

ОСЦИЛЛЯЦИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ГЕРМАНИЯ ПРИ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ПРИМЕСНОЙ ПОДСВЕТКЕ

В.Н.Зверев

Обнаружены осцилляции фотопроводимости в магнитном поле при монохроматической примесной подсветке германия при гелиевых температурах, которые обусловлены немонотонной зависимостью от поля коэффициента примесного магнитопоглощения. Из периода осцилляций получены данные о непараболичности энергетических зон германия.

В работе исследовалась фотопроводимость в поперечном магнитном поле при монохроматической примесной подсветке образцов германия

n- и *p*-типа при гелиевых температурах. Эксперименты проводились на образцах, легированных мышьяком с концентрацией $N_{As} = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и на образцах, легированных галлием с концентрацией $N_{Ga} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Образцы имели форму прямоугольных пластин размерами $4 \times 4 \times 0,3 \text{ мм}^3$, нормаль к поверхности которых для большинства образцов была параллельна оси $[100]$ кристалла. Несколько образцов *p*-типа имели нормаль к поверхности, параллельную оси $[110]$. После химической полировки на образцах *p*-Ge изготавливались константы привариванием золотой проволоки $\phi 80 \text{ мкм}$, а на образцах *n*-Ge — вжиганием сплава In-As . Расстояние между контактами было около 1 мм.

Образцы помещались в сверхтекучий гелий в центр сверхпроводящего соленоида, дающего поле до 100 кэ и проводились измерения фототока I как функции обратного магнитного поля H^{-1} по методике, подробно описанной в [1].

Источником оптической накачки служил лазер на CO_2 ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, энергия кванта $hc/\lambda = 0,118 \text{ эВ}$), луч которого попадал на образец, проходя через окно в верхнем фланце криостата, изготовленное из ZnSe . Мощность лазера составляла около 5 Вт, однако в эксперименте она была уменьшена с помощью фильтров примерно до 0,1 Вт.

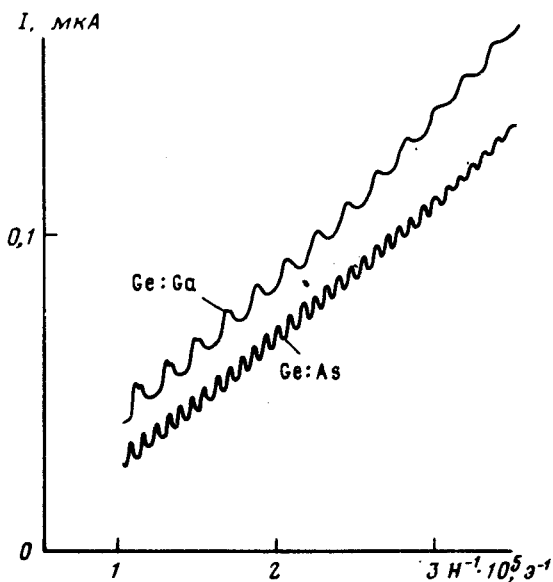


Рис. 1. Осцилляции фототока на образцах германия *n*- и *p*-типа. Напряженность электрического поля 3В/см, $T = 1,5 \text{ К}$, $\mathbf{H} \parallel [100]$. Масштаб по оси ординат относится к верхней кривой. Для нижней кривой усиление в 8 раз больше

На рис. 1 представлены записи зависимости $I(H^{-1})$ для образцов германия, легированных галлием и мышьяком. Как видно из рисунка, на образцах, содержащих как донорную, так и акцепторную примесь, на кривых $I(H^{-1})$ наблюдаются осцилляции, периодичные в шкале обратного магнитного поля. На образцах *n*-Ge период осцилляций P был равен $7,7 \cdot 10^{-7} \text{ э}^{-1}$ при $\mathbf{H} \parallel [100]$ и зависел от ориентации вектора \mathbf{H} относительно осей кристалла. Эта зависимость, которую можно было проследить при малых отклонениях вектора \mathbf{H} от оси $[100]$, соответствовала анизотропии циклотронной массы электронов в германии.

На образцах *p*-Ge период был равен $1,9 \cdot 10^{-6} \text{ э}^{-1}$ как при $\mathbf{H} \parallel [100]$, так и при $\mathbf{H} \parallel [110]$. Отсутствие заметной анизотропии периода свидетельствовало о том, что осцилляции, наблюдавшиеся на *p*-Ge связаны с квантованием в магнитном поле энергетического спектра легких дырок. На рис. 1 на кривой, соответствующей Ge:Ga, имеется расщепление нескольких экстремумов в области больших магнитных полей. Это расщепление примерно одинаково для разных экстремумов и равно $\sim 0,15 P$. При $\mathbf{H} \parallel [110]$ подобного расщепления не возникало.

Наблюдаемые в эксперименте осцилляции можно объяснить следующим образом.

В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel z$ спектр носителей тока имеет вид $\epsilon = E_n + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, m^* — масса, характеризующая поступательное движение вдоль \mathbf{H} . В этих условиях коэффициент поглощения света в области примесного поглощения осциллирует при изменении магнитного поля, резко возрастаая всякий раз, когда неравновесные носители рождаются вблизи дна подзоны Ландау, т. е. с энергией $\epsilon \approx E_0$ [2].

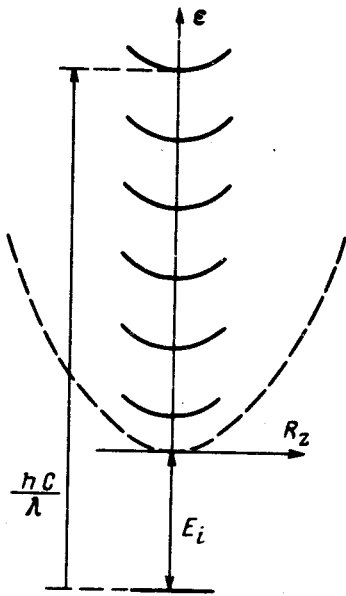


Рис. 2. Энергетическая диаграмма, иллюстрирующая переходы в магнитном поле носителей с примесей в зону под действием света. Пунктиром показана зависимость $\epsilon(k_z)$ при $H=0$

Периодичность таких осцилляций дается соотношением

$$E_0 = E_n, \quad (1)$$

где $E_0 = \frac{hc}{\lambda} - E_i$; E_i — энергия ионизации примеси (см. рис. 2). Соотношение (1) подобно аналогичному соотношению для эффекта де Газа — ван Альфена описывает осцилляции с периодом в шкале H^{-1} , равным [3]

$$P = 2\pi e / c \hbar S. \quad (2)$$

Здесь S — площадь в k -пространстве экспериментального сечения изоэнергетической поверхности $\epsilon = E_0$ плоскостью, перпендикулярной \mathbf{H} .

В условиях настоящего эксперимента толщина образца была значительно меньше величины обратного коэффициента поглощения света, поэтому наряду с коэффициентом поглощения осциллировало также полное число носителей, созданных в образце примесной подсветкой. Именно это, очевидно, и приводило к осцилляциям фотопроводимости.

Таким образом, описанные эксперименты позволяют измерить площади сечения изоэнергетических поверхностей как электронов, так и легких дырок на значительном удалении от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Поэтому такие измерения могут быть использованы для исследований непараболичности энергетических зон.

Для электронов в германии при $\epsilon \approx 0,1$ эВ отклонения закона дисперсии от квадратичного невелики [4], поэтому в зависимости циклотронной массы электронов от энергии можно ограничиться линейным членом, записав

$$m_e(\epsilon) = m_e(0)(1 + \alpha\epsilon). \quad (3)$$

Поскольку $m = \frac{\hbar^2}{2\pi} \frac{\partial S}{\partial \epsilon}$, из соотношений (2) и (3) следует

$$\alpha = \frac{2}{E_0} \left(\frac{e\hbar}{m_e(0)cPE_0} - 1 \right). \quad (4)$$

Подставив в (4) измеренное в эксперименте значение P , а также величины $m_e(0) = 0,135 m_0$ и $E_0 = \frac{hc}{\lambda} - E_{As} = 0,104$ эВ (здесь использовано значение $E_{As} = 14,04$ мэВ [5]), найдем $\alpha = 1,4$ эВ⁻¹, что удовлетворительно согласуется со значением $1,6$ эВ⁻¹, полученным в работе [4].

Эксперименты на p -Ge дают для величины S_h значение $5 \cdot 10^{13}$ см⁻², превышающее на 33% то, которое получилось бы для параболической зоны с циклотронной массой $m_h = 0,043 m_0$. Этот результат свидетельствует о сильной непараболичности зоны легких дырок что и следовало ожидать на основании расчета [6]. К сожалению, количественное сравнение с теорией затруднено, так как закон дисперсии в [6] не выражен аналитически на таком удалении от потолка валентной зоны.

Расщепление экстремумов на зависимости $J(H^{-1})$, наблюдавшееся на p -Ge связано, вероятно, с тем, что спектр легких дырок представляет собой в $k_z = 0$ две смещенные друг относительно друга серии уровней Ландау. Ясно, что переходам на разные "лестницы" легких дырок должны соответствовать две смещенные друг относительно друга серии экстремумов на зависимости $J(H^{-1})$.

Оценки показывают, что учет в (1) энергии связанных состояний носителей в зоне, возникающих из-за кулоновского поля ионизованной примеси [2], а также учет зависимости $E_i(H)$ приводит к поправкам для величин S_e и S_h , лежащим в пределах экспериментальной погрешности, которая не превышает 1 — 2%.

В заключение, автор благодарит В.Ф.Гантмахера за внимание к работе, а также Г.Е.Пикуса и С.В.Мешкова за полезные обсуждения.

Институт
физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июня 1978 г.

Литература

- [1] В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев. ЖЭТФ, **69**, 695, 1975.
 - [2] W.S.Boyle, R.E.Howard. J. Phys. Chem. Solids, **19**, 181, 1961.
 - [3] Дж.Займан. Принципы теории твердого тела. М., изд. Мир, 1974.
 - [4] R.L.Aggarwal, M.D.Zuteck, B.Lax. Phys. Rev., **180**, 800, 1969.
 - [5] J.H.Reuszer, P.Fisher. Phys. Rev., **A135**, 1125, 1964.
 - [6] M.Cardona, F.M.Pollak. Phys. Rev., **142**, 530, 1966.
-