

04; 05; 12

© 1991

АНИЗОТРОПИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ АТОМОВ
И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В КРИСТАЛЛАХ BeO

А.М. З а й ц е в, В.В. З у б р и ц к и й

Исследование природы ярко выраженной анизотропии неполного электрического пробоя диэлектрических кристаллов и ее сильной температурной зависимости [1, 2] осложняется сопутствующим разрушением образцов. В прямозонных полупроводниках разрушений вдоль каналов стримеров не наблюдается, что позволяет их использовать в качестве модельных. Однако при этом правомерен вопрос об уровне идентичности механизмов в полупроводниках и диэлектриках.

Относительно причин, обуславливающих температурную зависимость порогов возбуждения стримерных разрядов различной ориентации в полупроводниках типа A^2B^6 , только в последнее время получены достоверные результаты – установлена определяющая роль анизотропии тепловых колебаний атомных подрешеток [3, 4]. Для диэлектрических кристаллов такие данные отсутствуют.

С другой стороны, в [5, 6] получены сведения по динамике подрешеток в интервале 10–720 К самого широкозонного ($E_g \approx 10.6 \text{ эВ}$) из оксидов щелочно-земельных металлов – BeO . Данные об изучении стримерных разрядов в этом перспективном [7, 8] материале в литературе отсутствуют.

В настоящей работе выполнены первые исследования ориентированных электрических разрядов, обусловленности их порогов возбуждения анизотропией тепловых колебаний подрешеток в кристаллах BeO и предсказаны зеркальная несимметричность относительно плоскости базиса распределения среднеквадратичных динамических смещений (СДС) атомов в гексагональных кристаллах и анизотропия тепловых колебаний ионов в кубических диэлектриках.

Исследуемые образцы BeO специально не легировались. Разряды возбуждались высоковольтными импульсами напряжения по методике [4]. Данные по динамике подрешеток получены рентгенографическим способом на керамических образцах, отожженных при 1300°C [5, 6].

Согласно [3, 4], температурная зависимость порогов (вероятностей (P)) возбуждения стримерных разрядов различной ориентации определяется изменением степеней анизотропии ($N(T)_{A,B}$) СДС подрешетки ионов металла (А) относительно подрешетки ионов неметалла (В):

$$N(T)_{A,B} = \left((\overline{u^2}(T)_{B'})^{1/2} \cdot (\overline{u^2}(T)_{B''})^{-1/2} \right)_{A,B},$$

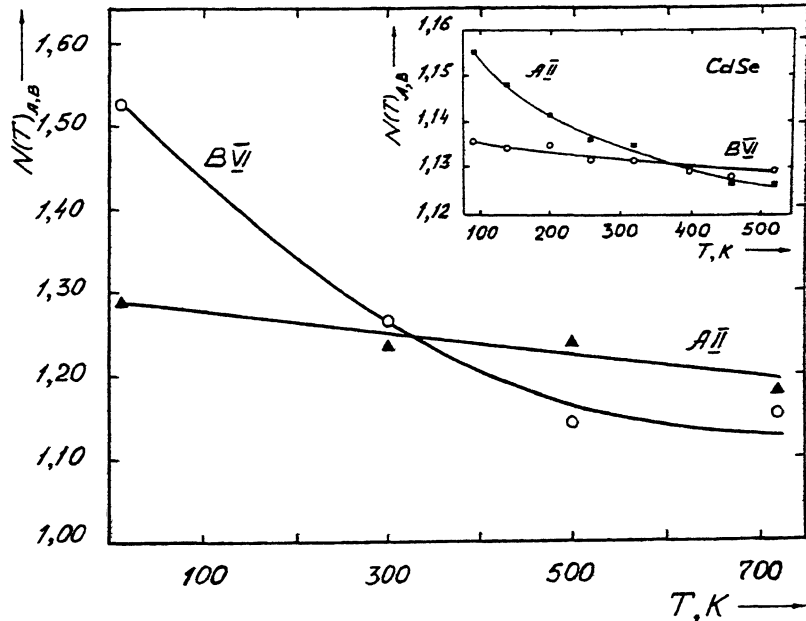


Рис. 1. Температурные зависимости степеней анизотропии СДС Ве (AII) и О (BV1) в гексагональном ВеО. На вставке - то же для гексагонального селенида кадмия: (AII)-Cd, (BV1)-Se.

где направления $\vec{e}(\theta')$ и $\vec{e}(\theta'')$ должны совпадать или быть близкими к направлениям греков разрядов. Например, в гексагональных селениде и сульфиде кадмия стримеры образуют с осью \vec{c} углы θ_1 (θ_3) = 40-48°, (131-138°) и $\theta_2 = 85^\circ$ (96°) (см. также [9]). При этом для пороговых значений напряжения в области низких температур, где $N(T)_A > N(T)_B$, имеет место $P(\vec{e}(\theta_1, (\theta_3))) > P(\vec{e}(\theta_2))$, в то время как в области высоких - $N(T)_B > N(T)_A$ и, соответственно, $P(\vec{e}(\theta_2)) > P(\vec{e}(\theta_1, (\theta_3)))$.

Поэтому, учитывая подобие структуры ВеО и CdS , $CdSe$, в таблице представлены СДС ионов Ве и О, выбранные в направлении, наиболее близком к среднему значению $\theta_{1(3)} - \theta' = 43.14^\circ$ к оси \vec{c} , и ему соответствующем $\theta'' = 90^\circ$ к оси \vec{c} .

Зависимости степеней анизотропии СДС для бериллия и кислорода в интервале 10-720 К представлены на рис. 1. Видно, что в области низких температур $N(T)_O$ преобладает над аналогичной характеристикой для ионов бериллия. В диапазоне 310-340 К они примерно равны. С дальнейшим повышением температуры реализуется соотношение $N(T)_{Be} > N(T)_O$.

Такая закономерность прямо противоположна наблюдаемым в специально не легированных CdS и $CdSe$ (см. вставку на рис. 1) и означает, что в кристаллах ВеО в области низких температур следует ожидать преобладания $\vec{e}(\theta_2)$ -разрядов. По мере же повышения

Среднеквадратичные динамические смещения атомных подрешеток BeO [6] (при относительной погрешности измерений интенсивностей брэгговских рефлексов около 3 % [5])

T, K	$\bar{u}^2 \text{Be} < 43^\circ \bar{c}, 10^{-4} \text{ нм}^2$	$\bar{u}^2 \text{Be} \perp \bar{c}, 10^{-4} \text{ нм}^2$	$\bar{u}_0^2 < 43^\circ, \bar{c}, 10^{-4} \text{ нм}^2$	$\bar{u}_0^2 \perp \bar{c}, 10^{-4} \text{ нм}^2$
10	39.44	23.71	36.68	15.70
300	67.56	44.10	69.60	43.46
500	114.39	74.34	111.17	85.40
720	167.20	119.74	163.49	123.08

температуры, наряду с ними должны возбуждаться и $\bar{e}(\theta_{1(z)})$ -разряды, которые в *CdS* и *CdSe* „гасятся“.

В результате экспериментальной проверки данного вывода установлено, что со стороны плоскости (0001) картина разрядов имеет вид шестилучевой звезды с направлениями треков вдоль $\langle 1\bar{2}10 \rangle$, как и в гексагональных полупроводниках. На рис. 2, а представлена фотография ближнего поля разрядов со стороны плоскости (10 $\bar{1}0$). Видно, что при температуре жидкого азота в условиях нашего эксперимента реализуются только разряды в направлениях $\bar{e}(\theta_2)$. Разрядов $\bar{e}(\theta_{1(z)})$ не зарегистрировано. На рис. 2, б представлена фотография разрядов, полученная в тех же условиях, но при положительной полярности возбуждающих импульсов.

Кристаллы со структурой вюрцита обладают кристаллографической полярностью, и, как установлено в [9, 10], ее индикаторами являются стримерные разряды – их локализация относительно оси \bar{c} (либо плоскости А, либо В) в зависимости от знака импульсов напряжения.

В качестве независимого способа определения направления полярной оси в BeO нами использовано установленное в [11] соответствие между кристаллографической полярностью и естественной границей кристалла.

Из сравнения рис. 2, а и б следует, что при смене полярности импульсов треки меняют направления распространения с $\bar{e}(\theta_2 = 86-87^\circ)$ на $\bar{e}(\theta_2 = 91-92^\circ)$, что подобно изменению локализации $\bar{e}(\theta_2)$ -стримеров в полупроводниках [9] (отсчет углов по оси \bar{c} , направленной от атомов неметалла к атомам металла).

Эти факты, а также наличие рекомбинационного свечения в области регистрации ($\lambda > 380 \text{ нм}$) – при отсутствии полос возбуждения в диапазоне прозрачности кристаллов, – свидетельствуют о возбуждении в приповерхностном слое BeO стримерных разрядов в полном соответствии, предопределяемом зависимостями $N(T)_{A,B}$.

С повышением температуры до комнатной интенсивность свечения оксида бериллия заметно падает, что не позволило надежно

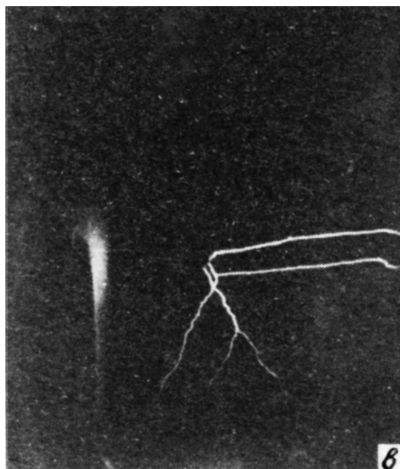
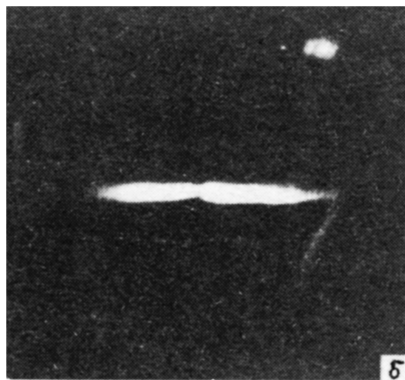


Рис. 2. Ближнее поле стримерных разрядов, возникающих в приповерхностной области $(10\bar{1}0)$ BeO, для отрицательной (а) и положительной (б) полярности импульсов напряжения при температуре жидкого азота и разряды, скользящие по грани $(10\bar{1}0)$ BeO, погруженного в этилацетат с примесями, при $T=295$ К (в).

зарегистрировать ближнее поле разрядов вблизи порога возбуждения.

Однако в случае использования в качестве диэлектрической среды, например, этилацетата с примесями на гранях кристалла, можно реализовать поверхностный искровой пробой типа фигур Лихтенберга, но с выраженной кристаллографической ориентацией: на гранях (0001) преимущественно в направлениях $\langle 1\bar{2}10 \rangle$, на гранях (1010) — $\bar{e}(\theta_2)$, но также и $\bar{e}(\theta_3)$. Реализация направлений $\bar{e}(\theta_2)$ либо $\bar{e}(\theta_2)$ и $\bar{e}(\theta_3)$ зависит от превышения уровня напряжения над пороговым аналогично тому, как это имеет место для стримеров в CdS [4, 9]. На рис. 2, в представлена фотография скользящего по поверхности BeO разряда для $V = 1.3V_n$, когда реализуются пути разрядов в направлениях $\bar{e}(\theta_2)$ и $\bar{e}(\theta_3)$.

Обнаруженные общность между анизотропией ориентированного скользящего искрового пробоя в BeO и стримерных разрядов в кристаллах, обусловленность их порогов возбуждения степенью анизотропии СДС подрешеток указывают на то, что ориентация направленного электрического пробоя в диэлектриках и стримерных разрядов в полупроводниках на уровне анизотропии СДС ионов имеет общую природу.

Это позволяет объяснить хорошо заметное различие порогов (вероятностей) возбуждения разрядов, распространяющихся в направлениях $\bar{e}(\theta_1)$ и $\bar{e}(\theta_3)$, наблюдаемое как в настоящей работе, так и, например, в CdS , нелегированном при $T \approx 470$ К или содержащем примеси при $T \approx 300$ К [4, 9]. Оно обусловлено анизотропией СДС атомов в считающихся в литературе эквивалентными направлениях $\theta' = 45^\circ (\approx \theta_1)$ и $\theta' = 135^\circ (\approx \theta_3)$, что в зависимости от температуры, концентрации и вида примесей, величины электрического поля приводит к реализации $N(\theta_1/\theta_2)_A \neq N(\theta_3/\theta_2)_A$.

Представляется целесообразным также пересмотреть и утверждение (например, [6]) об изотропности СДС атомов в плоскости базиса.

С учетом же температурной зависимости стримерного пробоя в ШГК [1, 2] приходим к выводу о наличии анизотропии СДС отдельных подрешеток в кубических $NaCl$, KBr и других ШГК.

Авторы признательны участникам научного семинара ЛОП за проявленный интерес к результатам работы, А.В. Денисенко за катодолюминесцентный контроль образцов, Н.С. Орловой за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Вальтер А.Ф., Инге Л.Д. // ЖТФ. 1931. Т. 31. В. 5. С. 389-401.
- [2] Davison J.W. // Phys. Rev. 1948. V. 73. N 10. P. 1194-1201.

- [3] Зубрицкий В.В. Тез. докл. X Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Минск, 1985. Ч. 2. С. 146-147.
- [4] Zubritskii V.V., Purlys R.P. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 91. N 1. P.91-102; Proc. Fourth Intern. Conf. on II-VI Compounds. Berlin (West), 1989. P. Тг-Р-34; Препринт ИФ АН БССР, № 527. Минск, 1988. 41 с.
- [5] Сирота Н.Н., Кузьмина А.М., Орлова Н.С. // ДАН БССР. 1988. Т. 32. № 3. С. 212-215.
- [6] Сирота Н.Н., Кузьмина А.М. // ДАН СССР. 1990. Т. 314. № 5. С. 1125-1129.
- [7] Riley W.C., McSlelland J.D. // Space Aeronautics. 1962. V. 37. N 5. P. 74-77.
- [8] Беляев Р.А. Окись бериллия. М.: Атомиздат, 1980. 224 с.
- [9] Грибковский В.П., Зубрицкий В.В. // ДАН БССР. 1986. Т. 30. № 4. С. 304-307; 1984. Т. 28. № 9. С. 796-799.
- [10] А.С. № 1045785 СССР // Открытия. Изобретения. 1985. № 30. С. 248.
- [11] Austerman S.B., Berlinscourt D.A., Krueger H.H.A. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 2. P. 339-341.

Институт физики
им. Б.И. Степанова
АН Беларуси,
Минск

Поступило в Редакцию
17 ноября 1991 г.