[3] Masters B. J., Gorey E. F. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 5, p. 2717—2724.
[4] Minnear R. L., Nelson D. G.. Gibbons J. F. — J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 8, p. 3468—3480.
[5] Baruch P., Monnier J., Blanchard B., Castaing C. — Appl. Phys. Lett., 1975, p. 77—80.
[6] Baruch P. — Inst. Phys. Conf. Ser., 1977, v. 31, N 1, p. 126—143.
[7] Борисенко В. Е., Дутов А. Г., Колосов В. А., Лобанова К. Е. — ФТП, 1984, т. 18, в. 10, с. 1888—1890.
[8] Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. М., 1983. 360 с.
[9] Зорин В. И., Павлов П. В., Тетельбаум Д. И. Ионное легирование полупроводников. М., 1975. 128 с.
[10] Dearnaley G., Freeman J. H., Gard G. A., Wilkins M. A. — Canad. J. Phys., 1968, v. 4, N 2, p. 587—590.
[11] Вавилов В. С., Кив А. Е., Ниязова О. Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М., 1981. 368 с.
[12] Калашников Н. П., Ремизович В. С., Рязанов М. И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М., 1980. 272 с.
[13] Кудряшов Н. А., Мазур Е. А. — В кн.: Влияние ионизирующих излучений на свойства диэлектриков и полупроводников. М., 1979. с. 30—40.
[14] Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2023—2028.

Московский
инженерно-физический институт

Получено 27.10.1987
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В КЛАССИЧЕСКИ СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Герман А. И., Чайковский И. А.

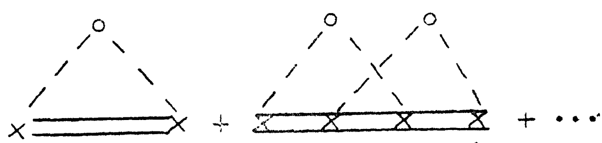
Влияние неоднородного распределения носителей по образцу на гальваномагнитные эффекты в полупроводниках было предметом изучения многих авторов [1-4]. В [1] было показано, что при включении сильного магнитного поля, когда $\beta=\mu H/c \gg 1$ (μ — подвижность носителей, H — напряженность магнитного поля), поправка к поперечной электропроводности, связанная с неоднородностями, обратно пропорциональна первой степени H, в то время как невозмущенная часть электропроводности пропорциональна H^{-2}. Таким образом, с ростом H эта поправка может превзойти значение поперечной электропроводности в отсутствие неоднородностей. В [1] этот результат был получен в первом порядке теории возмущений по параметру $\xi=\langle(n(\mathbf{r})-\langle n\rangle)^2\rangle/\langle n\rangle^2$, $n(\mathbf{r})$ — локальное значение концентрации носителей, $\langle n\rangle$ — ее среднее значение, вычисленное по области, много большей размера неоднородности. Дальнейший анализ, проведенный в [2], показал, что в разложении по параметру ξ следует учитывать все слагаемые в ряду теории возмущений, так как они все одного порядка по β. Этот вывод принципиален, и последовательное суммирование этого ряда, проведенное в [3], показало, что параметром разложения является не ξ, а величина $\beta\xi$, которая в больших полях может превосходить единицу. Итак, ряд по $\beta\xi$ является асимптотическим, и его суммирование удается провести при учете всех членов ряда соответствующего порядка. Результат работы [3] состоит в том, что для трехмерных неоднородностей зависимость поперечной эффективной проводимости от магнитного поля имеет вид $\sigma_{\perp}^{\text{эфф}} \sim H^{-4/3}$ (закон $^4/_3$), и она сохраняется также в случае слабых неоднородностей в сильных магнитных полях в полупроводниках с высокой подвижностью.

Поведение поперечной проводимости в переменном электрическом поле исследовалось менее подробно. В [2] результаты были получены в общем виде без дальнейшего суммирования ряда теории возмущений. В то же время остается невыясненным вопрос о зависимости $\sigma_{\perp}^{\text{эфф}}(\omega)$ (ω — частота переменного электрического поля) от магнитного поля. Можно предположить, что с ростом частоты ω, когда вклад неоднородностей в величину эффективной проводимости уменьшается [5], при некоторых соотношениях между величиной $\omega\tau_M$ (τ_M — время максвелловской релаксации, определяющей частотную дисперсию в полупроводниках с неоднородным распределением концентрации носителей по образцу [2, 5]) и характерными параметрами задачи ξ и β должна произойти смена зависимости от H, т. е. переход от зависимости $\sigma_{\perp}^{эфф} \sim H^{-\nu}$ $(1 < \nu < 2)$ к $\sigma_{\perp}^{эфф} \sim H^{-2}$, как в однородном образце. В этой связи определяющим является также то обстоятельство, что переменное электрическое поле разрушает ту часть проводимости поперек H, которая связана с долговременными корреляциями токов. Существенной здесь является связь частоты переменного электрического поля ω со временем τ_0 прохождения носителем расстояния порядка корреляционной длины в поперечном к полю H направлении. Согласно [3], величина $\tau_0 \sim \xi^{-2/3}\beta^{4/3}$. Расчеты, проведенные далее, подтверждают наличие особенностей в полевых и частотных зависимостях $\sigma_{\perp}^{эфф}(\omega)$ при $\omega\tau_0 \gtrless 1$. Величина $\sigma_{\perp}^{эфф}(\omega)$ в переменном электрическом поле важна не только для анализа гальваномагнитных эффектов, но и для изучения распространения волн в электрически неоднородных материалах, где коэффициент поглощения и скорость распространения волны зависят от $\sigma_{xx}^{эфф}(\omega, H)$ [6].

Рассмотрим полупроводник, помещенный в переменное электрическое поле $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$ и постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{x}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$. Считаем, что в нем имеются хаотически распределенные неоднородности концентрации носителей, характерные размеры которых удовлетворяют соотношениям $b_0 > r_D$, l; $b_0 \ll L$, где L, l, r_D — соответственно размер образца, длина свободного пробега носителей и дебаевский радиус экранирования. При этом можно пользоваться понятием эффективной проводимости: $\langle j_i \rangle = \sigma_{ik}^{эфф} \langle E_k \rangle$, которое следует из закона Ома в локальной форме, а усреднение проводится по области, много большей размеров неоднородностей, но меньшей размеров образца. Тензорный характер $\sigma_{ik}^{эфф}$ связан с наличием магнитного поля. Плотность тока $\mathbf{j}$ и напряженность электрического поля $\mathbf{E}$ удовлетворяют уравнениям Максвелла и уравнению непрерывности, в которых все величины зависят от координат. Представляя флуктуирующие в пространстве величины в виде суммы среднего значения и флуктуирующей добавки $a(\mathbf{r}) = \langle a \rangle + \delta a(\mathbf{r})$ и разлагая добавки в ряд Фурье, решаем нашу систему уравнений последовательными итерациями по $\delta\sigma_{ik}$. После проведения преобразований, предложенных в [3], получим для $\sigma_{ik}^{эфф}(\omega)$ уравнение

$$q_i \sigma_{ik}^{эфф}(\mathbf{q})\, q_k = q_i \langle \sigma_{ik} \rangle q_k - \Sigma, \tag{1}$$

где Σ может быть изображено в виде диаграммного ряда



Здесь двойной линии соответствует полная функция Грина

$$G(\mathbf{q}) = \frac{1}{q_i \sigma_{ik}^{эфф}(\mathbf{q})\, q_k - \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi} q^2}, \tag{2}$$

кресту соответствует множитель $(q_{1x} q_{2y} - q_{1y} q_{2x})\, \sigma_{xy}^{q_2 - q_1}$, пунктирная линия — неприводимый коррелятор $\langle \ldots \rangle_0$. По всем внутренним линиям производится интегрирование, по индексам — суммирование. В ряду Σ присутствуют только компактные диаграммы. Можно показать, что хорошим приближением является укороченное уравнение (1), где в ряду Σ оставлено только первое слагаемое:

$$q_i \sigma_{ik}^{эфф}(\mathbf{q})\, q_k = q_i \langle \sigma_{ik} \rangle q_k + \int d^3 q_1 \frac{[\mathbf{q}_1 \mathbf{q}]_z^2 \langle \sigma_{xy}^{q - q_1} \sigma_{xy}^{q_1 - q} \rangle_0}{(q_1 \hat{\sigma}^{эфф}(\mathbf{q})\, q_1) - i \frac{\omega\varepsilon}{4\pi} q^2}. \tag{3}$$

Проведя интегрирование по dq_{1z} и считая оставшийся интеграл порядка единицы [3], получим уравнение для величины $S=\sigma_{\perp}^{\text{эфф}}/\sigma_0$ (σ_0 — компонента проводимости $\sigma_0=\sigma_{zz}$ вдоль магнитного поля, $\tau_M=\varepsilon/4\pi\sigma_0$)

$$S\simeq\frac{1}{\beta^2}+\frac{\xi}{\beta^2}\frac{1}{\sqrt{1-i\omega\tau_M}\sqrt{S-i\omega\tau_M}}. \tag{4}$$

При переходе к статическому случаю $\omega\tau_M\to 0$ уравнение (4) дает для S результат, совпадающий с [3], т. е. закон $^4/_3$ $\sigma_{\perp}^{\text{эфф}}\sim H^{-4/3}$. В области частот $\omega\tau_M\ll\xi^{2/3}\beta^{-4/3}$ имеем

$$\begin{gathered}S_1=\operatorname{Re}S\simeq\frac{\xi^{2/3}}{\beta^{4/3}}\left[1-\frac{4}{9}\omega^2\tau_M^2\beta^{8/3}\xi^{-4/3}\right],\\ S_2=\operatorname{Im}S\simeq{}^1/_3\,\omega\tau_M.\end{gathered} \tag{5}$$

В случае $\xi^{2/3}\beta^{-4/3}<\omega\tau_M\leqslant 1$

$$\begin{gathered}S_1\simeq\frac{1}{\beta^2}+\frac{1}{2\beta^2}\frac{\xi}{\sqrt{\omega\tau_M}},\\ S_2\simeq\frac{1}{2\beta^2}\frac{\xi}{\sqrt{\omega\tau_M}}.\end{gathered} \tag{6}$$

Для больших частот $\omega\tau_M\gg 1$ имеем

$$\begin{gathered}S_1\simeq\frac{1}{\beta^2}\left[1+\frac{\xi}{2\omega\tau_M}\right],\\ S_2\simeq\frac{\xi}{\beta^2}\frac{1}{\omega\tau_M}.\end{gathered} \tag{7}$$

Как видно, закон $^4/_3$ сменяется зависимостью $\sim H^{-2}$ в области частот $\omega\sim\sim\xi^{2/3}\beta^{-4/3}\tau_M^{-1}$, т. е. при частотах, гораздо меньших τ_M^{-1}.

Литература

[1] Herring C. — J. Appl. Phys., 1960, v. 31, N 11, p. 107—121.
[2] Гальперин Ю. М., Лайхтман Б. Д. — ФТТ, 1971, т. 13, в. 7, с 2102—2108.
[3] Дрейзин Ю. А., Дыхне А. М. — ЖЭТФ, 1972, т. 63, в. 1, с. 242—260.
[4] Квятковский О. Е. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 1, с. 207—223.
[5] Гальперн Ю. С., Эфрос А. Л. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 8, с. 2301—2304.
[6] Гитис М. Б., Чайковский И. А. Распространение звука в легированных полупроводниках. Кишинев. 1986. 228 с.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Получено 1.12.1987
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОХОДНЫХ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНЫХ p^+—n—n^+-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Si

Гузь В. Н., Жадько И. П., Кучерук А. Д., Романов В. А.

В многодолинных полупроводниках типа Ge и Si уже умеренные электрические поля индуцируют при низких температурах заметную анизотропию электропроводности и, следовательно, могут приводить к анизотропным размерным эффектам (АРЭ), развитие которых при прочих равных условиях определяется кристаллографической ориентацией образца [1, 2]. Это обстоятельство обычно