

$$(t_{\infty} - t_M) \sim \sum_{m=M}^{\infty} l_m^{1/3}. \quad (6)$$

Считая, что $l_m \sim 2^{-m} l_0$, из (6) выводим, что при больших M

$$(t_{\infty} - t_M) \sim \sum_{m=M}^{\infty} 2^{-2m/3} \sim 2^{-2M/3}. \quad (7)$$

Через M дроблений вместо одного исходного вихря масштаба l_0 мы будем иметь $N \sim 2^M$ вихрей масштаба $l_M \sim 2^{-M} l_0$. Тогда при $l \gg l_M \gg \zeta$

$$N(t) \sim (t_{\infty} - t)^{-3/2}. \quad (8)$$

Эта система вихрей будет занимать объем с эффективным радиусом l_*

$$N \sim l_*^{D_b}, \quad (9)$$

где D_b — фрактальная размерность вихревого кластера.

Из (8) и (9) следует, что при приближении t к t_{∞} величина

$$l_*(t) \sim (t_{\infty} - t)^{-3/2 D_b}. \quad (10)$$

Если вернуться к терминам выражения (1), то приближение t к критическому значению t_{∞} соответствует приближению p к p_c . Обозначим $(t_{\infty} - t) = \tau$. Ясно, что при $\tau \rightarrow 0$ величина $(p_c - p) \rightarrow 0$. Делая предположение об аналитичности зависимости $(p_c - p)$ от τ при достаточно малых τ , получаем $(p_c - p) \sim \tau$. И сравнивая (1) с (10), находим связь $\nu = 3/2 D_b$. По смыслу вывода величина D_b — фрактальная размерность устойчивого критического кластера вихрей (размерность скелета).

3. Для нахождения величины D_b заметим, что величина энергии, диссипируемой под действием вязкости на вихре с размером l , может быть оценена как [2]

$$W_l \sim l^3 \int_{1/\sqrt{2}l}^{\sqrt{2}/l} k^2 E(k) dk. \quad (11)$$

С другой стороны, $W_l \sim l^{D_b}$. И если l принадлежит интервалу $l_0 \gg l \gg \zeta$, то $E(k) \sim k^{-5/3}$. Тогда из (11) $D_b = 5/3$. Нужно отметить, что прямые численные эксперименты дают для D_b значение $D_b = 1.68 \pm 0.14$ [1]. Подставляя далее это значение D_b в $\nu = 3/2 D_b$, находим $\nu = 0.9$. Это значение для ν совпадает со значением ν , полученным в численных экспериментах (см., например, [1]).

Используем известную [1] связь $D_b = d - (\beta_b/\nu)_c \rightarrow \beta_b = 6/5$ — критический показатель мощности скелета перколяционного кластера.

Список литературы

- [1] Соколов И. М. // УФН. 1986. Т. 150. № 2. С. 221—255.
 [2] Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967. Ч. II. 720 с.

Макеевский
 инженерно-строительный институт

Поступило в Редакцию
 17 августа 1989 г.

06;07

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

АНИЗОТРОПИЯ ВОЛНОВОДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОДИФФУЗИЕЙ ИОНОВ Cs⁺ И K⁺ ИЗ РАСПЛАВОВ CsNO₃ И KNO₃ В СТЕКЛО

М. Г. Галечян, Н. М. Лындин, Д. Х. Нурлигареев, А. В. Тищенко

В пассивных устройствах интегральной оптики, таких как интерферометрические датчики, поляризаторы, ответвители, фильтры, спектральные уплотнители, широкое применение находят волноводы, полученные методом ионного обмена в стекло из расплава соответствующей соли [1]. Одной из особенностей таких волноводов является их анизотропия, т. е. раз-

числе показателей преломления волноводного слоя для TE - и TM -волн [2]. Природа и особенности анизотропии волноводов, полученных в процессе термической диффузии, исследовались в работах [2, 3]. Для практических применений весьма перспективен метод электродиффузии ионов в стекло. Анизотропия волноводов, полученных электродиффузией, практически не исследована. В предлагаемой работе сопоставляется анизотропия ионно-обменных Cs^+ и K^+ волноводов в стекле, полученных этими двумя методами. Профиль волноводов, полученных электродиффузией ионов K^+ в стекло, предполагался ступенчатым, при этом для нахождения его параметров мы использовали методику, изложенную в работе [4]. Как следует из данных табл. 1, отличие реального профиля от ступенчатого невелико и объясняется высокой скоростью электродиффузии по сравнению с термической диффузией.

Т а б л и ц а 1
Параметры K^+ волноводов в стекле

Номер мода	Электродиффузия				Термодиффузия	
	$q = 1.8 \text{ Кл/см}^2, T_{\text{эд}} = 360 \text{ }^\circ\text{C}$		после отжига $t_{\text{отж}} = 2 \text{ ч}, T_{\text{отж}} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$		$t_{\text{дифф}} = 24 \text{ ч}, T_{\text{дифф}} = 380 \text{ }^\circ\text{C}$	
	$n_{\text{изм}}^*$ (расч)					
	TE	TM	TE	TM	TE	TM
1	1.52214 (13)	1.52478 (78)	1.51394 (89)	1.51443 (47)	1.51674 (74)	1.51818 (17)
2	1.52095 (97)	1.52361 (59)	1.51334 (37)	1.51389 (83)	1.51421 (04)	1.51518 (00)
3	1.51900 (06)	1.52160 (62)	1.51233 (35)	1.51279 (78)	1.51235 (26)	1.51299 (84)
4	1.51637 (41)	1.51884 (89)			1.51102 (21)	1.51128 (48)
5	1.51321 (10)	1.51547 (42)				
	$h=8.60 \text{ мкм}$ $n_0=1.52252$ $\sigma_\varphi=0.08$	$h=8.58 \text{ мкм}$ $n_0=1.52518$ $\sigma_\varphi=0.04$	$h=11.27 \text{ мкм}$ $n_0=1.51395$ $\sigma_\varphi=0.08$	$h=11.29 \text{ мкм}$ $n_0=1.51469$ $\sigma_\varphi=0.11$	$h=8.50 \text{ мкм}$ $n_0=1.52066$	$h=8.27 \text{ мкм}$ $n_0=1.52280$

Результаты восстановления профиля по измерению эффективных показателей преломления мод, имеющих разную поляризацию, оказываются различными (табл. 1), это отличие свидетельствует об анизотропии получаемых волноводов ($n_{0TM} - n_{0TE} = 2.7 \cdot 10^{-3}$). Необходимо отметить, что величина анизотропии и приращение показателя преломления в случае электродиффузии превышает в 1.2 раз аналогичные параметры термодиффузионных K^+ волноводов (табл. 1). Это можно объяснить большей концентрацией ионов K^+ , создаваемой в волноводном слое при электродиффузии. Профиль термодиффузионного K^+ волновода аппроксимировался дополнительной функцией ошибок

$$n(x) = n_\infty + \operatorname{erfc}(x/h) \cdot (n_0 - n_\infty), \quad (1)$$

где n_0 — показатель преломления на поверхности волновода, n_∞ — показатель преломления подложки.

При отжиге электродиффузионных K^+ волноводов в течение 2 ч при температуре 400 °C (табл. 1) наблюдается значительное уменьшение (~ 3.5 раза) приращения показателей преломления и анизотропии при относительно небольшом (в 1.2 раз) расплывании волновода. Это можно объяснить нелинейной зависимостью приращения показателя преломления K^+ волновода от концентрации ионов K^+ . Неизменность отношения величины анизотропии к приращению Δn обусловлена скорее всего тем, что в основе их возникновения лежит один и тот же механизм — механические напряжения в поверхностном волноводном слое [3].

Исследованию Cs^+ диффузионных волноводов в стекле посвящено значительно меньшее количество работ. Это связано прежде всего с очень низкой скоростью термической диффузии ионов Cs^+ в стекло. Тем не менее скорость электродиффузии ионов Cs^+ в стекло несильно отличается от скорости электродиффузии других ионов, а волноводы, полученные таким способом, имеют хорошее качество и достаточно высокое значение изменения показателя преломления ($\Delta n_{TE} = 3.3 \cdot 10^{-2}$) [4]. Однако профиль электродиффузионных Cs^+ волноводов больше отличается от ступенчатого (табл. 2). Восстановление параметров профиля по значениям постоянных распространения TE - и TM -мод обнаруживает анизотропию Cs^+ волноводов ($n_{0TM} - n_{0TE} = 9 \cdot 10^{-4}$). После отжига профиль электродиффузионных волноводов становится практически ступенчатым, а анизотропия исчезает (табл. 2).

Параметры Cs⁺ волноводов в стекле

Номер моды	Электродиффузия			
	$q = 1.0 \text{ Кл/см}^2, T_{\text{эд}} = 420 \text{ }^\circ\text{C}$		После отжига $t_{\text{отж}} = 2 \text{ ч}, T_{\text{отж}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$	
	$n_{\text{изм}}^*$ (расч)			
	TE	TM	TE	TM
1	1.54201 (186)	1.54287 (271)	1.53007 (05)	1.52999 (97)
2	1.53904 (962)	1.53982 (4045)	1.52839 (35)	1.52826 (35)
3	1.53515 (588)	1.53585 (668)	1.52574 (82)	1.52558 (66)
4	1.53024 (067)	1.53095 (142)	1.52208 (16)	1.52180 (92)
5	1.52436 (402)	1.52514 (474)	1.51753 (51)	1.51720 (19)
6	1.51735 (610)	1.51813 (675)	1.51228 (11)	1.51198 (76)
	$h=6.17 \text{ мкм}$ $n_0=1.54261$ $\sigma_\varphi=0.50$	$h=6.21 \text{ мкм}$ $n_0=1.54347$ $\sigma_\varphi=0.54$	$h=7.36 \text{ мкм}$ $n_0=1.53058$ $\sigma_\varphi=0.09$	$h=7.33 \text{ мкм}$ $n_0=1.53051$ $\sigma_\varphi=0.12$

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Номер моды	Термодиффузия ¹			
	$t_{\text{дифф}} = 65 \text{ ч}, T_{\text{дифф}} = 430 \text{ }^\circ\text{C}$		после отжига $t_{\text{отж}} = 2 \text{ ч}, T_{\text{отж}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$	
	$n_{\text{изм}}^*$ (расч)		$n_{\text{изм}}^*$	
	TE	TM	TE	TM
1	1.54767 (44)	1.54852 (39)	1.53557	1.53557
2	1.53483 (49)	1.53527 (11)	1.52731	1.52730
3	1.52302 (10)	1.52301 (27)		
4				
5				
6				
	$h=8.60 \text{ мкм}$ $n_0=1.52252$ $\sigma_\varphi=0.08$	$h=8.58 \text{ мкм}$ $n_0=1.52518$ $\sigma_\varphi=0.04$		

¹ С целью увеличения числа мод измерения проводились на длине 0.4416 мкм.

Профиль волноводов, полученных термической диффузией Cs⁺ в стекло, лучше всего аппроксимируется параболой (табл. 2).

$$n(x) = n_0 - \Delta n \cdot (x/h)^2. \quad (2)$$

При этом термодиффузионные Cs_s⁺ волноводы являются анизотропными. Отжиг также делает их изотропными (табл. 2). Видимо, это обусловлено сложностью механизмов образования волноводного слоя при термической и электродиффузии ионов Cs_s⁺ в стекло и свидетельствует о различии механизмов возникновения анизотропии и волновообразования в стекле при электродиффузии ионов Cs_s⁺ и K⁺.

Таким образом, наши исследования показывают, что образование волноводного слоя и его анизотропия при диффузии ионов K⁺ в стекло обусловлены одним и тем же механизмом, в то время как при диффузии ионов Cs_s⁺ эти механизмы различны. Не получены какие-либо доказательства различия механизмов возникновения анизотропии в процессах термической диффузии и электродиффузии для одного и того же иона.

Список литературы

- [1] Findakly T. // Opt. Eng. 1985. Vol. 24. N 2. P. 244—250.
[2] Лындин Н. М., Сычугов В. А., Тищенко А. В. // Письма в ЖТФ. 1970. Т. 5. Вып. 8. С. 501—504.

- [3] Глебов Л. Б., Никоноров Н. В., Петровский Г. Т., Филиппова М. Н. // Физика и химия стекла. 1983. Т. 9. № 6. С. 683—688.
 [4] Галечья М. Г., Дианов Е. М., Лындин Н. М., Тищенко А. В. // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 2. С. 344—346.

Институт общей физики АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 24 августа 1989 г.

06;07

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ДИНАМИКА КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Г. М. Гусаков, А. И. Фролов

Исследования полупроводников, подвергнутых импульсному лазерному воздействию при низких температурах (77 К), привели к заключению о возможном влиянии атермических факторов на механизм структурных превращений [1, 2]. При отжиге ионно-имплантированных слоев кремния начало структурных превращений сдвигалось в сторону меньшей энергии импульса при понижении температуры от 300 до 77 К [2]. В цикле работ по импульсной лазерной обработке (ИЛО) InSb в среде жидкого азота описано возникновение метастабильной

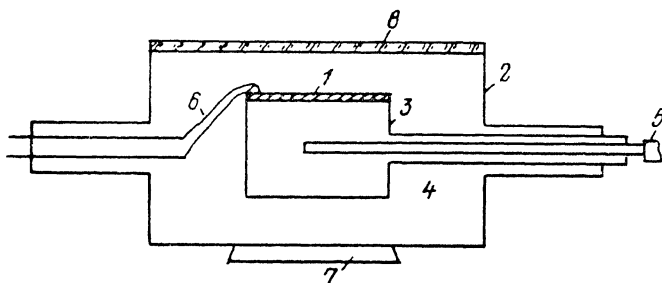


Рис. 1. Низкотемпературная оптическая ячейка.

металлической фазы [1, 3, 4]. Здесь также было отмечено, что начало превращений соответствует меньшим по сравнению с термической моделью энергиям. Атермический характер описанных переходов, по мнению авторов, связан с трансформацией полупроводника в металлическую фазу до достижения температуры плавления в условиях сильного электронного возбуждения. Если это так, то неравновесные фазовые переходы должны наблюдаться непосредственно в процессе лазерного облучения при низких температурах.

В настоящей работе представлены результаты исследования динамики коэффициента оптического отражения полупроводников R при температурах 77 и 300 К в условиях ИЛО. В качестве основного объекта исследования был выбран монокристаллический кремний, поскольку для этого материала известны теплофизические и оптические параметры в зависимости от температуры и результаты расчета динамики лазерного воздействия согласуются с данными экспериментов.

Методика экспериментов заключалась в следующем (рис. 1): образцы полупроводника 1 помещались в оптическую ячейку 2 на поверхность медной камеры 3. Объем ячейки 4 откачивался до давления $1.3 \cdot 10^{-2}$ Па. Охлаждение образца осуществлялось потоком жидкого азота, поступающим через гибкий гелиевый сифон 5 внутрь медной камеры. Контроль температуры поверхности образца проводился термометром 6. Ячейка располагалась на предметном столике 7 эллипсометра ЛЭФ-3М, который передвигался в горизонтальной плоскости с помощью автоматического шагового манипулятора так, что излучение лазера, вводимое через оптическое окно 8, каждый раз воздействовало на необработанную поверхность полупроводника. Одномодовый лазер на АИГ/ Nd^{3+} с внерезонаторным удвоением частоты ($\lambda = 0.53 \text{ мкм}$)