

Пики, соответствующие связанным плазмон-фононным колебаниям $\omega(q)$ и $\omega_+(q)$, смещены на кривой 1 в сторону более высоких частот. Это связано с тем, что основной вклад в (4) дают значения q , превышающие наиболее существенные q в аналогичном выражении (26) из [1]. Из-за того что числитель в фигурной скобке (4) содержит дополнительные слагаемые, он обращается в нуль не при затравочной частоте ω_0 , как в [1], а при ренормированной частоте $\tilde{\omega}(q)$. Это приводит к тому, что антирезонанс имеет место не при ω_0 , а при меньшей частоте ω_n . В результате вклад от низкочастотной части ветви $\omega_+(q)$ меньше подавляется антирезонансом и в спектре $\gamma(\omega)$ появляется третий слабый пик вблизи ω_0 (в узком интервале концентраций), а вклад от $\omega_-(q)$ подавляется сильнее и соответствующий пик уменьшается.

В пределе больших концентраций носителей, когда их плазменная частота ω_p значительно больше ω_0 , $\tilde{\omega}(q)$ совпадает с фононоподобной ветвью, пики и антирезонанс вблизи ω_n подавляют друг друга и спектр в этой области частот сглаживается. Это наблюдалось экспериментально в *n*-GaAs [6]. Численный расчет показывает, что основной вклад в (4) дает область затухания Ландау. С повышением температуры эта область расширяется, пики на кривых размываются и смещаются в область меньших частот.

Л и т е р а т у р а

- [1] Sirko R., Mills D. L. — Phys. Rev. B, 1978, v. 18, N 8, p. 4373—4389.
 [2] Sirko R., Mills D. L. — Phys. Rev. B, 1978, v. 18, N 10, p. 5637—5643.
 [3] Katayama S., Mills D. L., Sirko R. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 10, p. 6079—6082.
 [4] Kleinert P., Gehler M. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. 136, N 10, p. 763—777.
 [5] Гуревич В. Л., Ланг И. Г., Фирсов Ю. А. — ФТТ, 1962, т. 4, в. 5, с. 1252—1262.
 [6] Chandrasekhar H. R., Ramdas A. K. — Phys. Rev. B, 1980, v. 21, N 4, p. 1511—1515.

Кишиневский политехнический институт
им. С. Лазо

Получено 7.07.1987
Принято к печати 24.12.1987

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

РЕЛАКСАЦИЯ ФАЗЫ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В *n*-GaAs И *n*-InP ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Воронина Т. И., Емельяненко О. В., Дахно А. Н.,
Лагунова Т. С., Старосельцева С. П., Чугуева З. И.

Отрицательное магнитосопротивление (ОМС) в полупроводниках при гелиевых температурах, согласно современной теории [1, 2], позволяет определить время сбоя фазы волновой функции электронов τ_ϕ и соответствующую длину их «слабой локализации» l_L при металлическом характере проводимости. ОМС определяется локализационной поправкой к проводимости $\Delta\sigma_L^H$. Однако на эксперимент может влиять еще и электрон-электронное взаимодействие [1], которое особенно заметно при приближении к переходу металл—диэлектрик (М—Д). В работе [3] это влияние было учтено; далее мы используем «чистые» значения $\Delta\sigma_L^H$.

Согласно [2],

$$\Delta\sigma_L^H = 1.52f_3(x) \sqrt{H, \kappa\bar{\Theta}} \text{ (Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}\text{)}, \quad (1)$$

где $f_3(x)$ — функция только одного параметра $x \equiv 4eD\tau_\phi H/\hbar c$, D — коэффициент диффузии ($D = 2/3 \epsilon_F u$), u — подвижность носителей тока, ϵ_F — уровень Ферми. В слабых магнитных полях локализационная поправка к проводи-

мости квадратично зависит от напряженности магнитного поля: $\Delta\sigma_L^H \sim (D\tau_\varphi)^{3/2}H^2$. Теоретически конец квадратичной зависимости лежит при $x=1$. Если экспериментально определено поле, соответствующее концу квадратичности ($H_{x=1}$), теория дает простые соотношения, позволяющие определить l_L и τ_φ :

$$l_L = \sqrt{D\tau_\varphi} = \sqrt{\hbar c / 4eH_{x=1}}, \quad (2)$$

$$\tau_\varphi = l_L^2 / D = \hbar c / 4eDH_{x=1}. \quad (3)$$

Заметим, что длина l_L определяется из эксперимента без каких-либо предположений, кроме предположения о металлическом характере проводимости образцов, в то время как для τ_φ нужно еще знание коэффициента диффузии D .

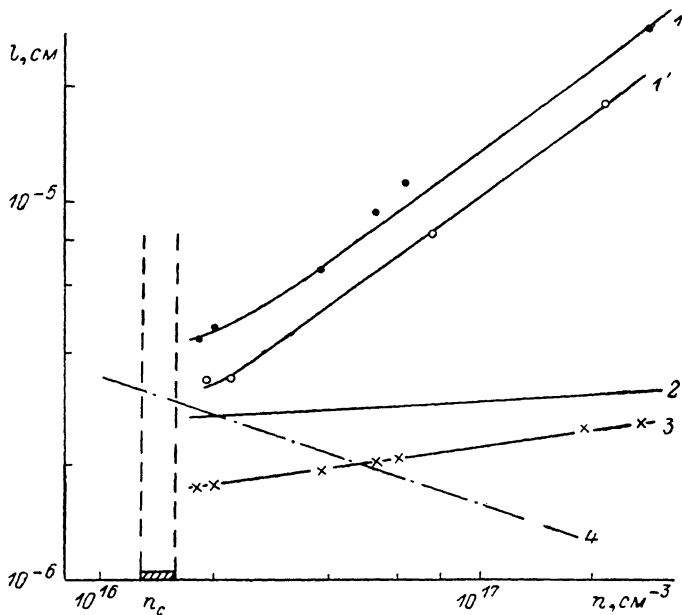


Рис. 1. Зависимость характеристических длин от концентрации носителей тока при 4.2 К. 1 — длина локализации l_L в n -GaAs, 1' — в n -InP, 2 — бoльцмановская длина свободного пробега l_B , 3 — температурная длина l_T , 4 — межпримесное расстояние $a = n^{-1/2}$; n_c — критическая концентрация перехода М—Д.

На рис. 1 представлена зависимость l_L от концентрации носителей тока n в слабо компенсированных образцах n -GaAs и n -InP при концентрациях n выше критической. В n -GaAs $n_c \approx 1.2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, в n -InP $n_c \approx 1.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Как видно из рисунка, при металлическом типе проводимости длина локализации l_L гораздо больше бoльцмановской длины свободного пробега $l_B = 3.38 \cdot 10^{-8}$ уБ $\times \sqrt{(m^*/m) \varepsilon_F}$, где уБ — бoльцмановская подвижность, вычисленная теоретически в предположении классического рассеяния на ионах

$$u_B = 0.2 \left(\frac{m}{m^*} \right)^{1/2} \left\{ \frac{N_I}{n} [(\ln 1 + \xi) - \xi / (\xi + 1)] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

$$\xi = 5.1 \cdot 10^{-8} \times (m/m^*) n^{1/2}.$$

Величина l_L непрерывно уменьшается с понижением концентрации носителей тока. При подходе к переходу М—Д l_L становится постоянной и равной по величине как бoльцмановской длине свободного пробега, так и межпримесному расстоянию $a \approx n^{-1/2}$. Это полностью соответствует теоретическим представлениям, согласно которым все характеристические длины на переходе М—Д становятся одного порядка и при этом равными температурной длине $l_T = \sqrt{D\hbar/kT}$.

Падение τ_φ при $n < 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ (рис. 2) свидетельствует о том, что τ_φ формируется электрон-электронным рассеянием. Однако с приближением к переходу М—Д это падение замедляется.

Мы предположили, что это связано с использованием при расчете τ_φ неверных значений подвижности. Вблизи перехода М—Д подвижность электронов в образцах, определяющая D , падает аномально быстро, так, что экспериментальная длина свободного пробега электронов l становится меньше межпримесного расстояния. Это нефизическое поведение l исчезает, если вместо экспериментальной подвижности взять ее болцмановские значения, что, кстати, оказывается равносильно учету квантовых поправок к проводимости [4, 5]. Эти факты служат основанием для того, чтобы при расчете D предпочесть болцмановскую подвижность экспериментальной.

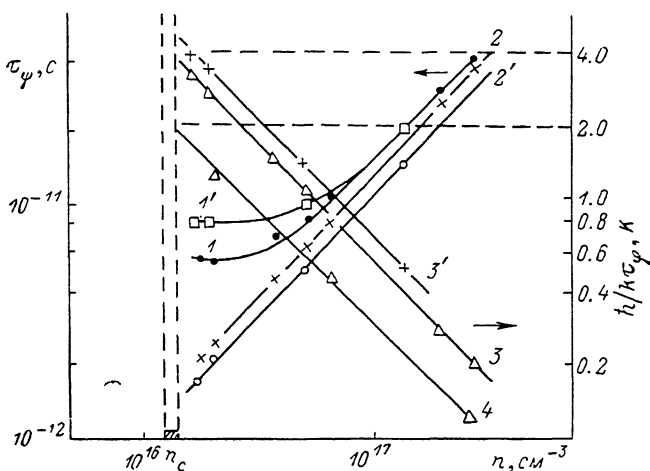


Рис. 2. Зависимость времени сбоя фазы волновой функции τ_φ (1, 2) и величины $\hbar/k\tau_\varphi$ (3, 4) от концентрации носителей тока.

1 — *n*-GaAs (4.2 К), 1' — *n*-InP (4.2 К), 2, 3 — *n*-GaAs (4.2 К) с поправками, 2', 3' — *n*-InP (4.2 К) с поправками, 4 — *n*-GaAs (2 К) с поправками; n_c — критическая концентрация на переходе М—Д.

Значения τ_φ с коэффициентом диффузии, определенным из болцмановской подвижности u_B , представлены на рис. 2 (кривые 2, 2'). Они согласуются с теоретическими представлениями о поведении τ_φ гораздо лучше, чем первоначальные, нескорректированные значения. Зависимость τ_φ от концентрации электронов пропорциональна $n^{1/2}$, т. е. $\epsilon_F^{3/2}$, вплоть до самого перехода М—Д. Абсолютная величина τ_φ , экстраполированная к переходу М—Д, достигает значения $\tau_\varphi = \hbar/kT$, т. е. как раз теоретического значения, определяемого соотношением неопределенности $\tau_\varphi kT \geq \hbar$. Это значение τ_φ изменяется с температурой так, как того и требует теория: при 2 К величина $\hbar/k\tau_\varphi$ в 2 раза меньше, чем при 4.2 К.

Авторы благодарят Т. А. Полянскую и А. Г. Аронова за ценные замечания и дискуссию.

Л и т е р а т у р а

- [1] Альштулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — ЖЭТФ, 1981, т. 81, в. 28, с. 768—783.
- [2] Kawabata A. — J. Phys. Soc. Japan, 1980, v. 49, p. 628—637.
- [3] Воронина Т. И., Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Недеглю Д. Д. — ФТП, 1986, т. 19, в. 6, с. 1025—1029.
- [4] Kavah M., Mott N. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1983, v. 16, N 29, p. 1067—1072.
- [5] Bhatt R. N., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 15, p. 6091—6094.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 1.10.1986
Принято к печати 5.01.1988