

ние τ_c с повышением температуры можно объяснить увеличением тепловой скорости носителей заряда.

Расчеты зонной структуры $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [3] позволяют утверждать, что прямые оптические переходы с участием тепловых носителей в интервале энергий 1.0—3.0 эВ могут осуществляться лишь в валентной зоне, т. е. полоса 2.0 эВ обусловлена ВП на свободных дырках. Величина σ_p , полученная нами, близка к сечению ВП на свободных дырках в GaAs [4] — $(0.6 \div 1.0) \cdot 10^{-16}$ см². В [4] наблюдалось также уширение полосы поглощения при повышении температуры, что связано, по-видимому, с изменением распределения тепловых дырок по волновому вектору вблизи экстремума зоны.

Различие времен жизни дырок и электронов, проявляющееся в различии τ_c для полосы 2.0 эВ и бесструктурного поглощения [1], связано с тем, что время жизни носителей в зоне ограничивается не процессом межзонной рекомбинации, а захватом носителей ловушками.

Фундаментальный характер полосы 2.0 эВ, проявляющийся в идентичности спектров поглощения $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ и рубина, может в принципе указывать на связь поглощения с автолокализованными дырками (АЛД) или экситонами (АЛЭ). Однако сильное отличие времен затухания полос люминесценции, приписываемых АЛЭ (22 нс и ~ 1 мкс при 80 К) [5], от τ_c , а также то, что пик термостимулированной люминесценции, предположительно соответствующий миграции АЛД [6], наблюдается при 220 К, позволяют поставить под сомнение такую связь.

Таким образом, в интервале времен 10^{-11} — 10^{-9} с основной вклад в спектр поглощения дает внутрizonное поглощение на тепловых дырках, обусловленное прямыми электронными переходами между ветвями валентной зоны. Сечение ВП при $h\nu = 2.0$ эВ $\sigma_p \approx 0.3 \cdot 10^{-16}$ см² значительно превышает сечение поглощения на свободных электронах $\sigma_e \approx 10^{-18}$ см² [1], соответствующее непрямым электронным переходам в зоне проводимости.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алукер Э. Д., Гасрилов В. В., Дейч Р. Г. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 5, с. 1470—1475.
- [2] Bradford J. N., Williams R. T., Faust W. L. Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 35, N 5, p. 300—302.
- [3] Ciraci S., Batra I. P. Phys. Rev. B, 1983, vol. 28, N 2, p. 982—992.
- [4] Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$) / Под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира. М.: Мир, 1970. 488 с.
- [5] Кузнецов А. И., Намозов Б. Р., Мюрк В. В. ФТТ, 1985, т. 27, № 10, с. 3030—3037.
- [6] Кулис П. А. В сб.: Термоактивационная спектроскопия дефектов в ионных кристаллах. Рига, ЛатВГУ, 1983, с. 97—108.

Институт физики АН ЛатвССР
Саласпилс

Поступило в Редакцию
4 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
21 марта 1988 г.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ЭКЗОЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ С НИОБАТА ЛИТИЯ

В. Е. Рисин, А. С. Сидоркин, В. С. Зальцберг,
С. П. Грибков

Большинство практических применений сегнетоэлектрических кристаллов требует стабилизации их полярного состояния. Последнее может быть осуществлено введением в указанные материалы дефектов различной при-

роды. В настоящей работе исследовалось влияние радиационных и естественных дефектов на устойчивость с изменением температуры полярного состояния кристалла ниобата лития LiNbO_3 . Для контроля за возможными изменениями макроскопической поляризации использовался метод нестационарной термостимулированной эмиссии экзоэлектронов (ТСЭЭЭ).

Исследуемые образцы представляли собой полированные пластины 36° YZ-среза размером $15 \times 15 \times 1$ мм высокой степени естественной униполярности. ТСЭЭЭ регистрировалась с участков поверхности диаметром 1.0 мм, выделенных с помощью диафрагм. Измерения проводились в вакууме $2 \cdot 10^{-4}$ Па в температурном интервале $20-200^\circ\text{C}$ с помощью автоматизированной системы на базе микро-ЭВМ [1]. Регистрация эмиссии и температуры проводилась как в режиме линейного нагрева со скоростью 5 град/мин, так и при последующем естественном охлаждении образцов.

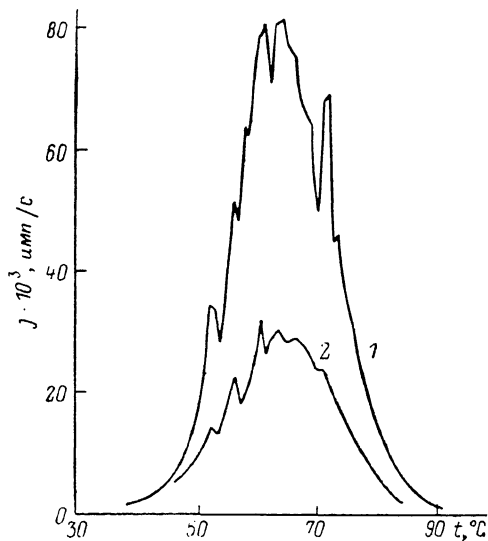


Рис. 1. ТСЭЭЭ при линейном нагреве образца LiNbO_3 до (1) и после (2) облучения рентгеновским излучением. $D = 1 \cdot 10^8$ Р.

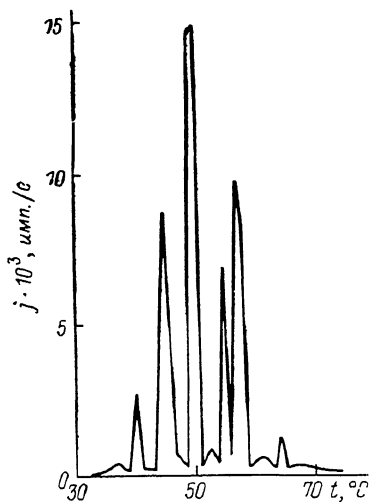


Рис. 2. ТСЭЭЭ при линейном нагреве образца LiNbO_3 после облучения α -частицами. $D = 2 \times 10^{14}$ частиц/см².

Для создания радиационных дефектов в образцах LiNbO_3 использовалось рентгеновское излучение (от установки СРМ-10) и α -частицы (^{210}Po -источник активностью $1 \cdot 10^9$ расп./с).

Исследование температурных зависимостей ТСЭЭЭ показывает, что в сильно униполярных образцах LiNbO_3 экзоэмиссия при нагреве наблюдается только с одной из больших поверхностей 36° YZ-среза, а при охлаждении — только с противоположной. Общий ход температурных зависимостей экзоэмиссии согласуется с данными работы [2], которые получены для Z-среза LiNbO_3 .

При экспозиционных дозах рентгеновского излучения 10^7-10^8 Р наблюдается значительное подавление выхода экзоэмиссии с облученных кристаллов LiNbO_3 во всем температурном интервале (рис. 1).

Действие α -излучения на LiNbO_3 также приводит к подавлению выхода ТСЭЭЭ, который здесь при дозах облучения $10^{13}-10^{14}$ частиц/см² в отдельных случаях представляет собой совокупность отдельных узких пиков (рис. 2). Отметим, что и для необлученных или подвергавшихся рентгеновскому облучению образцов на фоне монотонных зависимостей $j(T)$ также наблюдаются отдельные всплески (пики) эмиссии (рис. 1), положение которых не является определенным даже для серии последовательных циклов нагрев—охлаждение для одного и того же участка поверхности образца. При этом амплитуда таких отдельных всплесков эмиссии заведомо превышает статистический заброс.

Проведенные исследования показывают, что последовательное уменьшение общего выхода эмиссии наблюдается и в необлученных образцах при многократном повторении для них последовательных циклов нагрев—охлаждение. Длительный прогрев образцов LiNbO_3 в вакууме при температуре $\approx 200^\circ\text{C}$ приводит к потемнению образцов, что связано с потерей атомов кислорода и всегда сопровождается значительным подавлением выхода ТСЭЭЭ. Стабилизация выхода ТСЭЭЭ в последовательных циклах нагрев—охлаждение может быть достигнута путем напуска в камеру с образцом воздуха на 5—10 мин после каждого цикла.

Обнаружена сильная зависимость радиационной чувствительности ТСЭЭЭ (т. е. минимальной дозы, приводящей к заметному подавлению выхода эмиссии) от предварительного отжига образца в вакууме. Так, для образца, который не подвергался предварительному отжигу в вакууме, для подавления выхода эмиссии в 1.5—2 раза требуется доза $1 \cdot 10^{13}$ частиц/см² и доза $2 \cdot 10^{14}$ частиц/см² для подавления выхода эмиссии на порядок. А для отожженного образца подавление выхода эмиссии в 2—3 раза наблюдается при дозе $(2 \div 6) \cdot 10^{12}$ частиц/см², а на порядок — при дозе $1 \cdot 10^{13}$ частиц/см².

Полное восстановление выхода ТСЭЭЭ после облучения дозами до 2×10^8 Р или до $2 \cdot 10^{14}$ α -частиц/см² может быть осуществлено в результате прогрева образца на воздухе в течение 1—2 ч при температуре $\approx 400^\circ\text{C}$.

Наблюдаемые эмиссионные эффекты могут быть объяснены полевой эмиссией с поверхностных дефектных центров в суммарном поле зарядов спонтанной поляризации и экранирующих их зарядов, отличные от нуля значения которого возникают при стимулированных температурными изменениями перестройках доменной структуры. В пользу связи эмиссии с полярным состоянием образца говорят ориентационная зависимость выхода эмиссии, а также изменение активной в ТСЭЭЭ поверхности кристалла при смене нагрева на охлаждение кристалла.

Доменный механизм изменения макроскопической поляризации подтверждается чувствительностью ТСЭЭЭ к количеству закрепляющих доменные границы радиационных дефектов и кислородных вакансий, возникающих в процессе отжига в вакууме или исчезающих в результате контакта с атмосферой.

Л и т е р а т у р а

- [1] Грибков С. П., Зальцберг В. С., Рисин В. Е., Бокарева Т. В. Деп. в ВИНТИ 17.06.86, № 4445-В.
- [2] Розенман Г. М., Рез И. С., Чепелев Ю. Л. и др. ЖТФ, 1982, т. 52, № 9, с. 1890—1892.

Воронежский государственный
университет им. Ленинского комсомола
Воронеж

Поступило в Редакцию
21 марта 1988 г.

СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ CsI

А. А. Урусовская, В. В. Демченко, Я. А. Струк

Хорошо известно явление сверхпластичности в поликристаллических металлах с ультрамелким зерном [^{1, 2}], которую связывают с развитием деформации преимущественно по границам зерен. Наряду с этим известны работы [³⁻⁶], в которых описана сверхпластичность в крупнозернистых