

## ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Болгов С. С., Владимир В. В., Малютенко В. К., Савченко А. П.

Впервые теоретически и экспериментально исследована винтовая неустойчивость (осциллятор) в варизонных полупроводниках. Рассчитаны критерии возбуждения и частота колебаний винтовых волн в зависимости от уровня легирования и градиента ширины запрещенной зоны. Изучено влияние магнитоцентрационного эффекта на поведение осциллятора. Наряду с осцилляциями тока обнаружены колебания мощности положительной и отрицательной люминесценции, наблюдаемой со стороны широкозонной части полупроводниковой структуры  $Cd_xHg_{1-x}Te$ .

Винтовая неустойчивость в плазме полупроводников была открыта Ивановым и Рывкиным [1], наблюдавшими явление нестабильности тока в достаточно сильных параллельных электрическом  $E$  и магнитном  $H$  полях в образцах  $n$ -Ge в условиях инжекции плазмы. Это явление, называемое также осциллятором, было объяснено на основе теории винтовых волн Кадомцева—Недоспасова [2]. Неустойчивость обусловлена возникновением холловского потока в поперечных электрических полях винтовых возмущений (пропорциональных поперечному градиенту плотности плазмы и постоянному электрическому полю) и постоянному магнитному полю. Если скорость холловского потока превышает скорости диффузии и амбиполярного сноса квазинейтральных возмущений плотности плазмы в поле  $E$ , то винтовые возмущения нарастают во времени. Как правило, фазовая скорость винтовых волн (и частота колебаний) определяется скоростью амбиполярного сноса вдоль  $E$ , поскольку всегда имеется раскомпенсация плазмы из-за наличия примесей. Далее описано возбуждение винтовых волн, обусловленное достаточно сильным градиентом плотности равновесной плазмы в варизонном слое в отсутствие инжекции.

1. Образцы для исследований представляли собой эпитаксиальные пленки  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , выращенные на высокоомных монокристаллических подложках  $CdTe$ . Состав эпитаксиального слоя был неоднороден по толщине пленки. Соответствующее этому случаю распределение ширины запрещенной зоны в упрощенном виде, удобном для анализа, представлено на рис. 1. Здесь можно выделить три характерных участка:  $I$  — гомозонный узкозонный слой  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x=0.23$ , толщиной 15 мкм;  $II$  — варизонный слой со слабым градиентом  $E_g(x)$ ,  $x=0.23 \div 0.3$ , толщиной 7 мкм;  $III$  — высокоомная подложка  $CdTe$  толщиной 500 мкм. Концентрация нескомпенсированных акцепторов составляла  $10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в различных образцах. Образцы имели форму пластин  $2 \times 4$  мм. Омические контакты напаявались индием со стороны узкозонной пленки на торцевые области пластин, после чего поверхность пленки подвергалась полировке мелким абразивным порошком.

Как известно,  $CdTe$ ,  $HgTe$  и их твердые растворы всех составов обладают одинаковой симметрией кристаллической структуры и близкими параметрами решетки, различающимися менее чем на 1 %, что позволяет получить совершенную эпитаксию  $Cd_xHg_{1-x}Te$  на подложках  $CdTe$  с малой плотностью локальных состояний на границе пленка—подложка и сводить к минимуму рекомбинационные потери. Кроме того, сильное встроенное электрическое поле на границе раздела пленка—подложка препятствует движению носителей через этот слой.

По этим причинам можно обоснованно считать, что за слоем II находится грань с малой эффективной скоростью поверхностной рекомбинации.

Образцы крепились на специальный держатель и располагались между полюсами электромагнита. Во избежание джоулева разогрева кристаллов элект-

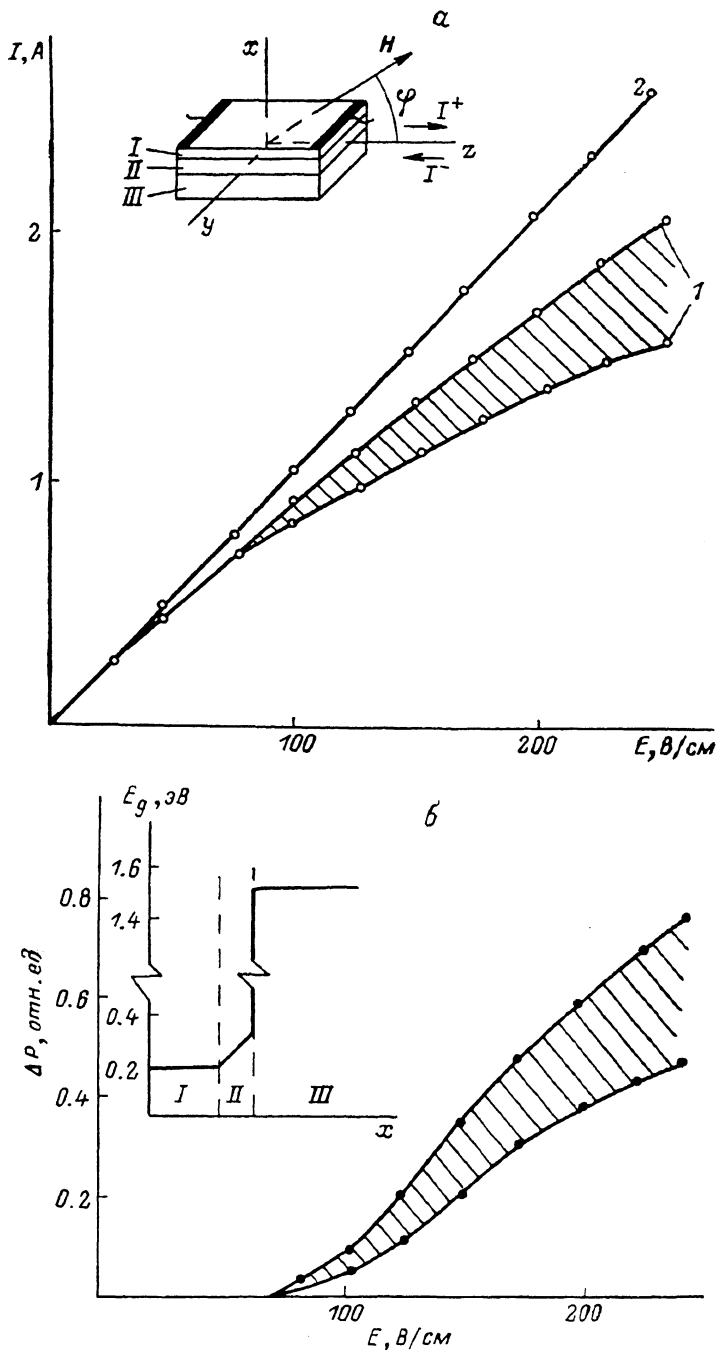


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики (а) и полевые зависимости люминесценции (б) варьированных структур  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при  $T=300$  К и  $\varphi=0^\circ$ .

$H$ , кЭ: 1 — 18, 2 — 0. На вставках: а — схема эксперимента, б — энергетическая диаграмма.

трическое поле прикладывалось в виде прямоугольных импульсов длительностью 10 мкс. Исследования выполнялись при высоких температурах (280—320 К), обеспечивающих биполярную проводимость образцов.

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ), а также полевые зависимости рекомбинационного излучения со стороны широкозонной подложки.

2. При расчете характеристик осциллятора в трехслойной структуре, изображенной на рис. 1, мы выберем следующую модель: считаем, что винтовая неустойчивость возбуждается в узком варизонном слое, где имеется достаточно сильный градиент электронно-дырочной плазмы и возможна генерация объемной винтовой волны [3]. Дело в том, что поверхность образца со стороны узкозонной части имела большую скорость поверхностной рекомбинации ( $s$ ) ( $sd/D \gg \gg 1$ , где  $d \approx 15$  мкм — толщина узкозонной части,  $D \approx 10$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент амбиполярной диффузии,  $s \approx 5 \cdot 10^5$  см/с), и возбуждение поверхностной винтовой волны [4] в этом слое невозможно. В широкозонном слое, где малы концентрация плазмы и подвижность носителей заряда, поверхностная винтовая волна также не возбуждается. Поэтому будем считать, что граница варизонного слоя со стороны узкозонной части эквивалента поверхности с большой скоростью поверхностной рекомбинации (здесь отсутствуют возмущения плотности плазмы), а со стороны широкозонного слоя — поверхности с малым значением  $s$  (поскольку малы потоки на этой границе раздела). Выберем ось  $z$  ( $E, H \parallel z$ ) проходящей через середину варизонного слоя. Распределение концентрации равновесной плазмы в направлении изменения ширины запрещенной зоны ( $x$ ) имеет вид  $n = n_i \exp \beta (\xi - 1)$ , где  $\xi = x/d$ ,  $d \approx 3.5$  мкм — полутолщина варизонного слоя,  $n_i \approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> — собственная концентрация плазмы в узкозонном слое. Границе  $\xi = 1$  соответствует большая скорость поверхностной рекомбинации, а границе  $\xi = -1$  — малая. При изменении  $x$  в указанных пределах собственная концентрация плазмы уменьшается на порядок ( $T = 300$  К) [5] и  $\beta \approx 1.2$ . Отметим, что величина  $\beta$  пропорциональна градиенту ширины запрещенной зоны. Подвижность дырок практически постоянна в этих пределах изменения  $x$ , а подвижность электронов уменьшается приблизительно вдвое ( $E_g$  изменяется от 0.2 до 0.34 эВ). В дальнейшем будем считать подвижность электронов также константой (среднее значение  $b_e$  по слою  $\approx 4 \cdot 10^6$  ед. CGSE,  $b_e/b_h \approx 50$ ). Рассматривается варизонный слой  $p$ -типа (концентрация дырок  $p = n + N_A$ ,  $N_A \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup> в исследуемых образцах).

Дисперсионное соотношение было выведено для квазинейтральных ( $n' = p'$ ) потенциальных ( $E' = -\nabla\varphi'$ ) возмущений плотности и электрического поля:  $A' = A_1(x) \exp(-i\omega t + ikz + ixy)$  с вышеуказанными граничными условиями на потоки электронов и дырок в направлении  $x$ . Исходные уравнения — линейаризованные по малым возмущениям  $n$  и  $E$  уравнения непрерывности и движения для электронов и дырок, которые сводятся, как обычно [6], к системе двух уравнений для  $n_1$  и  $\varphi_1$ . При получении дисперсионного соотношения мы использовали следующий прием. Как инкремент неустойчивости ( $\gamma_H$ ), определенный холловским потоком в неоднородной плазме, так и диффузионный декремент затухания ( $\gamma_D$ ) слабо зависят от малой раскомпенсации плазмы (в области варизонного слоя  $n \gg N_A$ ), поэтому при их вычислении будем полагать  $N_A = 0$ . Инкремент  $\gamma_H$  не зависит от диффузии (при его вычислении отбросим диффузионные слагаемые), а  $\gamma_D$  не зависит от магнитного ( $H^2 b_e b_h / c^2 \ll 1$ ) и электрического полей, поэтому при расчете  $\gamma_D$  положим  $E, H = 0$ . Скорость амбиполярного сноса ( $V_A$ ) возмущений в направлении электрического поля вычислим, пренебрегая диффузионными и магнитными слагаемыми, но учитывая раскомпенсацию неоднородной плазмы ( $N_A \neq 0$ ).

Приведем основные результаты расчетов.

Результирующий инкремент  $\gamma = \text{Im } \omega = \gamma_H - \gamma_D$ :

$$\gamma = \frac{\tilde{k} \tilde{x} b_e \beta b_h H E}{c d (\tilde{k}^2 + \tilde{x}^2 + \beta^2/4)} - \frac{D}{d^2} \left( \tilde{k}^2 + \tilde{x}^2 + \frac{\pi^2}{16} \right), \quad (1)$$

где  $\tilde{k}, \tilde{x} = kd, xd$ .

Условие того, что  $\gamma_H > \gamma_D$  (для волновых чисел  $\tilde{k} = \tilde{x} = \sqrt{\pi\beta}/4 \approx 0.5$ , соответствующих наиболее мягкому порогу возбуждения), имеет вид

$$\frac{\tilde{b}_e b_h}{c} \frac{\beta d}{D} H E > \frac{(2\beta + \pi)^2}{8}. \quad (2)$$

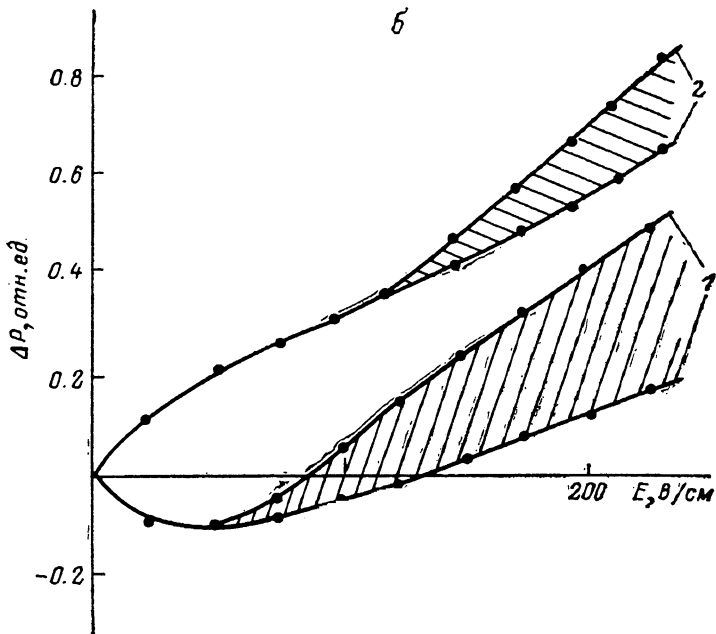
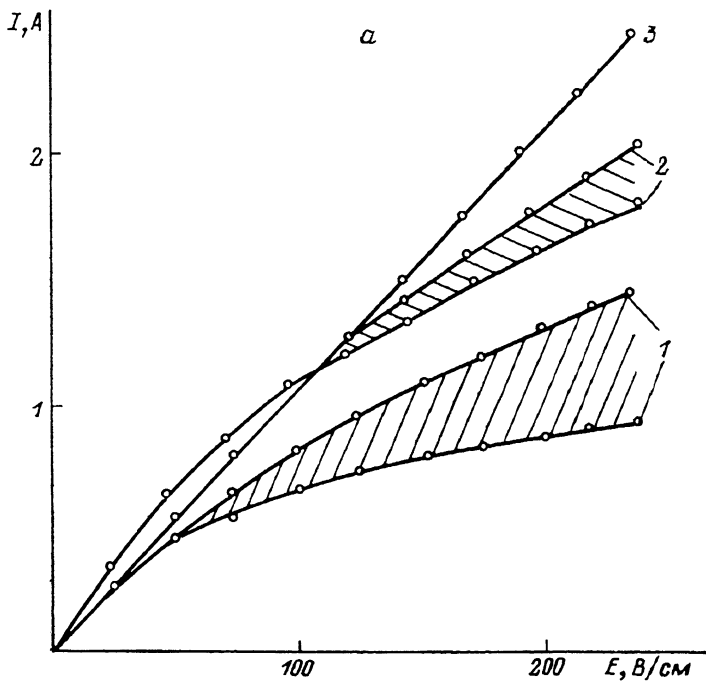


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики (а) и полевые зависимости люминесценции (б) варизонных структур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при  $T=300\text{ К}$  и  $\varphi=15^\circ$  для двух направлений тока  $I^-$  (1),  $I^+$  (2).

Н, кЭ: 1, 2 — 18, 3 — 0.

При  $E=100$  В/см и указанных выше остальных параметрах условие (2) выполняется при  $H \geq 15$  кЭ.

Скорость холловского потока превышает скорость амбиполярного сноса ( $|V_A| = b_h N_A E / \bar{n}$ , где  $\bar{n} \approx n_i / 2\beta$  — среднее значение концентрации плазмы в варизонном слое), если

$$H > H_0 = \frac{N_A}{n_i} \frac{c}{b_h} (\pi + 2\beta) \sqrt{\frac{\beta}{\pi}}, \quad (3)$$

при  $H < H_0$  осциллятор не возбуждается даже при очень больших значениях  $E$ . В условиях опытов  $H_0 \approx 3$  кЭ, поэтому основным критерием возбуждения осциллятора является условие (2).

Частота колебаний на пороге возбуждения

$$f = \frac{\text{Re } \omega}{2\pi} = k |V_A| = \frac{N_A}{n_i} \frac{b_h E}{4d} \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{1/2} \quad (4)$$

равна  $\approx 400$  кГц.

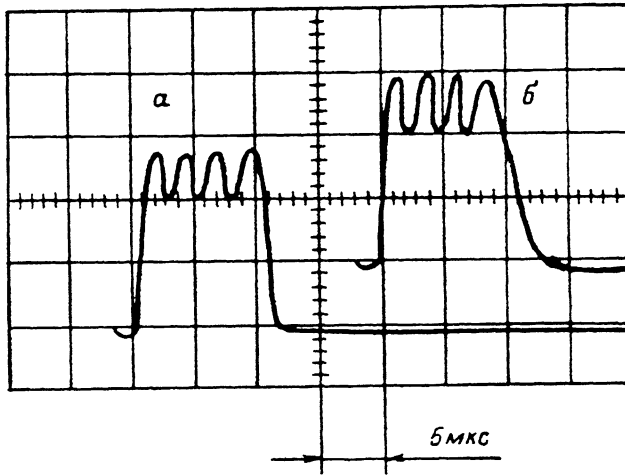


Рис. 3. Осциллограммы импульсов тока (а) и сигнала люминесценции (б).  
 $E=200$  В/см,  $H=18$  кЭ,  $\varphi=0^\circ$ .

Как видно из полученных результатов, по характеристикам осциллятора (порогу возбуждения и частоте) можно определять как градиент ширины запрещенной зоны (параметр  $\beta$ ), так и концентрацию примесей акцепторного (либо донорного) типа в варизонных структурах.

Интересна зависимость результирующего инкремента  $\gamma$  от параметра  $\beta$ :

$$\gamma = \frac{\pi b_h b_k \beta H E}{2cd (\pi + 2\beta)} - \frac{D\pi}{d^2} \frac{1}{16} (2\beta + \pi). \quad (5)$$

Вначале с ростом  $\beta$   $\gamma$  увеличивается, а затем уменьшается, и при больших  $\beta$  осциллятор не возбуждается. Минимальный порог возбуждения соответствует  $\beta = \pi/2$ .

Градиент концентрации носителей заряда можно изменять с помощью магнитоконцентрационного эффекта. При отжатии плазмы в сторону узкозонной части инкремент (и амплитуда колебаний) вначале увеличивается, а при сильном магнитоконцентрационном эффекте уменьшается вплоть до срыва колебаний. Частота колебаний должна возрастать. При отжатии в сторону широкозонной части инкремент уменьшается и эффект осциллятора исчезает.

3. Вольт-амперные характеристики образцов  $I(E)$  и полевые зависимости люминесценции  $\Delta P(E)$ , измеренные при различных углах перекося  $E$  и  $H$  полей, показаны на рис. 1, 2.

Колебания тока, близкие к синусоидальным (рис. 3), возникали при помещении образцов в магнитное поле, направление которого совпадало с направле-

нием электрического поля либо составлено с ним острый угол ( $\varphi$ ). При больших углах перекоса  $E$  и  $H$  поля колебания исчезали. Форма колебаний тока хорошо коррелировала с формой колебаний рекомбинационного зона-зонного излучения, наблюдаемого со стороны прозрачной в этом диапазоне длин волн широкозонной подложки. Заштрихованные участки на рисунках соответствуют области колебаний тока и плотности излучения.

В [7] было показано, что отрицательная люминесценция ( $\Delta P < 0$ ) возникает при дефиците носителей заряда ( $np < n_i^2$ ) в кристалле по сравнению с равновесной концентрацией и в случае оптически толстых кристаллов однозначно указывает на наличие области истощения вблизи излучающей грани, а возгорание обычной «положительной» люминесценции ( $\Delta P > 0$ ) — на увеличение концентрации носителей ( $np > n_i^2$ ) в области кристалла, из которой выходит излучение. Колебания  $\Delta P$ , свидетельствующие о модуляции поверхностной концентрации носителей тока в условиях винтовой неустойчивости, возникали в режиме как положительной, так и отрицательной люминесценции в зависимости от направления тока. Следует отметить, что при всех направлениях  $E$  и  $H$  полей в условиях сильно развитых колебаний люминесценция имела положительный знак, свидетельствующий об увеличении концентрации носителей заряда вблизи излучающей грани за счет повышенной диффузии электронно-дырочной плазмы к поверхности. Это означает, что винтовая неустойчивость подавляет более слабый при малых углах перекоса четный (при выбранной геометрии  $E$  и  $H$  полей [8]) магнитоконцентрационный эффект, являющийся причиной отрицательной люминесценции.

Магнитоконцентрационный эффект, наблюдающийся при выбранной конфигурации  $E$  и  $H$  полей, приводит либо к усилению начального градиента концентрации носителей заряда, связанному с изменением ширины запрещенной зоны по толщине пленки, либо к его выравниванию при выносе неравновесных носителей заряда под действием силы Лоренца в широкозонную часть слоя  $II$ . Выравнивание концентрации носителей приводит к повышению порога начала осциллирующих колебаний, а затем к их срыву при достаточно больших значениях угла  $\varphi$ . Увеличение концентрации носителей заряда в варизонном слое фиксируется по возгоранию положительной люминесценции в отсутствие колебаний. Обратная картина наблюдается при изменении направления поля  $E$ , когда наблюдается истощение варизонной области носителями заряда в условиях магнитоконцентрационного эффекта.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с выводами теории и однозначно доказывают существование нового типа осциллятора на базе варизонных полупроводников.

#### Список литературы

- [1] Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 4. С. 774—775.
- [2] Kadomtsev V. B., Nedospasov A. V. // J. Nucl. Energy. C. 1960. V. 1. N 4. P. 230—235.
- [3] Владимиров В. В. // УФН. 1975. Т. 115. В. 1. С. 73—99.
- [4] Hurwitz C. E., McWhorter A. L. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 4. P. 1033—1050.
- [5] Schmit J. L. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 7. P. 2876—2879.
- [6] Glicksman M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1655—1664.
- [7] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 23. С. 1444—1447.
- [8] Гуга К. Ю., Малютенко В. К. // Письма ЖТФ. 1977. Т. 3. В. 15. С. 730—732.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 26.02.1990  
Принята к печати 4.05.1990