

Отметим, что при низких температурах главную роль могут играть одно-фононные процессы. Так, в случае сингулярного примесного потенциала ($V = -e^2/\kappa r$) вероятность одноквантового перехода можно оценить, решая уравнение Шредингера в импульсном представлении. Оценка дает

$$\mathcal{P}'_{01} \sim \frac{w_0^2}{\hbar E_1} \left(\frac{E_0}{\hbar \omega_c} \right)^2 \left(\frac{\hbar s}{\lambda E_0} \right)^6.$$

Легко убедиться, что $\mathcal{P}_{01} < \mathcal{P}'_{01}$ только при $\beta_0 \geq 1$ ($\hbar \omega_c \sim 0.1$ эВ, $E_1 \sim 10^4$ эВ, $\hbar s/\lambda \sim 10^{-4}$ эВ, $\omega_0 \sim 1 \div 10$ эВ). В случае гладких потенциалов (примесь находится вне пленки) величина \mathcal{P}'_{01} экспоненциально мала и формула (8) может иметь свою область применимости.

Л и т е р а т у р а

- [1] Usov N. A., Ulinich F. R., Grebenshichov Yu. B. — Sol. St. Commun., 1982, v. 43, № 6, p. 475—477.
- [2] Usov N. A., Ulinich F. R., Grebenshichov Yu. B. — Surf. Sci., 1984, v. 139, № 1, p. L185—L189.
- [3] Перлиа Ю. Е. Современные методы теории многофононных процессов. — УФН, 1963, т. 80, в. 4, с. 553—595.
- [4] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика, ч. 2. М., 1978. 448 с.
- [5] Пекар С. И. О влиянии деформации решеток электронами на оптические и электрические свойства кристаллов. — УФН, 1953, т. 50, в. 2, с. 197—252.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 704 с.

Получено 20.08.1984
Принято к печати 5.05.1985

ФТП, том 19, вып. 10, 1985

ОБРАЗОВАНИЕ СГУСТКОВ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ, РАЗОГРЕТОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В.

1. Однородное распределение квазинейтральной электронно-дырочной плазмы (ЭДП), разогретой электрическим полем, в ряде случаев становится неустойчивым при положительной дифференциальной проводимости образца [1-5]. В зависимости от параметров полупроводника и концентрации неравновесной ЭДП неустойчивость наступает либо относительно флуктуаций с волновыми векторами, направленными перпендикулярно линиям тока ($\mathbf{k} \perp \mathbf{j}$) [1, 2, 5], либо относительно $\mathbf{k} \parallel \mathbf{j}$ [3-5]. В первом случае возникает расслоение плотности тока, а во втором — электрического поля.

В данном сообщении рассматривается ситуация, характерная для многих полупроводников с сильно различающимися эффективными массами носителей ($m_e^* \ll m_h^*$), когда электрическим полем разогреваются только легкие электроны, которые рассеивают свою энергию в основном на тяжелых дырках. Выяснено, что в такой биполярной неравновесной ЭДП полупроводника n -типа при концентрации неравновесных дырок, много меньшей концентрации электронов ($p \ll n$), реализуется расслоение тока. Напротив, при достаточно высокой концентрации дырок $p > p_c = \xi_0 n$, где $\xi_0 \approx 1/2$, возникает неустойчивость относительно продольных току флуктуаций ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{j}$). Качественно различный (в зависимости от концентрации дырок) характер расслоения плотности однородной ЭДП на продольные или поперечные току слои означает, что реально в образце могут возникать статические или бегущие двух- или трехмерные сгустки ЭДП.

2. Распределение концентрации n и эффективной температуры электронов T в квазинейтральной ЭДП в приближении энергетического контроля описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_e - (n - n_0) \tau_r^{-1} + G, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= -\frac{T}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_e - \operatorname{div} \mathbf{j}_{ee} + \frac{2}{3} \mathbf{j}_e \mathbf{E} - \frac{n(T - T_0)}{\tau_{eh}}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \\ \mathbf{j}_e &= en \mu_e \mathbf{E} + e \nabla (D_e n), \\ \mathbf{j}_{ee} &= -T \left(\frac{5 + 2\alpha}{3e} \right) (\mathbf{j}_e + \mu_e n \nabla T), \\ \mathbf{j} &= \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_h, \quad \mathbf{j}_h = e p \mu_h \mathbf{E} - e \nabla (D_h p), \end{aligned}$$

где n_0 — равновесная концентрация электронов, G , τ_r — скорость генерации и время рекомбинации, \mathbf{j}_e , \mathbf{j}_h — электронная и дырочная составляющие плотности полного тока \mathbf{j} , \mathbf{j}_{ee} — плотность потока энергии электронов на холодных дырках, T_0 — температура решетки полупроводника, μ_e , μ_h — подвижности электронов и дырок, $D_e = \mu_e T/e$, $D_h = \mu_h T_0/e$, $\alpha = d \ln \mu_e / d \ln T$.

3. Линеаризуя приведенные выше уравнения относительно неоднородных возмущений вида $\exp(-\gamma t / \tau_r + i \mathbf{k} \mathbf{r})$ и пренебрегая малыми членами порядка $\mu_h / \mu_e \approx m_e^* / m_h^*$, получим следующее дисперсионное уравнение:

$$\varepsilon^2 \gamma^2 - \gamma (A - ikC \cos \varphi) + B - ikD \cos \varphi = 0, \quad (1)$$

где

$$A = \alpha (1 - \theta^{-1}) \cos 2\varphi - \frac{1}{2} + \frac{3}{2} \theta^{-1} + k^2 l^2 + k^2 L^2 (1 + \xi \theta) \varepsilon^2 + \varepsilon^2,$$

$$\begin{aligned} B &= k^2 L^2 \left[(1 + \xi \theta) \left(\frac{3}{2} \theta^{-1} - \frac{1}{2} + \alpha \cos 2\varphi - \alpha \theta^{-1} \cos 2\varphi \right) - \right. \\ &\quad \left. - (\alpha + 1) (\theta - 1) (1 + \xi + \xi \cos 2\varphi) + \frac{3}{2} (\theta - 1) (1 - \xi) \cos \varphi^2 - \right. \\ &\quad \left. - \alpha (\theta - 1) \xi \cos \varphi^2 \right] - \frac{1}{2} + \frac{3}{2} \theta^{-1} + \alpha (1 - \theta^{-1}) \cos 2\varphi + k^4 l^2 L^2 (1 + \xi \theta) + k^2 l^2, \end{aligned}$$

$$C = j \tau_{eh} (en)^{-1},$$

$$\begin{aligned} D &= j \tau_{eh} (en)^{-1} \left(\frac{5 + 2\alpha}{3} \right) \left[k^2 L^2 \left(1 + \frac{3}{5 + 2\alpha} \xi \theta \right) - \alpha (\theta - 1) (1 + \xi + \xi \cos 2\varphi) \frac{L^2}{l^2} - \right. \\ &\quad \left. - \theta \left(k^2 l^2 + \frac{3}{2} \theta^{-1} - \frac{1}{2} + \alpha (1 - \theta^{-1}) \cos 2\varphi \right) (1 - \xi) \frac{L^2}{l^2} \right], \end{aligned}$$

$$L^2 = D_h \tau_r, \quad l^2 = \left(\frac{5 + 2\alpha}{3} \right) D_e \tau_{eh}, \quad \varepsilon^2 = \frac{\tau_{eh}}{\tau_r}, \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad \xi = \frac{p}{n},$$

φ — угол между направлением векторов \mathbf{j} и \mathbf{k} .

В полупроводниках, как правило, $\varepsilon^2 \ll 1$, поэтому решение $\gamma(k)$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{(AB + k^2 CD \cos^2 \varphi) + (BC - DA) ik \cos \varphi}{A^2 + k^2 C^2 \cos^2 \varphi}, \\ \gamma_2 &= (A - ikC \cos \varphi) \varepsilon^{-2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим сначала условие возникновения неустойчивости относительно флуктуаций, направленных перпендикулярно линиям тока ($\varphi = \pi/2$). Как следует из выражения для величины B , при $L \gg l$ значение γ_1 становится отрицательным относительно критической флуктуации с волновым числом k , равным

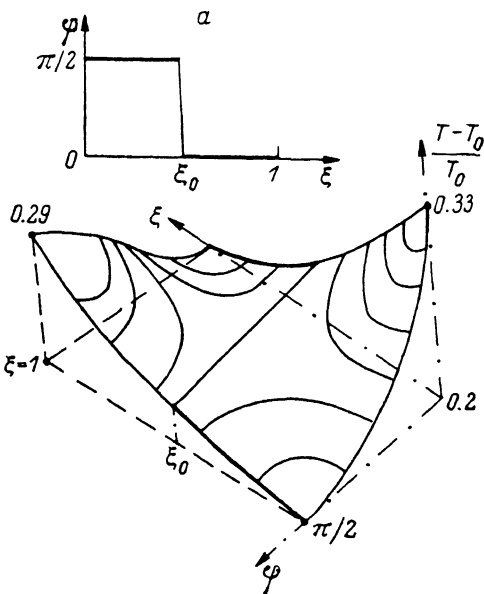
$$k_0 = (lL)^{-1/4} \left(\alpha \theta^{-1} + \frac{3}{2} \theta^{-1} - \frac{1}{2} - \alpha \right)^{1/4} (1 + \xi \theta)^{-1/4} \quad (3)$$

при уровне разогрева электронов, определяемом из условия

$$\left(\alpha + 1 + \frac{\xi}{2} + |\alpha\xi|\right)\theta - \frac{1}{2} - \left(\frac{3}{2} + \alpha\right)\xi - \left(\frac{3}{2} + \alpha\right)\theta^{-1} > \frac{l^2}{L^2} + 2\left(\alpha\theta^{-1} - \frac{1}{2} - \alpha + \frac{3}{2}\theta^{-1}\right)^{1/2} (1 + \xi\theta)^{1/2} \frac{l}{L}. \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что необходимый для расслоения тока разогрев электронов, т. е. значение $\theta = \theta_c$, определяемое из границы выполнения (4), меньше, чем температура (θ^*) возникновения отрицательной дифференциальной проводимости образца: $\theta_c < \theta^* = (3 + 2\alpha)(1 + 2\alpha)^{-1}$.

Анализ дисперсионного уравнения (1) относительно продольных флуктуаций ($\varphi = 0$) показывает, что оно совпадает с уравнением, полученным в [4] для полупроводника p -типа. Наименьший критический разогрев, необходимый для неустойчивости электрического поля, достигается при $\xi = p/n = 1$, $l/L = 0$ и равен $\theta_c = 1.2$ [4]. Поэтому существует некоторое значение $\xi = \xi_0$, при котором происходит переход от рас-



Зависимость критического перегрева плазмы $(T - T_0)T_0^{-1}$, при котором происходит расслоение ее однородного состояния, от отношения $p/n \approx \xi$ и угла φ между \mathbf{j} и \mathbf{k} .

a — зависимость φ от ξ , отвечающая при данном ξ минимальному перегреву, т. е. жирной кривой основного рисунка.

смотренного выше расслоения тока к неустойчивости электрического поля. Для нахождения ξ_0 необходимо проанализировать дисперсионное уравнение (1) при произвольных φ и ξ . Полагая $l/L = 0$, имеем

$$\begin{aligned} & (1 + \xi\theta) \left[\alpha(1 - \theta^{-1}) \cos 2\varphi - \frac{1}{2} + \frac{3}{2}\theta^{-1} \right] - \alpha\xi(\theta - 1) \cos^2 \varphi - \\ & - \frac{3}{2}\alpha(\theta - 1)(1 - \theta^{-1})(1 + \xi + \xi \cos 2\varphi) \left[\alpha(1 - \theta^{-1}) \cos 2\varphi + \frac{3}{2}\theta^{-1} - \frac{1}{2} \right]^{-1} \cos^2 \varphi - \\ & - (\alpha + 1)(\theta - 1)(1 + \xi + \xi \cos 2\varphi) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражение (5) определяет характер изменения типа неустойчивости в зависимости от величины $\xi = p/n$. Вид поверхности нулевого инкримента для случая, когда электроны рассеивают свой импульс на заряженных центрах ($\alpha = 3/2$), представлен на рисунке. Минимальному критическому разогреву электронов при данном отношении p/n отвечает кривая на вставке к рисунку, которая в координатах φ и ξ имеет вид ступеньки. При $\xi > \xi_0$ возникает неустойчивость электрического поля [4] (жирная кривая при $\varphi = 0$), а при $\xi < \xi_0$ — расслоение плотности тока (жирная кривая при $\varphi = \pi/2$). Переход от расслоения тока к неустойчивости электрического поля происходит скачком при $\xi = \xi_0$. Необходимый уровень разогрева электронов θ в этом случае равен $\theta_c \approx 1.25$ ($\xi_0 \approx 0.45$).

4. Физика неустойчивости ЭДП подробно рассмотрена в [1-5]. Особенность расслоения тока (при $\xi \ll 1$) в данном случае состоит в том, что локальная скрытая характеристика ЭДП [5] имеет не степенной [2, 3, 5], а экспоненциальный характер от θ :

$$E^2 \sim p(T - T_0)T^{-\alpha/2} \sim (T - T_0)T^{-\alpha/2} \exp[-(\alpha + 1)\theta], \quad (6)$$

поэтому критическое значение $\epsilon^* \equiv l/L$, разделяющее мягкий и жесткий режимы возникновения шнуров тока, в данном случае близко к единице. Это означает,

что, как правило, уже в точке расслоения спонтанно возникают неоднородные состояния (НС) плазмы с сильной модуляцией p и T , а форма НС существенно отличается от квазигармонической [6, 7]. Эволюция таких НС при изменении тока и малом размере системы в направлении j описана в [6, 7]. В достаточно длинном образце в областях НС, где $p > p_c$, ЭДП может расслоиться уже вдоль линий тока, что приведет к образованию двух- или трехмерных статических или бегущих сгустков.

Рассмотренная неустойчивость может возникать в GaAs, InSb, CdHgTe и других полупроводниках с $m_e^* \ll m_h^*$, если время релаксации импульса электронов τ не уменьшается с ростом T быстрее, чем $\tau \sim T^{-1}$, т. е. при $\alpha > 1$. Такая ситуация реализуется как при $T > T_D$ (T_D — температура Дебая), т. е. T_0 , близких к комнатной, так и при достаточно низких T_0 ($T_0 \leq 10$ К). Условия неустойчивости выполняются, например, для $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ при $T_0 \approx 10$ К, $n \approx 10^{14}$ см $^{-3}$. В этом случае времена межэлектронных соударений, релаксации энергии электронов на дырках, электронов и дырок на фононах соответственно примерно равны: $\tau_{ee} \approx 10^{-12}$ с, $\tau_{eh} \approx 2 \cdot 10^{-10}$ с ($p/n \approx 0.5$), $\tau_{ef} \approx 10^{-9}$ с, $\tau_{hf} \approx 10^{-12}$ с. При этом $L \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см ($\tau_r \approx 10^{-6}$ с), $l \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см, а критическое поле неустойчивости ЭДП, при котором $T \approx 1.25 T_0$, примерно равно 5 В/см.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кернер В. С., Осипов В. В. Расслоение электронно-дырочной плазмы при разогреве. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 10, с. 1542—1554.
- [2] Кернер В. С., Осипов В. В. Расслоение тока в электронно-дырочной плазме. — ФТП, 1979, т. 13, в. 5, с. 891—896.
- [3] Кернер В. С., Осипов В. В. Слои поля в полупроводниках с положительно дифференциальной проводимостью. — ФТТ, 1979, т. 21, в. 8, с. 2342—2346.
- [4] Сабликов В. А. Неустойчивость квазинейтральной электронно-дырочной плазмы в гравитационном поле. — ФТП, 1978, т. 12, в. 12, с. 2309—2318.
- [5] Гафийчук В. В., Кернер В. С., Осипов В. В. Условия расслоения тока или поля в электронно-дырочной плазме. — ФТП, 1981, т. 15, в. 11, с. 2171—2178.
- [6] Кернер В. С., Осипов В. В. Нелинейная теория стационарных страт в диссипативных системах. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, в. 5, с. 1675—1696.
- [7] Кернер В. С., Осипов В. В. Страты в разогретой электронно-дырочной плазме. — ФТП, 1978, т. 12, в. 4, с. 721—724.

Институт прикладных проблем
механики и математики АН УССР
Львов

Получено 4.10.1984
Принято к печати 5.05.1985

ФТП, том 19, вып. 10, 1985

О ПРОХОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В СИСТЕМЕ МАГНИТОПОЛЯРОНОВ

Киндяк А. С., Грибковский В. П.

Отклонение закона дисперсии носителей тока в полупроводниках от квадратичного приводит к возможности наблюдения ряда нелинейных эффектов: гистерезиса циклотронного резонанса [1], солитонных режимов распространения ультракоротких электромагнитных импульсов (УКЭИ) в условиях циклотронного резонанса [2], циклотронных индукции и эха [3]. Подобные нелинейные явления могут быть обусловлены и другими механизмами нелинейности. Например, в [4] рассматривался электрон-фононный механизм гистерезиса циклотронного резонанса.

В настоящей работе показана возможность солитонных режимов распространения УКЭИ в помещенных в однородное постоянное магнитное поле полупроводниках с параболическим законом дисперсии электронов проводимости