

САМОСТАБИЛИЗАЦИЯ ВИНТОВЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

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

Теоретически исследована частота винтовой неустойчивости на пороге возбуждения в неоднородной плазме полупроводника с неоднородным и несимметричным распределением носителей заряда для случая произвольной величины градиента плотности. Дисперсионное соотношение в данных условиях имеет решение с нулевой частотой ($\text{Re } \omega = 0$), что приводит к новым особенностям осциллирующего эффекта вблизи пороговых электрического и магнитного полей — самостабилизации винтовой волны. Получены экспериментальные результаты, подтверждающие выводы теории. Показано, что в результате зондовых исследований распределения носителей заряда в образцах n -Ge появляется стационарная винтовая структура плотности плазмы.

В [1, 2] обнаружено возникновение отрицательной фотопроводимости (ОФП) вблизи порога возбуждения винтовой неустойчивости (осциллистор) [3, 4]. При локальном освещении полупроводникового кристалла из n -германия ток через образец становился ниже темнового в определенных интервалах электрического и магнитного \mathbf{H} полей. Следует отметить, что эффект отрицательной фотопроводимости наблюдался до появления типичных признаков винтовой неустойчивости — колебаний тока (рис. 1). Поэтому предполагалось, что в начальный момент возникновения ОФП связано с возбуждением стационарной винтовой волны. Как известно из теории осциллистора [5], на пороге генерации возможно решение с частотой колебаний $\omega = 0$, но при вполне определенных условиях. Такое решение в случае поверхностного осциллистора имеет место, когда скорость амбиполярного сноса компенсируется скоростью вращения винтовых возмущений [5]:

$$\frac{4}{3} \frac{mD_a}{a^2} \frac{(\mu_e - \mu_h) H}{c} (2 + k_z^2 a^2) = k_x \mu_a E. \quad (1)$$

Здесь

$$D_a = \frac{\mu_e n D_h + \mu_h p D_e}{\mu_e n + \mu_h p}, \quad \mu_a = \frac{\mu_e \mu_h (n - p)}{\mu_e n + \mu_h p}$$

— соответственно амбиполярные коэффициент диффузии и подвижность, k_z — волновой вектор, a — радиус образца, $m = \pm 1$.

Условие (1) может быть выполнено только для полупроводников p -типа, поскольку на пороге возбуждения винтовой неустойчивости $mk_x E H < 0$ [5] (так же как и для объемного осциллистора). В то же время эксперименты в [1, 2] выполнялись на n -Ge, однако в отличие от существующих исследований в области винтовой неустойчивости (см. обзоры [6, 7]) распределение концентрации плазмы в [1, 2] было сильно неоднородным и асимметричным. Наличие слабого асимметричного градиента плотности плазмы ($|x| \ll |k_x|$, $x = d \ln n / dx$, k_x — волновой вектор вдоль оси x) в собственных полупроводниках, как показано в [8], приводит к появлению новой добавки в выражении для частоты колебаний винтовых волн

$$\Delta \omega \sim x k_x D_a. \quad (2)$$

Данная добавка вполне могла бы компенсировать амбиполярный снос при $|x| \gg |k_x|$ ($l = x, y, z$) в полупроводниках как n -, так и p -типа. В связи с этим нами

исследовалась частота винтовой неустойчивости на пороге возбуждения в несобственной плазме для случая произвольной величины χ .

При анализе устойчивости использовались уравнения движения и непрерывности, аналогичные приведенным в [8]. Рассматривались образцы в форме пластины с размерами вдоль осей соответственно L_x, L_y, L_z .

Предполагалось наличие стационарного градиента концентрации $n_0 = \bar{n}_0 e^{-\alpha z}$; $p = \bar{p}_0 e^{-\alpha z}$. После линеаризации исходных уравнений по возмущениям вида

$$A_1 = A'_1(x) e^{i\omega t - ik_x x - ik_y y - ik_z z} \quad (3)$$

можно получить следующую систему уравнений для потенциала φ_1 и плотности n_1 при условии квазинейтральности $n_1 \approx p_1$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \mu_e n_0 \nabla^2 \varphi_1 - D_e \nabla^2 n_1 - \mu_e \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \chi n_0 - \mu_e E \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{\mu_e^2 H}{c} \chi n_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} - \mu_h p_0 \nabla^2 \varphi_1 - D_h \nabla^2 n_1 + \mu_h \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \chi p_0 + \mu_h E \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{\mu_h^2}{c} \chi p_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

Е||Н||z.

Общее решение системы уравнений (4) имеет вид

$$\begin{aligned} n_1 &= \bar{n}_1 e^{i\omega t - ik_x x - ik_y y - ik_z z - (\alpha + \chi)x}, \\ \varphi_1 &= \varphi_1 e^{i\omega t - ik_x x - ik_y y - ik_z z - \alpha x}. \end{aligned} \quad (5)$$

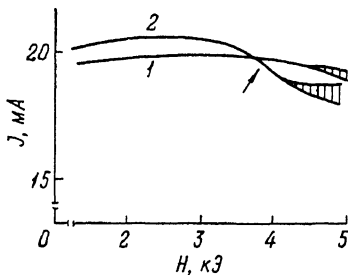


Рис. 1. Ампер-гауссовые характеристики образцов n -Ge при $U=50$ В без освещения (1) и при локальном фотовозбуждении (2).

Штриховкой показана область существования осцилляций тока, стрелкой обозначена область ОФП.

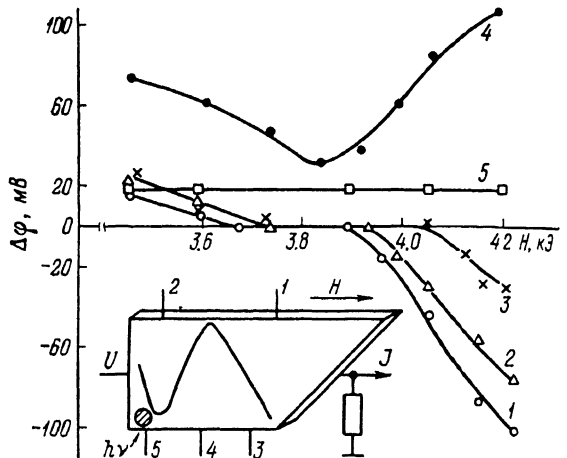


Рис. 2. Зависимость изменения потенциала $\Delta\varphi$ от величины магнитного поля.

Номера кривых соответствуют номерам зондов. На вставке качественно показана форма плазменной неоднородности в образце при $U=50$ В и $H=4.2$ кЭ.

В случае $|k_l| \gg 1/L_l$ можно использовать периодические граничные условия

$$j_i^{e,h} |_{L=0} = j_i^{e,h} |_{L=L_l}, \quad (6)$$

где $j_i^{e,h}$ — плотности электронного и дырочного токов вдоль соответствующих осей координат на поверхности образца. Из (6) следует, что

$$a = -\chi, \quad k_l = \pm \frac{2\pi i n}{L_l}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Дисперсионное соотношение находится из условия разрешимости уравнений (4) при подстановке решений (5) с учетом (7)

$$i\omega = ik_x \mu_a E - k^2 D_a - k_y k_z \chi \frac{\mu_M E H}{c} \frac{k^2 - ik_x \chi}{k^4 + k_x^2 \chi^2}, \quad (8)$$

где

$$\mu_M^2 = \bar{n}_0 \bar{p}_0 \mu_e \mu_h (\mu_e + \mu_h)^2 / (\mu_e \bar{n}_0 + \mu_h \bar{p}_0)^2, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2.$$

Выражения для $\text{Re } \omega$ и $\text{Im } \omega$ на пороге неустойчивости имеют вид

$$\operatorname{Re} \omega = k_x \mu_a E - 3k_x D_a, \quad (9)$$

$$\operatorname{Im} \omega = k_y k_x \frac{\mu_a^2 E H}{c} \frac{k^2}{k^4 + k_x^2 x^2} + k^2 D_a. \quad (10)$$

Поскольку порог возбуждения (10) зависит от k_x^2 , из выражений (9), (10) следует, что в полупроводниках как n -, так и p -типа всегда существует осциллирующее решение с нулевой частотой $\operatorname{Re} \omega = 0$ при соответствующем знаке k_x . Для значений $E \approx 50$ В/см, $H \approx 4$ кЭ на пороге осциллятора и параметров кристаллов Ge, использованных в экспериментах [1, 2], $\operatorname{Re} \omega = 0$, когда $x \sim 1/L_x$ и $k_x/k_x \sim 10^{-1}$. Наличие решения с нулевой частотой приводит к новым особенностям возбуждения винтовой неустойчивости вблизи пороговых значений E_n и H_n .

Рассмотрим динамику зарождения винтового возмущения. Сворачивание плазмы на пороге осциллятора в винт при отличной от нуля частоте колебаний возмущений потенциала и плотности в несимметричных образцах вызывает изменение сопротивления образца на величину $\pm \Delta R$ синхронно с вращением. Вследствие присутствия нагрузочного сопротивления в цепи полупроводника соответственно социллирует электрическое поле. На пороге винтовой неустойчивости отрицательный сдвиг ΔE (ниже порога неустойчивости) вызовет срыв колебаний. Таким образом, при ненулевой частоте раскачка осциллятора возможна, но только на $E H > E_n H_n$ с амплитудой $\sim E - E_n$. Для решения с нулевой частотой ситуация изменяется. При соответствующей фазе стационарная винтовая волна ($\operatorname{Re} \omega = 0$) вызывает увеличение сопротивления кристалла, что приводит к повышению напряжения на образце и улучшению условий дальнейшего роста винтовых возмущений. Поэтому возникает возможность генерации стационарной волны до достижения пороговых электрического и магнитного полей, если каким-либо образом стимулировать начальную винтовую неоднородность плазмы. В экспериментах [1, 2] такая неоднородность создавалась локальной засветкой угла образца.

Для проверки механизма образования самостабилизированных винтовых волн проведены следующие эксперименты. На образцах n -Ge ($N_D - N_A = 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$) с омическими контактами и неоднородным распределением электрического поля (образцы имели трапециевидальную форму) при комнатной температуре изучалась фотопроводимость вблизи порога развития неустойчивости. Как указано выше, для генерации стационарной волны до возникновения колебаний тока необходимо начальное винтовое возмущение. Такая неоднородность создавалась путем локальной засветки He—Ne-лазером одного из углов образца. В этих условиях сначала проводились измерения зависимости тока от величины внешнего магнитного поля при неизменном напряжении U на образце. Результаты представлены на рис. 1. Как видно, порог возбуждения неустойчивости (колебания тока показаны заштрихованными участками) при фотовозбуждении сдвигается в область меньших магнитных полей, что обусловлено перераспределением электрического поля в образце [1, 2].

Наряду с этим на пороге неустойчивости появляется область ОФП (на рисунке она отмечена стрелкой). Именно этой области и уделялось особое внимание. Одновременно с измерениями тока изучалось поведение потенциала на гранях образца в зависимости от величины H (рис. 2) при постоянной подсветке. При увеличении магнитного поля вплоть до точки появления ОФП происходит слабое уменьшение потенциала на зондах вследствие отжатия плазмы к одной из поверхностей образца и выравнивания распределения фотоносителей вдоль кристалла. Здесь следует отметить, что в эксперименте фиксировалось изменение потенциала $\Delta \phi$ при освещении образца и без него. Затем характер поведения потенциалов качественно изменяется. Одновременно с появлением области ОФП $\Delta \phi$ на противоположных гранях начинают расходиться в разные стороны. Такой характер поведения потенциалов указывает на появление винтовой структуры в распределении плазмы. При наличии достаточного количества зондов можно построить примерный вид такого плазменного образования (см. вставку на рис. 2).¹

¹ В осциллирующих экспериментах [9] при исследовании магнитосопротивления на некоторых образцах германия с проводимостью, близкой к собственной (конкретный тип про-

Таким образом, проведенные исследования показывают, что в полупроводниках с асимметричным распределением концентрации плазмы возможно возникновение стационарных ($\text{Re } \omega = 0$) самостабилизирующихся винтовых волн. Возбуждение таких волн, стимулированное светом, и приводит к появлению отрицательной фотопроводимости.

Список литературы

- [1] Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1104—1106.
- [2] Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1449—1454.
- [3] Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 4. С. 774—775.
- [4] Kadomtsev V. V., Nedospasov A. V. // J. Nucl. Energy. 1960. V. 1. N 4C. P. 230—235.
- [5] Hurwitz S. E., McWhorter A. L. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 4A. P. 1033—1050.
- [6] Недоспасов А. В. // УФН. 1975. Т. 116. В. 4. С. 643—664.
- [7] Владимиров В. В., Волков В. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М., 1979. 256 с.
- [8] Владимиров В. В. // УФЖ. 1967. Т. 12. В. 11. С. 1795—1802.
- [9] Добровольский В. Н., Фан Ван Ань // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 1. С. 263—266.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 29.06.1990
Принята к печати 6.07.1990

проводимости в работе не указан), наблюдалось стационарное сложное распределение концентрации плазмы; такое распределение носителей тока также может быть объяснено в рамках модели, развijaемой в настоящей работе.