

01;06

Незатухающие автоколебания в компенсированном полупроводнике в условиях примесного пробоя при наличии магнитного поля

© К.М. Джандиери, З.С. Качлишвили

Тбилисский государственный университет

Поступило в Редакцию 17 марта 1997 г.

Изучены условия возникновения незатухающих колебаний в компенсированном полупроводнике при наличии магнитного поля.

В работах [1,2] получен критерий возникновения незатухающих автоколебаний в компенсированном, пространственно-гомогенном полупроводнике при низкотемпературном электрическом пробое. При описании динамики данной физической системы применяется математическая модель, уравнения которой описывают генерационно-рекомбинационные процессы с мелких примесных уровней с концентрацией N_d при степени компенсации C ; диэлектрическую релаксацию электрического поля \mathbf{E} и запаздывание электронной температуры относительно изменения \mathbf{E} . Указанный критерий имеет вид:

$$\tau_d N_d B_T(Z_B) C \left(1 - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{E}{E_B} - 1 \right) \right) > \frac{\beta}{2}, \quad (1)$$

где

$$\beta = \left(1 + \frac{f'(Z)}{f(Z)} \cdot \frac{Z}{m} \right) \cdot \frac{m}{2}, \quad m = Z\mu'(Z)/\mu(Z),$$

$$\gamma = (A_x(Z_B) + B_T(Z_B)) / \beta W \mu(Z_B) C, \quad W = 4\pi e / \varepsilon. \quad (2)$$

Здесь τ_d — время запаздывания электронной температуры, Z_B и E_B — пробивные значения электронной температуры, нормированной на температуру решетки ($Z = T_e/T$) и электрического поля, соответственно; B_T и A_x — коэффициенты тепловой рекомбинации и ударной ионизации, соответственно; $f(Z)$ — суммарный темп потери энергии электронного

газа; μ — подвижность свободных носителей, ε — диэлектрическая проницаемость образца. Штрихами обозначены производные соответствующих величин. Значение β берется в точке пробоя.

Условие (1) получено в случае отсутствия подсветки, когда колебания могут возникнуть только в после пробивной области электрического поля ($E > E_B$) [1–3]. Интервал изменения E , в котором возможно возникновение незатухающих колебаний, определяется неравенством: $E/E_B - 1 < \gamma$. Чем меньше этот интервал (т.е. чем ближе значение E к пробивному), тем лучше выполняется условие (1); но слишком маленький интервал затрудняет экспериментальное наблюдение колебаний. Выбирая оптимальное значение $E/E_B - 1 = \gamma/2$, условие (1) принимает следующий вид:

$$\tau_d B_T(Z_B) N_d C > \beta. \quad (3)$$

На основе анализа этого критерия в [1,2] было установлено, что возникновение незатухающих колебаний более всего ожидаемо при рассеянии импульса на фонах, в определенном интервале изменения N_d и при достаточно высоких значениях C , что хорошо согласуется с экспериментом [4].

Известно, что магнитное поле играет важную роль в автоколебательных системах [5]. В настоящей работе исследуется именно влияние магнитного поля на поведение вышеуказанной системы. Рассматривается режим отсутствия холловского поля ($E_y = 0$). Сильное, но не квантующее магнитное поле (H) приложено перпендикулярно к электрическому полю (E_x). В таких условиях критерий (3) сохраняет свой вид. В роли греющего поля выступает приложенное поле E_x , а в роли подвижности — величина $\mu = e/m^* \langle \tau / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \rangle$, где ω_c — циклотронная частота, τ — время релаксации импульса. Очевидно, что в магнитном поле не меняется характер зависимости $A_I(Z)$ и $B_T(Z)$ и, следовательно, для данного образца не меняется также пробивное значение Z_B . Однако очевидно, что соответствующее значение электрического поля изменится из-за изменения подвижности.

В случае, когда энергия рассеивается на акустических фонах, при $Z \gg 1$ $f(Z) \sim Z^{3/2}$ (согласно хорошо известной формуле Шокли); $Z \cdot f'(Z)/f(Z) = 3/2$ и если при этом импульс рассеивается на акустических фонах, на ионизированных и нейтральных атомах примеси, в отсутствие магнитного поля для β , согласно обозначениям (2), соответственно получаются следующие значения: 1/2, 3/2 и 3/4. В магнитном же поле ситуация существенно меняется. Так, например, в

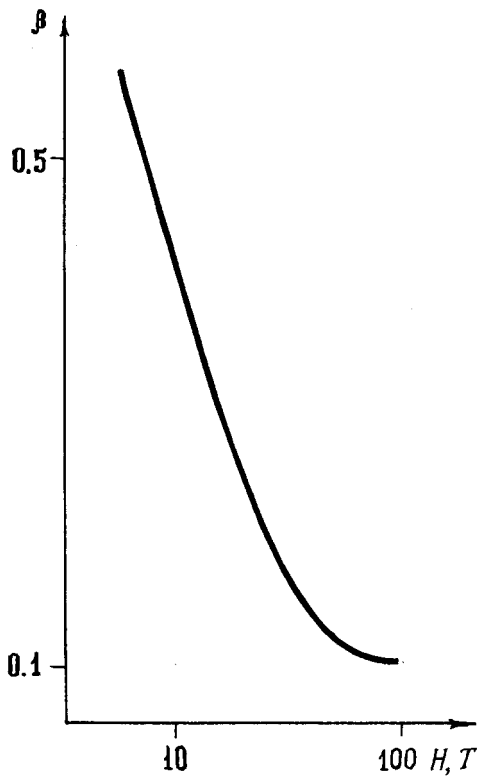


Рис. 1. Зависимость β от H (объяснения в тексте).

сильных полях ($\omega_c^2 \tau^2 \gg 1$) при рассеянии импульса на акустических фононах $\mu \sim Z^{1/2}$ и $\beta = 1$, т.е. в этом случае магнитное поле затрудняет выполнение условия (3). При рассеянии импульса на ионах примеси $\mu \sim Z^{-3/2}$ и $\beta = 0$, т.е. условие (3) выполняется всегда (в этом случае из уравнений баланса энергии получается, что $Z \sim E^{2/3}$, т.е. $\mu \sim E^{-1}$ и дрейфовая скорость выходит на насыщение). В случае рассеяния импульса на нейтральных атомах примеси магнитное поле не влияет на β .

При рассеянии энергии на ионизацию атомов примеси с хорошей точностью можно заменить $f'(Z)$ на $f(Z)/Z$. Тогда $\beta = \frac{m}{2}(1 + 1/m)$

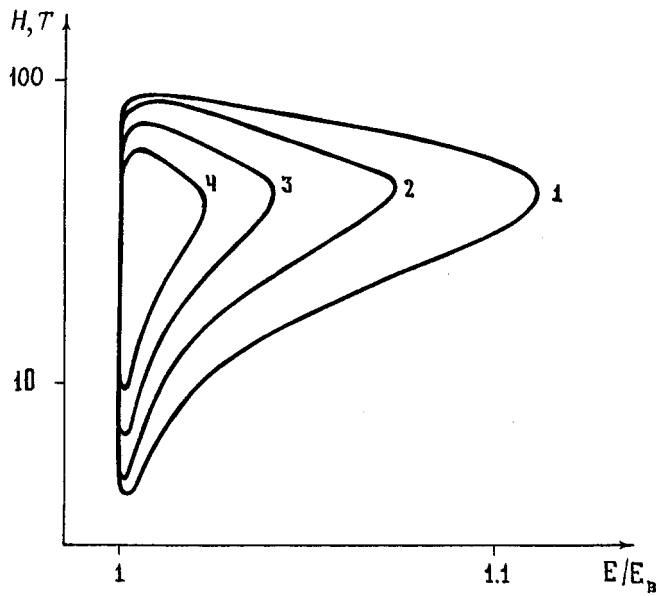


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма на плоскости $(E/E_B, H)$ для следующих значений отношения R/r : 1 — 0.05, 2 — 0.1, 3 — 0.15, 4 — 0.2.

и при рассеянии импульса на ионах примеси получаем: $\beta = -1/4$, т. е. становится даже отрицательным.

В случае любых H мы провели машинные вычисления. Если наряду с рассеянием импульса на ионах примеси учитывается также рассеяние на акустических фононах и на нейтральных атомах примеси, и энергия рассеивается на акустических фононах, на возбуждение и ионизацию атомов примеси (для темпов этих последних процессов мы пользовались выражениями работы [6]), получить нулевое и тем более отрицательное значение β не удалось (это отчасти вызвано и тем, что при рассеянии импульса на ионах примеси теоретическая зависимость времени релаксации импульса от энергии носителей \mathcal{E} слабее, чем $\mathcal{E}^{2/3}$, из-за наличия логарифмического члена). На рис. 1 дается зависимость β от H для n -Ge в следующих условиях: $T = 4.2$ К, $C = 0.95$, $N_d = 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$.

Обратимся теперь к левой стороне неравенства (3). В точке пробоя $B_T N_d C = A_x N_d (1 - C) \sim 1/\tau_x$, где τ_x — время релаксации энергии при

рассеянии этой последней на ионизацию атомов примеси. Как было показано в [1], $\tau_d \sim \tau_e$, где τ_e — полное время релаксации энергии. Исходя из этого, левая сторона неравенства (3) пропорциональна отношению τ_e/τ_x и тем она больше, чем высока степень доминирования рассеяния энергии на ионизацию атомов примеси над остальными механизмами рассеяния. С ростом H левая сторона неравенства (3) уменьшается, так как уменьшается коэффициент пропорциональности в зависимости τ_d от τ_2 .

Таким образом, при наличии магнитного поля условие (3) наилучшим образом выполняется при доминировании рассеяния импульса на ионах примеси рассеяния энергии на ионизацию атомов примеси. С ростом H уменьшается как левая, так и правая сторона этого неравенства. Следовательно, можно ожидать, что условие возникновения незатухающих колебаний лучше всего выполняется для некоторых промежуточных значений H . Это подтверждает рис. 2, на котором дается бифуркационная диаграмма на плоскости $(E/E_B, H)$ для n -Ge при тех же условиях, что и на рис. 1, для разных значений R/r , где R — сопротивление нагрузка, включенной последовательно с образцом, а r — сопротивление образца. На этой диаграмме область изменения бифуркационных параметров, заключенная внутри замкнутой кривой, соответствует точкам равновесия типа седло–фокус, т. е. незатухающим колебаниям в системе.

Список литературы

- [1] *Kachlishvili Z.S., Jandieri K.M.* // Bulletin of the Georgian Academy of Sciences. 1996. V. 154. N 1. P. 61–64.
- [2] *Kachlishvili Z.S., Jandieri K.M.* // Bulletin of the Georgian Academy of Sciences. 1996. V. 154. N 2. P. 208–210.
- [3] *Качлишвили З.С., Кезерашвили И.Д.* // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1106–1109.
- [4] *Заварицкая Е.И.* // Труды ФИАН СССР. 1966. Т. 37. С. 41; *Koenig S.H., Brown R.D., Shillinger W.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 1668.
- [5] *Yutaka Abe* // Solid State Electronics. 1988. V. 31. N 3/4. P. 795–798; *Brandl A., Geisel T. and Prettl W.* // Europhys. Lett. 1987. V. 3(4). P. 401–406; *Veispfening M., Hoerer I., Bohm W., Prettl W. and Scholl E.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 7. P. 754–757.
- [6] *Kachlishvili* // Phys. Stat. Sol. (b). 1971. V. 48. N 65. P. 65–75.