

РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Карпова И. В., Сабликов В. А., Сыроевигин С. М.

Проведено сопоставление эксперимента с результатами нелинейной теории рекомбинационных волн (РВ) в ограниченном образце при малой надкритичности по электрическому току и параметру α , определяющему область существования РВ. Установлено, что режим возбуждения медленных РВ может быть как мягким, так и жестким: это зависит от длины образца и от сопротивления нагрузки во внешней цепи. Увеличение длины образца и уменьшение нагрузочного сопротивления приводят к тому, что мягкий режим возбуждения сменяется жестким.

1. Рекомбинационные волны (РВ) выделяются среди других электрических неустойчивостей в полупроводниках тем, что при их возбуждении первоначально однородное [1] (или неоднородное [2]) состояние полупроводника оказывается неустойчивым, а другого устойчивого состояния (пространственно однородного или неоднородного), которое характеризовалось бы не зависящими от времени концентрациями носителей заряда и электрическим полем, нет. В установившемся состоянии происходит непрерывная генерация РВ, и основными характеристиками этого процесса являются амплитуда РВ и ее распределение, а также частота колебаний. Именно эти величины измеряются экспериментально. Теоретически они могут быть получены в нелинейной теории РВ. К настоящему времени такая теория разработана очень слабо и только для стационарных бегущих медленных РВ в неограниченном полупроводнике [3-5].

В реальных условиях ограниченного полупроводника наличие границ становится принципиальным, благодаря им стационарное решение в виде бегущей волны оказывается невозможным. В образце существуют обязательно две волны с неоднородно распределенной амплитудой, из них по крайней мере одна усиливается при ее распространении [6, 7]. Это создает трудности, которые могут быть преодолены [8], если рассматривать волны малой, но конечной амплитуды при малой надкритичности по электрическому току и по параметру α , определяющему область существования РВ. Оказывается, что режим возбуждения РВ может быть как мягким, так и жестким. Это зависит от инкремента пространственного усиления и от длины образца. Исследование РВ малой амплитуды, и в частности установления режима их возбуждения, интересно, потому что здесь можно сопоставить теорию с опытом в установившемся режиме генерации. Кроме того, доказательство существования мягкого режима возбуждения может служить оправданием использования линейной теории при интерпретации измерений частоты генерации.

В настоящей работе коротко изложены основные результаты теории медленных РВ конечной амплитуды [8] и проведены экспериментальные исследования РВ вблизи порога возбуждения в установившемся режиме, когда их амплитуда мала.

2. Рассмотрим случай медленных РВ в образце полупроводника n -типа с омическими контактами (контакты фиксируют концентрацию носителей на концах образца), включенном в электрическую цепь с заданным током. Считаем, что длина образца d велика по сравнению с длиной диффузии дырок и длиной

волны. Кроме того, для упрощения будем считать, что равновесная концентрация электронов n_0 значительно превосходит концентрацию дырок p_0 .

Условие существования медленных РВ, как известно [1], заключается в том, что величина $\alpha = p_0 \nu_p / n_0 \nu_n$ (где ν_n и ν_p — частоты захвата электронов и дырок) должна быть больше единицы. Будем считать, что $\varepsilon^2 = \alpha - 1 \ll 1$. В рассматриваемом случае возбуждается абсолютная неустойчивость РВ [7]. Когда плотность тока j превосходит критическое значение j_c , в образце возникают сразу две волны, которые распространяются в одном направлении (против электрического поля) и усиливаются. Критическое значение тока равно

$$j_c = eb n_0 \sqrt{D_p \nu_p} \sqrt{\frac{2(2+\alpha)}{\alpha-1} (1 + \delta_c^2)}, \quad (1)$$

где b — отношение подвижности электронов к подвижности дырок, D_p — коэффициент диффузии дырок, δ_c^2 — поправка, связанная с конечностью длины образца и малой надкритичностью по α :

$$\delta_c^2 = \frac{\varepsilon^2}{6} + \frac{4\pi^2 D_p}{\nu_p d^2} \ll 1.$$

Критические значения частоты ω и волнового вектора k с точностью до δ_c^2 следующие:

$$\omega_c = \nu_n \sqrt{\frac{(\alpha-1)(\alpha+3)}{3}}, \quad k_c = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu_p}{D_p} \frac{3(3+\alpha)}{2(2+\alpha)}}. \quad (2)$$

Проведенный расчет справедлив при малой надкритичности по току, когда

$$(j - j_c) / j_c \ll \delta_c^2. \quad (3)$$

В этом случае из всего спектра собственных (линейных) волн неустойчивы только две. Это показано на рис. 1, где изображена зависимость инкремента волн от волнового числа. Остальные волны затухают. Расчет проведен методом медленно меняющихся амплитуд (по времени и по координате), что соответствует механизму стабилизации неустойчивости путем передачи колебательной энергии неустойчивых мод по двум каналам: в соседние области спектра собственным модам вблизи k_c и вверх по спектру кратным гармоникам. В расчете учтена генерация гармоник до третьего порядка по обоим каналам. В качестве нелинейного процесса была учтена только нелинейность дрейфовых потоков носителей заряда (произведения nE и pE). Кроме этого, имеются и другие механизмы нелинейности: отклонение от квазинейтральности, разогрев электронов и дырок, изменение заполнения глубоких центров. Однако по сравнению с нелинейностью дрейфовых потоков они проявляются при большей амплитуде волн.

Полученное решение определяется параметром ζ , характеризующим пространственное усиление РВ в образце,

$$\zeta = \alpha d / \pi, \quad (4)$$

где α — инкремент пространственного усиления,

$$\alpha \simeq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu_p}{D_p} \frac{\alpha-1}{2(2+\alpha)}}. \quad (5)$$

Для него имеется критическое значение $\zeta_c \simeq 29$. Если $\zeta < \zeta_c$, то режим возбуждения РВ мягкий и пространственное распределение нестационарной концентрации электронов имеет вид

$$\frac{\Delta n}{n_0} \simeq B \left(\frac{j - j_c}{j_c} \right)^{1/2} e^{-\alpha x} \sin \frac{\pi x}{d} \cos (kx + \omega t). \quad (6)$$

Здесь ω отличается от ω_c в формуле (2) в меру нелинейной перестройки частоты, которую в этой работе мы рассматривать не будем. Величина B выражается через ζ : при $\zeta \ll 1$ $B = 0.53 (1 + 1.87\zeta)$, при $\zeta \gg 1$ $B = 1.29\zeta^{1/2} / (1 - \zeta/\zeta_c)^{1/2}$. Если

$\zeta > \zeta_c$, то режим возбуждения жесткий и использованное в этой работе ограничение амплитуды не позволяет найти устойчивого решения.

3. Экспериментально медленные РВ вблизи порога возбуждения исследовались на образцах Ge с Mn, Sb и Ge с Ni, Sb. Концентрация примесей с глубокими уровнями $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$. Приготовление образцов и определение их параметров такие же, как в [9, 10]. Измерялась зависимость амплитуды колебаний напряжения на образце от величины электрического тока в режиме генератора тока. На рис. 2 представлены результаты для образца Ge<Ni>. Длина образца сокращалась от 4 до 2 мм. При этом жесткий режим возбуждения (с гистерезисом) сменился мягким.

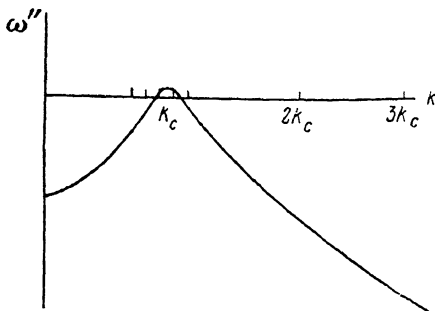


Рис. 1. Дисперсионная кривая $\omega''(k)$, иллюстрирующая каналы передачи энергии неустойчивой моды РВ затухающим модам.

На оси абсцисс показаны собственные значения k .

На рис. 3 представлены результаты для Ge<Mn>. Здесь изменялась не только длина образца, но и сопротивление нагрузки R_H . Видно, что с увеличением длины образца возбуждение становится жестким. К такому же эффекту приводит и уменьшение R_H .

Кроме того, проводились зондовые измерения распределения амплитуды РВ.

4. Измеренный профиль распределения амплитуды волны и положение его максимума согласуются с выражением (6) и соответствуют результатам, полу-

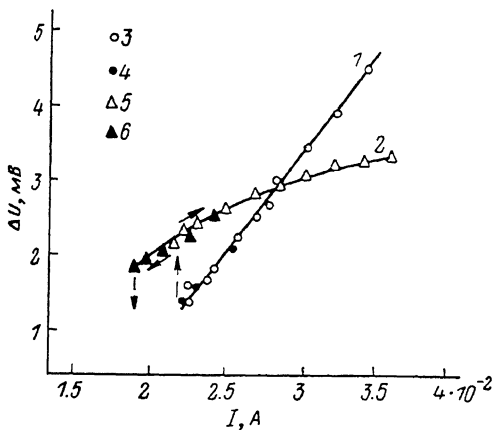


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний напряжения ΔU на образце Ge<Ni> от электрического тока.

d , мм: 1 — 2, 2 — 4; 3, 5 — рост, 4, 6 — уменьшение тока. Стрелками обозначены возбуждение и срыв колебаний.

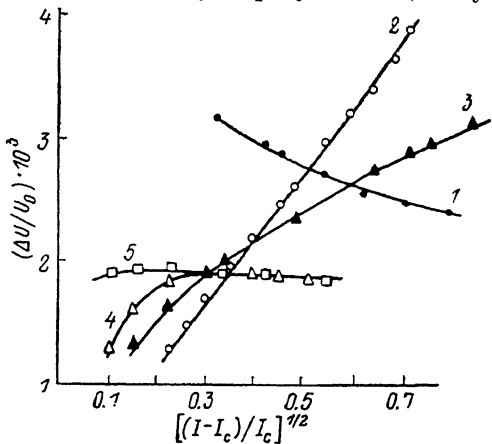


Рис. 3. Зависимость $\Delta U/U_0$ — амплитуды колебаний напряжения на образцах Ge<Mn> от $[(I - I_c)/I_c]^{1/2}$ — надкритичности по току.

d , мм (R_H , кОм): 1 — 10 (10), 2 — 2 (10), 3 — 3 (7.5), 4 — 4 (3), 5 — 5 (0.4).

ченным при измерениях в переходном режиме [11]. Максимум амплитуды расположен вблизи того контакта образца, полярность поля на котором соответствует направлению распространения волны. Положение максимума совпадает с положением области стационарного сильного поля, возникающей в образце с ростом тока [11].

Результаты измерений, представленные на рис. 2 и 3, показывают правильность одного из основных качественных выводов теории о мягком и жестком режимах возбуждения: при уменьшении d параметр ζ уменьшается и жесткий режим сменяется мягким. Количественные оценки критического значения ζ_c и амплитуды колебаний проведем для Ge<Ni>. Для них отношение $(n_0/p_0) \simeq 38$, а $n_0 = 1.6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Частоты захвата, определенные по значениям коэффициентов

захвата $C_n^- = 7 \cdot 10^{-9}$ и $C_p^- = 1 \cdot 10^{-6}$ см³/с [12] для функции заполнения верхнего уровня Ni $f = 0.28$, следующие: $\nu_n = 5 \cdot 10^6$ и $\nu_p = 2.8 \cdot 10^8$ с⁻¹. Таким образом, $\alpha = 1.47$.

Сначала оценим критические значения плотности тока, частоты и инкремента пространственного усиления по формулам (1), (2), (5): $j_c = 22.7$ А/см², $f_c = 6.6 \cdot 10^5$ Гц и $\kappa = 3.1 \cdot 10^2$ см⁻¹. Экспериментальные значения первых двух величин близки к теоретическим: значение j_c , найденное путем экстраполяции зависимости ΔV^2 от j при мягком возбуждении к нулю, равно $j_c \approx 19$ А/см², а $f_c = 3.3 \cdot 10^5$ Гц.

Критическое значение параметра ζ оценим, используя формулу (4). При $d = 2$ мм $\zeta \approx 20$ и возбуждение мягкое, а при $d = 4$ мм $\zeta \approx 40$ и возбуждение жесткое. Следовательно, $20 < \zeta_c < 40$, что согласуется с теоретическим значением $\zeta_c \approx 30$.

К сожалению, теоретическое и экспериментальное значения амплитуды колебаний сопоставить не удалось, так как теоретические результаты справедливы только при слишком малой надкритичности [формула (3)], когда измерения затруднены. Вне этой области теоретическая оценка оказывается сильно завышенной.

Образцы Ge<Mn> были близки к собственным $[(n_0/p_0) \approx 1.5]$. Однако и для них наблюдалось неплохое качественное согласие теории с опытом. Так, для критического значения ζ получена оценка $7.4 < \zeta_c < 37$. Тот факт, что при уменьшении сопротивления нагрузки возбуждение делается жестким, также может быть понят на основе изложенной теории. Действительно, жесткий режим возникает при увеличении коэффициента усиления волн в образце, а уменьшение R_n приводит именно к эффективному увеличению коэффициента усиления за счет того, что электрическая цепь создает положительную обратную связь между флуктуациями концентрации носителей в образце и на том его контакте, от которого распространяются усиливаемые волны [7].

Л и т е р а т у р а

- [1] Константинов О. В., Перель В. И. — ФТТ, 1964, т. 6, в. 11, с. 3364—3371.
- [2] Сабликов В. А. — ФТП, 1974, т. 8, в. 8, с. 1593—1597.
- [3] Гергель В. А., Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. — ФТТ, 1972, т. 14, в. 6, с. 1691—1697.
- [4] Гельмонт Б. Л. — ФТТ, 1968, т. 10, в. 1, с. 95—102.
- [5] Гельмонт Б. Л. — ФТТ, 1968, т. 10, в. 5, с. 1458—1461.
- [6] Константинов О. В., Царенков Г. В. — ФТТ, 1966, т. 8, в. 6, с. 1867—1877.
- [7] Сабликов В. А. — ФТП, 1982, т. 16, в. 10, с. 1759—1767.
- [8] Сабликов В. А. — Препринт ИРЭ АН СССР, № 7 (446). М., 1986. 16 с.
- [9] Богун П. В., Карпова И. В., Сабликов В. А. — ФТП, 1980, т. 14, в. 2, с. 226—234.
- [10] Карпова И. В., Перель В. И. — ФТП, 1976, т. 10, в. 3, с. 426—435.
- [11] Карпова И. В., Сабликов В. А., Сыроевгин С. М. — ФТП, 1982, т. 16, в. 11, с. 1963—1968.
- [12] Klassen F. M., Block J., Booy H. C. — Physica, 1961, v. 27, N 1, p. 48—66.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получена 6.07.1987
Принята к печати 22.07.1987