

К Р А Т К И Е С О О Б Щ Е Н И Я

УДК 535.372+405:539.12.04

© 1993

ОРИЕНТАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ
В ОКСИДЕ БЕРИЛЛИЯ
РЕНТГЕНОВСКИМ СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В.Ю.Иванов, В.А.Пустоваров, С.В.Кудяков, И.Н.Анцыгин, А.В.Кружалов

Эффект целенаправленной ориентации центров окраски в щелочно-галоидных кристаллах (ШГК) поляризованным светом хорошо известен и предлагался к использованию в системах оптической записи информации [1]. Определенные трудности в практической реализации этого эффекта в ШГК связаны в основном с временной неустойчивостью центров окраски. Более низким федингом некоторых центров окраски обладают радиационно-стойкие широкощелевые оксиды, в которых реализация вышеупомянутого эффекта сопряжена с принципиальными трудностями.

Учитывая параметры зон оксидных кристаллов, для ориентации центров окраски при заселении светом необходимо использовать труднодоступные источники поляризованного излучения с $E > 5 \div 10$ эВ. Уникальную возможность в этом плане предоставляет универсальный источник излучения с широким спектром поляризованного света — синхротронный накопитель.

Нами с использованием синхротронного излучения (СИ) рентгеновского диапазона ($E = 3 \div 62$ кэВ, поток $1 \div 6 \cdot 10^{16}$ фотонов/с·м²) накопителя ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) впервые получено целенаправленное заселение определенных конфигураций оптических центров в гексагональном оксиде бериллия ($E_g = 10.63$ эВ).

Основу кристаллической структуры ВеО образуют катионные (анионные) тетраэдры, искаженные вдоль оптической оси *C*. Это структурное искажение обуславливает существование, как правило, двух конфигураций центров свечения и захвата в ВеО. Для дырочных центров различают «базовую» (дырка локализована на орбиталях одного из неосевых кислородов тетраэдра или совершает туннелирование между тремя эквивалентными позициями) и «аксиальную» (дырка локализована на аксиальном кислороде) конфигурации. Так, в спектре ЭПР *X*-диапазона V-центра, представляющего собой катионную вакансию, возмущенную ионом V^{3+} в соседней катионной позиции, сигналы, соответствующие «аксиальной» и «базовой» конфигурациям центра, хорошо разрешены при 300 К (рис. 1 [2]).

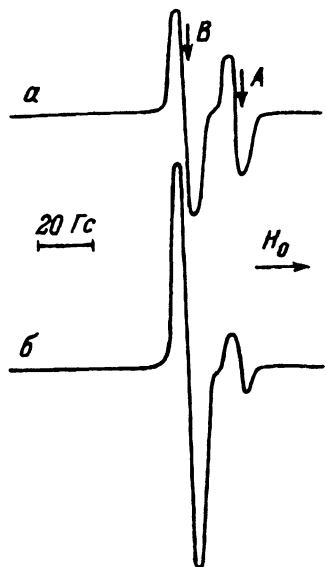


Рис. 1. ЭПР сигнал V_B -центра в оксиде бериллия после облучения неполяризованным рентгеновским (а) и синхротронным (б) излучением.

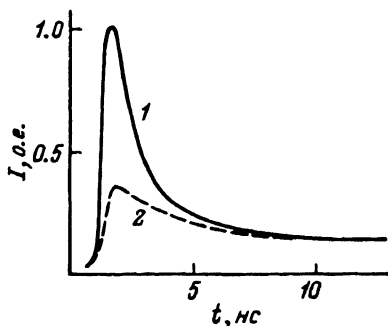


Рис. 2. Кинетика затухания люминесценции ориентированных кристаллов BeO после возбуждения импульсами синхротронного излучения ($T = 300$ К, $\lambda = 350$ нм).

1 — $E_{возб} \parallel C$, 2 — $E_{возб} \perp C$.

В настоящее время считается, что рентгеновское излучение не создает новых радиационных повреждений в BeO , а лишь заселяет уже существующие энергетические уровни дефектов. При облучении неполяризованным рентгеновским излучением «базовая» и «аксиальная» конфигурации V -центра заселяются, как следует из спектров ЭПР, с близкой вероятностью (рис. 1).

Анизотропия гексагональной структуры, как уже было отмечено, приводит и к анизотропии центров свечения. При 300 К доминирующим в BeO при фото-, катодо- и рентгеновском возбуждении является собственное свечение УФ-диапазона с максимумом 4.9 эВ. Ранее нами была предложена модель центра этого свечения на основе автолокализованного экситона с дырочным ядром в виде полярона малого радиуса (типа O^- -иона) «базовой» конфигурации [3].

Спектрально-кинетические измерения с использованием техники оптической спектроскопии с субнаносекундным временным разрешением [4] показывают, что при возбуждении кристалла BeO поляризованным СИ с направлением вектора $E_{возб}$, совпадающим по направлению с оптической осью C кристалла ($E_{возб} \parallel C$), в кинетике свечения наблюдается короткий экспоненциальный компонент затухания с $\tau = 2.0$ нс. Существен тот факт, что при ориентации образца $E_{возб} \perp C$ он практически отсутствует (рис. 2).

Спектр короткого компонента представляет собой широкую полосу, максимум которой несколько смещен в длинноволновую область относительно максимума спектра стационарной рентгенолюминесценции. Учитывая этот экспериментальный результат и основываясь на предложен-

ной модели центра свечения, можно полагать, что наблюдается избирательное возбуждение «базовой» конфигурации короткоживущего дырочного центра. Вероятно, быстрое свечение возникает после релаксации и автолокализации экситонов и отражает радиационное время жизни последних в «базовой» конфигурации. Если это так, то возможно ожидать преимущественного возбуждения поляризованным СИ одной из конфигураций и стабильного дырочного V_v -центра. Действительно, в измеренных нами спектрах ЭПР кристаллов BeO , облученных поляризованным СИ в геометрии $E_{\text{возб}} \parallel \hat{C}$, наблюдается преимущественное заселение именно «базовой» конфигурации V_v -центра (рис. 1).

В настоящее время мы не располагаем достаточной экспериментальной информацией для расширенного обсуждения наблюдаемого эффекта. Отметим, однако, что в кубических ШГК существование поляризованного свечения автолокализованных экситонов при возбуждении светом из области около- или надкраевого поглощения, вызывающего акт рождения лишь единичных экситонов или электронно-дырочных пар, приходящихся на один фотон, обязано процессу крайне быстрой автолокализации дырки (или дырочного компонента экситона) с разменом энергии лишь на фононах, что позволяет сохранить симметрию возбуждения при релаксации.

В нашем же случае, поскольку каждый квант рентгеновского излучения возбуждает глубоколежащие электронные оболочки, после значительного количества актов «размена» энергии в кристалле это должно приводить к созданию большого числа вторичных носителей заряда, которые могут заселить существующие в кристалле электронные (дырочные) уровни захвата [5]. Но при этом трудно ожидать сохранения определенной симметрии возбуждений.

Однако для низкосимметричных оксидов характерным является факт расщепления потолка верхней валентной зоны с выделением узких подзон, отличающихся малой дисперсией и большими значениями эффективных масс дырок [6]. Поэтому в качестве одного из возможных объяснений наблюдаемого эффекта мы предполагаем переход глубокой остоновой дырки в верхнюю валентную зону (в результате, например, Оже-процесса) и дальнейшую быструю релаксацию малоподвижной дырки с возникновением автолокализованного экситона либо захват такой дырки на уровень дефекта (V_v -центр) с сохранением симметрии возбуждения.

Список литературы

- [1] Шварц К.К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. Рига: Зинатне, 1986. 232 с.
- [2] Herve A., Maffeo V. // J. Physique. 1970. V. 31. N 7. P. 673-679.
- [3] Иванов В.Ю., Горбунов С.В., Яковлев В.Ю. и др. // Тез. докл. VIII Всес. конф. по физике вакуумного ультрафиолета и его взаимодействию с веществом. ВУФ-89. Иркутск, 1989. С. 14-15.
- [4] Пустоваров В.А., Бетенекова Т.А., Зинин Э.И. и др. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 3. С. 987-989.
- [5] Эланго М.А. Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 152 с.
- [6] Кузнецов А.И., Куусманн И.Л. // Изв. АН СССР. 1985. Т. 49. № 10. С. 2026-2031.

Уральский государственный
технический университет
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
31 марта 1993 г.