

## НАБЛЮДЕНИЕ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ 77 К В CdS МЕТОДОМ АКУСТОЭЛЕКТРОННОГО УСИЛЕНИЯ

*А.М.Дьяконов, Я.В.Копелевич.*

Наблюдался эффект слабой локализации электронов при 77 К методом акустоэлектронного усиления в CdS. Предполагается, что слабая локализация электронов обусловлена квазиупругим электрон-фононным рассеянием.

В работах <sup>1-3</sup> было показано, что эффекты слабой локализации <sup>4, 5</sup> возможны не только в неупорядоченных проводниках при низких температурах, когда электроны упруго рассеиваются на примесях и подчиняются статистике Ферми, но и в чистых материалах при более высоких температурах, таких, что электрон-фононное рассеяние становится квазиупругим. При выполнении условия  $\tau_{\varphi} \gg \tau$  рассеяние на фононах играет двойную роль: с одной

стороны, оно может создавать интерференцию, с другой — ее разрушает. Здесь  $\tau_{\varphi} \sim \frac{\tau}{(\omega\tau)^{2/3}}$ ,  $\tau_{\varphi}$  — время срыва фазы электрона,  $\tau$  — уходное время электрон-фононной релаксации,  $\hbar\omega$  — характерная энергия, переданная электрону при столкновении. Таким образом, существуют два температурных интервала, где может осуществляться слабая локализация: низкие температуры, где она обусловлена рассеянием электронов на примесях, и сравнительно высокие температуры, где она обусловлена рассеянием электронов акустическими фононами<sup>1)</sup>.

Цель настоящей работы — экспериментальное доказательство существования локализационных поправок к подвижности электронов при достаточно высоких температурах.

Для наблюдения слабой локализации концентрацию электронов желательно иметь столь малой, чтобы электронный газ был невырожденным и электрон-электронные столкновения не определяли  $\tau_{\varphi}$ . В случае вырожденного электронного газа локализационные поправки и квантовые поправки, обусловленные межэлектронным взаимодействием<sup>8</sup>, сосуществуют, тогда как в невырожденном электронном газе локализационные поправки можно изучать в "чистом" виде<sup>9</sup>. Удобным объектом для этого может служить фотопроводящий CdS. В нем легко получить достаточно малые ( $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) концентрации электронов. При азотных температурах электроны рассеиваются акустическими фононами. Известно, что это рассеяние является квазиупругим. Переданная электрону при столкновении энергия  $\hbar\omega = (3m^*kT\omega)^{1/2}$ , где  $m^*$  — эффективная масса электрона ( $\approx 0,2m_0$ ), а  $\omega$  — скорость звука ( $\approx 10^5 \text{ см/с}$ ), откуда при  $T = 77 \text{ К}$   $\hbar\omega \approx 10^{-15}$  эрг. Приняв  $\tau \approx 10^{-13} \text{ с}$ <sup>10</sup>, получим  $(\omega\tau)^{2/3} \approx 0,1$ ,  $\tau_{\varphi} = \frac{2\tau}{(\omega\tau)^{2/3}} \approx 10^{-12} \text{ с}$ , т. е.  $\tau_{\varphi} \gg \tau$ . Условие удаленности

от перехода к сильной локализации  $(pl/\hbar)^2 \gg 1$  также выполняется ( $(pl/\hbar)^2 \approx 30$ ), где  $p$  — импульс электрона,  $l$  — длина его свободного пробега. Умеренные значения подвижности ( $\mu \sim 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) делают незаметными эффекты классического магнетосопротивления, что дает возможность выделить локализационные поправки по характерному изменению подвижности в магнитном поле (отрицательному магнетосопротивлению)<sup>11, 12</sup>. Для фотопроводящего CdS с вышеприведенными параметрами магнитное поле  $H_c$ , в котором происходит эффективное разрушение интерференции, составляет  $\sim 1 \text{ кЭ}$ .

Поскольку CdS — пьезополупроводник, в нем можно осуществить усиление звука во внешнем электрическом поле. В условиях настоящего эксперимента коэффициент акустоэлектронного усиления  $\Gamma$  выражается следующим образом:

$$\Gamma \sim \frac{\Omega}{\omega} \frac{\mu E - w}{\mu}$$

где  $E$  — дрейфовое электрическое поле,  $\Omega, \omega$  — частота и скорость звука, соответственно. Происходящее вследствие разрушения интерференции в магнитном поле изменение подвижности  $\Delta\mu(H) = \mu(H) - \mu(0)$  приводит к изменению величины коэффициента акустоэлектронного усиления  $\Delta\Gamma = (\partial\Gamma/\partial\mu)\Delta\mu \sim (\omega/\mu^2)\Delta\mu$ , причем  $\Delta\Gamma > 0$ , поскольку  $\Delta\mu > 0$ <sup>2)</sup>. В эксперименте измерялось изменение величины звукового сигнала при включении магнитного поля:  $\Delta J(H) = J(H) - J(0)$ .

- 1) Следует отметить, что "кратковременная" локализация электронов, возникающая вследствие их квазиупругого рассеяния на фононах исследовалась ранее<sup>7а</sup> экспериментально и теоретически в отсутствие магнитного поля в другом классе веществ — органических металлах с квазиодномерным спектром.
- 2) Как показали Афонин и др.<sup>9</sup> при частотах, по крайней мере на два порядка больших, чем те, что использовались в настоящем эксперименте, локализованные поправки к коэффициенту поглощения звука имеют более сложный характер и непосредственно через подвижность не выражаются.

Методика получения и измерения акустоэлектронного усиления – стандартная <sup>13</sup>. Блок-схема измерительной установки приведена на рис. 1. Длительность импульсов дрейфового поля ( $\approx 3$  мкс) соответствовала однопролетному режиму усиления. Концентрация электронов ( $\approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) достигалась подсветкой от стабилизированной лампы накаливания через светофильтры СЗС-20, 23. Образец ( $5,2 \times 5 \times 6 \text{ мм}^3$ ) в держателе погружался в жидкий азот, находящийся в стеклянном сосуде Дьюара, который, в свою очередь, помещался

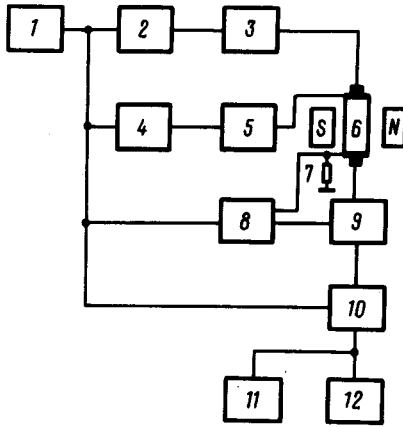


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки: 1 – синхронизатор, 2 – генератор регулируемой задержки импульсов звука, 3 – генератор радиоимпульсов, 4 – генератор регулируемой задержки импульсов дрейфового поля, 5 – генератор импульсов дрейфового поля, 6 – образец, 7 – измерительное сопротивление, 8 – осциллограф, 9 – приемник радиоимпульсов, 10 – стробоскопический блок, 11 – графопостроитель, 12 – цифровой вольтметр

между полюсами магнита. Первый прямо прошедший звуковой импульс, усиленный в дрейфовом поле, выделялся и измерялся по амплитуде с помощью стробоскопического блока (рис. 1). Далее сигнал подавался на графопостроитель и регистрировалось его изменение во времени, причем магнитное поле попеременно то включалось на 7 – 8 минут, то выключалось. На рис. 2 приведен пример такой записи сигнала.

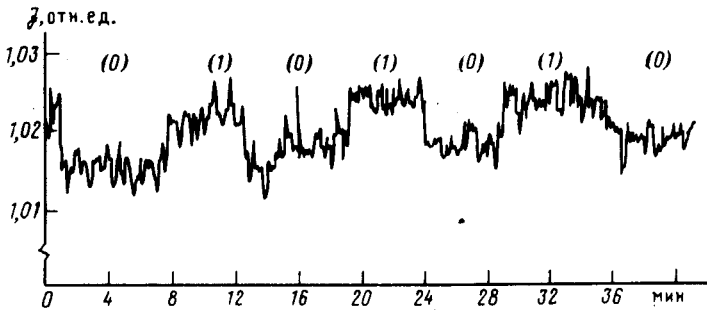


Рис. 2. Изменение сигнала со временем при включенном магнитном поле  $H = 1 \text{ кЭ}$  (1) и без магнитного поля (0)

При  $H < 400 \text{ Э}$  разность  $\Delta J(H)$  не была заметна на уровне шума. При увеличении магнитного поля величина  $\Delta J(H)$  возрастала, насыщаясь при  $H \gtrsim 1 \text{ кЭ}$ . Аналогичное поведение величины  $\Delta \mu(H)$  предсказывается теорией слабой локализации <sup>11, 12</sup>. На опыте величина  $\Delta J(H)$  существенно зависела от магнитного поля, начиная с  $H \gtrsim 700 \text{ Э}$ , что по порядку величины соответствует вышеприведенной оценке для  $H_c$ . Считая, что это экспериментальное значение магнитного поля действительно имеет смысл  $H_c$ , из соотношения  $H_c = \frac{c\hbar}{4eD\tau_\varphi}$  <sup>11, 12</sup> ( $D$  – коэффициент диффузии электронов) находим  $\tau \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ . Такая величина количественно характерна для улодного, времени электрон-фононной релаксации. При увеличении

вводимой мощности звука от  $10^{-5}$  до  $10^{-2}$  Вт величина  $\Delta J(H)$  уменьшалась от своего максимального значения до нуля. Это может быть связано с разрушением интерференции высокочастотным пьезоэлектрическим полем звуковой волны, действие которого аналогично действию внешнего высокочастотного электрического поля <sup>6</sup>. При  $T=300$  К  $\Delta J(H) = 0$ , что должно быть связано с неупругим рассеянием электронов оптическими фононами.

Таким образом, результаты настоящей работы позволяют предположить, что наблюдаемый эффект обусловлен слабой локализацией электронов, вызванной квазиупругим электрон-фононным рассеянием.

Авторы благодарны В.В. Леманову за поддержку в работе, В.В. Афонину, Ю.М. Гальперину, В.Л. Гуревичу за многочисленные обсуждения вопросов физической интерпретации результатов.

#### Литература

1. Афонин В.В., Гальперин Ю.М., Гуревич В.Л. ЖЭТФ, 1985, **88**, 1906.
2. Афонин В.В., Гальперин Ю.М., Гуревич В.Л. ЖЭТФ, 1985, **88**, 2190.
3. Afonin V.V., Galperin Yu.M., Gurevich V.P. Phys. Rev. B, 1986, **33**, 8841.
4. Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 248.
5. Abrahams E., Ramakrishnan T.V. J. Non-Cryst. Sol. 1980, **35/36**, 15.
6. Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmelnsky D.E. Sol. St. Commun, 1981, **39**, 619.
7. Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmelnsky D.E. J. Phys. C.: Solid St. Phys., 1982, **15**, 7367.
- 7а. Гоголин А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, **22**, 564.
8. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. Письма в ЖЭТФ, 1978, **27**, 700.
9. Афонин В.В., Гальперин Ю.М., Игнатьев Р.Н. ФТТ, 1986, **28**, 1063.
10. Boone J.L., Cantwell G. J. Appl. Phys., 1985, **57**, 1171.
11. Altshuler B.L., Khmelnsky D.E., Larkin A.I. Lee P.A., Phys. Rev. B, 1980, **22**, 5142.
12. Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y. Progr. Theor. Phys., 1980, **63**, 707.
13. Hutson A.R., McFee J.H., White D.L. Phys. Rev. Lett., 1961, **7**, 237.

Поступила в редакцию

5 ноября 1987 г.

После переработки

18 января 1988 г.