

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ
В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ

Ф. Т. Васько, Ю. Н. Солдатенко

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получено 11 сентября 1992 г. Принято к печати 10 января 1993 г.)

Вклад свободных носителей в нелинейную восприимчивость полупроводников возникает при учете их рассеяния на фононах или примесях, а также виртуальных переходов в другие зоны или неквадратичности электронного (далее рассматриваем лишь материалы n -типа) закона дисперсии [1, 2]. При $\bar{\tau}^{-1} \ll \omega \ll \varepsilon_G \hbar$, а также $\bar{\varepsilon} \ll \varepsilon_G$ ($\bar{\tau}$ и $\bar{\varepsilon}$ — средние времена релаксации импульса и энергии электронов) перечисленные механизмы нелинейности неэффективны. Здесь рассмотрен еще один механизм вклада электронов в нелинейную восприимчивость неоднородных полупроводниковых сплавов, обусловленный существованием в них неэкранируемых пространственных «флуктуаций» эффективной массы m_r [3]. Возможность такой нелинейности видна при записи электронного тока $e r_t / m(r_t)$ (r_t и p_t — координата и импульс частицы, определяемые уравнениями движения), возбуждаемого полем $E \cos \omega t$, так что при $m(r) \neq \text{const}$ появляются гармоники отклика. В случае однородных и изотропных флуктуаций состава нелинейный отклик на слабое поле определяется (после статистического усреднения) восприимчивостью третьего порядка, так как квадратичные по E вклады обращаются в нуль. Именно эта восприимчивость¹ рассчитана далее в высокочастотном приближении.

Отклик электронов на однородное поле определяется усредненной по флуктуациям состава плотностью тока:

$$\frac{2e}{V} \sum_p \langle v_{pr} f_{prt} \rangle = J_t^{(1)} + J_t^{(3)} + \dots, \quad (1)$$

в котором выделены вклады на частотах $l\omega$ ($l=1, 3, \dots$), $v_{pr} = p/m_r$, V — нормировочный объем. Функция распределения f_{prt} определяется из кинетического уравнения

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \hat{K} - \hat{I}_c \right) f_{prt} + e E_t \frac{\partial f_{prt}}{\partial p} = 0, \quad (2)$$

\hat{I}_c — интеграл столкновений, дающий в высокочастотном приближении малый вклад при вычислении среднего (5), а оператор \hat{K} (определяемый формулой (10) из [4]) описывает изменение f_{prt} за счет дрейфа и под действием случайной силы, обусловленной неоднородностью кинетической энергии электронов.

¹ Аналогичные вклады, определяющие электрооптический эффект, рассмотрены в [4].

Решение (2) ищем в форме x -компонент функции распределения, выполняющая итерации по полю $E \exp(-i\omega t)$ и используя обратный оператор

$$G_{\mathbf{pr}}^{(\Omega)} = (-i\Omega + \hat{K} - \hat{I}_c)^{-1}. \quad (3)$$

На утроенной частоте отклик определяется добавкой к функции распределения

$$\delta f_{\mathbf{pr}}^{(3)} = -e^3 G_{\mathbf{pr}}^{(3\omega)} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) G_{\mathbf{pr}}^{(2\omega)} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) G_{\mathbf{pr}}^{(\omega)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{pr}}) \frac{df(E_{\mathbf{pr}})}{dE}, \quad (4)$$

где $f(E_{\mathbf{pr}})$ — равновесное распределение электронов с законом дисперсии $E_{\mathbf{pr}}$ (см. формулу (1) в [4]). Из выражений (1) и (4) нелинейная добавка к плотности тока записывается следующим образом:

$$\mathbf{J}_{\omega}^{(3)} = -\frac{2e^4}{V} \sum_{\mathbf{p}} \left\langle \frac{\mathbf{p}}{m_r} G_{\mathbf{pr}}^{(3\omega)} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) G_{\mathbf{pr}}^{(2\omega)} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) G_{\mathbf{pr}}^{(\omega)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{pr}}) \frac{df(E_{\mathbf{pr}})}{dE} \right\rangle. \quad (5)$$

При реализации оператора (3) в высокочастотном приближении вычисляем (5), проводя итерации по ω^{-1} . Поскольку при инверсии в \mathbf{p} -пространстве \hat{K} заменяется на $-\hat{K}$, в нелинейном отклике (5) остаются квадратичные по \hat{K} вклады. При этом $\mathbf{J}_{\omega}^{(3\omega)}$ пропорционален ω^{-5} , и после некоторых упрощений [интегрируем по частям и опускаем вклады полных производных в (5)] для сильно вырожденных электронов имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{\omega}^{(3)} = & \frac{ie^4}{27m\omega^5 V} \sum_{\mathbf{p}} \left\langle \frac{9}{2} \frac{E_{\omega}}{m_r} \left[\hat{K}^2 \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) + \hat{K} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \hat{K} \right] - \right. \\ & \left. - \frac{\mathbf{p}}{m_r} \left[\hat{K}^2 \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right)^2 + 3\hat{K} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right)^2 \hat{K} + \frac{3}{2} \hat{K} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \hat{K} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \right] \right\rangle \times \\ & \times (\mathbf{E} \cdot \mathbf{p}) \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_F), \quad (6) \end{aligned}$$

причем с точностью до малых порядка δ^2 (δ — среднеквадратичная флуктуация состава) фактор $m_r^{-1} df/dE$ заменяется пространственно однородным выражением $\delta(\varepsilon_p - \varepsilon_F)/m$, в котором $\varepsilon_p = p^2/2m$, ε_F — энергия Ферми. Поэтому в правом из входящих в (6) операторов \hat{K} надо учитывать лишь вклад от случайной силы, и после усреднения по неоднородностям в $\mathbf{J}_{\omega}^{(3)}$ входит оператор

$$\langle m_r^{-1} \hat{K} \nabla \delta_t \rangle = \frac{2\delta^2 \alpha}{l_c^2 m} \left[2 \frac{p_j}{m} + (\varepsilon_p - \varepsilon_F) \frac{\partial}{\partial p_j} \right], \quad (7)$$

l_c — корреляционная длина, а параметр α определяет скорость изменения эффективной массы с изменением состава.

Оставшееся в (6) интегрирование по импульсу выполняется непосредственно, и нелинейный вклад в плотность тока дается выражением

$$\mathbf{J}_{\omega}^{(3)} = iE \frac{e^2 n}{m^2 \omega} \left(\frac{eE}{\omega} \right)^2 A \left[\frac{(\delta\alpha)^2}{m(\omega l_c)^2} \right], \quad A = -153/108, \quad (8)$$

в котором n — концентрация электронов.

Сравним определяемый флуктуациями состава механизм утроения частоты с вкладами, обусловленными непараболичностью [5] и рассеянием электронов

на заряженных примесях [6]. Такие вклады даются формулами, отличающимися от (8) как численными коэффициентами, так и размерными множителями:

$$J_{\omega}^{(3)} = iE \frac{e^2 n}{m^2 \omega} \left(\frac{eE}{\omega} \right)^2 \left\{ \begin{array}{l} 1/\varepsilon_G, \text{ непараболичность,} \\ A_s / [\varepsilon_F (\omega \bar{\tau})^2], \text{ рассеяние } (A_s = -3/40). \end{array} \right. \quad (9)$$

Из (8) и (9) находим область параметров, при которых доминирует рассматриваемый механизм

$$\frac{\delta \alpha}{l_c} > \max \left[\sqrt{\frac{m}{A \varepsilon_G}} \omega, \sqrt{\frac{A_s m}{A \varepsilon_F}} \bar{\tau}^{-1} \right]. \quad (10)$$

Для параметров $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ вклад в правую часть (10) за счет непараболического механизма оказывается $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ (что при $\delta = 0.02$ соответствует l_c , меньшим 10^{-6} см) для случая ИК накачки (длина волн $100 \div 300 \text{ мкм}$). При этом столкновительный механизм окажется несущественным, если подвижность образцов превышает $10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Это требование ограничивает сверху температуру и концентрацию электронов (концентрация ограничена также условием прозрачности образца в далеком ИК диапазоне), тогда как неравенство $r_{sc} < l_c$ (обеспечивающее экранировку флуктуаций дна зоны, r_{sc} — радиус экранировки) ограничивает концентрацию снизу. Данные условия выполняются в диапазоне концентраций $(2 \div 6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, рассмотренный механизм электронной нелинейности неоднородных полупроводниковых сплавов может реализоваться в активно изучаемом сейчас [7] далеком ИК диапазоне. Качественное отличие такого механизма состоит в его зависимости от характеристик неоднородности, т. е. от технологии изготовления используемых образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Нелинейные свойства твердых тел. М. (1972).
- [2] Л. А. Алмазов, И. М. Дыкман. ФТП, 8, 1436 (1974).
- [3] Ф. Т. Васько, Ю. Н. Солдатенко. ЖЭТФ, 99, 508 (1991).
- [4] Ф. Т. Васько, Ю. Н. Солдатенко. ФТП, 27 (1993).
- [5] P. A. Wolff, G. A. Pearson. Phys. Rev. Lett., 17, 1015 (1966).
- [6] C. C. Wang, N. W. Ressler. Phys. Rev., 188, 1291 (1969); В. М. Файн. Фотоны и нелинейные среды. М. (1972).
- [7] F. Keilmann. Infr. Phys., 31, 373 (1991).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 6, 1993

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К ВОДОРОДУ СТРУКТУР ZnSe/GaAs

А. Ю. Мекекечко, А. В. Коваленко, И. М. Черненко, В. Ф. Катков

Днепропетровский государственный университет, 320625, Днепропетровск, Украина
(Получено 31 октября 1992 г. Принято к печати 11 января 1993 г.)

Разработка новых приборов анализа газового содержания среды, основанных на изменениях электрофизических свойств полупроводниковых материалов, — весьма актуальная задача. В ряду хорошо известных бинарных полупроводнико-