70

3. Finkelstein D. "Phys. Rev.", 1974, D 9, 2219. 4. Бернштейн И. Н., Зелевинский А. В. «Успехи матем. наук», 1976, 31, № 3, 5.

5. Бурбаки Н. Общая топология (основные структуры). М., 1968. 6. Иваненко Д. Д., Сарданашвили Г. А. «Изв. вузов. Физика», 1978, № 11. 7. Гамелин Т. Равномерные алгебры. М., 1973.

ниияф

Поступила в редакцию 23.02.78

УДК 537.533.35:548.33:546.832

Н. Я. Рухляда, А. Г. Трефилов, Б. Б. Шишкин

полиморфное преврашение В МОНОКРИСТАЛЛЕ ГАФНИЯ

Удельное электросопротивление [1] и теплоемкость [2] поликристаллического гафния в интервале температур $T \sim 1960$ — 2075 К имеют особенности, которые обычно связывают с полиморфным превращением αHf → βHf. По нашим исследованиям с помощью электронного эмиссионного микроскопа (ЭЭМ) в поликристаллическом гафнии при повышении температуры от 1700 до 1980 К идет перекристаллизация, а в интервале температур 1980-2050 К происходит изменение структуры в пределах каждого зерна, обусловленное, по-видимому, перестройкой решетки. В данной работе приведены результаты наблюдения в ЭЭМ полиморфного превращения в монокристалле гафния.

Монокристаллические образцы размерами 5×5×1 мм³ вырезались электроискровым способом из крупных кристаллитов, образовавшихся в гафнии, полученном осаждением из газовой фазы. Вырезанные объекты шлифовались и электрополировались, а затем с них снимались лауэграммы. По данным рентгеноструктурного анализа изучаемые образцы имели плоскость (0001), выведенную с точностью ~ 3°.

Яркостная температура поверхности образца измерялась оптическим пирометром ЭОП-66 с точностью 0,2%. По измерениям температур поверхности и модели черного тела с эффективным коэффициентом излучения 0,998 вычислялся коэффициент излучения є, гафния в области температур 1300—2300 К на длине волны $\lambda = 0,65$ мкм. Вводились поправки на поглощение в сапфировом стекле, отделяющем колонну ЭЭМ от атмосферы. Таким образом, в работе приводятся истинные температуры объекта.

Откачка колонны ЭЭМ производилась магниторазрядными насосами НОРД-250 и криопанелью с распыляемым титаном. Предельный вакуум в ЭЭМ 1.10⁻⁸ мм рт. ст.; при нагретом образце давление остаточных газов было не более 5×10-8 мм рт. ст. Конструкция ЭЭМ и методика измерений локальной и интегральной эмиссии описаны в работе [3].

На рис. 1, 1 приведено эмиссионное изображение грани (0001) монокристалла гафния при T=1950±5 К. Виден контраст, обусловленный микрогеометрией, возникающей при электрополировке образца. Контраст по эмиссии не наблюдался, что характерно для монокристалла. Эмиссионное изображение (рис. 1,2) получено при $T = 2020 \pm 5$ К. Видно, что поверхность кристалла претерпела существенное изменение; на рис. 1, 2 (в отличие от рис. 1, 1) просматривается система параллельных полос. Структура, показанная на рис. 1, 2, промежуточная структура при полиморфном превращении гафния, оказывается устойчивой вплоть до T = 2050 K.



Рис. 1. Динамика процесса полиморфного превращения в монокристалле гафния

Использованная в работе методика ЭЭМ позволяет выявить ряд особенностей этой структуры: разрывы сплошности в границах между полосами, начала (или окончания) границ, тонкую структуру полос. Такие особенности отмечены квадратами на рис. 1, 2. Наблюдаемую в ЭЭМ промежуточную структуру и ее особенности, по всей вероятности, можно связать с дефектами кристаллической решетки. На рис. 1, 3 показано изменение структуры при $T=2050\pm5$ K.

Микрофотографии рис. 1, 3-1, 9 ($T=2050\pm5$ K) иллюстрируют динамику процесса полиморфного превращения α Hf $\rightarrow \beta$ Hf. Весь процесс продолжается около двух минут. Граница раздела α - и β -фазы светлой области на рис. 1, 3-1, 9 — движется вдоль полосы (сверху вниз) с некоторой скоростью. На участках объекта, выделенных в квадраты на рис. 1, 2, граница раздела фаз тормозится. При таком торможении осуществляется скачкообразный переход границы в следующую полосу (справа налево). Таким образом, участки α -фазы оказываются вклиненными в β -фазу (рис. 1, 3-1, 8). Выдержка образца в течение примерно двух минут при $T=2050\pm5$ K приводит к тому, что все поле зрения на экране ЭЭМ оказывается заполненным β -фазой (рис. 1, 9).

В процессе наблюдений фазовых превращений мы провели измерения локальных эмиссионных токов с участка поверхности объекта диаметром 3 мкм. По измеренным величинам токов, температур и увеличения вычислены эффективные работы выхода φ гафния в α- и β-фазе [3] (рис. 2). В точках, отмеченных треугольниками на рис. 2, изме-



Рис. 2. Температурная зависимость эффективной работы выхода монокристалла гафния в α-и β-фазе

рения проводились после двукратного прохождения образца через точку фазового перехода.

Тот факт, что ф при фазовом переходе падает, говорит о том, что плотная грань (0001) гексаплотноупакованной гональной α-гафния переходит в решетки грань объемноцентрированной кубической решетки в-гафния с меньшей плотностью упаковки.

Многократное (несколько десятков раз) прохождение через точку фазового перехода в гаф-

нии приводит к развитию микрогеометрии поверхности, а затем и к нарушению монокристалличности объекта: на поверхности появляются кристаллиты с заметным эмиссионным контрастом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fast J. D. "J. Appl. Phys.", 1952, 23, 350.

2. Арутюнов А. В. Автореф. канд. дис. М., 1970. 3. Гостев А. В., Рейхрудель Э. М., Рухляда Н. Я., «Приборы и техника эксперимента», 1978, № 4. Шишкин Б. Б.

Кафедра электроники

Поступила в редакцию 04.07.78

УДК 539.171

В. Н. Милеев, А. Смида (Алжир)

ВИРТУАЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В РАССЕЯНИИ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

Применение дифракционной теории многократных столкновений [1, 2] к рассеянию двух сложных ядер связано с большими вычислительными трудностями, возникающими при расчете многочастичных матричных элементов, поэтому предлагаются различные способы упрощения амплитуды ядер-ядерного рассеяния.

Одно из наиболее простых приближений, предложенное Чижом и Максимоном [3], состоит в пренебрежении всеми виртуальными возбуждениями сталкивающихся ядер. В этом приближении амплитуда упругого рассеяния ядра, состоящего из A_1 нуклонов, на ядре из A_2 нуклонов равна

$$F^{(0)}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2 b \, e^{iqb} \{ 1 - [1 - \langle \psi_0^{(1)}(r) \rangle \times \\ \times \psi_0^{(2)}(r') \mid \Gamma(b + s - s') \mid \psi_0^{(1)}(r) , \psi_0^{(2)}(r') \rangle]^{A_1 A_2} \}.$$
(1)

72.