

Е. Г. ЦИЦИШВИЛИ

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

(Представлено академиком Н. Н. Боголюбовым 28 V 1969)

В работе (1) исследовалась зависимость эллиптичности вблизи края поглощения от концентрации носителей в GaAs. Наблюдалось уменьшение эллиптичности по величине с ростом концентрации и изменение ее знака при концентрации $n > 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Согласно (2) изменение величины и знака эллиптичности может быть связано с вырождением электронов и обусловлено различным сдвигом Бурштейна для право-, и левополяризованных волн.

В работе (2) была вычислена разность $(n_+ a_+ - n_- a_-)$ ($n_{\pm}$ — показатели преломления) в модели простых зон с учетом Ферми-заполнения. В сильно легированных полупроводниках, помимо этого эффекта, может играть роль и взаимодействие носителей заряда с беспорядочно расположенными примесными атомами. Учет этого взаимодействия в классическом приближении производится без труда. Поступая как в работе (3) и суммируя по уровням Ландау, мы получаем

$$\alpha_+(\omega) - \alpha_-(\omega) = A \sqrt{\hbar\omega - \mathcal{E}_g} \left\{ 2 \frac{g_c \beta \mathcal{H} - \frac{m}{m_c} g \beta \mathcal{H}}{kT} J_1 - \frac{2g\beta \mathcal{H}}{(\hbar\omega - \mathcal{E}_g)} J_2 \right\}, \quad (1)$$

где

$$J_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{e^{-x^2}}{\hbar^2 \left[\frac{V\bar{v}}{kT} \left(x + \frac{\mu - \frac{m}{m_c} (\hbar\omega - \mathcal{E}_g)}{V\bar{v}} \right) \right]}, \quad (2)$$

$$J_2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{e^{-x^2}}{1 + \exp \left[\frac{V\bar{v}}{kT} \left(x + \frac{m}{m_c} (\hbar\omega - \mathcal{E}_g) \right) \right]}. \quad (3)$$

Здесь $g = g_c + g_v$; $v = \langle (v - \bar{v})^2 \rangle$ — среднеквадратичная флуктуация экранированного примесного потенциала; уровень Ферми μ отсчитывается от нижней зоны Ландау; A — величина, содержащая зонные параметры: $m = m_c m_v / (m_c + m_v)$.

Появление первого члена в формуле (1) связано именно с тем фактом, что сдвиг Бурштейна различен для волн разной поляризации.

При $(V\bar{v}/kT)^{-1} \gg 1$ соотношение (1) переходит в выражение, аналогичное полученному в работе (2).

При $V\bar{v}/kT \gg 1$ эллиптичность не зависит от температуры, но зависит от концентрации примеси (определяющую роль играет не изменение ферми-заполнения, а взаимодействие носителей заряда с примесью).

В этом случае

$$\alpha_+(\omega) - \alpha_-(\omega) = A \sqrt{\hbar\omega - \mathcal{E}_g} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{g_c \beta \mathcal{H} - \frac{m}{m_c} g \beta \mathcal{H}}{\sqrt{v}} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[-\frac{\left(\mu - \frac{m}{m_c} (\hbar\omega - \mathcal{E}_g) \right)^2}{v} \right] - \frac{g \beta \mathcal{H}}{(\hbar\omega - \mathcal{E}_g)} \left[1 - \Phi \left(\frac{\mu - \frac{m}{m_c} (\hbar\omega - \mathcal{E}_g)}{\sqrt{v}} \right) \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь $\Phi(x)$ — интеграл вероятности. Формула (4) была получена также в работе (4).

В отсутствие вырождения ($\mu < 0$, $|\mu| \gg kT$) знак эллиптичности противоположен знаку суммы g -факторов (первый член в (4) экспоненциально мал). В случае вырождения первый член начинает играть существенную роль в области частот вблизи края поглощения.

Пусть $m_c \ll m_v$. Вблизи края поглощения ($\hbar\omega - \mathcal{E}_g \simeq \mu$):

$$\alpha_+(\omega) - \alpha_-(\omega) = A \sqrt{\hbar\omega - \mathcal{E}_g} \left\{ -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{g_v \beta \mathcal{H}}{\sqrt{v}} - \frac{g \beta \mathcal{H}}{\hbar\omega - \mathcal{E}_g} \right\}. \quad (5)$$

Рассмотрим следующие случаи:

1. $g < 0$, $g_v > 0$, $|g| \gg g_v$ (случай, типичный для InSb, где $g_c < 0$ и $|g| \sim g_c$). В этом случае разница в сдвигах Бурштейна для право- и левополяризованных волн мала, в результате чего эллиптичность не меняет знака. Однако наличие заполнения приводит к уменьшению величины эллиптичности по сравнению с чистым образцом, где

$$\alpha_+(\omega) - \alpha_-(\omega) \simeq -2A g \beta \mathcal{H} / \sqrt{\hbar\omega - \mathcal{E}_g}. \quad (6)$$

2. $g_v \gg |g|$. Вблизи края поглощения в этом случае

$$\alpha_+(\omega) - \alpha_-(\omega) \simeq \frac{2A}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\hbar\omega - \mathcal{E}_g} \frac{g_v \beta \mathcal{H}}{\sqrt{v}}. \quad (7)$$

Пусть теперь $m_c \sim m_v$ (случай, типичный для соединения свинца). Тогда вблизи края поглощения

$$\alpha_+(\omega) - \alpha_-(\omega) \simeq \frac{A \sqrt{\hbar\omega - \mathcal{E}_g}}{\sqrt{\pi v}} (g_c - g_v) \beta \mathcal{H}, \quad (8)$$

и если g -фактор и разность ($g_c + g_v$) имеют одинаковый знак, то эллиптичность меняет знак. Следует отметить (см. формулы (4), (5), (7), (8)), что эксперимент по измерению эллиптичности может служить для определения одного из характерных параметров, возникающих в теории легированных вырожденных полупроводников, — параметра v .

Влияние примесного потенциала на междузонный эффект Фарадея исследовалось в работе (3). Было показано, что одновременный учет примесного потенциала и факта заполнения приводит к изменению частотной зависимости угла вращения вблизи каждого максимума и минимума ($\hbar\omega > \hbar\omega_g$).

В настоящей заметке вычисляется длинноволновый предел ($\omega \ll \omega_g$), который, как показано в (2), отличен от нуля, если газ носителей заряда вырожден.

Если наряду с заполнением зоны принять во внимание взаимодействие носителей заряда с примесью (3), то при достаточно низких температурах ($kT \ll \sqrt{v}$) длинноволновый предел равен конечной величине, не зависящей от частоты и температуры, и, так же как эллиптичность, содержащей параметр v :

$$\theta(0) = \frac{2e^2 m^{3/2} |p_{cv}|^2}{c \sqrt{\varepsilon} m_0^2 \hbar^{3/2} \sqrt{\pi v}} \sqrt{\omega_g} \left[\frac{g\beta \mathcal{H}}{\hbar \omega_g} - 2 \left(\mu + \frac{m}{m_c} \hbar \omega_g \right) \frac{\left(\frac{m}{m_c} g\beta \mathcal{H} - g_c \beta \mathcal{H} \right)}{v} \right] \times \\ \times \exp \left[- \frac{\left(\mu + \frac{m}{m_c} \hbar \omega_g \right)^2}{v} \right].$$

Заметим в заключение, что все изложенное в равной мере применимо и к вырожденной системе электронов, движущихся в любом случайном гауссовом поле.

В заключение автор выражает благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за полезные обсуждения, а также за предоставление препринта работы ⁽⁴⁾.

Институт кибернетики
Академии наук ГрузССР
Тбилиси

Поступило
6 IV 1969

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ W. Thielemann, Phys. Stat. Sol., **26**, K29 (1968). ² D. G. Mitchell, E. D. Palik, R. F. Wallis, Phys. Rev. Lett., **14**, 827 (1965). ³ Е. Г. Цицишвили, Физ. и техн. полупроводников, в. 1 (1970). ⁴ A. L. Efros, M. Diakonov, D. L. Mitchell, Phys. Rev. in press.