

Что касается конкретных оценок, мы их здесь не приводим, так как в этой работе рассмотрен только принципиальный вопрос о возможности появления динамической ОДП при междолинных переходах в условиях баллистического разогрева электронов.

Авторы выражают благодарность А. А. Андронову за полезное обсуждение данной работы.

Список литературы

- [1] Андронов А. А., Дзамукашвили Г. Э. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 10. С. 1810—1821.
- [2] Андронов А. А., Дзамукашвили Г. Э., Качлишвили З. С., Нефедов И. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1813—1819.
- [3] Lee H. J., Juravel L. J., Woolley J. G., Spring Thorpe A. J. // Phys. Rev. 1980. V. 21. N 2. P. 659—669.
- [4] Aspnes D. E. // Phys. Rev. 1976. V. 14. N 12. P. 5331—5343.

Тбилисский
государственный университет

Получено 16.01.1989
Принято к печати 27.01.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НА ПОРОГЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОСЦИЛЛИСТОРА

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

Явление осциллистора (винтовой неустойчивости электроно-дырочной плазмы полупроводников в параллельных электрическом E и магнитном H полях) было экспериментально открыто Ивановым и Рывкиным [1] и объяснено [2] в рамках теории винтовых волн Кадомцева—Недоспасова [3]. В слабых магнитных полях $b_{e,h} H/c < 1$, где $b_{e,h}$ — подвижности электронов и дырок, возбуждение осциллисторных колебаний тока происходит при определенном значении произведения напряженностей электрического и магнитного полей $\alpha = EH \geq \alpha_c$, где пороговое значение α_c определяется скоростями диффузии и амбиполярного дрейфа [4]. Возбуждение осциллистора сопровождается рядом интересных нелинейных явлений, среди которых отметим следующие. Это — эффект гистерезиса пороговых условий возбуждения [5], заключающийся в том, что при последующем уменьшении α срыв колебаний тока происходит при значениях $\alpha < \alpha_c$, а также эффект увеличения сопротивления образца [4] вследствие аномального роста коэффициента диффузии носителей заряда на винтовых флуктуациях поля [6].

Впервые обнаруженный в настоящей работе эффект отрицательной фотопроводимости вблизи порога возбуждения осциллистора $\alpha \leq \alpha_c$ обусловлен указанными нелинейными явлениями. Суть эффекта состоит в том, что на пороге даже слабая подсветка может переводить образец в режим осциллистора (например, из-за ослабления амбиполярного дрейфа), сопровождающийся увеличением сопротивления. Вследствие явления гистерезиса «отрицательная фотопроводимость» существует вплоть до окончания импульса электрического поля, даже когда фотоимпульс значительно короче и фотодобавка к плотности плазмы распалась вследствие диффузии, т. е. образец сохраняет память о подсветке. При $\alpha \geq \alpha_c$ эффект исчезает, поскольку в этом случае слабая подсветка не влияет на развитие осциллистора. В отсутствие магнитного поля, когда осциллистор не возбуждается, фотодобавка всегда положительна.

Эксперимент проводился на неориентированных кристаллах высокоомного n -Ge ($N_D - N_A = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) при комнатной температуре. Образцам придавалась специальная форма (рис. 1), толщина кристаллов была порядка диффузионной длины $d = L_D = 1 \text{ мм}$. Широкие грани обрабатывались путем травления и шли-

фовки, что обеспечивало существование различные скорости поверхностной генерации-рекомбинации $s_1 \ll s_2$. Во избежание Джоулева нагрева электрическое поле прикладывалось в виде прямоугольных импульсов длительностью $t_H = 400$ мкс. Образцы ориентировались в продольном магнитном поле $H_{||}$ таким образом, чтобы силовые линии $H_{||}$ проходили вдоль узкой грани.

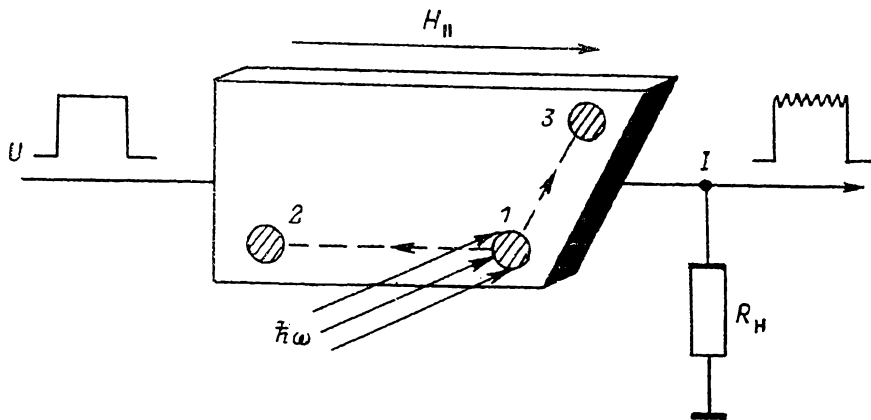


Рис. 1. Схема эксперимента.

Стрелки указывают направление перемещения светового луча.

Световой зонд, представляющий собой излучение непрерывного He—Ne-лазера либо импульсного GaAs ($t_H = 100$ нс) диаметром 1 мм, перемещался вдоль широкой грани с минимальной s_1 и обеспечивал малый уровень фотовозбуждения.

Характер изменения формы импульсов тока при освещении и без него записывался на самописце.

На рис. 1 приведена схема эксперимента. Исследования показали, что в образцах такой формы градиентное электрическое поле сильно неоднородно вдоль широкой грани. Оказалось, что в тупом углу образца электрическое поле максимальное.

В условиях сильно развитого осциллятора $a \gg a_n$ локальное освещение по-

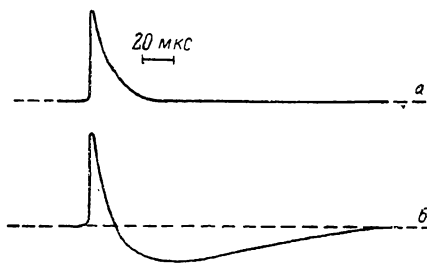


Рис. 2. Кинетика фотопроводимости в области 2. а — до порога, б — на пороге возбуждения осциллятора.

разному влияет на колебания тока в цепи. Так, при освещении высокополюемого угла (рис. 1, область 1) в цепи всегда наблюдалось усиление колебаний на фоне возрастания полного тока через образец. Освещение других областей, например области 3 (острый угол образца), не вызывало заметных изменений тока вследствие малой напряженности электрического поля в ней.

Наиболее интересный результат получен в условиях порога возбуждения осциллятора (значения E и $H_{||}$ полей были выбраны такими, что малейшее увеличение одного из них приводило к появлению колебаний тока).

Нам обнаружено изменение знака фотопроводимости в зависимости от положения светового зонда: положительной — в тупом углу (область 1), отрицательной — в противоположном (область 2). Объяснение этого эффекта находится в рамках вышесказанного предположения. Освещение высокополюемой области 1 приводит к пунтированию электрического поля в этой области и перераспределению его по неосвещенной части образца. Здесь поле становится более однородным, увеличивается, осцилляции развиваются, так как критерий для развития неустойчивости выполняется достаточно хорошо.

Засветка противоположного угла (область 2) не приводит к изменению поля E по длине образца. Она лишь инициирует возникновение волны в кристалле, при этом сопротивление кристалла увеличивается. Ток через образец становится ниже темнового, и вследствие гистерезиса пороговых условий отрицательная фотопроводимость существует длительное время. Об этом убедительно свидетельствует поведение тока при импульсном фотовозбуждении (рис. 2). Кинетика импульса фототока в допороговом режиме (рис. 2, а) определяется временем распада фотодобавки за счет диффузии и дрейфа плазмы ($\tau = d^2/4D \approx 20 \div 50$ мкс, что соответствует эксперименту). В пороговом режиме проявляется отрицательная длинновременная часть кинетики (рис. 2, б), по длительности значительно превышающая время существования неравновесных пар, генерированных светом.

Таким образом, наблюдаемый эффект отрицательной фотопроводимости — проявление фундаментальных нелинейных свойств осциллятора.

Список литературы

- [1] Иваков Ю. Л., Рывкин С. М. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 4. С. 774—775.
- [2] Glicksman M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1655—1664.
- [3] Kadomtsev B. B., Nedospasov A. V. // J. Nucl. Energy. C. 1960. V. 1. N 4. P. 230—235.
- [4] Hurwitz C. E., McWhorter A. L. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 4. P. 1033—1055.
- [5] Ancker-Johnson B. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 6. P. 1465—1473.
- [6] Дубовой Л. В., Шанский В. Ф. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. В. 11. С. 1472—1478.

Институт физики АН УССР
Киев

Получено 22.11.1988
Принято к печати 31.01.1989

ФТИ, том 23, вып. 6, 1989

ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В Ge В УСЛОВИЯХ ЭКСКЛЮЗИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

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

Явление винтовой неустойчивости (ВН) в полупроводниках хорошо известно. Эффект, связанный с возбуждением регулярных колебаний тока либо потенциала, возникает при помещении образца в параллельные электрическое и магнитное поля [1]. Условия возникновения и развития винтовых волн, их основные характеристики были получены в большинстве случаев для инжектированной плазмы [2]. В [3] отмечалась даже невозможность возбуждения осцилляций в отсутствие инжекции, более того, в [4] определялась необходимая величина инжектированного тока для появления ВН.

В настоящей работе впервые сообщается о наблюдении ВН в условиях сильного истощения полупроводникового кристалла — эксклюзии носителей заряда. Показаны особенности возникновения объемного осциллятора в зависимости от состояния поверхности.

Экспериментально исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) и осциллограммы тока неориентированных кристаллов p -Ge ($N_A - N_D = 1.7 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$) с p^+ -контактом. Антизапорный контакт изготавливался путем сплавления индия, омический — путем сплавления олова. Измерения проводились при комнатной температуре на кристаллах, имеющих форму пластины с размерами $4.0 \times 0.5 \times 6.5$ мм, поперечный размер которой был сравним с биполярной диффузионной длиной. Для получения различных значений скорости поверхностной рекомбинации s широкие грани образца обрабатывались следующим образом: малые s ($s_0 \approx 100$ см/с) достигались травлением в H_2O_2 , большие s (до $s_\infty \geq 10^4$ см/с) получены мелкой и грубой шлифовкой. Во избежание Джоулева нагрева измерения проводились в импульсном режиме, при этом длитель-