

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НА ПОРОГЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВИНТОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К.

Экспериментально на образцах чистого n -Ge исследована фотопроводимость в условиях винтовой неустойчивости. Обнаружено, что при локальном фотовозбуждении сильнопоглощающимся излучением на пороге возбуждения осциллятора фотопроводимость становится отрицательной. Такое поведение фотопроводимости объясняется переходом электронно-дырочной плазмы в образце в состояние конвективной неустойчивости. Показано, что этот эффект имеет универсальный характер и не зависит от геометрии образца.

1. В достаточно сильных параллельных электрическом E и магнитном H полях в электронно-дырочной плазме возбуждается винтовая неустойчивость [1, 2] — осциллятор. В этом режиме сопротивление образца увеличивается вследствие сворачивания плазмы в винт и усиления рассеяния носителей тока на винтовых флуктуациях электрического поля [3, 4]. В результате электрическое поле в плазме возрастает и срыв неустойчивости происходит при меньшем магнитном поле (или напряжении U) — явление гистерезиса пороговых условий возбуждения осциллятора [5].

Недавно [6] нами был обнаружен новый нелинейный эффект — возникновение отрицательной фотопроводимости на пороге возбуждения осциллятора (ОФП). Суть эффекта состоит в том, что на пороге возбуждения [определенном величиной $(EH) \leq (EH)_n$] слабая подсветка переводит образец в режим винтовой неустойчивости. Возникающая ОФП определяется увеличением сопротивления полупроводника в этом режиме. Вследствие явления гистерезиса ОФП существует и после окончания фотовозбуждения, когда фотодобавка исчезает из-за диффузии или выноса в контакт носителей заряда. Если $(EH) > (EH)_n$, то эффект ОФП исчезает: слабая подсветка не влияет на развитие уже возбужденного осциллятора.

Далее мы приводим ряд новых экспериментальных данных по ОФП в условиях винтовой неустойчивости.

2. Эксперимент проводился на неориентированных кристаллах высокоомного n -Ge ($N_D - N_A = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) при комнатной температуре. Образцы имели форму пластин, полутолщина которых $d = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ значительно меньше амбиполярной диффузионной длины $l_D = 1 \text{ мм}$. Были изготовлены образцы двух типов, различающихся формируемым распределением электрического поля, которое задавалось их формой. Так, для получения градиентного электрического поля образцам придавалась трапециевидальная форма. Широкие грани образцов обрабатывались путем травления и шлифовки, что обеспечивало существенно различные скорости поверхностной генерации-рекомбинации на противоположных гранях. Образцы с однородным распределением E имели форму прямоугольных параллелепипедов. Контакты, полученные сплавлением олова, были слабоинжектирующими (степень неомичности составляла не более 10 %) и не оказывали существенного влияния на пространственное распределение носителей заряда и на характер развития неустойчивости.

Напряжение U подавалось в виде прямоугольных импульсов длительно-

вектор напряженности поля H проходил строго вдоль узкой грани образца. Световой зонд, представляющий собой сильнопоглощающее излучение непрерывного He—Ne- либо импульсного GaAs-лазера ($t_u \approx 100$ нс) диаметром 1 мм,

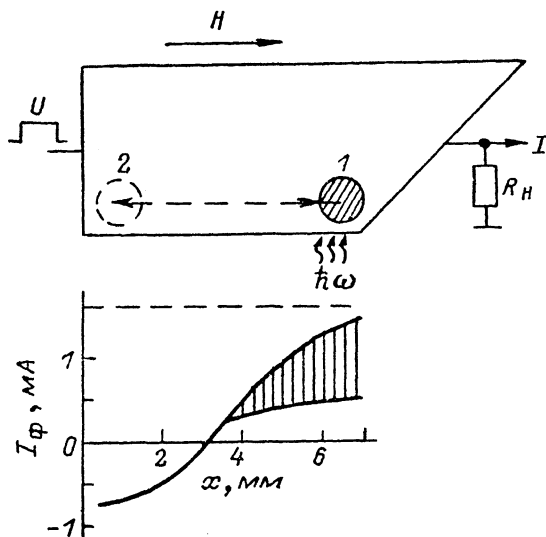


Рис. 1. Схема эксперимента и зависимость фототока от положения светового зонда при $U=50$ В, $H=3$ кЭ.

Штриховкой показана область существования осцилляций тока. Штриховая линия соответствует фототoku без магнитного поля.

перемещался вдоль широкой грани образца с малой скоростью поверхностной рекомбинации и обеспечивал малый уровень фотовозбуждения.

3. Рассмотрим результаты измерений, проведенных на образцах с неоднородным распределением E в условиях, когда эффект ОФП проявляется наиболее ярко. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Здесь же показана зависи-

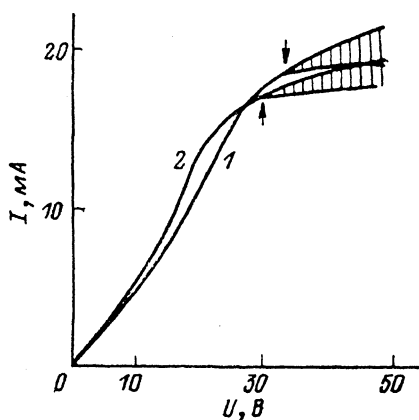


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики трапецидальных образцов n -Ge при $H=5$ кЭ в случае отсутствия освещения (1) и при локальном фотовозбуждении (2).

Стрелками указаны пороги появления осцилляций тока.

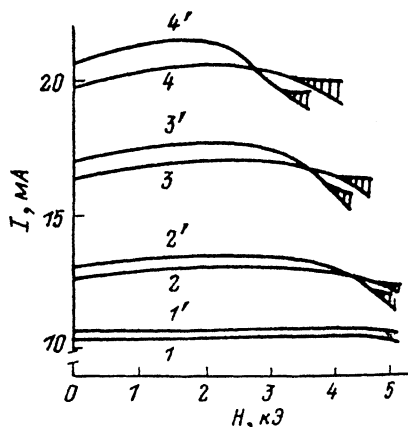


Рис. 3. Ампер-гауссные характеристики образцов n -Ge для различных значений U . U , В: 1, 1' — 20; 2, 2' — 30; 3, 3' — 40; 4, 4' — 50. 1—4 — темновой ток, 1'—4' — ток при локальном фотовозбуждении.

мость величины фототока от положения светового зонда при возбуждении непрерывным He—Ne-лазером. На пороге возбуждения колебаний, когда $(EH) \approx (EH)_n$, перемещение светового зонда из тупого угла образца (область 1) к противоположному (область 2) приводило к смене знака фототока и появлению областей существования ОФП.

На рис. 2 представлены типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) таких образцов при освещении области 2 (рис. 1). При определенных напряжениях на графике наблюдается участок ОФП (пересечение ВАХ 1 и 2). Наряду с этим на ВАХ заметно, что фотовозбуждение снижает порог возбуждения осцилляций тока.

На рис. 3 показаны ампер-гауссные характеристики этих же образцов. В тех случаях, когда значение (EH) достигает порогового, также проявляются области ОФП.

Зависимость фототока от интенсивности фотовозбуждения показана на рис. 4. В отсутствие магнитного поля и при малых уровнях фотовозбуждения эта зависимость имеет линейный вид (кривая 1). Однако при приложении продольного поля H характер зависимости меняется. При достаточно малых E (либо H) фототок вначале положителен, но с увеличением интенсивности (величина I_ϕ составляет несколько процентов от темнового тока) фотопроводимость меняет знак (кривая 2). С ростом напряжения на образце участок положительной фотопроводимости уменьшается и при больших напряжениях исчезает (кривые 3, 4).

Интерес представляла кинетика фотопроводимости на пороге возбуждения осциллятора (см. вставку на рис. 5). Так, при $(EH) \ll (EH)_n$ (либо при $H=0$) фотодо-

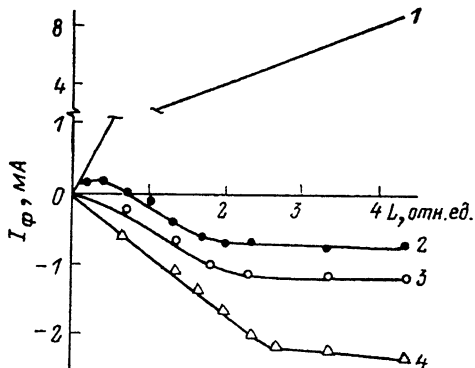


Рис. 4. Зависимость фототока от интенсивности света для различных значений U и H .
 $U, В: 1, 4 - 60, 2 - 50, 3 - 55; H, кЭ: 1 - 0, 2-4 - 4.5.$

бавка была всегда положительной (осциллограмма 1) и определялась временем существования избыточных носителей в объеме кристалла. При пороговых значениях $(EH)_n$ после фотовозбуждения фотодобавка меняла знак (кривые 2, 3), и релаксация продолжалась значительно дольше, чем при $H=0$. Можно было подобрать условия, при которых участок ОФП наблюдался вплоть до окончания электрического импульса. При увеличении магнитного поля амплитуда ОФП увеличивалась и одновременно сокращалось время ее существования. Характеристики кинетики фотовозбуждения в этих условиях представлены на рис. 5.

4. Остановимся на объяснении полученных результатов. Распределение электрического поля в трапециевидных образцах существенно неоднородно. Наиболее сильным оно оказалось в тупом углу образца (область 1). При приложении магнитного поля пространственное распределение носителей заряда становится также неоднородным вследствие магнитоконцентрационного эффекта (МКЭ) [7]. Освещение высокополевой области 1 приводит к шунтированию электрического поля в этой части и перераспределению его по образцу. Поле становится более однородным, несколько повысившись в неосвещенной части образца, тем самым повысив среднее значение (EH) , что приводит к снижению порога возбуждения и появлению колебаний в цепи. При этом фотопроводимость оставалась всегда положительной. Локальная засветка противоположных областей образца приводит к иному эффекту. Подсветка в этом случае лишь инициирует возникновение волны, движение плазмы происходит по спирали, сопротивление образца увеличивается. Неожиданным оказался тот факт, что, несмотря на увеличение сопротивления кристалла (возбуждение винтовой неустойчивости), колебания тока в цепи не наблюдалось в довольно заметном диапазоне полей вблизи порога. Это хорошо видно на рис. 2, 3. ВАХ при освещении ($U > 25 В$) становится ниже темновой. Такое поведение ВАХ можно объяснить переходом образца в состояние конвективной неустойчивости (или пространственного усиления винтовых возмущений). Дальнейшее увеличение

поля E приводит к развитию абсолютной неустойчивости и появлению колебаний. Такой же вывод следует и из анализа ампер-гауссовых характеристик.

Исследование нестационарной фотопроводимости подтверждает выводы, сделанные при исследовании на постоянной подсветке. Фотовозбуждение импульсным GaAs-лазером в начальный момент вызвало избыток носителей заряда (фотопроводимость положительна). Потом происходит изменение знака фотопроводимости, и максимум амплитуды практически совпадает с полным исчезновением неравновесных (фотовозбужденных) носителей (ср. осциллограммы 1 с 2, 3 на вставке к рис. 5). Ток через образец становится ниже темнового, и вследствие гистерезиса пороговых условий такое состояние может существовать длительное время. Амплитуда ОФП I_{\max} зависит от величины магнитного поля (рис. 5). С ростом H увеличивается аномальное сопротивление образца и величина ОФП растет. Однако при этом сокращается протяженность (τ) участка ОФП, поскольку усиливается амбиполярный снос из-за роста электрического поля. С увеличением электрического поля эффект ОФП сдвигается в область меньших магнитных полей.

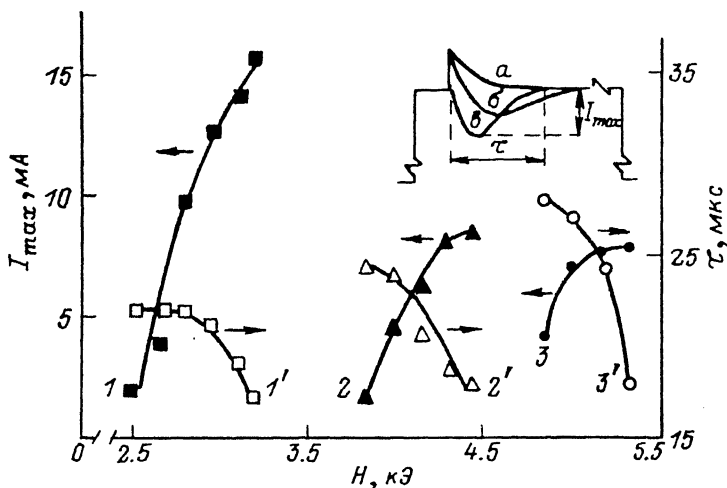


Рис. 5. Зависимость максимальной амплитуды I_{\max} и длительности τ существования ОФП при импульсном фотовозбуждении для различных значений U .

U , В: 1, 1' — 50; 2, 2' — 40; 3, 3' — 30. На вставке — осциллограммы тока при $U=40$ В для трех значений H ; H , кЭ: α — 0, β — 4, γ — 4.3.

Проведем численные оценки. В условиях опытов возбуждается объемная винтовая волна [8], обусловленная неоднородностью плазмы по толщине вследствие слабого поперечного МКЭ в протяженной ($L \approx 0.5$ см) низкополевой части образца (из-за геометрии даже в этой части имеется слабое поперечное электрическое поле E_{\perp}). При асимметричной обработке широких граней образца большая и малая скорости поверхностной рекомбинации — s , МКЭ выражен наиболее отчетливо и концентрация плазмы (N) экспоненциально спадает по толщине от грани с малой s при соответствующей ориентации электрического и магнитного полей [9]:

$$f = \frac{N}{n_i} = \exp[\beta(1 + \xi)], \quad (1)$$

где $\xi = z/d$, $z = -d$ соответствует грани с большой s , $z = d$ — с малой, $\beta = b_e y_h E_{\perp} d / D$, $D \approx 60$ см²/с — коэффициент амбиполярной диффузии, $y_{e, h} = b_{e, h} H / c \ll 1$, $b_{e, h}$ — подвижности, n_i — собственная концентрация ($n_i \approx 1.7 \cdot 10^{13}$ см⁻³). Решение (1) учитывает поверхностную генерацию на грани с большой s : $f(\xi = -1) = 1$. Среднее значение плотности плазмы по толщине $\bar{j} = e^2 \text{sh} \beta / \beta$. Характерное время диффузионного распада фотодобавки в условиях МКЭ $\tau_D = d^2 / D \beta \approx 8 \cdot 10^{-6}$ с, что значительно меньше длительности ОФП.

При экспоненциальном профиле плотности плазмы критерий конвективной неустойчивости винтовых волн для пластины, грани которой обработаны асимметрично, был получен в работе [10] и имеет вид

$$\frac{b_e \gamma_h \beta E d}{D} \geq \frac{(2\beta + \pi)^2}{8}. \quad (2)$$

Как видно из (2), при очень больших β (сильный МКЭ) винтовые волны не возбуждаются ввиду усиления диффузии.

Используя (2), оценим величину β на пороге неустойчивости при $H=4$ кЭ, $E=60$ В/см, $b_e=10^8$ ед. CGSE, $b_h=b_e/2$: $\beta_p \approx 0.4$. Учитывая выражение для β при МКЭ (1), можно показать, что для $\beta=\beta_p$ $E_1 \approx 8$ В/см. В исследовавшейся геометрии образцов такие поперечные электрические поля могут иметь место даже в низкополевой области [7]. Таким образом, возбуждение объемных винтовых волн в нашем случае обусловлено слабым МКЭ.

Длительность ОФП определяется средним временем амбиполярного выноса винтовых возмущений из образца

$$\tau_A = \frac{L}{2v_A} = \frac{L}{2} \frac{(b_e + b_h) j n_i}{b_e b_h (N_D - N_A) E}. \quad (3)$$

При указанных выше параметрах $\tau_A \approx 5 \cdot 10^{-5}$ с, что согласуется с наблюдаемыми значениями τ .

Соотношение (3) выведено в предположении $j \gg (N_D - N_A)/n_i$. При незначительном превышении порога конвективной неустойчивости (2) с увеличением H (рис. 3) возникают абсолютная неустойчивость и генерация колебаний. Частота колебаний определяется выражением [10]

$$F = \frac{1}{8d} \left(\frac{\beta}{\pi} \right)^{1/2} \frac{b_e b_h E (N_D - N_A)}{(b_e + b_h) j n_i}. \quad (4)$$

При тех же параметрах $F \approx 30$ кГц, что соответствует наблюдаемым значениям.

Пороговые условия конвективной и абсолютной неустойчивостей различаются незначительно, если диффузионный декремент винтовых возмущений значительно превышает декремент, определяемый амбиполярным сносом [8]. Это условие выполняется достаточно хорошо в наших опытах.

Таким образом, обнаруженное явление ОФП обусловлено нелинейными свойствами плазмы в магнитном поле. Этот эффект должен проявляться при любых условиях возбуждения осциллятора. Чтобы показать это, были проведены исследования в образцах с однородным распределением электрического поля (в этом случае возбуждаются поверхностные винтовые волны). Здесь также были обнаружены области ОФП, расположение которых зависело от направления магнитного или электрического поля. В строго параллельных E и H полях участки ОФП находились вблизи контактов в противоположных по диагонали углах параллелепипеда. Во всей остальной части образца фотопроводимость была всегда положительной. Небольшое рассогласование угла между E и H не изменяло положения этих участков. Однако изменение направления H либо E поля при неизменном одном из них приводило к «перескоку» участка ОФП в соседний вдоль контакта угол. Это поведение фотопроводимости также находится в рамках вышесказанного предположения, а смена положения ОФП обусловлена, по-видимому, изменением направлений холловского потока, возникающего в таких условиях. ОФП возникает в тех углах образца, в которых холловский поток на винтовых возмущениях совпадает с потоком фотоносителей.

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] Hurwitz S. E., McWhorter A. L. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 4. P. 1033—1050.
- [4] Дубовой Л. В., Шанский В. Ф. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. В. 11. С. 1472—1478.
- [5] Ancker-Johnson B. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 6. P. 1465—1473.

- [6] Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1104—1106.
- [7] Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 355—357.
- [8] Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М., 1979. 256 с.
- [9] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 560 с.
- [10] Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 6. С. 2126—2132.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 30.10.1989
Принята к печати 18.04.1990