

ОСОБЕННОСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ
ПРИ ПРОВОДИМОСТИ ПО ВЕРХНЕЙ ЗОНЕ ХАББАРДА В p -SiИсмагилова Ф. М., Литвак-Горская Л. Б., Луговая Г. Я.,
Трофимов И. Е.

Исследовано магнитосопротивление слабо компенсированного p -Si 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 τ_ϕ близко к τ_{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 ε_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 $n^{1/3}a < 0.25$ ОМС связано только со слабой локализацией электронов, поэтому возможны количественная обработка экспериментальных результатов и определение времени сбоя фазы волновой функции электрона τ_ϕ (здесь n — концентрация свободных электронов, a — радиус локализации его на примесном центре). Действительно, в [2] было найдено τ_ϕ и показано, что оно определяется временем релаксации импульса электрона на акустических фононах τ_{ph} в соответствии с теорией [5]. Однако условия, при которых $\tau_\phi = \tau_{ph}$, 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, 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].

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 (ε_1) и проводимости по примесям (ε_2 и ε_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 μ при $T=50 \div 100$ К и по удельному сопротивлению при $T=300$ К. Отсутствие температурной зависимости μ в указанном диапазоне температур свидетельствует о преобладании рассеяния дырок на нейтральных акцепторах [8], что по крайней мере гарантирует $K < 10^{-2}$.

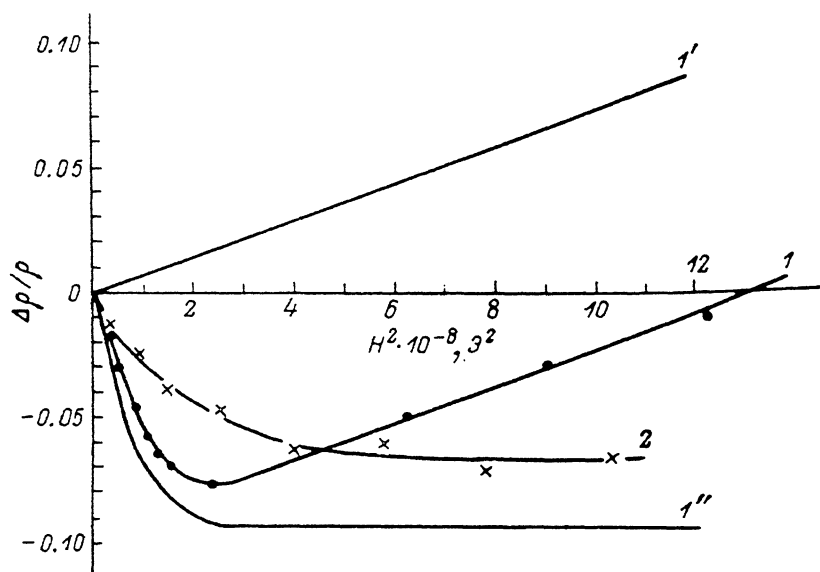


Рис. 1. Зависимость $\Delta \rho / \rho(H)$ образца 4 в равновесном (1) и неравновесном (2) случаях.

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 σ .

В образце 1, где в равновесных условиях отсутствует проводимость по зоне ϵ_2 , фотовозбуждение носителей заряда в ВЗХ производилось фоновым подсветом с $\lambda=8-12$ мкм ($\hbar\omega > 1R_y$) через валентную зону при малых уровнях фото-

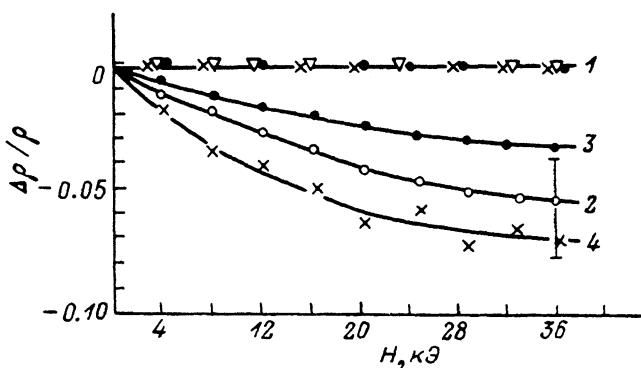


Рис. 2. Зависимость $\Delta\rho/\rho(H)$ при $T=4.2$ К и лазерном подсвете на $\lambda_1=118$ и $\lambda_2=96.5$ мкм
Образцы: 1 — 2 (λ_1, λ_2) и 3 (λ_2); 2 — 3 (λ_1); 3 — 4 (λ_1); 4 — 4 (λ_2).

возбуждения $W_\phi \approx 0.25$ и 1 с^{-1} [9]. При этом измерялись $\sigma(T)$ и $R_H(T)$ при фоновом фотовозбуждении; проводимость по ВЗХ σ_a и по валентной зоне σ_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 ϵ_2 -зоне, т. е. при $T=20-40$ К. Сама же проводимость по зоне ϵ_2 даже в слабо компенсированном Si в отличие от Ge не выражена на зависимости $\sigma(T^{-1})$ участком экспоненциальной зависимости с ϵ_2 энергией активации, и ее приходится выделять из полной проводимости по методике, предложенной Фрицше [11]. Представленные в таблице значения ϵ_2 получены таким способом. На рис. 1 дан график $\Delta\rho/\rho$ образца

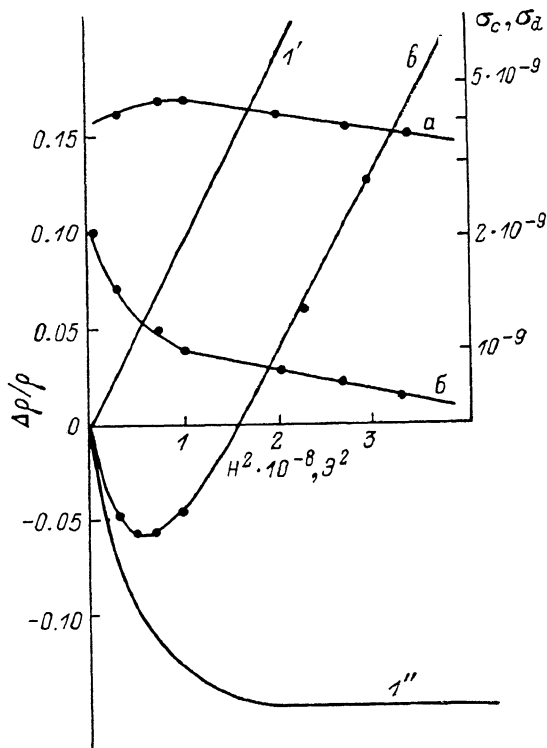


Рис. 3. Зависимость проводимости по ВЗХ (а), свободных дырок (б) и $\Delta\rho/\rho$ (в) [включая положительный (1') и отрицательный (1'') компоненты магнитосопротивления] образца 1 от напряженности магнитного поля при $T=4.2$ К и $W_\phi=1 \text{ с}$.

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.

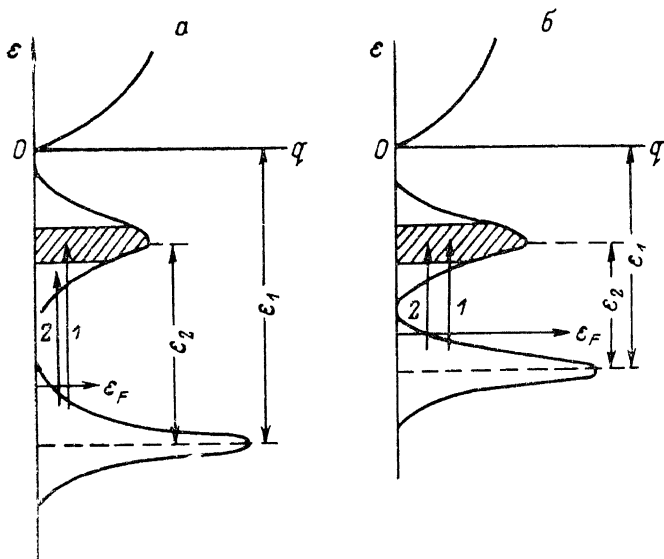


Рис. 4. Схема плотности состояний образцов 3 (а) и 4 (б).

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 ϵ_2 ($\epsilon_{2H} = \epsilon_2 + \gamma H^2$), 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/э² и возрастание ϵ_2 энергии в нем должно составить ~ 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 ϵ_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 $\hbar\omega_2 \leq \epsilon_2$. 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 ϵ_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 ϵ_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 $\epsilon \geq 1.5$ 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 $\epsilon_2 - \epsilon_F > \hbar\omega_2$, а в образце 4 $\epsilon_2 \leq \hbar\omega_2$ и $\epsilon_2 - \epsilon_F < \hbar\omega_1$ (здесь ϵ_F — энергия Ферми).

3. Рассчитаем время сбоя фазы волновой функции дырки τ_φ 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]

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

где $D(\epsilon) = \mu_2 kT/e$ — коэффициент диффузии, μ_2 — подвижность по ВЗХ. За неимением возможности независимого измерения $\mu_2(T)$ будем считать $\mu_2 = \text{const}$. При этом [2]

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

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 $\tau_\varphi \sim \epsilon^{-3/2}$ [2].

Окончательное выражение для расчета τ_φ , полученное из (2) в предположении, что $\exp(\epsilon_F/kT) \approx p_2/N_a$ (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 τ_φ по (3) необходимо найти μ_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 μ_2 можно оценить из соотношения

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

где σ_{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 μ_2 в образце 2, для расчета τ_φ 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 τ_{φ} отличается от τ_{ph} не более чем в 2 раза. На рисунке приведены также значения τ_{φ} 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 τ_{φ} и τ_{ph} трудно ожидать, поскольку как для τ_{φ} , так и для τ_{ph} есть некоторая неопределенность в коэффициентах выражений, определяющих зависимость их от температуры и параметров материала. Важно, что $\tau_{\varphi} \sim T^{-2.5}$ и, как и следовало ожидать, определяется временем релаксации импульса дырки на акустическом фононе.

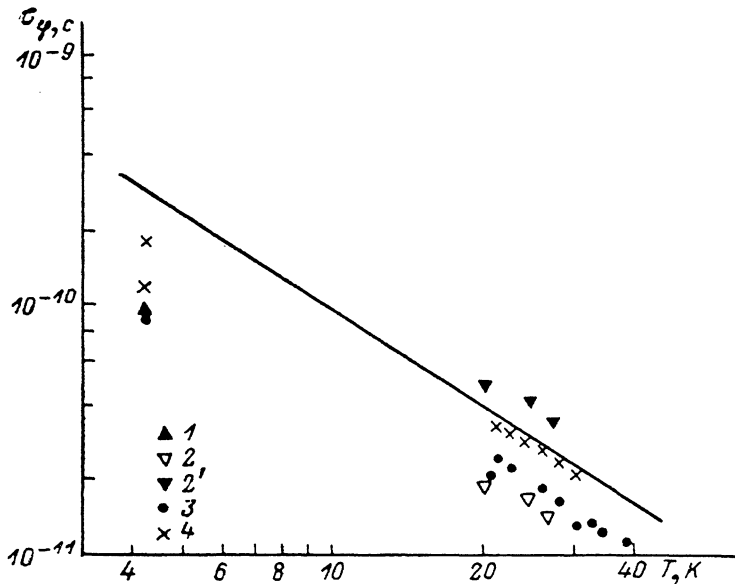


Рис. 5. Зависимость от температуры времени рассеяния дырок на акустических фононах τ_{ph} (сплошная линия) и времени сбоя фазы волновой функции τ_{φ} (точки) исследованных образцов.

Цифры соответствуют номерам образцов в таблице. Расчет τ_{φ} 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) τ_{φ} менее чем в 3 раза отличается от τ_{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, $\tau \approx 10^{-12}$ с $\ll \tau_{ph} \approx 3 \cdot 10^{-10}$ с, а характерное изменение энергии дырки при столкновении с фононом $\Delta \epsilon = \sqrt{ms^2kT} = 4 \cdot 10^{-10}$ Дж, так что $\Delta \epsilon \tau_{\varphi} \approx 10^{-25}$ 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.

- [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] Альшутлер 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