

## ВРЕМЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В ПРОВОДЯЩЕЙ ПРИМЕСНОЙ ЗОНЕ

И.Е. Трофимов, А.И. Демин\*, В.Н. Мурзин, В.А. Батанов\*

*Исследовано магнитосопротивление легированного кремния при селективном возбуждении носителей из основного состояния примесных атомов в  $H^-$ -зону. Из полученных данных по теории квантовых поправок сделана оценка времени энергетической релаксации носителей в  $H^-$ -зоне.*

Исследование проводящей примесной зоны, образующейся в результате взаимодействия двухэлектронных ( $H^-$ -подобных) примесных состояний, представляет немалый интерес как для физики неупорядоченных систем, так и для физики полупроводников и практических применений. В работах [1,2] были выполнены детальные исследования процесса образования  $H^-$ -зоны и определена критическая примесная концентрация. Однако до сих пор практически отсутствуют данные о транспортных характеристиках этой зоны. Это связано с тем, что довольно трудно экспериментально отделить вклад проводимости по  $H^-$ -зоне от конкурирующих механизмов проводимости (по зоне проводимости и прыжковой по основным состояниям примесных атомов (рис.1)).

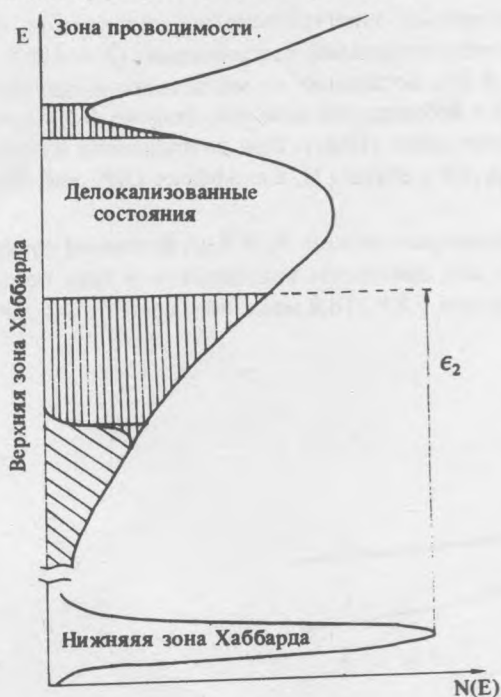


Рис.1 Плотность состояний в модели Мотта-Хаббарда-Андерсона. Заштрихованы локализованные состояния.

В данной работе выполнены измерения магнитопольевых зависимостей проводимости по  $H^-$ -зоне при селективном возбуждении носителей излучением субмиллиметрового лазера. Как было показано в [3], в этих условиях удается реализовать ситуацию, при которой концентрация носителей в  $H^-$ -зоне на несколько порядков превосходит концентрацию носителей в зоне проводимости и сравнима с концентрацией носителей в основных состояниях, т.е. проводимость образцов обусловлена носителями в  $H^-$ -зоне.

\* Физико-технологический институт АН СССР, г. Москва.

Для фотовозбуждения носителей использовался субмиллиметровый лазер, работающий на молекуле  $\text{CH}_3\text{OH}$ , с оптической накачкой от инфракрасного  $\text{CO}_2$  лазера. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме. Импульсы длительностью 100 мс следовали с частотой 10 Гц. Средняя мощность излучения на длине волны 118,8 мкм составляла 1 мВт, а на длине волны 96,5 мкм—100 мкВт. В экспериментах использовались кристаллы кремния, легированные бором с концентрацией примеси  $N = 5 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Концентрации примесей и энергии активации  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_3$  определялись по измерениям температурных зависимостей проводимости и коэффициента Холла. Образцы размерами  $5 \times 1 \times 1 \text{ мм}^3$  с омическими контактами на длинных сторонах (для уменьшения сопротивления) закреплялись внутри медного контейнера, защищающего образец от фонового излучения. В контейнере имелось окошко для ввода лазерного излучения, перед которым устанавливались холодные фильтры из черного полиэтилена, кристаллического кварца и тефлона, комбинация которых позволяла отсеять коротковолновое излучение с  $\lambda < 90 \text{ мкм}$ . Контейнер с образцами и фильтрами располагался в центре сверхпроводящего соленоида, создающего магнитные поля напряженностью до 36 кЭ. Магнитное поле соленоида ориентировано соосно с окнами криостата и перпендикулярно току в образцах.

На рис.2 представлены результаты измерений магнитосопротивления для двух образцов кремния с различным содержанием примеси при возбуждении излучением лазера дальнего инфракрасного диапазона с длиной волны 118,8 мкм и 96,5 мкм. Концентрация примеси в образцах выбрана таким образом, что энергия активации проводимости  $\epsilon_2$  (отвечающая тепловому возбуждению носителей из основных примесных состояний в  $\text{H}^-$ -подобные делокализованные) в одном образце (образец № 1,  $\epsilon_2 = 10,0 \text{ мэВ}$ ) меньше энергии кванта 118,8 мкм ( $\hbar\omega = 10,4 \text{ мэВ}$ ), а в другом (образец № 2,  $\epsilon_2 = 12,5 \text{ мэВ}$ ) больше. В случае возбуждения излучением 96,5 мкм ( $\hbar\omega = 12,8 \text{ мэВ}$ ) энергия кванта больше энергии активации  $\epsilon_2$  в обоих образцах.

Из рис.2 видно, что в ситуации, когда энергия кванта меньше энергетического расстояния  $\epsilon_2$  между основным примесным состоянием и  $\text{H}^-$ -подобными делокализованными состояниями ( $\lambda = 118,8 \text{ мкм}$ , образец № 2), относительное изменение сопротивления  $\Delta\rho/\rho$  не зависит от магнитного поля. При той же длине волны излучения в случае образца № 1 ( $\hbar\omega > \epsilon_2$ ) наблюдается заметное падение  $\Delta\rho/\rho$  с ростом  $H$ , т.е. наблюдается эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС). При возбуждении излучением с  $\lambda = 96,5 \text{ мкм}$  ( $\hbar\omega > \epsilon_2$  для обоих образцов) падение  $\Delta\rho/\rho$  с ростом  $H$ , т.е. эффект ОМС наблюдается у обоих образцов.

Фотопроводимость образцов также определяется соотношением между  $\epsilon_2$  и  $\hbar\omega$ . В первом случае ( $\lambda = 118,8 \text{ мкм}$ , образец № 2) сопротивление не изменяется под действием излучения, а в трех остальных случаях зарегистрировано уменьшение сопротивления образцов ( $\lambda = 118,8 \text{ мкм}$ , образец № 1,  $\Delta\rho/\rho = -0,1\%$ ,  $\lambda = 96,5 \text{ мкм}$ , образец № 1 и № 2:  $\Delta\rho/\rho = -0,5$  и  $-0,1\%$ ).

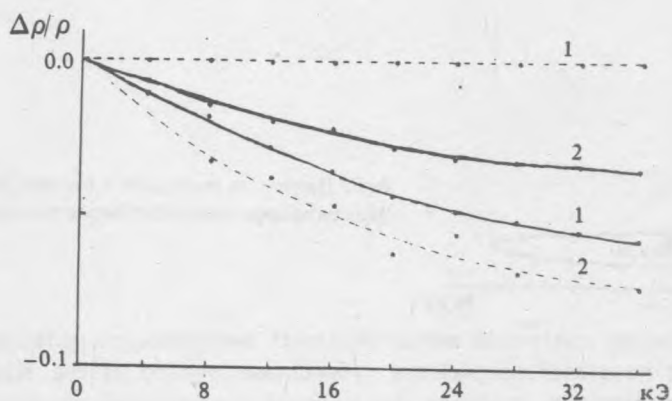


Рис.2 Магнитосопротивление образцов легированного кремния с концентрацией примеси  $N = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (1):  $9,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (2) при  $T = 4,2 \text{ К}$  при возбуждении носителей лазерным излучением с длиной волны 96,5 мкм (сплошная линия) и 118,8 мкм (пунктир).

Таким образом, путем селективного возбуждения носителей удалось выделить проводимость по делокализованным  $H^-$ -состояниям. На это указывает уменьшение сопротивления при воздействии излучения с энергией квантов  $\hbar\omega > \epsilon_2$  и возникновение при этом эффекта ОМС, который невозможно приписать другим конкурирующим механизмам проводимости (проводимость по зоне проводимости, прыжковая проводимость).

Полученные экспериментальные данные позволяют оценить время энергетической релаксации  $\tau_\epsilon$  в  $H^-$ -зоне. В неупорядоченной зоне  $\tau_\epsilon$  примерно равно времени релаксации фазы волновой функции  $\tau_\varphi$  которую можно вычислить, используя теорию квантовых поправок [4,5].

В невырожденном случае [6]

$$\tau_\varphi = \frac{5,7 \cdot 10^3}{C} \left[ eN \frac{\Delta\sigma_q}{\sigma_2} \right]^{2/3} \frac{e^2 l_H^{3/2}}{kT} \mu_2^{-1/3}, \quad (1)$$

где  $l_H = (c\hbar/eH)^{1/2}$  — магнитная длина;  $\Delta\sigma_q/\sigma_2$  — измеряемое в данных экспериментах изменение фотопроводимости по  $H^-$ -зоне при наложении поля,  $C = 1,5$ . Согласно [7], подвижность носителей в  $H^-$ -зоне порядка 10 см/В.с. Подставляя экспериментальные значения  $T$  и  $H$  в (1), получаем  $\tau_\epsilon \approx (0,5 \div 1,0) \cdot 10^{-10}$  с.

Авторы глубоко признательны Д.Е. Хмельницкому и Л.Б. Литвак-Горской за обсуждение экспериментальных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Банная В.Ф. и др. ЖЭТФ, 85, в.2, 746 (1983).
2. Мурзин В.Н., Трофимов И.Е. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 9 (1989).
3. Трофимов И.Е. и др. Препринт ФИАН № 25, М., 1989.
4. Kawabata A. J. Phys. Soc. Japan, 49, № 2, 628 (1980).
5. Альтшулер Б.Л. и др. ЖЭТФ, 81, в.2(8), 768 (1981).
6. Гершензон Е.М. и др. ФТП, 20, в.1, 99 (1986).
7. Ворожцова Л.А. и др. ЖЭТФ, 93, в.4(10), 1419 (1987).

Поступила в редакцию 22 мая 1989 г.