Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 491–495 *20 ноября 1969 г.*

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКА В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

24, 21

С.П.Гореславский, В.Ф.Елесин

1. В работах [1,2] исследовались электрические и магнитные свойства полупроводника в поле сильной электромагнитной волны $A(t) =$

$= A\cos\omega t$ с частотой ω, превышающей ширину запрещенной зоны Δ. Было показано, что стационарным состоянием системы является состояние насыщения, в котором коэффициент поглощения сильного поля

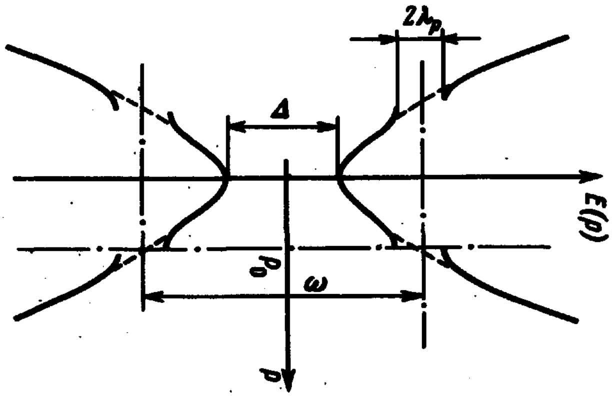

Рис. 1

равен нулю (при отсутствии рекомбинации) (см. [3]). Кроме того, было показано, что в спектре электронов (дырок) имеется щель вблизи квазиимпульса p_0 (см. рис.1)

$$\lambda_p = \frac{1}{2} e A v_{cv}, p_0 = \sqrt{m(\omega - \Delta)}, \quad \hbar = c = 1, \tag{1}$$

где v_{cv} – матричный элемент перехода между зоной проводимости и валентной зоной; эффективные массы электронов и дырок предполагаются одинаковыми.

В настоящей работе рассматривается поглощение слабого электромагнитного поля $A_1(t) = A\cos\omega_1 t$ с частотой $\omega_1 \sim \omega$[1], а также постоянный ток в полупроводнике в состоянии насыщения.

2. Используя стандартные методы теории возмущений, получим среднее значение Фурье компоненты тока в первом приближении по слабому полю A_1

$$i_i(\omega_1 q) = K_{ij}(\omega_1 q) A_{1j}(\omega_1 q)$$

причем мнимая часть K_{ij}, описывающая поглощение, при $q \to 0$, $T = 0$

---

[1] Аналогичный метод используется в газах, на что нам указал И.И.Собельман.

(см. [1] (26))равна

$$K_{ij}(\omega_1) = \frac{\pi e^2}{2} \sum_{p} v^i_{cv}(p)\, v^j_{cv}(p) \left[u^4_p\, \delta(2\epsilon_p + \omega - \omega_1) - \right.$$

$$\left. - v^4_{-p}\delta(2\epsilon_p - \omega + \omega_1) \right], \qquad (2)$$

где

$$u^2_p,\ v^2_{-p} = \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{p^2 - p_0^2}{2m\epsilon_p}\right),\quad \epsilon_p = \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2m}\right)^2 + \lambda_p^2}\ .$$

Если разность частот превосходит величину щели $|\omega - \omega_1| >> \lambda$, то из (2) получаем

$$K_{ij} = \delta_{ij} K(\omega_1),\quad K(\omega_1) = \pm \frac{e^2}{24\pi} |v_{cv}|^2 m^{3/2} \sqrt{\omega_1 - \Delta},\ \omega_1 \gtrless \omega, \qquad (3)$$

что совпадает с [3, 4], где рассматривалось поглощение добавочного поля без учета щели. Знак минус соответствует отрицательному поглощению, поскольку для частоты $\omega_1 < \omega$ имеется инверсная населенность.

В области $|\omega - \omega_1| < 2\lambda$ поглощение поля A_1 существенно отличается от предсказываемого в [3, 4]. В случае изотропной щели $\lambda_p = \lambda = \mathrm{const}$, коэффициент поглощения

$$K(\omega_1) = 0,\ |\omega - \omega_1| \lessgtr 2\lambda \qquad (4)$$

равен нулю в области 4λ. Если положить $\lambda_p = \lambda \cos\theta$ [1], то получим при $p_0^2 / 2m >> \lambda$

$$K(\omega_1) = \frac{5\pi e^2 m p_0 |v_{cv}|^2}{64\omega_1} [a \cos^2\phi + b \sin^2\phi], \qquad (5)$$

$$a = x^3,\ b = \frac{6}{5} x\left(1 - \frac{5}{12}x^2\right),\quad x = \frac{\omega_1 - \omega}{2\lambda}.$$

ϕ – угол между A и A_1. Таким образом поглощение становится анизотропным и при $\phi = 0$ практически равно нулю в интервале λ. Сравнение частотной зависимости поглощения (4) и (5) с результатом [3] дано на рис.2. Наличие щели в спектре приводит к тому, что коэффициент поглощения обращается в нуль в области изменения частоты (порядка λ), тогда как из [3,4] следует обращение лишь в точке

$\omega = \omega_1$. Этот результат может оказаться важным для теории полупроводникового лазера.

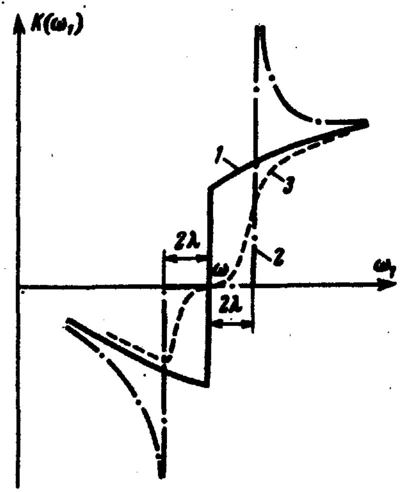

Рис. 2

3. Рассмотрим проводимость полупроводника в постоянном однородном поле E_0 при $T = 0$. Очевидно, что в случае изотропной щели λ ток равен нулю для небольшого E_0. Действительно, электроны не могут набирать энергию по той же причине, что и в полностью заполненной зоне кристалла. Для анизотропной щели ток равен нулю при $E_0 \parallel A$. Это можно показать, используя формулу (33) [1], если учесть, что при $q = 0$ поперечная и продольная проводимости совпадают. Например, при $E_0 \parallel A$

$$\sigma = \lim_{\Omega \to 0} \frac{K(\Omega)}{\Omega} \sim \Omega^2 = 0,$$

где Ω – частота поля E_0. В случае конечной температуры, проводимость становится отличной от нуля за счет теплового заброса электронов через щель. Определяя концентрацию таких электронов $n_{\text{эфф}}$, можно ожидать, что проводимость имеет вид

$$\sigma = \tau e^2 n_{\text{эфф}} / m,$$

где τ – время релаксации импульса,

$$n_{\text{эфф}} \sim p_0^3 \begin{cases} \exp(-\lambda/T), & \lambda_p = \lambda \\ (T/\lambda)^3, & \lambda_p = \lambda \cos\theta, \; E_0 \parallel A. \end{cases}$$

При увеличении поля E_0 наступает "пробой", когда электроны перескакивают через щель за счет энергии, получаемой от E_0.

В заключение отметим, что экспериментальное исследование рассмотренных эффектов достижимо в настоящее время. Для этого требуются поля $E \approx 3 \cdot 10^4 - 10^5$ *в/см*, при этом $\lambda \sim 3 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$ *эв*.

Авторы выражают благодарность В.М.Галицкому за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
1 октября 1969 г.

Литература

[1] В.М.Галицкий, С.П.Гореславский, В.Ф.Елесин. ЖЭТФ, 57, 207, 1969.

[2] В.Ф.Елесин. ФТТ, 11, 2020, 1969.

[3] О.Н.Крохин. ФТТ, 7, 2612, 1965.

[4] Ю.Л.Климонтович, Э.В.Погорелова. ЖЭТФ, 51, 1722, 1966.