

В заключение выражаем признательность Н.В. Карнаухову, В.Н. Комару, Е.М. Платонову за помощь в постановке эксперимента и обработке результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бонч-Бруевич А.М., Разумова Т.К., Старобогатов И.О. - Оптика и спектроскопия, 1974, т. 36, № 4, с. 692-695.
- [2] Бонч-Бруевич А.М., Разумова Т.К., Старобогатов И.О. - Письма в ЖТФ, 1975, т. 1, № 2, с. 65-68.
- [3] Аристов А.В., Козловский Д.А., Стаселько Д.И., Стригун В.Л. - Оптика и спектроскопия, 1978, т. 45, № 4, с. 766-772.
- [4] Зейликович И.С., Ляликов А.М., Спорник Н.М. - Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 7, с. 1386-1390.
- [5] Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. 2-е изд., перераб., М.: Наука, 1975. 704 с.
- [6] Зейликович И.С. - Оптика и спектроскопия, 1980, т. 49, № 2, с. 396-398.
- [7] Бойко Б.Б., Инсарова Н.И., Олефир Г.И., Петров Н.С. - ЖПС, 1983, т. 39, № 2, с. 273-278.
- [8] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 495 с.

Гродненский государственный
университет

Поступило в Редакцию
4 июня 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

ЭФФЕКТ ЗАКАЛКИ ПРИ СТРУКТУРНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ *InSb* ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.В. Жук, Г.Г. Громов,
К.В. Руденко, В.Б. Уфимцев

Ранее в работах [1-4] сообщалось о структурном превращении из равновесной полупроводниковой фазы в метастабильную высокоотражающую в результате импульсного лазерного облучения в среде жидкого азота. Предполагалось, что роль низкотемпературной среды заключается, в частности, в закалке метастабильной фазы.

В настоящей работе детально исследована роль закалки в структурном переходе *InSb* под действием импульсного лазерного излучения ($\lambda = 1.064$ мкм, $\tau = 10$ нс). Лазерному воздействию подвергались образцы *InSb* термостатированные при $T = 77-300$ К

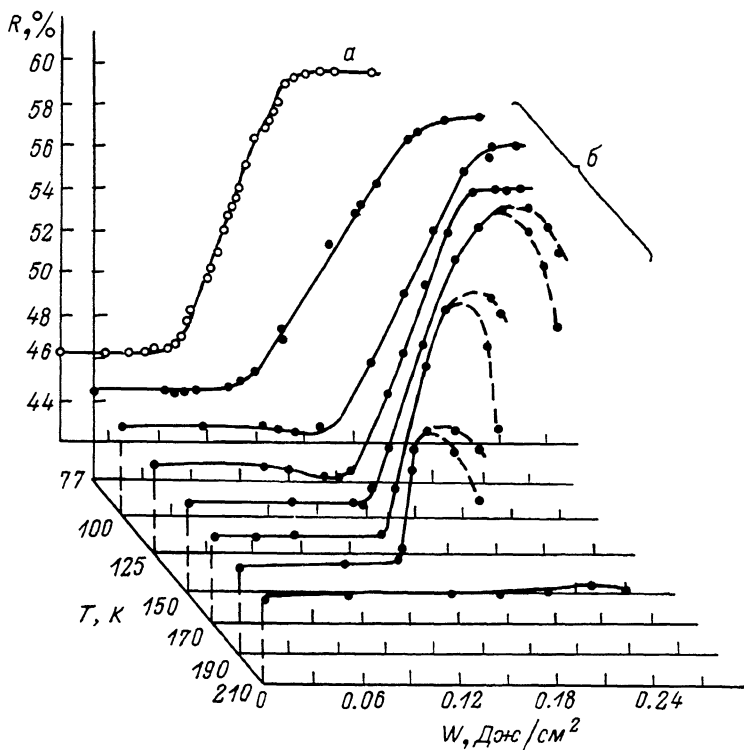


Рис. 1. Зависимость изменения коэффициента отражения R после лазерного воздействия от энергии импульса: а - в среде жидкого азота; б - в газообразной среде в диапазоне температур.

в газообразной среде азота. Контроль проводился аналогично [1-3] по изменению коэффициента отражения (R , при $\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$) поверхности облученных образцов.

По аналогии со случаем жидкого азота [1-4] (рис. 1, а), в диапазоне температур $T = 77\text{--}190 \text{ К}$ наблюдается эффект роста R (рис. 1, б), что, как было установлено, связано с образованием метастабильной фазы $InSb$ [4]. Как видно из рис. 1, с определенной энергией импульса W_n происходит увеличение коэффициента отражения с выходом на максимальный уровень (до 58-60%). Однако с ростом T в зависимости R - W происходят постепенные изменения: пороговая W_n эффекта слабо смещается в сторону больших значений, а участок подъема R становится резким. Заслуживает внимания диапазон $T = 150\text{--}200 \text{ К}$, когда со стороны больших энергий появляется ограничение эффекта (обозначено штриховкой), что выражается в резких изменениях R от импульса к импульсу воздействия (рис. 1, б). При этом, как показывают результаты раст-

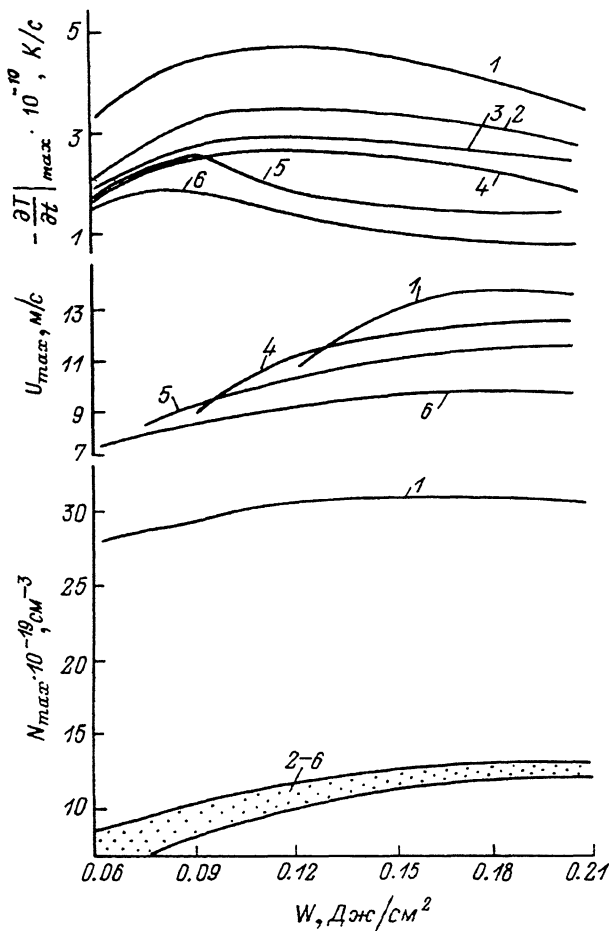


Рис. 2. Результаты расчета максимальных величин градиента $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{\max}$ и концентрации неравновесных носителей заряда N_{\max} в твердой фазе, скорости кристаллизации расплава V_{\max} в динамике лазерного воздействия в зависимости от энергии импульса излучения W при фиксированных начальных температурах образца T : 1 - 77 К (жидкий азот), 2 - 77 К, 3 - 100 К, 4 - 150 К, 5 - 190 К, 6 - 210 К.

ровой электронной микроскопии, облучаемая поверхность сохраняет планарность, т.е. резкие изменения R нельзя связать с нарушением топографии поверхности. По-видимому, такой характер отражения обусловлен неустойчивым образованием высокоотражающей фазы. При $T > 200$ К роста коэффициента отражения во всем исследованном диапазоне ($W = 0-0.25$ Дж/см²) не наблюдается.

Таким образом, образование высокоотражающей метастабильной фазы существенно зависит от начальных и граничных температурных условий. Для выявления природы экспериментально наблюдающейся закономерности (рис. 1) нами проведено численное моделирование использованных режимов лазерного облучения *InSb*. Расчеты проведены по методике, подразумевающей совместное рассмотрение теплопроводности и диффузии неравновесных носителей заряда, с учетом начальных и граничных условий и температурных зависимостей параметров полупроводника. Исследованы динамика фронта плавления V , температурного градиента $\partial T/\partial t$ и носителей заряда N в твердой фазе, как факторов, оказывающих влияние на результаты лазерного воздействия. На рис. 2 представлены суммарные данные расчетов в виде зависимостей максимально достигаемых величин скорости кристаллизации V_{max} , температурного градиента $\partial T/\partial t|_{max}$, концентрации носителей заряда N_{max} от плотности энергии W при фиксированных T .

Как видно из рис. 2, снижение T должно приводить к росту V_{max} , что увеличивает возможность, например, аморфизации облучаемого слоя полупроводника. Однако можно заметить, что увеличение V_{max} незначительно, кроме того, диапазоны V_{max} при различных температурах перекрываются. Таким образом, близкие величины скоростей кристаллизации реализуются в широком диапазоне T , что не может удовлетворительно объяснить ограниченность по температуре образования метастабильной фазы.

В то же время, $\partial T/\partial t$ увеличивается со снижением начальной температуры существенно (рис. 2, б). Данный факт может свидетельствовать в пользу эффекта закалки, требуемого для стабилизации неравновесной высокоотражающей фазы. Необходимость быстрой закалки вытекает из установленной ранее [4] температурной зависимости устойчивости:

$$t_p = \exp(-50 + 1.7 \cdot 10^4/T), \quad (1)$$

где t_p - время существования фазы толщиной 800 Å. Учитывая, что в процессе лазерного облучения температура T достигает $T_{пл}$ и более, экстраполяция зависимости (1) дает величины времени существования метастабильной фазы, сравнимые с длительностью лазерного импульса. В такой ситуации скорость охлаждения играет принципиальную роль и проведенное численное моделирование динамики обратного фазового перехода с учетом (1) показывает, что оцененные величины $\frac{\partial T}{\partial t}$ в низкотемпературном диапазоне (рис. 2,

б) ограничивают релаксацию первоначально образующейся неравновесной фазы.

Необходимо сделать пояснение относительно измерений толщины (h) слоя метастабильной фазы [4], ($h = 0-800$ Å), проведенных на облученных образцах. Действительно, измерения дают величины h меньшие, чем достигаемые в динамике лазерного воздействия, из-за частичной релаксации фазы на стадии послеимпульсного ох-

лаждения. Проведенные нами оценки на основе анализа рассчитанной (для ряда режимов) динамики температурного поля при известной окончательной толщине фазы [4] и скорости ее релаксации (1) показывают, что в процессе лазерного воздействия фазовый переход в *InSb* может происходить до глубины более 1000 Å.

В заключение следует отметить зависимость N_{max} от W (рис. 2, в). Ранее [2-4] предполагалось, что установленный фазовый неравновесный переход стимулируется генерацией большого количества неравновесных носителей заряда. По результатам расчетов, снижение температуры позволяет достигать больших значений N_{max} особенно для среды жидкого азота. Это объясняется тем, что со снижением начальной температуры и с теплоотводом в среду (жидкий азот) снижается темп нагрева полупроводника и до наступления плавления, ограничивающего N_{max} , можно достигать больших концентраций носителей заряда. Хотя для $T = 77-200$ К данный эффект незначителен, однако в случае жидкого азота увеличение N_{max} существенно по сравнению с традиционными (300 К) условиями (рис. 2, в).

Л и т е р а т у р а

- [1] Громов Г.Г., Руденко К.В., Уфимцев В.Б. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 10, с. 1998-2000.
- [2] Руденко К.В., Жук С.В., Громов Г.Г. - ФТП, 1987, т. 21, № 10, с. 1750-1755.
- [3] Громов Г.Г., Руденко К.В., Уфимцев В.Б. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 16, с. 998-1001.
- [4] Громов Г.Г., Капаев В.В., Капаев Ю.В., Руденко К.В. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 3, с. 119-121.

Московский институт
тонкой химической
технологии им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
28 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

О ПРОЦЕССАХ ПЕРЕНОСА В АКТИВИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

А.Е. Погорелов, В.М. Тышкевич

Плотность тока электронов из катода складывается из электронов, выбитых положительными ионами и электронов, освобожденных из катода при фотоэффекте. Причем плотность тока электронов, обеспечиваемая положительными ионами газа, зависит от скорости дрейфа ионов U_p и их концентрации n_p [1]:

$$j_p = e_0 U_p n_p.$$