

01;05;06

## **Об изменении ширины интервала электрического поля, соответствующего отрицательной дифференциальной проводимости при туннельном захвате электронов**

© З.С. Качлишвили, Н.К. Метревели

Тбилисский государственный университет, Грузия

E-mail: faculty@tsu.ge

Поступило в Редакцию 28 июля 2000 г.

Для стабильной работы активных элементов большое значение имеет выбор оптимальной ширины интервала напряженности электрического поля, соответствующего отрицательной дифференциальной проводимости. На примере  $n$ -Ge теоретически исследованы как внутренние факторы изменения указанной ширины, так и влияние внешнего магнитного поля.

Показаны интервалы электрических и магнитных полей, в которых для увеличения надежности целесообразна работа активных элементов.

Одним из условий стабильной работы активных элементов, работающих в режиме отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), является постоянство ширины интервала напряженности электрического поля, соответствующей ОДП. Увеличение области этого интервала, конечно, при сохранении достаточно резкой зависимости подвижности и (или) концентраций носителей заряда от электрического поля увеличивает надежность. Поэтому одинаково актуально и важно выявление и исследование причин изменения указанного интервала электрического поля, вызванных как внешними, так и внутренними факторами. Мы рассматриваем эту задачу на примере  $n$ -Ge в условии наличия ОДП, связанной с концентрационной нелинейностью.

Хорошо известно, что в  $n$ -Ge, легированном золотом или медью, концентрационная нелинейность связана с туннельным захватом горячих электронов отрицательно заряженными ионами золота или меди. Коэффициент захвата при этом обычно вычислялся с использованием

вероятности захвата, впервые полученной Бонч-Бруевичем [1]. Однако в [2] было показано, что после туннельного просачивания для захвата необходимо, чтобы электроны потеряли свою энергию путем излучения фононов. Учет этого внутреннего фактора рождает дополнительный множитель в сечении захвата Бонч-Бруевича [2]:

$$\sigma(W) \sim \exp\left(-\frac{2\tau_1}{\hbar}\right) W, \quad (1)$$

где  $W$  — кинетическая энергия, которая должна быть потеряна электроном при захвате;  $\tau_1$  — время туннелирования.

С учетом этого множителя в [2–4] в разных приближениях было показано, что в сравнительно слабых полях аппроксимация Бонч-Бруевича хорошо работает, тогда как множитель (1) становится существенным по мере увеличения электрического поля.

Естественно возникает вопрос: изменяется ли интервал напряженности электрического поля, соответствующий ОДП, при учете множителя (1) и как? Как влияет на него внешнее магнитное поле?

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования этих вопросов, полученные в приближении квазиупругого рассеяния в скрещенных сильном электрическом и магнитном полях.

Концентрация свободных электронов вычисляется стандартным путем [5] с использованием неравновесной функции распределения:

$$f_0(x) = A \exp\left(-\frac{\eta^\zeta}{\alpha} \times \frac{x^\xi}{\xi}\right), \quad \xi > 0, \quad (2)$$

где в слабом магнитном поле  $\zeta = 0$ ,  $\xi = \xi_1 = 1 - \frac{t+s}{2}$ , а в сильном магнитном поле  $\zeta = 1$ ,  $\xi = \xi_2 = 1 + \frac{t-s}{2}$ ,  $t$  и  $s$  — показатели степени в энергетической зависимости длин свободного пробега соответственно по импульсу и по энергии:

$$l = l_0 x^{\frac{1+t}{2}}, \quad \tilde{l} = \tilde{l}_0 x^{\frac{1+s}{2}}, \quad \alpha \equiv \left(\frac{E}{E_0}\right)^2, \quad \eta \equiv \left(\frac{H}{H_0}\right)^2,$$

$A$  — нормировочный множитель,

$$E_0 \equiv \sqrt{3} \frac{k_0 T}{e(l_0 \tilde{l}_0)^{1/2}}, \quad H_0 \equiv \frac{(2mc^2 k_0 T)^{1/2}}{el_0}.$$

Вычисления проводятся методом перевала для случая  $\xi = 1$ . Полученные при этом результаты качественно остаются справедливыми и для случая  $\xi \neq 1$ . Однако такое рассмотрение, с одной стороны, охватывает довольно широкий спектр реально существующих механизмов рассеяния [6], а с другой стороны, существенно упрощает анализ результатов.

После вычисления для концентрации свободных электронов имеем  $n \propto \Delta^{-1}$ , где:

$$\Delta = \Delta_0 \frac{\left(\frac{\alpha}{\eta^\zeta}\right)^{-3/2}}{\left(\gamma_0 + \frac{\eta^\zeta}{\alpha}\right)^{5/6}} \times \exp\left\{-3\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2/3} \left(\gamma_0 + \frac{\eta^\zeta}{\alpha}\right)^{1/3}\right\}, \quad (3)$$

$$\gamma \equiv \frac{2\pi z e^2}{\varepsilon \hbar v_T}, \quad \gamma_0 = \frac{2\tau_1}{\hbar} kT,$$

$z$  — заряд отталкивающего центра в единицах заряда электрона,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $v_T$  — тепловая скорость,

$$\Delta_0 \equiv \frac{\sqrt{\pi}}{2\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)} (1 + \gamma_0)^{5/6} \times \exp\left\{3\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2/3} (1 + \gamma_0)^{1/3}\right\}. \quad (3a)$$

Легко убедиться, что концентрация электронов с ростом электрического поля уменьшается ( $\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{\Delta}{\Delta_0}\right) > 0$ ) и достигает своего минимума при

$$\left(\frac{\alpha}{\eta^\zeta}\right)_{\min 1} = \frac{2}{3} \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right), \quad (4)$$

когда множитель (1) играет доминирующую роль, т.е.  $\gamma_0 \gg \frac{\eta^\zeta}{\alpha}$ .

Сравнивая (4) с соответствующей величиной в условиях, когда можно пренебречь множителем (1), т.е. если  $\gamma_0 \ll \frac{\eta^\zeta}{\alpha}$ , получаем:

$$\frac{\left(\frac{\alpha}{\eta^\zeta}\right)_{\min 1}}{\left(\frac{\alpha}{\eta^\zeta}\right)_{\min 2}} \sim \frac{2}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{4/3}} \ll 1 \quad (5)$$

(так как  $\gamma \gg 1$  в условиях, нас интересующих). Оценка проведена при  $T \sim 20$  к, с использованием  $\gamma_0 \sim \frac{T}{10^3}$  [3].

Резюмируя полученные результаты, заключаем.

1. Как видно из (3), множитель (1) становится доминирующим в сильных электрических и слабых магнитных полях.

2. Аппроксимация Бонч-Бруевича справедлива в слабых электрических и сильных магнитных полях.

3. С учетом множителя (1) электрическое поле минимума концентрации свободных электронов уменьшается.

4. Учитывая, что в поле минимума концентрации меняется знак дифференциальной проводимости, по-видимому, можно утверждать, что для увеличения надежности соответствующих активных элементов целесообразно работать в более слабом электрическом и сильном магнитном полях, когда можно не учитывать множитель с  $\gamma_0 \left( \frac{E}{E_0} < \left( \frac{\eta^c}{\gamma_0} \right)^{1/2} \right)$ . С другой стороны, если зависимость подвижности от электрического поля такова, что сглаживает уменьшение концентрации, то для сохранения ОДП целесообразно остаться в интервале полей, где доминирует множитель с  $\gamma_0 \left( \frac{E}{E_0} > \left( \frac{\eta^c}{\gamma_0} \right)^{1/2} \right)$ , что лучше выполняется в слабом магнитном поле).

## Список литературы

- [1] Бонч-Бруевич В.Л. // ФТТ. 1964. Т. 6. № 7. С. 2047.
- [2] Абакумов В.Г., Карпус В., Перель В.И., Ясиевич И.Н. // ФТП. 1988. Т. 22. № 2. С. 262.
- [3] Качлишвили Х.З., Качлишвили З.С., Чумбуридзе Ф.Г. // ФТП. 1997. Т. 31. № 8. С. 944–946.
- [4] Качлишвили З.С., Качлишвили Х.З., Чумбуридзе Ф.Г. // ФТП. 1997. Т. 31. № 2. С. 204–206.
- [5] Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г. // Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 414 с.
- [6] Kachlishvili Z.S. // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. V. 33. P. 15–51.