материал металла в концентрации 4÷5 ат%, превышение которой приводит, по данным РФА, к возникновению металлосодержащих микронеоднородностей в сетке стекла [5]. Наблюдаемые в результате нейтронного воздействия достаточно сложные изменения в стеклообразном AsGeSe, устойчивые при комнатной температуре, не приводят вопреки ожиданиям к появлению парамагнетизма в этом материале.

Литература

[1] Любин В. М. // Аморфные полупроводники-82. Бухарест, 1982. С. 19—24.
[2] Конорова Л. Ф., Ким Т. И., Жданович Н. С., Литовский М. А. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 4. С. 788—791.
[3] Budinas T., Mačkus P., Savytsky I. V., Shpotyuk O. I. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 90. N 1-3. P. 541—543.
[4] Гуральник Р. М., Лантратова С. С., Любин В. М., Сарсембинов Ш. Ш. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 5. С. 1334—1338.
[5] Конорова Л. Ф., Ким Т. И., Жданович Н. С., Литовский М. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1300—1302.
[6] Жданович Н. С., Конорова Л. Ф. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 898—901.
[7] Ovchinsky S. R., Fritzsche H. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1973. V. ED-20. N 2. P. 91—105.
[8] Taylor P. C., Strom U., Bishop S. G. // Sol. Energy Mater. 1982. V. 8. P. 23—31.

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

Получено 6.09.1988
Принято к печати 31.10.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖДЫРОЧНОГО РАССЕЯНИЯ НА ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ ДЫРОК В Ge

Рагуотис Р., Сельмистрайтис Г.

В [1] приведены экспериментальные результаты по существенному влиянию межчастичного рассеяния на диссипацию энергии носителей заряда в различных полупроводниках. В частности, в [2] наблюдалась сильная зависимость времени релаксации энергии дырок $\tau_э$ от их концентрации p в p-Ge. В [3] применительно к эксперименту [2] данная зависимость рассчитывалась многочастичным методом Монте-Карло для температуры решетки $T_0=100$ K. Расчет в [3] выполнялся двумя способами: из вычисления отклика дырок на мгновенно включенное электрическое поле и из выражения $\tau_\varepsilon=\tau_к$, где

$$\tau_к=\frac{1}{\overline{(\delta\varepsilon(t))^2}}\int\limits_0^\infty d\eta\,\overline{\delta\varepsilon(t)\,\delta\varepsilon(t+\eta)}, \qquad (1)$$

$\delta\varepsilon$ — флуктуация энергии ансамбля дырок, черта означает усреднение по времени.

В [3], насколько нам известно, впервые в обычном многочастичном методе Монте-Карло моделируется согласованное движение сталкивающихся носителей заряда, т. е. в парном приближении учитывается изменение импульса и энергии обеих частиц. Однако при этом было необходимо соблюдение условия $\Delta t \ll \bar{\tau}$, где Δt — интервал времен, на которые разбивалась история движения дырок, $\bar{\tau}$ — среднее время соударений между дырками. Вследствие этого точность расчета была невелика. Обращает на себя внимание и то, что расчет указывает на значительно более слабую концентрационную зависимость τ_ε, чем эксперимент.

В то же время часто удобно рассматривать рассеяние носителей заряда в терминах пробной частицы [4]. Так как в [5] показано, что в условиях термодинамического равновесия дополнительная корреляция, обусловленная парными столкновениями, исчезает, представляет интерес рассчитать зависимость $\tau_\varepsilon(p)$ в нулевом электрическом поле одночастичным методом Монте-Карло, что и явилось целью настоящей работы.

Для этого найдем связь между временем корреляции энергии пробной частицы и временем релаксации энергии. Уравнение Ланжевена для хаотического изменения функции распределения энергии (ФР) пробной частицы $f(\varepsilon)$ можно записать в виде [4, 6]

$$\frac{df}{dt} = -\frac{f-f_T}{\tau_\varepsilon(p)} - \frac{f-f^M(t)}{\tau_{ee}(p)} + \chi(t) \tag{2}$$

(p — концентрация дырок). Первый член правой части (2) описывает релаксацию случайного отклонения ФР к равновесному распределению f_T за время $\tau_\varepsilon(p)$ вследствие рассеяния энергии дырок на термостате. Столкновения между частицами влияют на вид ФР и соответственно на обмен энергией между частицами и термостатом. Так, например, из [7] известно, что межчастичные соударения приводят к открытию нового канала релаксации энергии путем составного рассеяния. Поэтому в (2) следует принять, что $\tau_\varepsilon = \tau_\varepsilon(p)$. Второй член в (2) описывает релаксацию $f(t)$ к сдвинутому максвелловскому распределению $f^M(\bar\varepsilon(t))$, где $\bar\varepsilon(t)$ — средняя энергия ансамбля частиц в момент t [4]; $\chi(t)$ пропорционален стохастической силе, действующей на частицу.

Если умножить (2) на ε и просуммировать по энергии, то второй член выпадет и получится обычное уравнение релаксации энергии с временем релаксации $\tau_\varepsilon(p)$.

Запишем $f^M(t) = f_T + \delta f^M(t)$, тогда решение (2) будет иметь вид

$$f(t) = f_0 e^{-\lambda t} + f_T(1-e^{-\lambda t}) + \frac{e^{-\lambda t}}{\tau_{ee}} \int_0^t \delta f^M(t') e^{\lambda t'} dt' + e^{-\lambda t} \int_0^t \chi(t') e^{\lambda t'} dt', \tag{3}$$

где $f_0 = f(t=0)$, $\lambda = (\tau_\varepsilon + \tau_{ee})/\tau_\varepsilon \tau_{ee}$. Обозначив $\delta f_t = f(t) - f_T$, $\delta f_0 = f_0 - f_T$ и проинтегрировав член с $\delta f^M(t)$ по частям, получим

$$\delta f_t = \delta f_0 e^{-\lambda t} + \frac{\delta f_t^M \tau_\varepsilon}{\tau_\varepsilon + \tau_{ee}} - \frac{\delta f_0^M \tau_\varepsilon}{\tau_\varepsilon + \tau_{ee}} e^{-\lambda t} + \ldots \tag{4}$$

Умножив (4) на $\delta f_0 \varepsilon(t=0)\,\varepsilon(t)$ и усреднив по ансамблю, что равносильно усреднению по времени в (1), получим

$$\Phi(t) \equiv \overline{\frac{\delta\varepsilon(t=0)\,\delta\varepsilon(t)}{(\delta\varepsilon(t=0))^2}} = e^{-\lambda t}, \tag{5}$$

откуда время корреляции энергии пробной частицы

$$\tau_\kappa = \int_0^\infty e^{-\lambda t} dt = \frac{\tau_\varepsilon(p)\,\tau_{ee}(p)}{\tau_\varepsilon(p) + \tau_{ee}(p)}. \tag{6}$$

Таким образом, частота корреляции энергии пробной частицы складывается из частот обмена энергией с термостатом и другими дырками.

Как видно из (6), при $\tau_\varepsilon \ll \tau_{ee}$ (случай малой концентрации дырок) $\tau_\kappa = \tau_\varepsilon(p=0)$, т. е. время корреляции совпадает со временем релаксации энергии частицы на термостате. Наоборот, при $\tau_{ee} \ll \tau_\varepsilon$ (преобладают междырочные столкновения) $\tau_\kappa = \tau_{ee}$. Действительно, когда соударения с термостатом отсутствуют, время релаксации $\tau_э = \infty$, а время корреляции определяется флуктуациями энергии частицы возле равновесного состояния за счет p—p-рассеяния.

Используя (6), можно оценить зависимость времени релаксации энергии следующим образом. Сначала следует вычислить зависимость $\tau_{ee}(p) = \tau_\kappa$ из (1), не учитывая соударения с термостатом, затем включить все остальные механизмы рассеяния и определить $\tau_\kappa(p)$, наконец, рассчитать $\tau_\varepsilon(p)$ по формуле

$$\tau_\varepsilon(p) = \frac{\tau_\kappa(p)\,\tau_{pp}(p)}{\tau_{ee}(p) - \tau_\kappa(p)}. \qquad (7)$$

В расчетах использовалась модель p-Ge, согласно [8], отличавшаяся от использованной в [3]. Модель p-Ge из [8] обеспечивает хорошее совпадение с экспериментом зависимостей дрейфовой скорости и средней энергии дырок от поля E. Как и в [3], в расчетах принималась во внимание только зона тяжелых дырок, параболическая и изотропная. Учитывались деформационное оптическое рассеяние, а также по аналогии с [9] рассеяние энергии и импульса дырок на деформационном потенциале акустических фононов. Для учета междырочного рассеяния использовался метод, разработанный в [10]. Как известно, при больших концентрациях и низких температурах дебаевский радиус уменьшается и становится сравнимым со средним расстоянием между взаимодей-

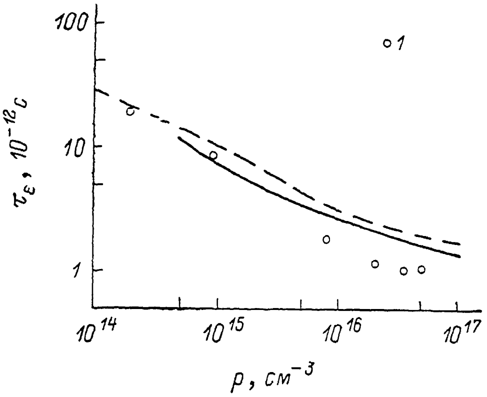

Рис. 1. Концентрационные зависимости времени релаксации энергии дырок в p-Ge при T_0=100 К.

Расчет: сплошная кривая — приближение Брукса—Херринга, штриховая — приближение Конвелл—Вейскопфа. 1 — значения, полученные из уравнения баланса энергии по результатам эксперимента [2].

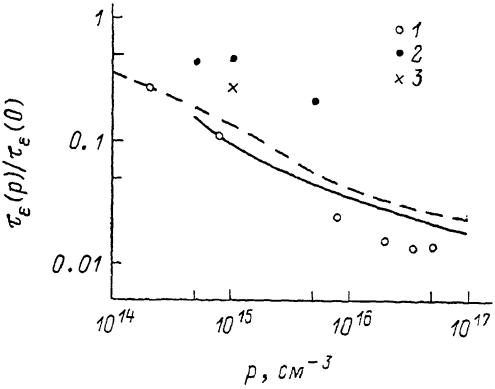

Рис. 2. Зависимости относительного изменения времени релаксации энергии дырок от их концентрации.

Обозначения кривых и 1 те же, что и на рис. 1. 2, 3 — расчет [3] соответственно при E=70 и 20 В/см.

ствующими частицами, вследствие чего представление об экранирующем действии плазмы становится в буквальном понимании необоснованным [11]. Для сравнения в настоящей работе были проведены расчеты как в приближении экранированного дебаевским радиусом кулоновского потенциала (приближение Брукса—Херринга), так и в приближении Конвелл—Вейскопфа, когда радиус сферы действия дырок принимается равным $r=(4/3\ \pi p)^{-1/3}$.

На рис. 1 показаны данные расчета τ_ε (p). Видно, что оба приближения приводят практически к одинаковым результатам. Расчет хорошо совпадает с экспериментом в области концентраций дырок до $p \approx 10^{15}$ см$^{-3}$. Отметим, что при $p=0$ τ_ε $(0) \approx 75$ пс, что также хорошо совпадает с экспериментом [2] и значением τ_ε (0), рассчитанным двухчастичным методом Монте-Карло [12]. При $p > 10^{15}$ см$^{-3}$ совпадение расчета с экспериментом ухудшается, что, возможно, связано с неучетом дырочно-плазменного рассеяния [13].

На рис. 2 приведены зависимости $\tau_\varepsilon(p)/\tau_\varepsilon(0)$, характеризующие относительный вклад p—p-рассеяния в процесс релаксации энергии. Как видно, рассчитанные в настоящей работе значения лежат ближе к экспериментальным, чем полученные в [3]. Это, по-видимому, объясняется тем, что расчеты в [3] проводились в области разогретых дырок (E=70 В/см) (рассчитанное в той же работе значение при E=20 В/см лежит ближе к экспериментальному), а использованная в [3] модель p-Ge существенно отличается от принятой в настоящей работе.

В заключение отметим, что предложенный в нашей работе метод расчета концентрационной зависимости времени релаксации энергии не требует моделирования переходного процесса, на которое в случае учета межчастичных соударений затрачивается большое количество машинного времени, что усложняет алгоритм расчета. Кроме того, данный способ может найти применение и для оценки времени релаксации энергии вокруг неравновесного состояния, т. е. в греющих электрических полях.

Литература

[1] Денис В., Канцлерис Ж., Мартунас З. Теплые электроны. Электроны в полупроводниках. Т. 4. Вильнюс, 1983. 142 с.
[2] Болтаев А. П., Пенин Н. А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 11. С. 2246—2247.
[3] Brunetti R., Jacoboni C., Matulionis A., Dienys V. // Physica. 1985. V. 134B. P. 369—373.
[4] Левинсон И. Б. // Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов. Вильнюс, 1969. С. 9—49.
[5] Gantsevich S. V., Gurevich V. L., Katilius R. // Nuovo Cimento. 1979. V. 2. N 5. P. 1—87.
[6] Ансельм А. И. Основы статистической физики. М., 1973. 424 с.
[7] Левинсон И. Б., Мажуолите Г. Э. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. В. 4. С. 1048—1054.
[8] Пожела Ю., Реклайтис А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 4. С. 709—716.
[9] Canali C., Jacoboni C., Nava F., Ottaviani G., Alberigi-Quaranta A. // Phys. Rev. 1975. V. 12. N 4. P. 2265—2284.
[10] Рагуотис Р. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2173—2178.
[11] Сивухин Д. В. // Вопросы теории плазмы. М., 1964. В. 4. С. 89—179.
[12] Канцлерис Ж., Матулис А. // Препринт ИФП АН ЛитССР. Вильнюс, 1986. № 19.
[13] Lugli P., Ferry D. K. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 6. P. 594—597.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 7.04.1988
Принято к печати 11.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

Шмелев Г. М., Чайковский И. А., Менса С. Н.

Теоретически термоэлектрические свойства полупроводниковых сверхрешеток (СР) исследовались в ряде работ [1-4]. В случае, когда ширина нижайшей мини-зоны $2\Delta \ll k_0 T$ (T — температура решетки, k_0 — постоянная Больцмана), в [1] рассчитана термоэдс. В [2, 3] отмечена анизотропия термоэлектрических свойств, изучение которой может дать информацию о плотности состояний в СР. В работе [4] исследован эффект Зеебека в ситуации, когда градиент температуры направлен перпендикулярно оси СР. Результаты [4] содержат, как частный случай, и эффекты в квантованных пленках. В двумерных системах термогальваномагнитные коэффициенты рассчитывались в [5, 6]. Результаты отмеченных выше работ позволяют надеяться на использование СР (по мере усовершенствования технологии их изготовления) в соответствующих приборах. По-видимому, перспективно применение СР в качестве термоэлемента, из-за того что добротность его, в принципе, может быть больше, чем у «обычного» термоэлемента [5].

В настоящей работе мы обращаем внимание на возможность управления термоэлектрическими свойствами СР с помощью сильных высокочастотных (ВЧ) и постоянных электрических полей по аналогии с тем, что такими полями можно менять статическую и ВЧ проводимость СР [7, 8] (речь идет не о малых поправках к проводимости, а об ее изменениях, сопровождающихся появлением принципиально новых эффектов, например абсолютной отрицательной проводимости). Возможность радикального изменения свойств СР во внешних полях связана с существенной нелинейностью и анизотропией электронного спектра СР, содержащего узкие разрешенные зоны (мини-зоны).