

УДК 535.343.2

© 1990

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОПУСКАНИЕ КРИСТАЛЛОВ  $CdS_xSe_{1-x}$ 

В. С. Днепровский, В. И. Климов, Е. В. Названова

Зарегистрировано нелинейное изменение пропускания в области края собственного поглощения кристаллов  $CdS_xFe_{1-x}$  ( $x=0.17$ ; 80 К) при низком уровне оптического возбуждения (до 30 кВт/см<sup>2</sup>). Вид гистерезисных зависимостей интенсивности прошедшего света от интенсивности падающего указывал на существование двух механизмов нелинейности (тепловой и электронной природы), приводящих к наведенному поглощению. Зарегистрированы переколебания на заднем фронте прошедших импульсов, связанные с конкуренцией этих двух механизмов. Проведены двухлучевые эксперименты при синхронной накачке кристаллов мощными наносекундными импульсами  $N_2$ -лазера, позволившие разделить вклад электронных и тепловых процессов по времени релаксации наведенного поглощения.

Развитие элементной базы систем оптической обработки информации стимулирует поиск материалов с сильными быстрорелаксирующими нелинейностями. Перспективными в этом плане соединениями являются смешанные полупроводники  $CdS_{1-x}Se_x$ , выбором состава которых можно осуществлять перестройку края поглощения во всем видимом диапазоне длин волн.

«Быстрые» электронные нелинейности, приводящие к оптической бистабильности, зарегистрированы, например, в CdS как в области сравнительно низких уровней возбуждения [1], так и в области интенсивных накачек [2, 3]. Нелинейные изменения спектров пропускания смешанных полупроводников  $CdS_{1-x}Se_x$  исследовались в работах [4-7]. В [4] при комнатной температуре была зарегистрирована нелинейная перестройка пропускания кристаллов  $CdS_{0.1}Se_{0.9}$  при интенсивном возбуждении импульсами наносекундной длительности ( $S_m \leq 0.1$  МВт/см<sup>2</sup>), проявляющаяся в коротковолновом сдвиге края поглощения и просветлении образца. Аналогичный эффект наблюдался и в образцах  $CdS_{0.7}Se_{0.3}$  (296 К) при пикосекундном возбуждении ( $S \sim 0.1$  ГВт/см<sup>2</sup>) [5]. Просветление образцов и коротковолновый сдвиг края поглощения зарегистрированы также при гелиевой температуре [6]. Исследования температурного влияния на характер действующих в смешанных полупроводниках нелинейностей показали [7], что при  $T > 60$  К нелинейные изменения спектров пропускания подобны тем, что наблюдаются в двойных соединениях CdS, CdSe: длинноволновый сдвиг края поглощения при  $T < 160$  К и коротковолновый сдвиг в области более высоких температур.

В настоящей работе представлены результаты исследований нелинейного изменения пропускания кристаллов  $CdS_{1-x}Se_x$  ( $x=0.17$ ; 80 К) по однолучевой методике при настройке лазерной линии  $\lambda=514.5$  нм в область края собственного поглощения полупроводника и двухлучевой методике при одновременной накачке кристалла мощными короткими импульсами азотного лазера ( $\lambda'=337$  нм; глубокое межзонное возбуждение). Полученные результаты объяснены совместным действием тепловых и электронных эффектов.

В экспериментах использовалось линейно-поляризованное излучение аргон-криптонового лазера ИЛМ-120 на длине волны 514.5 нм, соответствующей краю поглощения полупроводника  $CdS_{0.83}Se_{0.17}$  при 80 К. Изме-

нением угла  $\varphi$  между вектором поляризации и оптической осью кристалла с начальное пропускание образца менялось от 75 % ( $E \parallel c$ ) до 12 % ( $E \perp c$ ). Толщина образцов  $h=1.5\div 3$  мкм. Излучение направлялось перпендикулярно поверхности кристаллов и фокусировалось в пятно диаметром 30—50 мкм. Модуляция излучения осуществлялась механическим прерывателем, с помощью которого формировались импульсы длительностью 10—400 мкс. Искажения формы прошедшего импульса, связанные с неоднородностью кристалла в пределах области зондирования, были пренебрежимо малы, что проверялось сдвигом кристалла в направлении, перпендикулярном лазерному лучу. Формы падающего и прошедшего импульсов контролировались лавинными фотодиодами, подключенными ко входам двухлучевого осциллографа. В двухлучевых экспериментах одновременно с длинным импульсом аргон-криптонового лазера на кристалл направлялись наносекундные импульсы накачки  $N_2$ -лазера ( $\tau=10$  нс). Размер области возбуждения 150—200 мкм, контроль за совмещением областей зондирования и возбуждения осуществлялся с помощью микроскопа.  $N_2$ -лазер запускался синхронно с импульсами зондирующего лазера. Использование электрической линии задержки в канале запуска  $N_2$ -лазера позволяло смещать во времени наносекундный импульс накачки с любым участком аргон-криптонового импульса.

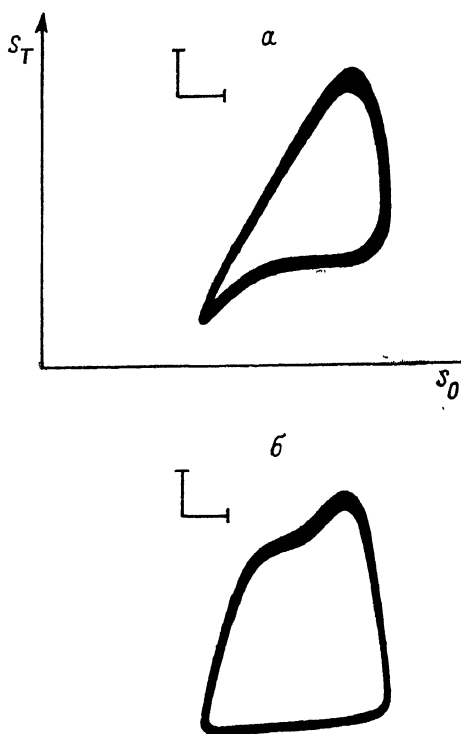


Рис. 1. Гистерезисные зависимости  $S_T(S_0)$  при различной поляризации падающего излучения.  $\varphi=55^\circ$  (а) и  $72^\circ$  (б).

При длительности падающих импульсов  $\tau$  около 200 мкс (по полувысоте) нелинейные изменения формы прошедших импульсов начинали проявляться при плотности мощности  $S > 1\div 10$  кВт/см<sup>2</sup> (в зависимости от толщины кристалла), причем характер зависимости интенсивности прошедшего света  $S_T$  от интенсивности падающего  $S_0$  существенно зависел от угла  $\varphi$  между вектором поляризации излучения и оптической осью кристалла  $c$ . При  $\varphi=55^\circ$  и амплитуде падающих импульсов  $S_m=20$  кВт/см<sup>2</sup> ( $h=2.5$  мкм) гистерезисная зависимость имела вид, типичный для нестационарного теплового отклика [1], наблюдающегося при длительности импульсов, сравнимой со временем тепловой релаксации (рис. 1, а). С увеличением угла  $\varphi$  форма прошедших импульсов сильно изменялась, появлялись признаки действия не одного, а двух механизмов нелинейности, срабатывающих при интенсивностях  $S_0=9$  и 23 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 1, б; 2, гистерезисная кривая а). Существование участка увеличения  $S_T$  (BC на гистерезисной кривой а; рис. 2) за падающим участком AB в зависимости  $S_T$  от  $S_0$  не может соответствовать только тепловому механизму нелинейности, так как рост температуры приводит к длинноволновому сдвигу края поглощения и монотонному уменьшению пропускания. Участок AB (кривая а) соответствовал росту поглощения при взаимодействии в электронной (экситонной) системе (наведенное поглощение), а увеличение  $S_T$  на участке BC обусловлено стабилизацией коэффициента поглощения  $\alpha$  на некотором постоянном уровне (нелинейность такого типа наблюдалась ранее для CdS [8]). На вставке к рис. 2 проиллюстрирована

зависимость  $S_T(S_0)$ , вызванная таким поведением  $\alpha$ . Существование двух областей с постоянным значением  $\alpha$  ( $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ) приводит к наличию двух участков линейного роста в зависимости  $S_T$  от  $S_0$ . Наконец, участок  $CD$  вызван разогревом образца, приводящим к дополнительному росту  $\alpha$  за счет теплового длинноволнового сдвига края поглощения.

При увеличении угла  $\varphi$  до  $80-81^\circ$  лазерная линия  $\lambda=514.5$  нм попала в область края поглощения, где для теплового механизма нелинейности существует обратная связь (ОС), о чем свидетельствовали скачкообразное изменение вида гистерезисной зависимости (рис. 2, б) и появление области  $B'D'$  совпадения прямого и обратного хода в зависимости  $S_T$  от  $S_0$ . Отсутствие «выключения» (перехода в исходное стабильное состояние) было связано с доминирующей ролью теплового механизма ОБ, имеющего большое время релаксации (остывания)  $0.5-1$  мс.

Таким образом, при поляризации  $\varphi$ , близкой к  $45^\circ$ , «включение» поглощения на начальном этапе было вызвано в основном тепловыми эф-

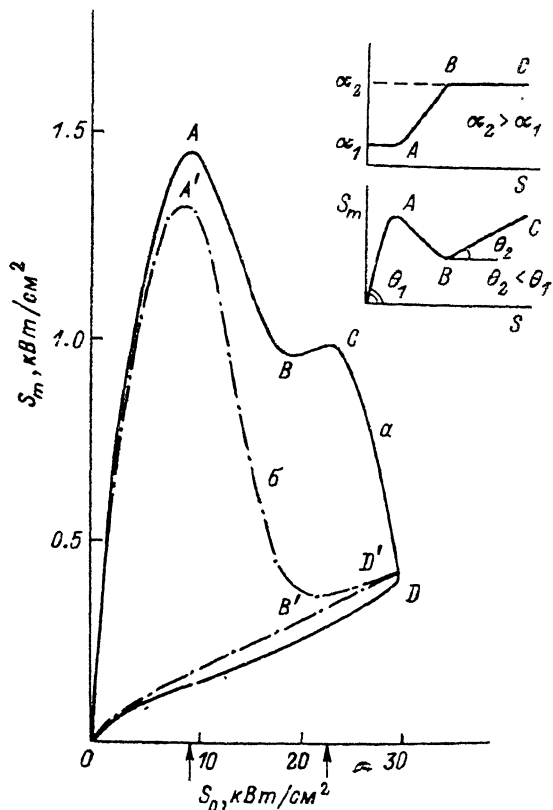


Рис. 2. Гистерезисные зависимости  $S_T(S_0)$  для двух поляризаций падающего на кристалл излучения.  $\varphi=78^\circ$  (а) и  $81^\circ$  (б). На вставке показаны предполагаемый вид зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  от  $S_0$  и соответствующий ему закон изменения  $S_T$  от  $S_0$  в случае действия электронной нелинейности.

фектами, в то время как при  $\varphi$  около  $80-90^\circ$  — «электронными». Этот вывод подтверждается результатами измерений порогов «включения» нелинейности  $S_{пор}$ , которые определялись из условия  $dS_T/dS|_{S=S_{пор}}=0$ , при различной амплитуде падающих импульсов  $S_m$  (рис. 3). В поляризации  $\varphi=45^\circ$  порог срабатывания нелинейности заметно уменьшался с падением амплитуды  $S_m$  (рис. 3, а, вставка а), что указывало на интегральный тепловой характер эффекта (для импульсов различной амплитуды одинаковым значениям плотности мощности соответствует разное количество поглощенного образца тепла, которое увеличивается с уменьшением  $S_m$ , рис. 3, вставка б). При угле поляризации  $\varphi=83^\circ$  начало срабатывания нелинейности оказалось «привязанным» к фиксированной плотности мощности, т. е. к фиксированной концентрации носителей (рис. 3, б, вставка а).

С сокращением  $\tau$  до значений  $20-50$  мкс на заднем фронте прошедших через кристалл импульсов зарегистрирован режим одного или двух переколебаний (в зависимости от крутизны фронта падающего импульса (рис. 4),  $h=2$  мкм,  $S_0=7.5$  кВт/см<sup>2</sup>), связанный, по-видимому, с конкуренцией теплового и электронного механизмов нелинейности, где для тепловой нелинейности существует ОС. Поддержание системы в стабильном состоянии с высоким коэффициентом поглощения (после переключения «вниз») осуществляется благодаря совместному действию тепловых и электронных эффектов. С падением интенсивности излучения на заднем

фронте импульса электронный вклад в коэффициент поглощения практически безыперционно уменьшается. В случае длительности заднего фронта, значительно превышающей время «включения» поглощения, тепловой рост поглощения успевает компенсировать уменьшение электронного вклада, тогда как при длительности фронта, сравнимой со временем «включения» (рис. 4, а), тепловой рост поглощения отстает от уменьшения  $\alpha$ , связанного с падением электронного вклада; при этом регистрируется отчетливое «выключение» поглощения. Уменьшение крутизны фронтов (рис. 4, б, в) приводило к переколебаниям, вызванным сначала «электронным выключением» поглощения, затем «тепловым включением» и вновь (электронным выключением).

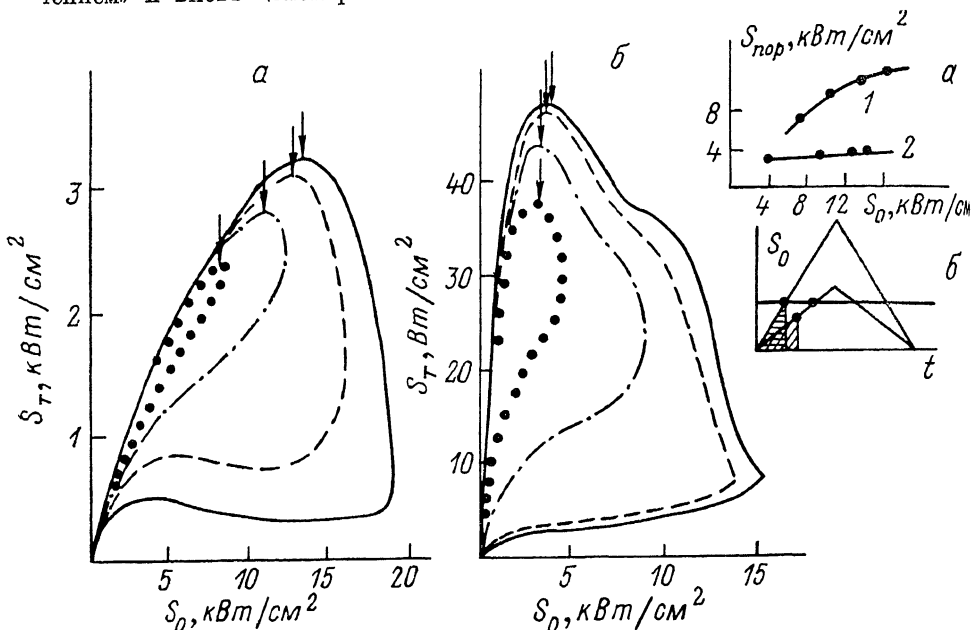


Рис. 3. Гистерезисные зависимости  $S_T(S_0)$  при различной амплитуде падающих на кристалл импульсов, зарегистрированные в двух поляризациях падающего излучения.  $\varphi=45^\circ$  (а) и  $83^\circ$  (б).

Стрелками отмечены пороги срабатывания нелинейности. На вставке а: зависимость пороговой интенсивности  $S_{\text{пор}}$  от  $S_0$ .  $\varphi=45^\circ$  (1) и  $83^\circ$  (2). На вставке б: два падающих импульса различной амплитуды (заштрихованы участки равной площади).

Для разделения вклада тепловой и электронной нелинейности были проведены двухлучевые эксперименты при возбуждении кристалла наносекундными импульсами  $N_2$ -лазера (плотность мощности излучения  $100 \text{ кВт/см}^2$ ) и синхронном зондировании длинными ( $\tau \sim 200 \text{ мкс}$ ) импульсами аргон-криптонового лазера, интенсивность которого была достаточной для вывода кристалла в режим нелинейного пропускания.

В поляризации  $E \perp c$  ( $\varphi=90^\circ$ ), при которой регистрировался переход из одного стабильного состояния в другое (рис. 5, а), с помощью импульса азотного лазера удавалось переключить систему в состояние с высоким коэффициентом поглощения в произвольном месте зондирующего импульса (рис. 5, б, в).

В поляризации  $\varphi=75^\circ$  действие импульса  $N_2$ -лазера не приводило к выходу системы во второе стабильное состояние, а наведенное им поглощение уменьшалось с течением времени, причем по временам релаксации можно было судить о природе процессов, приводящих к нелинейному изменению пропускания. Характер релаксации поглощения позволил выделить два вклада: быстрорелаксирующий электронный  $\Delta_e$  и медленно релаксирующий тепловой  $\Delta_T$ . Доля этих вкладов зависела от взаимного расположения во времени зондирующего и возбуждающего импульсов. Для начального этапа «включения» поглощения (рис. 6, а) было харак-

терно преобладание электронного отклика над тепловым. С увеличением задержки импульса накачки относительно начала действия зондирующего

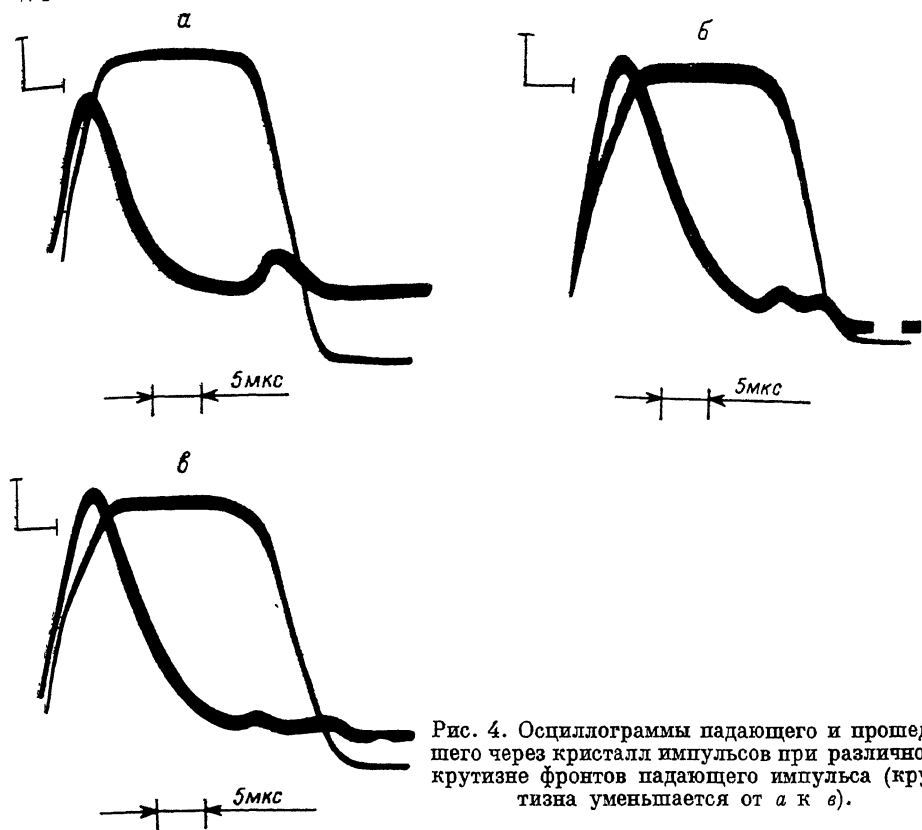


Рис. 4. Осциллограммы падающего и прошедшего через кристалл импульсов при различной крутизне фронтов падающего импульса (крутизна уменьшается от а к в).

импульса электронный вклад уменьшался, в то время как тепловой увеличивался (рис. 6, б). Полученные результаты подтвердили предположение о том, что на начальном этапе «включения поглощения» в этой поля-

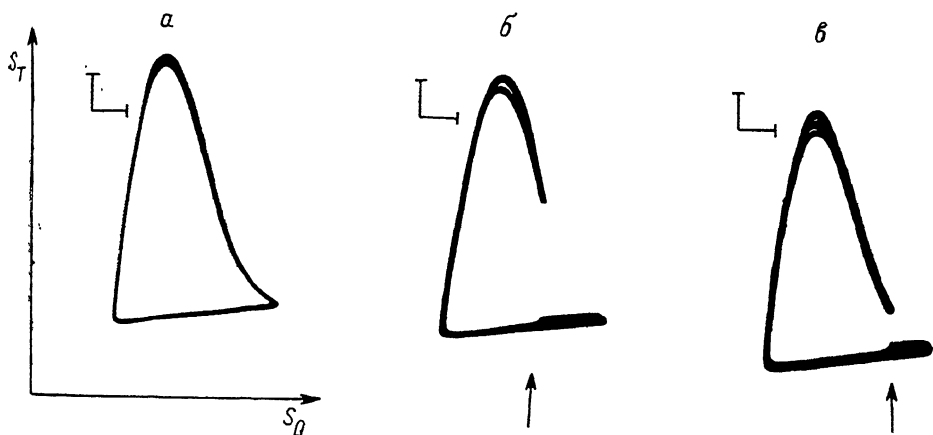


Рис.5. Гистерезисные зависимости  $S_T(S_0)$ , полученные без накачки (а) и с накачкой (б, в) интенсивным наносекундным импульсом  $N_2$ -лазера.

Стрелкой отмечено переключение в момент действия импульса накачки.

ризации рост  $\alpha$  вызван в основном электронными нелинейностями, а после прекращения роста  $\alpha$  за счет электронных процессов — тепловыми.

Заметим, что при восстановлении пропускания, помимо начального участка быстрой релаксации с характерным временем, не превышающим временного разрешения системы регистрации ( $\sim 0.1$  мкс), и конечного

участка медленной релаксации со временем  $\tau \geq 50 \div 100$  мкс, наблюдался промежуточный участок восстановления пропускания с  $\tau \sim 0.1-1$  мкс. Медленное восстановление пропускания можно связать с диффузией тепла в радиальном от области возбуждения направлении. Характерное время остывания при этом  $\tau \sim r^2 D \sim 100$  мкс ( $r=40$  мкм — радиус области возбуждения,  $D=0.13$  см<sup>2</sup>/с [9] — коэффициент температуропроводности). Участок с промежуточным временем релаксации также, по-видимому, связан с тепловыми процессами, а именно диффузией тепла из тонкого приповерхностного слоя кристалла толщиной около 0.1 мкм, возбуждаемого N<sub>2</sub>-лазером, в глубь образца. Характерное время такого процесса определяется толщиной кристалла  $\tau \sim h^2/D$ , что при  $h=2$  мкм дает  $\tau \sim 0.3$  мкс.

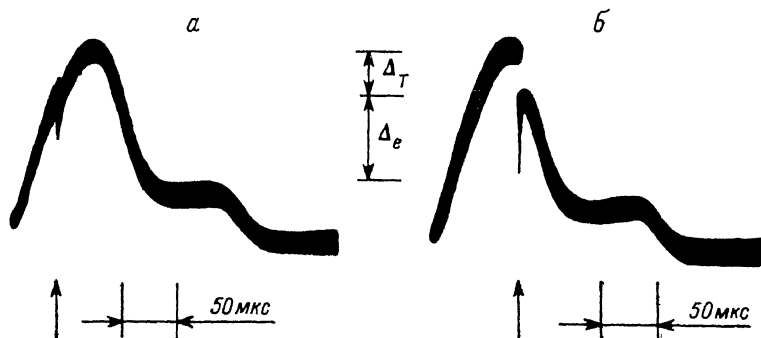


Рис. 6. Осциллограммы прошедшего импульса, зарегистрированные при одновременной накачке импульсом N<sub>2</sub>-лазера.

Стрелкой отмечен момент действия импульса накачки.

В заключение авторы благодарят С. А. Пендюру и О. Н. Таленского за предоставленные ими образцы CdS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub>.

#### Список литературы

- [1] Днепровский В. С., Климов В. И., Названова Е. В., Фуртичев А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 12. С. 580—582.
- [2] Rossmann H., Henneberger F., Voigt J. // Phys. St. Sol. (b). 1983. V. 115. P. K63—K67.
- [3] Schmidt H. E., Haug H., Koch S. W. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. P. 787—789.
- [4] Puls J., Henneberger F. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 121. P. K187—K190.
- [5] Egorov V. D., Fogel P., Nguen H. X., Kaschke M. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 146. P. 351—356.
- [6] Majumder F. A., Shevel S., Lyssenko V. G. e. a. // Z. Phys. B. — Condensed Matter. 1988. V. 66. P. 409—418.
- [7] Swoboda H.-E., Majumder F. A., Rinker M. e. a. // Abstracts of the Intern. Conf. on Opt. Nonlinearity and Bistability of Semicond. Berlin GDR, 1988. P. 92.
- [8] Dneprovskii V. S., Klimov V. I., Nazvanova E. V. e. a. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 146. P. 341—350.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
11 октября 1989 г.