эффекты до сих пор, насколько нам известно, экспериментально не наблюдались. Их, по-видимому, можно обнаружить

[1] Например, при кулоновском рассеянии на заряженных примесях $q = -3/2$.

[2] Отметим, что при $q > 0$ существует некоторое значение $k_0 \sim (\omega_p^2 q\nu_1)^{1/3}/A\gamma$, при котором инкремент обращается в нуль.

в чистых образцах антимонида индия при низких температурах. Для типичных значений параметров InSb ($N = (1 \div 30)\cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, $\epsilon = 16{,}8$, $m = 0{,}0134\, m_0$ [2]) при частоте столкновений $\nu \sim 10^{10}$ сек$^{-1}$ ПР и неустойчивость плазмонов должны наблюдаться на частотах $\gamma/2 \approx \Omega_0 \approx (0{,}9 \div 1{,}3)\cdot 10^{12}$ сек$^{-1}$, в полях H_0 порядка нескольких килоэрстед, при амплитудах модуляции $aH_0 \approx (20 \div 100)$ Э. При этом мощность циклотронной параметрической накачки оказывается от десятых долей до единиц киловатт, что потребует, вероятно, импульсного режима.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
18 июля 1981 г.

Литература

[1] *Aronov J.E., Kaner E.A., Slutskin A.A.* S.S.C, 1981, **38**, 245.

[2] Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^{V}$) под ред, Р.Уиллардсона и А.Бира. М.: Мир, 1970.