

66 кэВ. Скорость сканирования составляла примерно  $1 \cdot 10^3$  м/с. Температура активного элемента регулировалась в диапазоне 84—200 К. Детектором излучения служил пироприменик МГ-30. Излучение фокусировалось на приемную площадку пироприменика флюоритовым конденсором. Измерение средней мощности осуществлялось болометром КИМ-1. Спектр излучения исследовался спектрометром СДЛ-1. Длина волны  $\lambda$  вынужденного излучения исследуемого АЭ составляла 3.67 мкм при 84 К, а при повышении температуры возрастала с коэффициентом пропорциональности около  $2 \cdot 10^{-3}$  мкм/К (рис. 1). Спектр генерации имел выраженную модовую структуру с межмодовым спектральным сдвигом около 10 нм, что соответствует значению  $n - \lambda (dn/d\lambda) \approx 4.2$  ( $n$  — показатель преломления полупроводника). Мощность генерации при 84 К составляла примерно 100 мВт. Увеличение температуры приводило к снижению мощности генерации из-за роста порогового тока и снижения дифференциального КПД (рис. 2). Экспериментальная зависимость порогового тока ( $I_{пор}$ ) от температуры может быть, как и в [1], аппроксимирована экспонентой

$$I_{пор}(T) = I_{пор}(T_0) \exp\left(\frac{T - T_0}{T_3}\right),$$

где  $T_0$ ,  $T$  — температура АЭ,  $T_3 \approx 23$  К.

Благодаря низкому порогу генерации и менее крутой его температурной зависимости генерация вынужденного излучения была получена при существенно более высоких температурах по сравнению с [1]: при 165 К еще достигалось двукратное превышение накачки над порогом.

В экспериментах наблюдалась сильная зависимость КПД генерации от энергии электронов (при изменении энергии на 10 % КПД изменялся в 1.2—1.3 раза). Очевидно, это связано с существенным перепоглощением [3, 4] излучения в пассивной (невозбужденной) области  $\text{InAs}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}$  из-за того, что толщина эпитаксиального слоя превышает глубину проникновения электронного пучка. Оптимизация толщины эпитаксиального слоя наряду с совершенствованием технологии эпитаксиального наращивания слоев  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  и конструкции резонатора АЭ позволит повысить КПД и рабочую температуру генерации и будет способствовать созданию эффективных сканирующих устройств с излучением в спектральном диапазоне 3.5 . . . 4.5 мкм.

### Литература

- [1] Van der Ziel J. P., Chiu T. H., Tsang W. T. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47. N 17. P. 1139—1141.
- [2] Брагинская А. Г., Козловский В. И., Колчина Г. П. и др. // Квант. электр. 1985. Т. 12. № 4. С. 845—848.
- [3] Zubov A. A., Kononov A. D., Meerovich G. A. и др. / Физические явления в электронных приборах. М. 1986. С. 22—26.
- [4] Галченков Д. В., Губарев А. А., Лаврушин Б. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 11. С. 689—693.

Московский институт  
тонкой химической технологии  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.

## УСЛОВИЕ ПЛАВЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО ПИКА

П. Г. Московкин, Ю. В. Мартыненко

Начиная с работ Зайтца [1] и Бринкмана [2] в теории радиационных повреждений твердого тела используется идея образования термического пика, т. е. области высокой температуры, возникающей в результате выделения энергии частицей в конце пробега. В ряде работ предполагается, что в термическом пике происходит плавление [3, 4]. Критерием плавления обычно считается превышение температуры нагретой области над температурой плавления  $T_0$  в обычных условиях в течение времени, существенно превышающего период колебаний атомов в решетке. Термопик типичных размеров  $\geq 10$  нм остывает достаточно долго,

и условие на время существования горячей области всегда выполнено. Однако минимальная температура  $T_{пл}$ , необходимая для плавления в области термопика, может отличаться от  $T_0$  по ряду причин. Во-первых, расширению нагретой области мешают упругие силы со стороны холодного образца, что вызывает увеличение давления и  $T_{пл}$ . Во-вторых, наличие дефектов решетки уменьшает ее устойчивость по отношению к плавлению и ведет к уменьшению  $T_{пл}$ .

Для определения  $T_{пл}$  следует сравнить термодинамические потенциалы образца с разогретой областью в твердом  $\Phi_{\tau}$  и в жидком  $\Phi_{ж}$  состояниях. Будем считать, что нагретая область имеет форму шара радиуса  $R$  с температурой  $T$ , много большей, чем температура среды. Тогда в этой области, если плавление не произошло, возникает давление

$$p = k \left( \alpha T - \frac{\delta V}{V} \right),$$

где  $k$  — модуль всестороннего сжатия;  $\alpha$  — коэффициент объемного расширения;  $\delta V/V$  — дополнительное изменение объема шара, сдерживаемое упругими силами.

Используя уравнения теории упругости [8], найдем

$$\frac{\delta V}{V} = \frac{3p}{4\mu},$$

где  $\mu$  — модуль сдвига.

Отсюда

$$p = \frac{4k\mu}{3k + 4\mu} \alpha T. \quad (1)$$

Тогда термодинамический потенциал, обусловленный упругой деформацией, имеет вид

$$\Phi_{\tau} = \frac{2k\mu}{3k + 4\mu} \alpha^2 T^2 V. \quad (2)$$

Если же плавление произошло, то термодинамический потенциал меняется по сравнению с невозмущенным на величину

$$\Phi_{ж} = -q \frac{T - T_0}{T_0} V + \frac{2k'\mu}{3k + 4\mu} \left( \alpha' T - \frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 V + \sigma S, \quad (3)$$

где  $\delta\rho/\rho$  — изменение плотности при плавлении;  $q$  — удельная теплота плавления;  $k'$ ,  $\alpha'$  — модуль всестороннего сжатия и коэффициент объемного расширения жидкости;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела фаз;  $S$  — площадь поверхности нагретой области. Первый член, обусловленный изменением фазового состояния, записан в линейном приближении по  $T - T_0/T_0$ . Третье слагаемое мало по сравнению с первыми и далее учитываться не будет. Учет отличия  $k'$ ,  $\alpha'$  от  $k$ ,  $\alpha$  вносит малый вклад, поэтому далее считается  $k' = k$ ,  $\alpha' = \alpha$ .

Условие  $\Phi_{ж} = \Phi_{\tau}$  дает

$$T_{пл} = T_0 \frac{1 + 2k\mu q^{-1} (3k + 4\mu)^{-1} \left( \frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2}{1 + 4k\mu q^{-1} (3k + 4\mu)^{-1} \alpha T_0 \frac{\delta\rho}{\rho} + 2\alpha T_0 \left( -\frac{\delta\rho}{\rho} \right)} \approx T_0 \left( 1 + \frac{1}{q} \frac{2k\mu}{3k + 4\mu} \left[ \left( \frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 + \right. \right. \quad (4)$$

Поскольку размеры термопиков обычно существенно меньше расстояний между дислокациями, то для упругих констант  $k$ ,  $\mu$  следует брать теоретические значения [8] и считать, что пластические деформации отсутствуют.

Вещество	$k, 10^{10}$ Па	$\mu^{\text{теор}}, 10^{10}$ Па	$q, 10^9$ Дж/м <sup>3</sup>	$-\frac{\delta\rho}{\rho}$	$10^{-4} K^{-1}$	$T_0, K$	$\frac{T_{пл} - T_0}{T_0}$
Al	7.58	4.26	1.08	0.064	1.13	933.5	0.35
Fe	16.9	8.22	1.95	0.044	0.50	1811	0.19
Cu	13.8	7.76	1.82	0.041	0.75	1357	0.19
Au	21.7	12.2	1.25	0.052	0.60	1337	0.41
Bi	3.13	1.76	0.55	-0.03	0.40	545	-0.004

В таблице приведены значения  $T_{пл} - T_0/T_0$ , рассчитанные по формуле (4) с постоянными  $k, \mu, q, \delta\rho/\rho, \alpha, T_0$ , взятыми из [6, 7]. В большинстве случаев  $T_{пл} > T_0$ , исключение составляет висмут, у которого  $\delta\rho/\rho > 0$ . В работе [8] было также показано, что локальное плавление внутри твердой фазы происходит в условиях перегрева.

Если нагретая область имеет форму цилиндра, то подобный подход дает

$$T_{пл} = T_0 \left( 1 + \frac{1}{q} \left[ \frac{k\mu}{2(k+\mu)} \left( \alpha T_0 - \frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 - \frac{2k\mu}{3k+4\mu} (\alpha T_0)^2 \right] \right). \quad (5)$$

В этом случае поправка к  $T_{пл}$  того же порядка, но несколько меньше, чем для шара.

Учет радиационных дефектов в области термопика уменьшает  $T_{пл}$  на величину  $T_{пл} \Phi_g/g$  ( $\Phi_g$  — термодинамический потенциал дефектов). Для оценки положим  $\Phi = \nu U_g$  ( $\nu$  — концентрация дефектов,  $U_g$  — энергия их образования). Согласно каскадной теории,  $\nu = E/2.5E_d V$  ( $E_d$  — энергия смещения атомов;  $E$  — энергия, выделившаяся при упругих столкновениях). Считая, что  $T = E/nV$ , получим в первом порядке по  $T_{пл} - T_0/T_0$  для сферической области ( $n$  — концентрация вещества в кристалле)

$$T_{пл} = T_0 \left[ 1 + \frac{1}{q} \frac{2k\mu}{3k+4\mu} \left( \left( \frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 - 2\alpha T_0 \frac{\delta\rho}{\rho} \right) - \frac{T_0 U_g n}{2.5E_d q} \right]. \quad (6)$$

Учет дефектов ведет к незначительному (1—3 %) уменьшению  $T_{пл}$ .

Таким образом, температура  $T_{пл}$ , необходимая для плавления области термопика, превышает температуру плавления в обычных условиях в среднем на 30 %.

### Литература

- [1] *Seitz F.* // Disc. Farad. Soc. 1949. Vol. 5. P. 271—278.
- [2] *Brinkman J. A.* // J. Appl. Phys. 1954. Vol. 25. N 8. P. 961—970.
- [3] *Pramanik D., Scidman D. N.* // Nucl. Instr. and Meth. 1983. Vol. 209/210. N 1. P. 453—459.
- [4] *Kapinos V. D., Platonov P. A.* // Radiation Effects. 1987. Vol. 103. N 1—4. P. 45—57.
- [5] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.
- [6] *Лейбфрид Г.* Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. 312 с.
- [7] Свойства элементов / Под ред. Самсонова Г. В. М.: Металлургия, 1976. Ч. 1. 600 с.
- [8] *Лифшиц И. М., Гулида Л. С.* // ДАН. 1952. Т. 87. № 3. С. 377—380.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
14 декабря 1987 г.

## ВЛИЯНИЕ МИКРОРАСТРЕСКИВАНИЯ НА ФОРМУ ДИФРАКЦИОННОЙ ЛИНИИ ГРАФИТОПОДОБНОГО $BN$ В КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

В. А. Песин

Рентгеновские исследования напряженного состояния многофазных поликристаллических материалов основаны на анализе изменений положения и формы рентгеновских дифракционных линий. Как правило, эти изменения невелики, особенно для хрупких материалов, что в значительной мере затрудняет проведение таких измерений. В настоящей работе в качестве модельного материала для таких исследований предлагается поликристаллический сверхтвердый материал на основе нитрида бора, получаемый спеканием микропорошков вюрцитоподобного ( $BN_v$ ) или сфалеритоподобного ( $BN_{сф}$ ) нитрида бора при высоких давлениях и температурах. В этом материале может присутствовать до 5 % графитоподобного нитрида бора ( $BN_g$ ), который образуется в процессе спекания [1, 2]. Включения  $BN_g$  находятся в сжатом состоянии, величина остаточных сжимающих напряжений зависит от температуры спекания и может изменяться в широком интервале (до 4 ГПа). Межплоскостное расстояние  $d_{002}$ , определяемое по центру тяжести линии (002)  $BN_v$ , изменяется от 3.33 до 3.08—3.10 Å. Такие большие изменения позволяют изучать не только зависимость остаточных напряжений