

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 11, стр. 696 – 699

5 июня 1972 г.

**НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ**

А. Д. Гладун, В. И. Рыжий

В ряде работ (например, [1, 2]) была предсказана возможность осуществления ситуаций, при которых ток проводимости направлен против электрического поля. Такой эффект получил название абсолютной

отрицательной проводимости. Он связан, как правило, с существенной неравновесностью носителей тока. Известно [3], что однородное состояние в системе с такой проводимостью может быть неустойчиво. Однако, наличие равновесных носителей, если их концентрация недостаточно мала, подавляет абсолютную отрицательную проводимость и связанную с ней неустойчивость (см. [4]), так как проводимость на этих носителях положительна.

В настоящей работе обращается внимание на возможность существования в подобных системах неустойчивости другого типа. Эта неустойчивость может иметь место, как показано ниже, даже в случае, когда полная проводимость положительна.

Рассмотрим для определенности полупроводник p -типа с малыми временами жизни электронов, помещенный в сильное магнитное поле. Пусть под действием монохроматического источника света в зоне проводимости генерируются фотоэлектроны. Предположим, что величина напряженности магнитного поля достаточно велика ($\omega_c \tau \gg 1$, где ω_c — циклотронная частота электронов, τ — время релаксации), так что выполнены условия квантования энергии электронов. В этом случае фотоэлектроны сосредоточены в узком энергетическом интервале и их вклад в проводимость отрицателен [2]. Полагаем также, что проводимость на дырках (основных и фотодырках) превосходит по абсолютной величине проводимость на фотоэлектронах, т. е. полная проводимость положительна. Такая ситуация близка к экспериментальной [4].

Для описания низкочастотных процессов в рассматриваемой системе можно воспользоваться уравнением Пуассона и уравнениями непрерывности. Последние, если считать, что все величины зависят только от координат поперек магнитного поля, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \operatorname{div} [n(\mu_n E + \mu_n^H [Eh]) + D_n \operatorname{grad} n] = - \frac{\partial N}{\partial t} = gN - \gamma n(N_i - N), \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div} [p(\mu_p E + \mu_p^H [Eh]) - D_p \operatorname{grad} p] = 0. \quad (2)$$

Здесь n , μ_n , μ_n^H , D_n и p , μ_p , μ_p^H , D_p — соответственно концентрации, подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок ($\mu_n < 0$, $\mu_p > 0$), N_i и N — концентрации примесей, с которых осуществляется накачка электронов, и электронов на них, величины g и γ характеризуют генерацию и рекомбинацию электронов, $h = H/H$. При написании (1) и (2) мы пренебрегли зависимостью подвижностей от электрического поля, считая его малым (внешнее электрическое поле отсутствует). Мы предположили также, что полное число дырок неизменно.

После линеаризации уравнений (1) и (2) с учетом уравнения Пуассона, предполагая для простоты, что $g > \gamma N_i$, для возмущений вида $e^{i(kr - \omega t)}$, где $k \perp h$, получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\alpha \left[\frac{\mu_n}{i\omega - \frac{1}{\tau_R} - D_n k^2} + \frac{\eta \mu_p}{i\omega - D_p k^2} \right] = 1. \quad (3)$$

Здесь $\alpha = \frac{4\pi en_0}{\kappa}$, $\eta = \rho_0/n_0$, κ — диэлектрическая проницаемость

решетки, $1/\tau_R = g + 2\gamma n_0 \approx g$, n_0 и ρ_0 — невозмущенные концентрации электронов и дырок ($n_0 \approx N_i$).

Предположим, что $|\omega| \ll \alpha |\mu_n|$, $\alpha \eta \mu_p$. Тогда из соотношения (3) получаем

$$\omega \approx -i \frac{\frac{\eta \mu_p}{\tau_R} + (\mu_n D_p + \eta \mu_p D_n) k^2}{\mu_n + \eta \mu_p} \quad (4)$$

Так как по предположению $\mu_n + \eta \mu_p > 0$, то из (4) следует, что неустойчивость возможна лишь при выполнении условия

$$\frac{\mu_n}{D_n} + \eta \frac{\mu_p}{D_p} < 0. \quad (5)$$

При этом развиваться будут коротковолновые возмущения. Причем возмущения концентрации электронов и дырок приблизительно компенсируют друг друга.

Так как дырки термализованы, для них справедливо соотношение Эйнштейна. Вычисление же величины отношения μ_n/D_n в предположении δ -образности функции распределения фотоэлектронов при накачке только на нижнюю подзону Ландау дает

$$\frac{\mu_n}{D_n} = - \frac{|e|}{2\bar{\epsilon}}, \quad (6)$$

где $\bar{\epsilon}$ — энергия движения фотоэлектронов вдоль магнитного поля.

С учетом соотношения Эйнштейна для дырок и выражения (6) получаем следующий критерий неустойчивости:

$$\bar{\epsilon} < \frac{T}{2\eta} \quad (7)$$

где T — эффективная температура дырок (в энергетических единицах).

Исходные уравнения включали в себя выражения для диффузионных токов в приближении коэффициента диффузии. Это справедливо в случае сильных магнитных полей лишь при $kL \ll 1$, где L — магнитный радиус. Проверим выполнение этого условия для наиболее длинноволновых неустойчивых возмущений. Для таких возмущений имеем

$$k^2 \sim \frac{\eta \mu_p}{\tau_R |\mu_n D_p + \eta \mu_p D_n|}. \text{ Пусть } \eta \sim 1, \mu_p \gg \mu_n \text{ и } T \gg 2\bar{\epsilon}. \text{ Тогда}$$

указанное условие принимает следующий вид $(\omega_c \tau) (\hbar/\tau_R T) \ll 1$. Если $\omega_c \tau \sim 10$, $\tau_R \sim 10^{-10}$ сек, то использованное приближение справедливо при $T \gg 1^\circ\text{K}$.

В заключение дадим физическое толкование рассмотренной неустойчивости. Предположим, что возникла флуктуация плотности фотоэлектронов (их концентрация в некоторой области, например, возросла). Тогда

да из-за отрицательности проводимости на фотоэлектронах концентрация последних в этой области будет увеличиваться. В то же время в этом месте будет расти и плотность дырок (из-за действия поля флуктуации). Диффузия и рекомбинация будут рассасывать возникшую неоднородность. При этом, если отношение $\eta \mu_p / D_p$ больше, чем $|\mu_n| / D_n$, то диффузия на дырки будет оказывать меньшее влияние, дырки успеют скомпенсировать поле флуктуации и ее рост прекратится. В противоположном случае, когда выполнено условие (5), скорость притока фотоэлектронов в область флуктуации больше скорости притока дырок. Поэтому в таком случае флуктуация будет расти. Заметим, что при данной неустойчивости концентрация фотоэлектронов и дырок в развивающихся флуктуациях приблизительно компенсируют друг друга. Поэтому неустойчивость носит квазинейтральный характер. Это обстоятельство мы фактически использовали при решении дисперсионного уравнения. Можно ожидать, что из-за аперiodичности неустойчивости результатом ее развития будет стационарное состояние с неоднородным распределением концентраций носителей. Последнее, видимо, можно использовать для экспериментального обнаружения этой неустойчивости.

Московский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
26 апреля 1972 г.

Литература

- [1] В.И.Рыжий. Письма в ЖЭТФ, 7, 37, 1968; А.Д.Гладун, В.И.Рыжий. ЖЭТФ, 57, 978, 1969.
- [2] В.Ф.Елесин. Письма в ЖЭТФ, 7, 229, 1968; ЖЭТФ, 55, 799, 1968.
- [3] А.Д.Захаров. ЖЭТФ, 38, 665, 1960.
- [4] А.С.Александров, Ю.А.Быковский, В.Ф.Елесин, Е.А.Протасов, А.Г.Родионов. Письма в ЖЭТФ, 12, 57, 1970.