

мися ранее, введено понятие эффективного тангенса угла потерь в активных резонаторах ИЛ, приводится краткое качественное обсуждение всех полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Логгинов А. С., Ржанов А. Г., Еленский В. Г. // Зарубежная радиоэлектроника. 1986. № 8. С. 49. [2] Vuus J. // IEEE J. of Quant. Electron. 1982. QE-18, N 7. P. 1083. [3] Vuus J. // Ibid. 1983. QE-19, N 6. P. 953. [4] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М., 1981. Т. 1.

Поступила в редакцию
05.08.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.372.325

ХАРАКТЕРИСТИКА ДЕФЕКТОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ В РАСТРОВОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ, В МОНОКРИСТАЛЛАХ BaY_2F_8 , ПРИМЕНЯЕМЫХ В ВУФ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

К. М. Девяткова, О. Н. Иванова, В. В. Михайлин, Т. В. Уварова, С. П. Чернов
(кафедра теоретической физики; кафедра квантовой радиофизики)

Методом растровой электронной микроскопии исследовалась структура монокристаллов BaY_2F_8 . Полученные результаты свидетельствуют о существенном вкладе структурного фактора в оптические спектры монокристаллов.

Влияние структурных несовершенств на оптические свойства монокристаллов в ультрафиолетовом (УФ) и вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазонах исследования в первую очередь связано с дефектами, имеющими полосы поглощения при $\lambda \gg \lambda_{кг}$, где $\lambda_{кг}$ — коротковолновая граница. Как правило, при интерпретации спектров часто встает вопрос об оценке вклада структурных дефектов в механизм электронных переходов; при этом при учете данного фактора ограничиваются понятиями изоморфизма и степенью чистоты исходных материалов. В связи с особыми требованиями к структурному совершенству монокристаллов для УФ и ВУФ диапазонов применения нами была поставлена работа по более тщательному изучению природы дефектности в этих структурах и ее влияния на оптические свойства.

Для этих целей использовались методы металлографии, а также метод растровой электронной микроскопии (РЭМ), позволивший идентифицировать структурные неоднородности размером от 200 Å.

Исследования проведены на монокристаллах BaY_2F_8 , которые представляют собой широкозонные полупроводники класса BaR_2F_8 , где R = Ho, Er, Tm, Yb, Y. Данная матрица позволяет осуществить неограниченное изоморфное замещение ионов редких земель (R^{3+}) правой иттербиевой подгруппы (Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+}), а также введение малых количеств ионов цериевой подгруппы ряда (Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+}). Образцы выращивались во фторирующей атмосфере по методу Стокбаргера—Бриджмена.

Ранее нами были выполнены работы [1—3] по исследованию спектров указанных монокристаллов в УФ и ВУФ диапазонах частот.

Данная работа позволила выявить специфику структурных неоднородностей, существенно влияющих на характер спектров.

Наблюдаемые нами структурные области мы классифицировали, учитывая их размеры.

Структурные неоднородности размерами до 1 мкм. Поверхность базисной плоскости исследуемых монокристаллов имеет при разрешении в РЭМ 200 Å участки с однородным волнистым рельефом и области повышенной шероховатости с дефектами структуры, состоящими из отдельных впадин—выступов размером от 200 до 500 Å, которые объединяются в холмики роста от 5000 Å до 1 мкм. Такие дефекты являются также звеньями регулярных структурных группировок. При увеличении $\times 50000$ мы наблюдали структуру дендритов, имеющих иглообразный и зубчатый характер и сохраняющих параллельность кристаллографическим плоскостям (рис. 1), а также макроступени

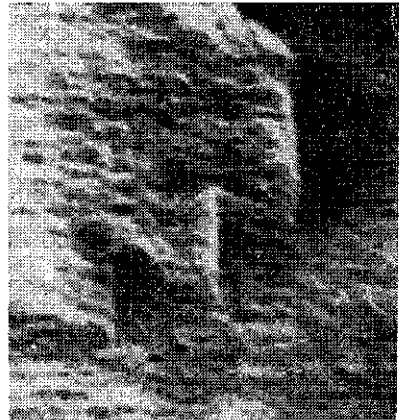


Рис. 1. Элемент дендритной структуры в монокристалле BaY_2F_8 . Увеличение $\times 50000$. (Здесь и на рис. 2, 3 уменьшение при репродуцировании 2/3.)

(рис. 2, а), отражающие динамику роста. Интенсивность (высота и пологость) и плотность (частота) выступов, составляющих макроступень, различна; ширина ступеней варьируется от сотен ангстрем до одного микрона. Одиночные ступени в изучаемых структурах не наблюдались. Это были либо сдвоенные макроступени, либо эшелоны параллельных макроступеней, нарушающиеся в отдельных случаях образованием макроступеней по типу микродвойников, отходящих от основного направления под углом 70° (рис. 2, б). Имеющиеся теоретические представления [4] позволяют достаточно надежно идентифицировать данные ансамбли как выходящие по плоскостям скольжения дислокации, по которым происходит выделение примеси.

Ансамбли структур размерами до 10 мкм. Кроме областей линейного выстраивания дислокаций в изучаемых структурах наблюдались участки ячеистой кристаллизации. Ячеистые структуры формировались в конечных областях монокристаллов и, по-видимому, были связаны с оттеснением активирующей примеси. На участках повышенной шероховатости обнаруживались вичинальные холмики роста размером в несколько микрон, плотно прилегающие друг к другу, а также дислокационные сетки, ячейки которых имели размеры порядка 1—2 мкм. Наряду со структурными ансамблями, отражающими дислокационный механизм роста, на зеркально гладких поверхностях скола наблюдались формирования, имеющие очертания почти правильных окружно-

стей диаметром ~ 10 мкм и высотой ~ 1 мкм, которые можно отнести к проявлению механизма нормального роста.

Фигуры роста размерами больше 10 мкм. Наблюдающиеся картины роста, имеющие размеры в десятки микрон, по нашим представлениям, являются результатом взаимодействия нескольких фронтов кристаллизации. На рис. 3 приведена характерная картина кристаллизующейся поверхности при увеличении $\times 150$ (а) и $\times 1000$ (б).

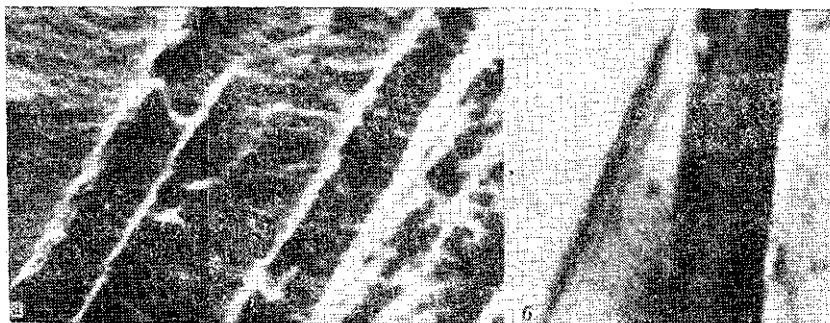


Рис. 2. Структура монокристалла BaY_2F_8 с примесью 10 ат. % Yb . Увеличение $\times 20000$. Съемка в режиме y -модуляции (а) и черно-белого контраста (б)

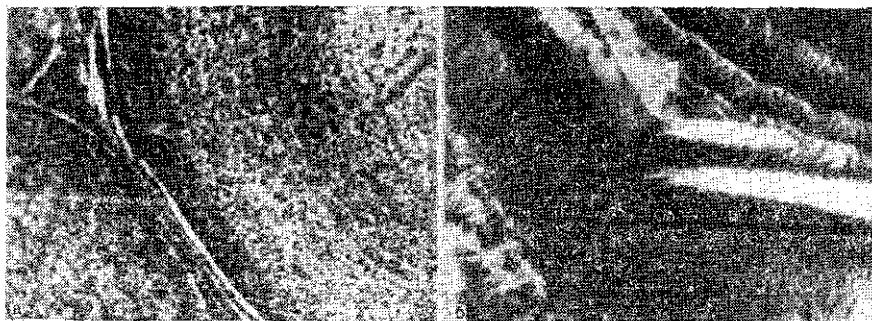


Рис. 3. Специфическая картина кристаллизации BaY_2F_8 с примесью 10 ат. % Er при увеличении $\times 150$ (а) и $\times 1000$ (б)

На рис. 3, а хорошо видна общая картина взаимодействующих фронтов, исходящих из центров, которые, по-видимому, следует отнести к местам выхода винтовых дислокаций. Структура поверхности изменяется по радиусу в виде концентрических слоев с изменением плотности кристаллизующейся поверхности с шагом примерно в 10 мкм одинаковой интенсивности.

Встреча двух или большего числа таких фронтов приводит к формированию участка взаимодействия (рис. 3, б) и отражает сильные структурные напряжения, которые компенсируются возникновением краевых дислокаций разного знака. Структура слоев (см. рис. 3, б) имеет принципиальные отличия от макроступеней, показанных на рис. 2 и связанных с механизмом перераспределения вещества в процессе роста, в то время как слои, образующиеся при встрече фронтов кристаллизации, отражают сдвиговые явления в решетке кристалла.

Природа активирующей примеси. Для структуры всех исследуемых в данной работе монокристаллов характерно образование микродвойников в виде параллельных макроступеней, плотность и интенсивность которых увеличиваются с возрастанием концентрации активирующей примеси.

Характер полосчатости ярко проявляется при введении ионов иттербия. С увеличением концентрации Yb^{3+} резко увеличивается выделение иттербия по дислокациям в плоскостях скольжения. На рис. 2 показан участок макроступени в случае образца, содержащего 10 ат. % Yb^{3+} . Эшелоны таких ступеней имеют разнообразную микроструктуру, связанную с перемещением дислокаций. Наблюдаемые образования являются рассеивающими центрами, количество которых увеличивается с увеличением концентрации Yb^{3+} , что и определяет спектры поглощения. Как было показано в работе [3], нижний переход иона Yb приходится на $70,7 \text{ тыс. см}^{-1}$ и характеризуется сложной формой спектра, когда набор интенсивных пиков объединен общим широким пьедесталом. Из-за большой величины края собственного поглощения (КСП) самой матрицы более коротковолновые полосы определить не удалось.

При введении эрбия и гольмия, также изоморфно входящих в BaY_2F_8 , наблюдается иной характер нарушений сплошности структуры. Характерный участок представлен на рис. 3 для концентрации Er^{3+} 10 ат. %. При меньших концентрациях данных ионов (до 1 ат. %) общее количество дислокаций резко падает, а участки встречи фронтов имеют пологий характер; таким образом, количество рассеивающих центров для малых концентраций Er^{3+} и Ho^{3+} незначительно, что и проявляется в наблюдаемых спектрах поглощения ионов Er^{3+} , Ho^{3+} и Tm^{3+} в BaY_2F_8 , которые характеризуются резким возрастанием вблизи КСП и возникновением с увеличением концентрации примеси еще одной полосы поглощения со стороны длинных волн [3].

В отличие от ионов иттербиевой ионы цериевой подгруппы входят в кристаллическую матрицу BaY_2F_8 неизоморфно, и, таким образом, характер спектров, а также возрастание поглощения в более коротковолновой области для данных монокристаллов однозначно связываются с неизоморфизмом [5]. Для структуры монокристаллов, активированных ионами подгруппы церия, характерна полосчатость, развернутая под углом в 70° к плоскости скольжения дислокаций (см. рис. 2, б). Наблюдается также размытость макроступеней вследствие их встречи с одиночными дефектами, которые можно рассматривать как стопор при движении дислокаций. Часто образование наклонных макроступеней в присутствии ионов Pr^{3+} и Ce^{3+} сопровождается возникновением на них микропор, зарастание которых происходит дендритным образом (см. рис. 1).

Размытость макроступеней выравнивает общую структуру. Наблюдающиеся хаотические дефекты, а также микропоры с дендритными образованиями приводят к общему повышению степени неоднородности. При этом появление отдельных полос поглощения не происходит, однако КСП таких монокристаллов должен возрастать. Это и наблюдается при определении спектров поглощения [1—3].

Как видно из приведенных результатов, характер микроструктуры в исследуемых монокристаллах существенно изменяется в зависимости от природы и концентрации активирующей примеси. Изучение спектров поглощения и люминесценции фторидов в УФ и ВУФ диапазонах длин волн показало высокую чувствительность данных спектров даже к незначительным изменениям в структуре монокристаллов. Это определяет необходимость более глубокого изучения механизма дефектооб-

разования в оптических монокристаллах, что важно не только для корректной интерпретации их спектров, но и для совершенствования технологии выращивания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Chernov S. P. et al.//Phys. State Sol. (a). 1985. 88, N 2. P. K169.
[2] Власенко А. А. и др.//ДАН СССР. 1985. 282, № 3. С. 565. [3] Девяткова Л. И. и др.//ДАН СССР. 1985. 283, № 6. С. 1339. [4] Альшиц В. И., Инденбом В. Л.//Проблемы современной кристаллографии. М., 1975. С. 218. [5] Szczurek T., Schlesinger M.//Phys. Rev. 1978. B18, N 11. P. 6388.

Поступила в редакцию
27.05.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 6

УДК 535:621.373.8:539

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ЗЕРКАЛА НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА, СОЗДАВАЕМОГО ПИКОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Т. Платоненко, О. П. Попова

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Численно моделируется процесс образования плазменного зеркала на поверхности кремния под действием пикосекундных лазерных импульсов. Выясняется зависимость времени существования зеркала от параметров возбуждающего импульса и свойств поверхности кремния.

Эффект создания плазменного зеркала на поверхности полупроводника под действием лазерного излучения открыт в 1968 г. [1]. В настоящее время он широко используется для выделения нано- и пикосекундных импульсов ИК излучения из импульсов большей длительности [2]. Теоретическое исследование эффекта проводилось в основном применительно к возбуждающим импульсам наносекундной длительности.

Исследовался также процесс плазмообразования у поверхности кремния [3—5] под действием пикосекундных импульсов. Однако в этих работах основное внимание уделялось определению энергии излучения, пороговой для плавления поверхности. Отражательные свойства плазменного слоя в ИК области в этих работах не исследовались.

К настоящему времени остались невыясненными такие важные для практики вопросы, как минимальное время существования плазменного зеркала, образованного коротким импульсом излучения, зависимость параметров зеркала и времени его жизни от свойств поверхности, длины волны возбуждающего излучения и др.

В данной работе проводилось численное моделирование процесса образования плазменного зеркала на поверхности кремния под действием пикосекундных лазерных импульсов оптического (530 нм) и УФ излучения (308 нм). Основное внимание при этом уделялось выяснению зависимости времени существования зеркала от длины волны возбуждающего импульса, его энергии, скорости поверхностной рекомбинации и других параметров. При моделировании учитывались следующие процессы, определяющие изменение концентрации носителей заряда: рождение носителей при поглощении света, трехчастичная (оже-) рекомбинация, диффузия носителей в глубь материала, гибель носи-