

- [3] Берман Р. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир, 1979. С. 286.
 [4] Suetune Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1966. V. 21. N 4. P. 802—807.
 [5] Mante A. J., Volger J. // Phys. Lett. A. 1967. V. 24. N 3. P. 139—140.

Московский государственный
 университет им. М. В. Ломоносова
 Москва

Поступило в Редакцию
 30 марта 1989 г.

УДК 539.21

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, N 8, 1989

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ГОРЯЧИХ АВТОСОЛИТОНОВ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В СЛАБО РАЗОГРЕТОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

М. Н. Винославский

В [1] теоретически предсказано возникновение локализованного силь-
 нонеравновесного состояния — автосолитона (АС) в слабо разогретой
 электрическим полем устойчивой однородной квазинейтральной элект-
 ронно-дырочной плазме (ЭДП). Согласно [1], температура T в автосоли-
 тоне и электрическое поле E во много раз выше, а концентрация плазмы n
 ниже, чем их значения в соседних участках образца.

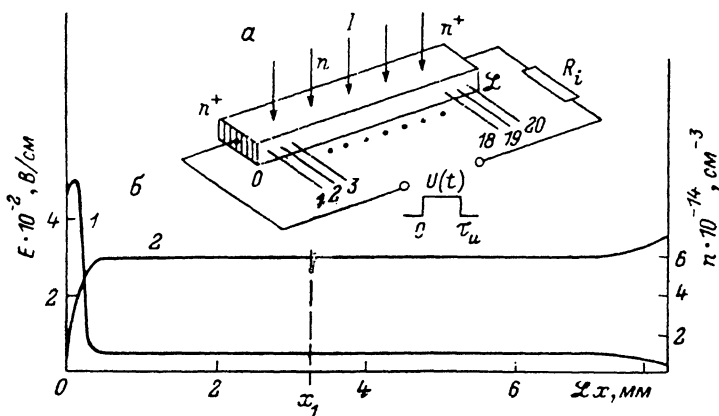


Рис. 1. Схема включения образца (а), распределение вдоль образца при $U=60$ В (ниже порога возбуждения АС) (б) электрического поля E (1) и концентрации плазмы n (2)

В данной работе приводятся результаты экспериментального обнару-
 жения и исследования бегущего горячего АС большой амплитуды в разо-
 гретой электрическим полем однородно-фотогенируемой ЭДП в образ-
 цях n -Ge ($\rho \approx 40$ Ом·см, $N_d \approx 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$), имеющих кристаллографическое
 направление $\langle 111 \rangle$ вдоль тока, при $T=77$ К.

Образцы имели форму параллелепипедов с размерами $V=0.8 \times 0.1 \times$
 $\times 0.05$ см, в противоположные торцы которых вжигались антизапорные
 $n^+ - n$ -контакты. Широкая грань образца освещалась мощным одиночным
 импульсом света I , имевшим форму колокола длительностью $\tau_I=1.4$ мс
 и создавшим неравновесную однородную ЭДП с концентрациями $n' =$
 $= 5 \cdot 10^{14} \div 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Одновременно к образцу подводился одиночный
 прямоугольный импульс напряжения U амплитудой до 150 В и длитель-
 ностью $\tau_u=1$ мс. К длинной узкой грани образца с помощью 20-зондовой

головки прижимались потенциальные зонды с шагом $\Delta l = 0.4$ мм (рис. 1, а), позволявшие измерять изменение во времени локального электрического поля E_i на различных участках образца Δl .

При малом приложенном напряжении ($U \leq 60$ В) форма импульса фототока \mathcal{I} , протекающего через образец, повторяла форму импульса света I и поле E на большей части образца было однородно, кроме узкого участка ($\Delta l' \leq 0.4$ мм) — статического домена у положительного контакта (анода), который являлся областью эксклюзии и на котором падало до 30 % напряжения (рис. 1, б).

При напряжении U и освещенности образца I , превышающих пороговые величины ($U \geq 80$ В, $n' \geq 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$), на осциллограмме фототок появлялся небольшой ($\sim 10 \div 20$ %) быстрый спад и осцилляции; осциллограммы E_i в виде узких пиков, полученные с разных пар зондов, свиде-

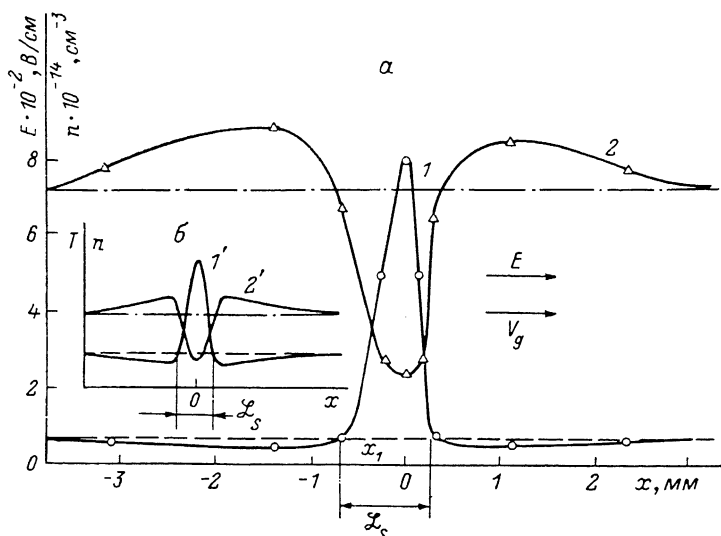


Рис. 2. Распределения в АС, проходящем через сечение x_1 образца (рис. 1).

а (эксперимент): 1 — поля E , 2 — концентрации плазмы n ; б (теория [1]): 1 — температуры плазмы T , 2 — концентрации плазмы n . Штрихпунктирные и штриховые линии дают значения концентрации плазмы n и электрического поля E (температуры T) на участках образца с однородным распределением n , E и T .

тельствуют о пробегании от положительного контакта к отрицательному узкой области сильного электрического поля E . Форма пиков E_i свидетельствует об асимметричной, близкой к треугольной, форме АС с максимумами E и T и минимумом n в его вершине (рис. 2, а). С ростом U и I форма АС становилась более сложной.

С увеличением U скорость движения АС V_g и поле E в нем примерно линейно возрастали. Увеличение освещенности от I_1 ($n'_1 \approx 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$) до I_2 ($n'_2 \approx 1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) приводило: а) к уменьшению скорости от $V_{g1} \approx 2 \cdot 10^3$ до $V_{g2} \approx 3 \cdot 10^2$ см/с, б) к уменьшению размеров АС (у основания) от $\mathcal{L}_{s1} \approx 1$ до $\mathcal{L}_{s2} \approx 0.3$ мм, в) к возрастанию электрического поля в нем от $E \approx 700$ до $E_2 \approx 3000$ В/см, г) к уменьшению поля в соседних с АС низковолевых областях от $E_{n1} \approx 70$ до $E_{n2} \approx 40$ В/см; д) величина отношения поля в АС к полю вне АС увеличивалась от $\eta_1 = E_{AC}/E_n = 10 \div 20$ до $\eta_2 \approx 100$.

Высоковолевой АС спонтанно возникал на некотором расстоянии $\Delta l \approx 0.4$ мм от анода в области сильного поля на границе статического домена, что сопровождалось небольшим спадом тока ($\sim 10 \div 20$ %). После этого АС двигался со скоростью, близкой к скорости амбиполярного дрейфа, к катоду. При исчезновении АС у катодного контакта наблюдался всплеск тока во внешней цепи образца. В некоторых образцах за время движения первого АС у анода успевал сформироваться еще один движущийся АС.

Форма АС, установленная экспериментально на основании измерений многозондовой головкой (рис. 2, а) и вычислений с помощью данных [2, 3], качественно совпадает с предсказанной в [1] (рис. 2, б).

Экспериментальные условия возникновения АС удовлетворяют основным требованиям теории [1, 4]. В образце n -Ge создавалась плотная квазинейтральная плазма с близкими параметрами электронов и дырок. При этом реализовались условия, когда длина релаксации энергии носителей $l_e \sim 10^{-4}$ см $\ll L \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см — диффузионной длины; импульс носителей рассеивался на акустических фононах, энергия — на оптических и акустических фононах, так что выполнялось условие $\tau_p \ll \tau_{e0} \ll \tau_e$ (где $\tau_p \sim T^a$, $\tau_e \sim T^s$, τ_{e0} — времена релаксации импульса, энергии и межэлектронных соударений). Для существования АС необходимо, чтобы в нем выполнялось условие $\alpha + s > -1$ (где $\alpha = \partial \ln \tau_p / \partial T$, $s = \partial \ln \tau_e / \partial T$). Из эксперимента следует, что в движущемся АС поле $E \geq 800$ В/см. При таких полях температура носителей оказывается $T > \Theta$ — температуры Дебая [3] и указанное выше условие $\alpha + s > -1$, согласно [3], выполняется, так как $\alpha = -1/2$, $s = 1/2$.

Статический высокополевой домен у анода, в котором происходил предварительный разогрев ЭДП электрическим полем (достигающим величины $E \geq 800$ В/см), играл роль той затравки для возбуждения горячего АС, которая предусматривалась в [1] в качестве локального возмущения плазмы. Подобная ситуация проанализирована в численном эксперименте [5]. После отрыва от статического домена АС двигался, самоподдерживаясь в устойчивой почти однородной слабо разогретой плазме. При этом из центральной области АС, где велико электрическое поле (рис. 2, а), происходит термодиффузионный выброс плазмы на периферию АС, что приводит к уменьшению концентрации ЭДП и проводимости в центре АС и увеличению ее на периферии АС (рис. 2, а, кривая 2). Так как протекающий через образец ток при возникновении АС мало изменяется, то мощность, выделяющаяся в АС, увеличивается; это и поддерживает высокую температуру в АС. Термодиффузионный выброс горячей плазмы из центра АС ограничивается встречным диффузионным потоком плазмы.

В исследованных образцах возникновение АС происходило в условиях междолинного перехода разогретых полем E электронов. Это приводило к сильной зависимости условий возникновения и параметров АС от кристаллографического направления образцов [5].¹

При корректуре автору стало известно о публикации в данном журнале статьи [7], в которой путем численного моделирования получены статические и движущиеся АС в ЭДП, форма которых (см. в [7] рис. 2) в деталях совпадает с формой АС, наблюдаемой в данной работе (рис. 2, а). Это свидетельствует об общей сходимости описанных явлений. Однако проведение количественного сравнения теории [7] с описанным выше экспериментом в настоящее время затруднительно, так как теория выполнена для более низких температур ($T \leq 20$ К).

В заключение автор выражает благодарность О. Г. Сарбею и З. С. Грибникову за полезные обсуждения работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 8. С. 2342—2346; Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 9. С. 386—388.
- [2] Ganali C., Jacoboni C., Nava F. // Sol. St. Comm. 1978. V. 26. N 12. P. 889—892; Reggiani L., Canali C., Nava F., Ottaviani G. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 6. P. 2781—2791.
- [3] Конуэл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970. 384 с.

¹ О возможности возникновения дрейфовой неустойчивости ЭДП в слабом электрическом поле в виде волн плотности в условиях междолинного перехода электронов теоретически предсказывалось в [6].

- [4] Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1290—1295; Тез. докл. I Всес. конф. по физическим и физико-химическим основам микроэлектроники. Вильнюс, 1987. С. 431.
- [5] Kerner B. S., Osipov V. V. // Nonlinear waves. Dynamics and evolution. N. Y.—Berlin—Heidelberg, 1988.
- [6] Грибников З. С., Прима Н. А. // ФТП. 1984. Т. 18. № 3. С. 508—512.
- [7] Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В., Теслюк И. В. // ФТТ, наст. вып. С. 46.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
30 марта 1989 г.

УДК 535.212.12

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 8, 1989

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}-\text{Pr}^{3+}$

А. А. Каминский, В. Г. Лазарев, В. М. Фридкин,
С. Б. Астафьев, А. В. Бутахин

Впервые в фоточувствительном пьезоэлектрическом кристалле наблюдается фоторефракция, обусловленная объемным фотовольтаическим эффектом. Явление обнаружено в широкозонном ($E_g \approx 5.4$ эВ) пьезоэлектрике $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}-\text{Pr}^{3+}$ с разупорядоченной структурой Са-галлогерманата (пространственная группа D_3^2-P321) в поле излучения Ar лазера, длина волны которого соответствует межмультиплетному абсорбционному ($\alpha^* \approx 0.45 \text{ см}^{-1}$) каналу ${}^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$ ионов — активаторов Pr^{3+} . Ранее у $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (с активаторами и без них) были исследованы люминесцентные, лазерные, оптические (включая нелинейные), упругие, диэлектрические и другие свойства [1, 2]. Фоторефрактивный эффект дополняет это уникальное сочетание физических свойств у кристаллов $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ и может обусловить интересные особенности при их использовании для фоторефрактивной записи информации и в адаптивной оптике.

В эксперименте исследовались ориентированные по осям X, Y, Z ($X \parallel 2, Z \parallel 3$) образцы с размерами $5 \times 4 \times 3$ мм соответственно, выращенные методом Чохральского в условиях, близких приведенным в [1]. Концентрация ионов Pr^{3+} составляла около $3.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Измерения объемного фотовольтаического и фоторефрактивного эффектов проводились при $T = 300 \text{ К}$ по известным методикам [3, 4].

Как видно из рис. 1, измеренные при освещении образца вдоль оси Z ориентационно-угловые зависимости линейных фотовольтаических токов J_X и J_Y обнаруживают хорошее согласие с феноменологическими выражениями для соответствующих токов, учитывающими оптическую активность кристалла [5]

$$J_x(\beta) = \alpha_{11} I \frac{\sin \rho d}{\rho d} \cos(2\beta + \rho d), \quad (1)$$

$$J_y(\xi) = -\alpha_{11} I \frac{\sin \rho d}{\rho d} \sin(2\beta + \rho d) \quad (2)$$

при $\alpha_{11} = (9.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-12} \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Здесь $\rho \approx 5.8^\circ/\text{мм}$ — удельное вращение $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ [2]; d — толщина образца; β — угол между вектором поляризации света E и осью X; $I = 96 \text{ мВт}/\text{см}^2$ — интенсивность света. Величина фотовольтаической константы $k_{11} = \alpha_{11}/\alpha^* = (2.0 \pm 0.25) \cdot 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$. см является промежуточной между $k_{11} = 1.0 \cdot 10^{-13} \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$. см в естественно окрашенном кварце и $k_{33} = 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$. см в ниобате лития с железом [3] ($\alpha^* = 0.45 \text{ см}^{-1}$ — оптическое поглощение).