

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ф. М. Исмагилова, Л. Б. Литвак-Горская, Г. Я. Луговая, И. Е. Трофимов, Особенности отрицательного магнитосопротивления при проводимости по верхней зоне Хаббарда в  $p$ -Si⟨B⟩, *Физика и техника полупроводников*, 1991, том 25, выпуск 2, 255–261

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 178.206.252.142

23 декабря 2023 г., 13:50:02



## ОСОБЕННОСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ПРОВОДИМОСТИ ПО ВЕРХНЕЙ ЗОНЕ ХАББАРДА В $p$ -Si⟨B⟩

Исмагилова Ф. М., Литвак-Горская Л. Б., Луговая Г. Я., Трофимов И. Е.

Исследовано магнитосопротивление слабо компенсированного  $p$ -Si⟨B⟩ с  $N_a \approx 6 \cdot 10^{16} \div 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $H = 0 \div 36 \text{ кЭ}$  и  $T = 4.2 \div 40 \text{ К}$  в стационарных условиях ( $T = 20 \div 40 \text{ К}$ ) и при лазерном и фоновом фотовозбуждении дырок ( $T = 4.2 \text{ К}$ ) в верхнюю зону Хаббарда (ВЗХ). Показано, что появление отрицательного магнитосопротивления (ОМС) связано только с проводимостью по ВЗХ, причем ОМС объясняется в рамках теории квантовых поправок к проводимости за счет слабой локализации дырок. Найденное время сбоя фазы волновой функции  $\tau_\varphi$  близко к  $\tau_{ph}$  — времени релаксации импульса дырки при рассеянии на акустических фононах.

*Введение.* Известно, что в легированных полупроводниках при наличии проводимости по зоне делокализованных примесных состояний [верхней зоне Хаббарда (ВЗХ) или  $\varepsilon_2$ -зоне] наблюдается отрицательное магнитосопротивление (ОМС) [1, 2], объясняемое в рамках теории квантовых поправок к проводимости [3–5]. При этом предполагается, что ОМС определяется только проводимостью по ВЗХ, подтверждением чему служит, по мнению авторов [1, 2], существование ОМС в том диапазоне температур, где преобладает этот вид проводимости. Отметим, что в легированных немагнитными водородоподобными примесями полупроводниках при  $n^{1/2}a < 0.25$  ОМС связано только со слабой локализацией электронов, поэтому возможны количественная обработка экспериментальных результатов и определение времени сбоя фазы волновой функции электрона  $\tau_\varphi$  (здесь  $n$  — концентрация свободных электронов,  $a$  — радиус локализации его на примесном центре). Действительно, в [2] было найдено  $\tau_\varphi$  и показано, что оно определяется временем релаксации импульса электрона на акустических фононах  $\tau_{ph}$  в соответствии с теорией [5]. Однако условия, при которых  $\tau_\varphi = \tau_{ph}$ , выполняются и для свободных электронов, в связи с чем возникает неясность, за счет каких электронов — свободных или ВЗХ — существует ОМС, и если за счет обоих, то каков вклад в ОМС одних и других. Ответить на поставленный вопрос, нам представляется, можно, изучая магнитосопротивление в неравновесных условиях, например фотопроводимость при таком фотовозбуждении, когда неравновесные электроны создаются только в ВЗХ или в зоне проводимости и ВЗХ.

Предлагаемая работа, задуманная как продолжение [1, 2], посвящена выяснению роли проводимости по ВЗХ в ОМС. С этой целью исследовано магнитосопротивление как при равновесной проводимости, так и при примесном фотовозбуждении. Объектом изучения выбран слабо компенсированный  $p$ -Si⟨B⟩, поскольку в нем вследствие больших характерных энергий ОМС в равновесных условиях наблюдается в диапазоне температур  $T = 20 \div 40 \text{ К}$ , что позволяет при  $T = 4.2 \text{ К}$  исследовать магнитосопротивление возбужденных светом дырок практически при полном отсутствии равновесных носителей заряда и в ВЗХ, и в валентной зоне. К тому же в этом материале, как ни в одном другом, фотопроводимость изучена в очень широком диапазоне концентраций примесей — от возникновения делокализации в ВЗХ практически до перехода металл—изолятор [6, 7].

Методика измерений  
и экспериментальные результаты

1. Нами проведено исследование магнитосопротивления МС, постоянной Холла  $R_H(T)$  и проводимости  $\sigma(T)$  в четырех образцах различно легированного и слабо компенсированного  $p$ -Si  $\langle B \rangle$ , параметры которых даны в таблице.

№ образца	$N_a \cdot 10^{17}, \text{см}^{-3}$	$K = \frac{N_d}{N_a}$	$\varepsilon_1, \text{мэВ}$	$\varepsilon_2, \text{мэВ}$	$\varepsilon_3, \text{мэВ}$
1	0.59	$3.7 \cdot 10^{-4}$	45	—	—
2	3.3	$< 10^{-2}$	40	30	7.1
3	13.0	—	30	20	5.4
4	20.0	—	22	12.5	3.8

Представленные значения энергий активации зонной проводимости ( $\varepsilon_1$ ) и проводимости по примесям ( $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$ ) получены из  $\sigma(T)$  в диапазоне  $T=4.2 \div 300$  К. Концентрация основной примеси  $N_a$  и компенсация  $K$  в образцах 1, 2 определены из  $R_H(T)$ . В образцах 3 и 4  $N_a$  найдена по подвижности свободных дырок  $\mu$  при  $T=50 \div 100$  К и по удельному сопротивлению при  $T=300$  К. Отсутствие температурной зависимости  $\mu$  в указанном диапазоне температур свидетельствует о преобладании рассеяния дырок на нейтральных акцепторах [8], что по крайней мере гарантирует  $K < 10^{-2}$ .

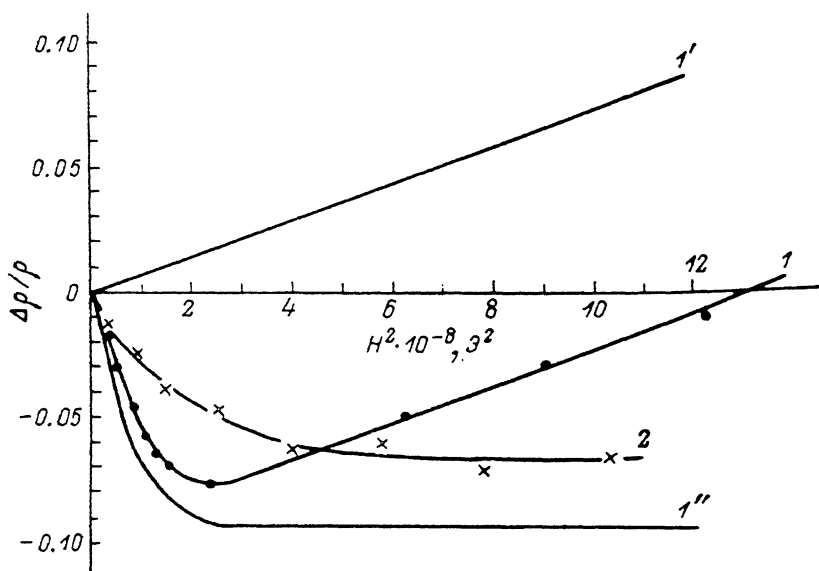


Рис. 1. Зависимость  $\Delta R/R(H)$  образца 4 в равновесном (1) и неравновесном (2) случаях.

Исследование МС в стационарных условиях при  $T=20 \div 40$  К проводилось по методике, описанной в [1, 9], при электрических смещениях на образце, соответствующих закону Ома, и напряженности магнитного поля  $H=0 \div 36$  кЭ. В условиях фотовозбуждения носителей заряда в ВЗХ магнитосопротивление измерялось при  $T=4.2$  К. Для фотовозбуждения носителей заряда в образцах 2—4 использовался лазерный подсвет на длинах волн  $\lambda_1=118.8$  и  $\lambda_2=96.5$  мкм ( $\hbar\omega_1=10.4$  и  $\hbar\omega_2=13$  мэВ соответственно) [10]. Использование холодных фильтров позволяло отсеять коротковолновое излучение с  $\lambda < 90$  мкм и тем самым исключало возможность появления свободных дырок. Измерения проводились в импульсном режиме при длительности импульса 100 мс и частоте повторений 10 Гц. Увеличение проводимости в лазерном под свете не превышало  $10^{-2}$  исходной величины  $\sigma$ .

В образце *I*, где в равновесных условиях отсутствует проводимость по зоне  $\epsilon_2$ , фотовозбуждение носителей заряда в ВЗХ производилось фоновым подсветом с  $\lambda = 8-12$  мкм ( $\hbar\omega > 1R_j$ ) через валентную зону при малых уровнях фото-

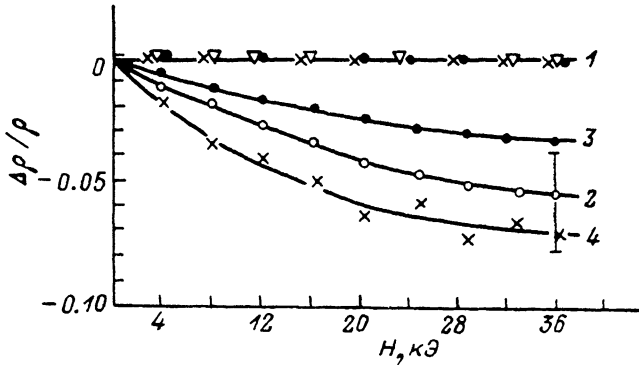


Рис. 2. Зависимость  $\Delta\rho/\rho(H)$  при  $T=4.2$  К и лазерном подсвете на  $\lambda_1=118$  и  $\lambda_2=96.5$  мкм. Образцы: 1 — 2 ( $\lambda_1, \lambda_2$ ) и 3 ( $\lambda_2$ ); 2 — 3 ( $\lambda_1$ ); 3 — 4 ( $\lambda_1$ ); 4 — 4 ( $\lambda_2$ ).

возбуждения  $W_\phi \simeq 0.25$  и  $1 \text{ с}^{-1}$  [9]. При этом измерялись  $\sigma(T)$  и  $R_H(T)$  при фоновом фотовозбуждении; проводимость по ВЗХ  $\sigma_d$  и по валентной зоне  $\sigma_c$  рассчитывалась с использованием двузонной модели проводимости по методике, описанной в [8].

2. В равновесных условиях ОМС в соответствии с [1, 2] наблюдается только в том диапазоне температур, где существует проводимость по  $\epsilon_2$ -зоне, т. е. при  $T=20 \div 40$  К. Сама же проводимость по зоне  $\epsilon_2$  даже в слабо компенсированном Si в отличие от Ge не выражена на зависимости  $\sigma(T^{-1})$  участком экспоненциальной зависимости с  $\epsilon_2$  энергией активации, и ее приходится выделять из полной проводимости по методике, предложенной Фрицше [11]. Представленные в таблице значения  $\epsilon_2$  получены таким способом. На рис. 1 дан график  $\Delta\rho/\rho$  образца

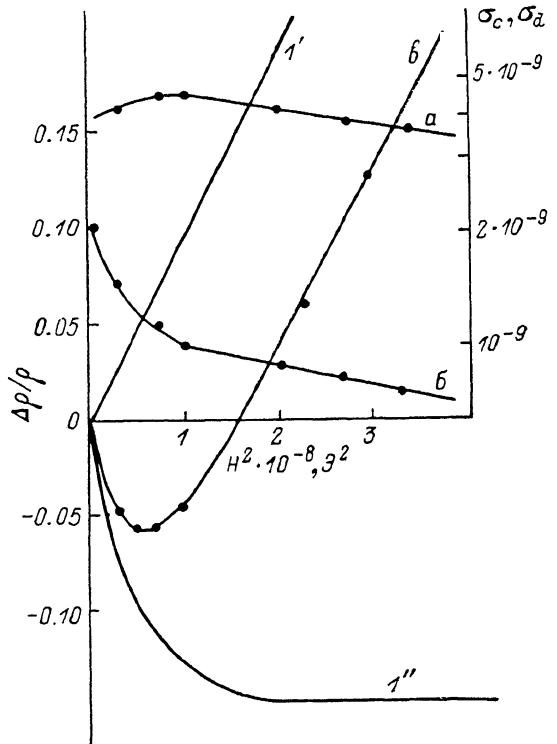


Рис. 3. Зависимость проводимости по ВЗХ (*a*), свободных дырок (*b*) и  $\Delta\rho/\rho$  (*a*) [включая положительный (*1'*) и отрицательный (*1''*) компоненты магнитосопротивления] образца *I* от напряженности магнитного поля при  $T=4.2$  К и  $W_\phi=1 \text{ с}$ .

4 при  $T=34$  К, показаны положительная и отрицательная компоненты магнитосопротивления, а также приведен график  $\Delta\rho/\rho$  при  $T=4.2$  К и лазерном возбуждении на  $\lambda_1=118.8$  мкм. Видно, что при лазерном возбуждении  $\Delta\rho/\rho$  отрицательно во всем диапазоне  $H$ . Необходимо отметить, что в пределах точности эксперимента и при использованных уровнях фотовозбуждения  $\Delta\rho/\rho$  не зависит от интенсивности лазерного подсвета.

На рис. 2 представлены графики  $\Delta\rho/\rho(H)$  образцов 2—4 при лазерном фотозвозбуждении. Видно, что в образце 2 магнитосопротивление не наблюдается ни при одной энергии кванта. В образце 3 ОМС есть только при  $\hbar\omega_2=13$  мэВ, в образце 4 — при обоих квантах излучения. Характер ОМС в образцах 3 и 4 одинаков. Приведенная на рис. 2 точность определения величины  $\Delta\rho/\rho$  при фотозвозбуждении не позволяет судить о зависимости  $\Delta\rho/\rho$  от  $\hbar\omega$ , а также проводить количественное сопоставление ОМС в условиях стационарного фотозвозбуждения.

Из графиков  $\sigma_c(H)$  и  $\sigma_d^+(H)$  образца 1 (рис. 3) видно, что  $\sigma_c(H)$  падает во всем диапазоне  $H$  (положительное МС), а  $\sigma_d(H)$  несколько возрастает при  $H=1-12$  кЭ, а затем падает, т. е. имеет положительный и отрицательный компоненты,  $\Delta\rho/\rho$  для которых также представлены на рисунке.

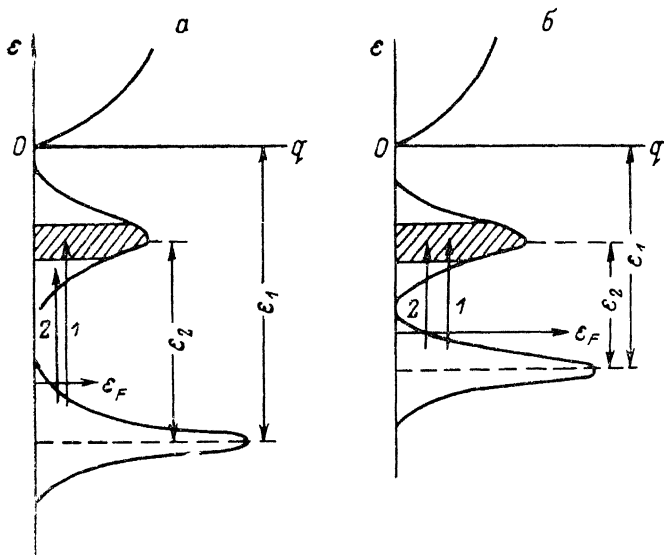


Рис. 4. Схема плотности состояний образцов 3 (а) и 4 (б).

## Обсуждение экспериментальных результатов

1. Рассмотрим в первую очередь характер магнитосопротивления в равновесных и неравновесных условиях. Из рис. 1—3 видно, что только при лазерном фотозвозбуждении ОМС наблюдается во всем диапазоне  $H$ . В остальных случаях магнитосопротивление имеет отрицательную (ОМС) и положительную (ПМС) компоненты. Обсудим в первую очередь природу ПМС в случае проводимости по ВЗХ. В [12] было высказано предположение, что ПМС связано с относительно небольшим возрастанием в магнитном поле энергии  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_{2//} = \varepsilon_2 + \gamma H^2$ ), вследствие чего уменьшается концентрация носителей заряда в ВЗХ. Это было подтверждено результатами измерений ПМС в Ge [12] и *n*-InSb [13]. В образце 3, например,  $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-13}$  эВ/Э<sup>2</sup> и возрастание  $\varepsilon_2$  энергии в нем должно составить  $\sim 0.2$  мэВ при  $H=30$  кЭ. Уменьшение концентрации дырок в ВЗХ в этом случае не превысит 10%. Подобного изменения энергии следует ожидать и в образцах 1 и 4.

Столь малое изменение  $\varepsilon_2$  энергии в магнитном поле не приводит, по-видимому, к изменению фотозвозбуждения дырок в образцах 3 и 4 при лазерном под свете. Это, а также отсутствие термически активированных дырок в ВЗХ при  $T=4.2$  К не создают ПМС в этих образцах в неравновесных условиях.

В образце 1 также отсутствуют в ВЗХ равновесные термически активированные дырки, но заселение ВЗХ при фоновом под свете идет через валентную зону [6]. В рассмотренных в [6] неравновесных процессах существенную роль играет «обратный выброс» дырок из ВЗХ в валентную зону, интенсивность которого определяется в основном энергетической щелью между ВЗХ и валентной зоной. В конечном итоге при стационарном фотозвозбуждении концентрация дырок в ВЗХ определяется балансом обоих процессов [6]. Уменьшение в магнит-

ном поле энергетического зазора между ВЗХ и валентной зоной усиливает обратный выброс, вследствие чего убывает концентрация дырок в ВЗХ и возникает ПМС.

2. Сопоставим характерные энергии, полученные из гальваномагнитных измерений, с энергиями квантов излучения в лазерном подсвете (см. таблицу). Видно, что практически во всех случаях  $\hbar\omega_2 \leq \varepsilon_2$ . В то же время в образцах 3 и 4 при лазерном подсвете наблюдается ОМС. На рис. 4 представлены схемы плотности состояний в образцах 3 и 4, сделанные на основании гальваномагнитных измерений в предположении, что все энергетические зазоры определяются «расстоянием» между максимумами плотности состояний в примесных зонах, а энергия  $\varepsilon_3$  определяет положение уровня Ферми по отношению к максимуму плотности основных состояний (схема дана для более привычного случая материала  $n$ -типа проводимости). Вблизи максимума плотности состояний  $\varepsilon_2$ -зоны находится «полоса» делокализованных состояний [14]. Нам представляется, что некоторые соображения о «ширине» этой полосы можно высказать, проанализировав экспериментальные результаты для образца 3 (рис. 4, а). Если исходить из того, что все состояния под уровнем Ферми заполнены электронами и ОМС наблюдается при  $\hbar\omega_2 = 13$  мэВ, а при  $\hbar\omega_1 = 10.4$  мэВ ОМС нет, можно предположить, что область делокализации состояний в ВЗХ простирается ниже максимума плотности состояний на  $\varepsilon \geq 1.5$  мэВ. Таким образом, мы считаем, что максимум плотности состояний и край подвижности в ВЗХ не совпадают. Сделать подобные оценки для образцов 2 и 4 не представляется возможным, так как в образце 2  $\varepsilon_2 - \varepsilon_F > \hbar\omega_2$ , а в образце 4  $\varepsilon_2 \leq \hbar\omega_2$  и  $\varepsilon_2 - \varepsilon_F < \hbar\omega_1$  (здесь  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми).

3. Рассчитаем время сбоя фазы волновой функции дырки  $\tau_\varphi$  в предположении, что ОМС связано со слабой локализацией дырок в ВЗХ. Для этого воспользуемся соотношением (5) работы [2], где выражение для квантовой поправки к проводимости  $\Delta\sigma_{\text{KB}}$  получено для невырожденного электронного газа в приближении слабых магнитных полей, когда функция Кавабаты для трехмерного случая представляется в виде [3]

$$f_3(\alpha) = \left[ \frac{4D(\varepsilon)\tau_\varphi(\varepsilon)}{l_H^2} \right]^{3/2}, \quad (1)$$

где  $D(\varepsilon) = \mu_2 kT/e$  — коэффициент диффузии,  $\mu_2$  — подвижность по ВЗХ. За неимением возможности независимого измерения  $\mu_2(T)$  будем считать  $\mu_2 = \text{const}$ . При этом [2]

$$\Delta\sigma_{\text{KB}} = CG_0 l_H^{-1} f_3(\alpha) \exp(\varepsilon_F/kT), \quad (2)$$

где  $G_0 = e^2/(2\pi^2\hbar) = 1.23 \cdot 10^{-5}$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ ,  $C = 2\Gamma(1/4) = 7.2$  и отлично от приведенных в [2] значений, поскольку мы полагаем  $\mu_2 = \text{const}$ , а  $\tau_\varphi \sim \varepsilon^{-3/2}$  [2].

Окончательное выражение для расчета  $\tau_\varphi$ , полученное из (2) в предположении, что  $\exp(\varepsilon_F/kT) \approx p_2/N_a$  ( $p_2$  — концентрация дырок в ВЗХ), имеет вид

$$\tau_\varphi \approx \frac{5.7 \cdot 10^8}{C^{2/3}} \left[ eN_a \frac{\Delta\sigma_{\text{KB}}}{\sigma^2} l_H^4 \right]^{2/3} \frac{e}{kT\mu_2^{1/3}}. \quad (3)$$

Мы полагаем, что соотношением (3) можно воспользоваться и для неравновесного случая в связи со слабой интенсивностью фотовозбуждения, считая в области ОМС  $\Delta\sigma_{\text{KB}}/\sigma^2 \approx \Delta\rho/\rho$ .

Для расчета  $\tau_\varphi$  по (3) необходимо найти  $\mu_2$ . В образце 1 по исследованию фотопроводимости найдена подвижность по ВЗХ  $\mu_d = \mu_2 \sim 1$  см $^2$ /В·с [8, 10]. В наиболее легированных образцах 3 и 4  $\mu_2$  можно оценить из соотношения

$$\sigma_{02} = eN\mu_2,$$

где  $\sigma_{02}$  — удельная проводимость по ВЗХ при  $T^{-1} \rightarrow 0$ . Это дает практически одинаковые значения  $\mu_2 \approx 13$  см $^2$ /В·с для обоих образцов. В связи с тем что мы не имеем возможности оценить  $\mu_2$  в образце 2, для расчета  $\tau_\varphi$  в нем будут использованы значения  $\mu_2 = 1$  и  $\mu_2 = 13$  см $^2$ /В·с.

На рис. 5 представлены график зависимости  $\tau_{ph}(T)$  при  $T=4.2 \div 40$  К для  $p$ -Si и найденные по (3) экспериментальные зависимости  $\tau_{\varphi}(T)$ . Видно, что в диапазоне температур  $20 \div 40$  К  $\tau_{\varphi}$  отличается от  $\tau_{ph}$  не более чем в 2 раза. На рисунке приведены также значения  $\tau_{\varphi}$  образца 2 при  $\mu_2=1$  и  $13 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , которые показывают, что для выбранных нами значений  $\mu_2 \tau_{\varphi}$  меняется всего лишь в 2.5 раза. Лучшего совпадения  $\tau_{\varphi}$  и  $\tau_{ph}$  трудно ожидать, поскольку как для  $\tau_{\varphi}$ , так и для  $\tau_{ph}$  есть некоторая неопределенность в коэффициентах выражений, определяющих зависимость их от температуры и параметров материала. Важно, что  $\tau_{\varphi} \sim T^{-2/3}$  и, как и следовало ожидать, определяется временем релаксации импульса дырки на акустическом фоновом.

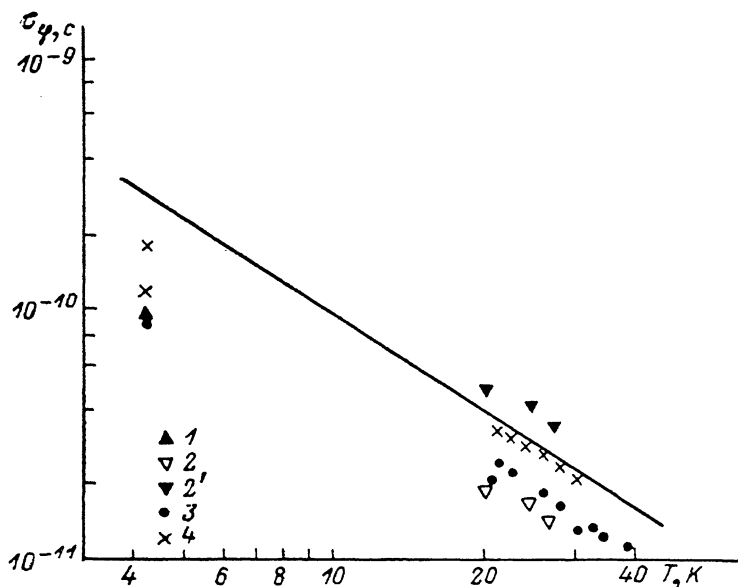


Рис. 5. Зависимость от температуры времени рассеяния дырок на акустических фоновых  $\tau_{ph}$  (сплошная линия) и времени сбоя фазы волновой функции  $\tau_{\varphi}$  (точки) исследованных образцов.

Цифры соответствуют номерам образцов в таблице. Расчет  $\tau_{\varphi}$  для образца 2 выполнен для  $\mu_2=13$  (1') и  $1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  (2').

Для фотовозбужденных в ВЗХ носителей заряда при  $T=4.2$  К (образец 1)  $\tau_{\varphi}$  менее чем в 3 раза отличается от  $\tau_{ph}$ , что мы рассматриваем как вполне удовлетворительное совпадение.

4. В заключение обсудим характер магнитосопротивления в валентной зоне (рис. 3). Видно, что оно положительно во всем диапазоне  $H$ . Однако если проанализировать критерии возникновения ОМС для невырожденного электронного газа [5], то для свободных дырок в образце 1 при  $T=4.2$  К следует ожидать ОМС. Действительно, время релаксации импульса электронов, определяемое рассеянием на нейтральных акцепторах,  $\tau \approx 10^{-12} \text{ с} \ll \tau_{ph} \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ , а характерное изменение энергии дырки при столкновении с фононом  $\Delta \varepsilon = \sqrt{ms^2 kT} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$ , так что  $\Delta \varepsilon \tau_{\varphi} \approx 10^{-25} \text{ Дж} \gg \hbar$ . Таким образом, условия, необходимые для существования квантовых поправок к проводимости, выполнены, однако ОМС для свободных дырок не наблюдается (рис. 3). По-видимому, требуются еще какие-то дополнительные условия для получения ОМС на свободных носителях заряда. Заметим, что ОМС в сильно легированных полупроводниках (см., например, [9]) наблюдается также при движении электронов по примесным состояниям, образующим единый континуум с зоной проводимости.

Авторы глубоко признательны Е. М. Гершензону и Ю. А. Гурвичу за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1873—1876.
- [2] Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Луговая Г. Я., Шапиро Е. З. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1873—1876.
- [3] Kawabata A. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. N 2. P. 628—637.
- [4] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 2 (8). С. 768—783.
- [5] Афонин В. В., Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 5. С. 1806—1819.
- [6] Ворожцова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А., Исмагилова Ф. М., Литвак-Горская Л. Б., Мельников А. П. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 4 (10). С. 1419—1430.
- [7] Банная В. Ф., Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Трофимов И. Е. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 2 (8). С. 746—763.
- [8] Смит Р. Полупроводники. М., 1962. 467 с.
- [9] Полянская Т. А., Сайдашев И. И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 997—1005.
- [10] Трофимов И. А., Демин А. И., Мурзин В. Н., Батанов В. А. // Препринт № 25 ФИАН им. П. Н. Лебедева. М., 1989. 14 с.
- [11] Fritzsche H. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 2. P. 406—416.
- [12] Шмарцев Ю. В., Шендер Е. Ф., Полянская Т. А. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 11. С. 2311—2321.
- [13] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Куриленко И. Н., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 10. С. 1868—1873.
- [14] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974. 472 с.

Московский государственный  
педагогический институт  
им. В. И. Ленина

Получена 11.07.1990  
Принята к печати 9.10.1990