

©1995 г.

## РЕЛАКСАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ СЕЛЕНИДА ЦИНКА ПРИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ

*Ю.А.Загоруйко, В.К.Комарь, В.П.Мигаль, О.Н.Чугай*

Институт монокристаллов Академии наук Украины,  
310001, Харьков, Украина

(Получена 4 июля 1994 г. Принята к печати 21 сентября 1994 г.)

Исследовано влияние фотовозбуждения на действительную ( $\epsilon'$ ) и мнимую ( $\epsilon''$ ) части комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon^*$  кристаллов ZnSe. Представление зависимостей  $\epsilon'(\lambda)$  и  $\epsilon''(\lambda)$  в виде диаграмм  $\epsilon^*(\lambda)$  на комплексной плоскости позволило исследовать влияние упругого поля, созданного дефектами структуры, на энергетический спектр центров.

Фотоэлектрические свойства выращенных из расплава халькогенидов цинка весьма чувствительны к условиям роста и могут также существенно изменяться при внешних воздействиях. В частности, величина и спектр fotocувствительности кристаллов ZnSe значительно изменяются при дополнительной подсветке области, соответствующей спектру люминесценции [1], или в результате пластической деформации [2]. Однако реализация этих и других возможностей управления свойствами затруднена влиянием на параметры центров прилипания и рекомбинации остаточных механических напряжений и электрических полей, создаваемых дефектами структуры в высокоомных кристаллах — пьезоэлектриках. При фотовозбуждении халькогенидов цинка, содержащих двумерные дефекты структуры, зачастую возникает диэлектрическая релаксация, при которой частотные зависимости действительной ( $\epsilon'$ ) и мнимой ( $\epsilon''$ ) частей комплексной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon^*$ ) характеризуют крупномасштабные флуктуации электрического потенциала [3]. В настоящей работе показано, что представление зависимостей ( $\epsilon'$ ) и ( $\epsilon''$ ) от длины волны света в виде диаграмм на комплексной плоскости позволяет исследовать влияние созданного дефектами структуры упругого поля на энергетический спектр центров, ответственных за fotocувствительность.

Исследовались кристаллы селенида цинка, выращенные из расплава под давлением аргона. На противоположные грани ориентированных образцов, имеющих размеры  $10 \times 9 \times 9 \text{ мм}^3$ , были нанесены омические индий-галлиевые контакты. Диэлектрические параметры  $\epsilon'$  и

$\epsilon''$  образцов измеряли в диапазоне частот  $10^2 \div 10^6$  Гц по емкостной методике. Визуализацию двумерных дефектов структуры осуществляли методами оптической и поляризационной микроскопии. Выявление среди таких дефектов полос скольжения, создающих внутренние электрические поля, производили по методике [4].

Наиболее совершенные в структурном отношении кристаллы ZnSe не содержат двумерных дефектов структуры. Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon'$  этих кристаллов в указанном диапазоне частот находится в пределах  $9.1 \div 9.5$ , согласуясь по величине с известными данными [5]. Коэффициент диэлектрических потерь  $\epsilon''$  не превышает  $10^{-3}$ . Относительное приращение последнего параметра при фотовозбуждении на 1–2 порядка превышает соответствующее изменение  $\epsilon'$ . При этом спектральные зависимости  $\epsilon''$  и фототока подобны друг другу, что, очевидно, обусловлено доминирующим вкладом в диэлектрические потери электропроводности.

Двумерные дефекты структуры (дефекты упаковки, прослойки двойникового и деформационного типов и др.) проявляются в исследованных кристаллах, помещенных между скрещенными линейными поляризаторами, в виде совокупности полос двойного лучепреломления. Локальное значение двойного лучепреломления достигает в отдельных образцах  $3000 \text{ нм/см}$ . Наиболее быстрое изменение этой величины, а также смена ее знака наблюдаются в направлении  $[111]$ , перпендикулярном плоскости двумерных дефектов структуры. Следовательно, такие дефекты порождают в кристаллах неоднородное поле упругих напряжений. Последнее, как оказалось, существенно влияет на диэлектрические свойства ZnSe. Так, измеренная на частоте  $1 \text{ кГц}$   $\epsilon'$  имеет наименьшие значения ( $9.5 \div 11.3$ ) в направлении  $[111]$ , а наибольшие ( $10.4 \div 18.0$ ) — в направлениях  $[\bar{1}12]$  и  $[\bar{1}10]$ , перпендикулярных  $[111]$ . Увеличение при фотовозбуждении диэлектрической проницаемости и коэффициента диэлектрических потерь тоже зависит от кристаллографического направления во всей области fotocувствительности. Однако для направления  $[111]$  эти приращения больше, чем для направлений  $[\bar{1}12]$  и  $[\bar{1}10]$ . Поэтому с повышением интенсивности света анизотропия диэлектрических параметров уменьшается. Отметим, что

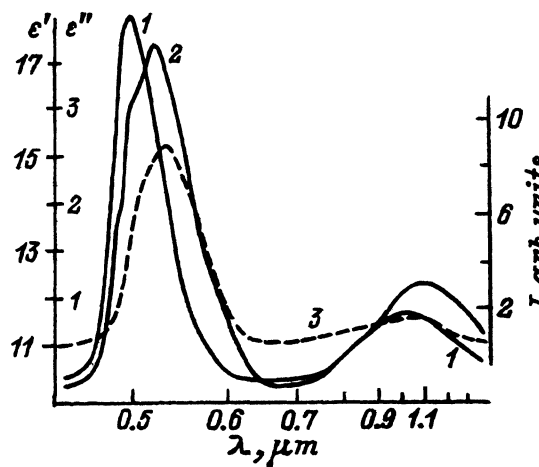


Рис. 1. Спектральные распределения диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  (1), коэффициента диэлектрических потерь  $\epsilon''$  (2) и фототока  $I$  (3).  $E \parallel [111]$ ,  $f = 1 \text{ кГц}$ ,  $T = 290 \text{ К}$ .

спектральные распределения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  не только заметно отличаются от спектра стационарного фототока, но и различаются между собой (ср. кривые 1-3 на рис. 1). Указанные различия возрастают при действии на образец одноосного сжатия ( $\sigma = 10^6$  Н/м<sup>2</sup>). Все это свидетельствует, на наш взгляд, о существенном влиянии остаточных механических напряжений, созданных двумерными дефектами структуры, на энергетическое положение уровней и другие параметры центров, ответственных за фотоотклик в переменном электрическом поле.

При фотовозбуждении кристаллов ZnSe с двумерными дефектами структуры в частотных зависимостях  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  наблюдается область дисперсии релаксационного типа. Как показал анализ этих зависимостей в комплексной плоскости (с помощью диаграмм Коул-Коула), область дисперсии характеризуется непрерывным распределением релаксаторов по частотам. Глубина дисперсии  $(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)/\epsilon_0$  и наиболее вероятное время релаксации  $\tau_0$  зависят от ориентации электрического поля относительно направления [111] и, естественно, от условий фотовозбуждения. В частности, с увеличением интенсивности света независимо от ориентации измерительного поля глубина дисперсии возрастает, а наиболее вероятное время релаксации уменьшается. Подчеркнем увеличивающееся с интенсивностью света различие параметров  $(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)/\epsilon_0$  и  $\tau_0$  для областей дисперсии, соответствующих максимумам фоточувствительности  $\lambda_{m1} = 0.49$  мкм и  $\lambda_{m2} = 1.0$  мкм. Такое поведение диэлектрических параметров свидетельствует о значительном влиянии длины волны фотовозбуждения на распределение релаксаторов по частотам и соответственно на крупномасштабные флуктуации электрического потенциала.

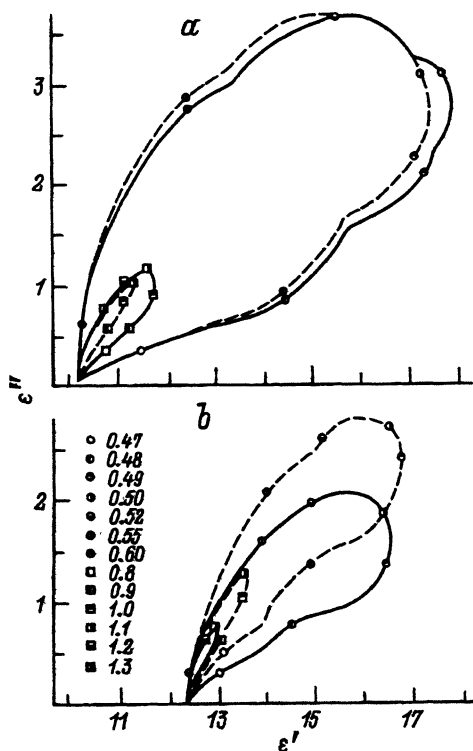


Рис. 2. Диаграммы  $\epsilon^*(\lambda)$  для селенида цинка. *a* —  $E \parallel [111]$ , в отсутствие сжатия (сплошная линия) и при действии сжатия  $\sigma = 10^6$  Н/см<sup>2</sup> (штриховая); *b* —  $E \parallel [112]$ , в отсутствие подсветки (сплошная линия) и при дополнительной подсветке (штриховая). Указаны длины волн  $\lambda$  [мкм] фотовозбуждения, соответствующие экспериментальным точкам.

Характеризуя влияние спектрального состава фотовозбуждения на диэлектрический отклик, укажем также на то, что комплексная диэлектрическая проницаемость является однозначной функцией длины волны света. Это видно из рис. 2, на котором зависимости  $\epsilon'(\lambda)$  и  $\epsilon''(\lambda)$  представлены в виде диаграмм на комплексной плоскости. Существенной особенностью указанных диаграмм является наличие в них дугообразных участков, которые характерны для большинства образцов, содержащих двумерные дефекты структуры. Количество дугообразных участков в пределах отдельных полос фоточувствительности является индивидуальной характеристикой образца, благодаря чему заметные различия диаграмм  $\epsilon^*(\lambda)$  обнаруживаются даже у образцов, изготовленных из одной части кристаллического слитка и обладающих практически одинаковыми спектральными распределениями фототока. Отметим также выразительное проявление в этих диаграммах анизотропии спектров  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  (см. сплошные кривые на рис. 2).

Описанные диаграммы обладают внешним сходством с диаграммами Арганда, которые применяются в оптической спектроскопии для выделения парциальных вкладов отдельных переходов с близкими параметрами [6]. Следуя этой аналогии, а также учитывая отмечавшиеся выше особенности диэлектрической релаксации при фотовозбуждении, можно предположить, что диаграммы  $\epsilon^*(\lambda)$  определяются различными группами релаксаторов. При фиксированной частоте электрического поля «проявление» релаксаторов отдельной группы может обуславливаться: экранировкой внутреннего электрического поля неравновесными носителями, сопровождающейся самосогласованным (вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта) изменением упругого поля; непосредственным взаимодействием или изменением зарядового состояния различных центров. В этой связи следовало ожидать, что при определенных внешних воздействиях, оказывающих влияние на электрическую и упругую подсистемы кристалла, произойдет изменение вида диаграммы  $\epsilon^*(\lambda)$ . Действительно, для кристаллов, содержащих полосы скольжения, при повышении интенсивности фотовозбуждения характерно уменьшение количества дугообразных участков рассматриваемой диаграммы, что может объясняться экранировкой внутреннего электрического поля. Вместе с тем иные изменения вида диаграммы  $\epsilon^*(\lambda)$  обуславливает дополнительная монохроматическая подсветка в области, соответствующей спектру люминесценции ( $\lambda = 0.63 \mu\text{м}$ ) (рис. 2, *b*). Это, вероятно, связано с преобладающим влиянием перезарядки центров. Влияние на диаграмму  $\epsilon^*(\lambda)$  сжатия в направлении [111] показано на рис. 2, *a*. Как видим, изменение  $\epsilon^*$  наблюдается главным образом в области  $\lambda > 0.7 \mu\text{м}$ . Заметим, что именно в этой области обнаружены наибольшие изменения спектра фототока после пластической деформации [2].

Таким образом, созданные двумерными дефектами структуры остаточные напряжения оказывают существенное влияние на энергетическое положение уровней и другие параметры центров, ответственных за фотоотклик в переменном электрическом поле. Это влияние наиболее выразительно проявляется на зависимостях  $\epsilon'(\lambda)$  и  $\epsilon''(\lambda)$ , представленных на комплексной плоскости.

- [1] I.G. Gavrikova, V.P. Migal, A.L. Rvachev. Phys. St. Sol. (a), **37**, K21 (1976).  
 [2] Л.Г. Кириченко, В.Ф. Петренко. ФТТ, **22**, 1590 (1980).  
 [3] В.П. Мигаль, А.Л. Рвачев, О.Н. Чугай. ФТП, **19**, 1517 (1985).  
 [4] С.П. Чумакова, Н.А. Тихомирова, А.В. Гинзберг, Е.К. Лисецкая, В.К. Комарь. Письма ЖТФ, **13**, 1379 (1987).  
 [5] Y.X. Liu, T.C. McGill. Cryst. Growth, **117**, 742 (1992).  
 [6] В.В. Соболев. В кн.: *Собственные энергетические уровни твердых тел группы A<sup>IV</sup>* (Кишинев, Штиинца, 1978).

Редактор Л.В. Шаронова

## Relaxational polarization in ZnSe crystals under photoexcitation

*Yu.A.Zagoruiko, V.K.Komar', V.P.Migal, O.N.Chugy*

Institute of Single crystals, Ukrainian Academy of Sciences, 310001 Kharkov, the Ukraine

The effect of photoexcitation on the real ( $\epsilon'$ ) and imaginary ( $\epsilon''$ ) parts of the complex dielectric constant  $\epsilon^*$  of ZnSe crystals was studied. Representation of  $\epsilon'(\lambda)$  and  $\epsilon''(\lambda)$  functions on the complex plane as  $\epsilon^*(\lambda)$  diagrams makes it possible to investigate the influence of the elastic field created by structural defects on the energy spectrum of centres.

---