

Более того, отделившиеся металлические фазы антимонида индия проявляют метастабильную устойчивость вплоть до комнатных температур ($T=288$ К [7]), что хорошо согласуется с установленной температурной устойчивостью высокоотражающей фазы, образующейся при лазерном отжиге в жидком азоте (рис. 1).

В заключение следует отметить, что эффекта образования высокоотражающей фазы в отличие от случая жидкого азота не наблюдалось при аналогичных параметрах наносекундного отжига InSb в нормальных условиях ($T=298$ К), а также при увеличении длительности импульса до 100 нс и более (70 мкс) в среде жидкого азота.

Литература

- [1] Громов Г. Г., Руденко К. В., Уфимцев В. Б. ЖТФ, 1986, т. 56, № 10, с. 1998—2000.
- [2] Алферов Ж. И., Арутюнов Е. Н., Васильев А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 14, № 15, с. 916—920.
- [3] Liu P. L., Yen R., Bloembergen N., Hodgson R. T. Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, N 12, p. 864—866.
- [4] Громов Г. Г., Давыдов А. В., Уфимцев В. Б. Электронная техника. Материалы, 1982, № 11, с. 62—64.
- [5] Stuke J., Zimmerer G. Phys. Stat. Solidi (B), 1972, v. 49, N 513, p. 513—523.
- [6] Петросян В. И., Васин О. И., Стенин С. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, № 1, с. 10—13.
- [7] Дегтярева В. Ф., Белаш И. Т., Чипенко Г. В. и др. ФТТ, 1983, т. 25, № 10, с. 2968—2974.

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

Поступило в Редакцию
25 мая 1987 г.

УДК 537.311.33

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

НЕРАВНОВЕСНАЯ ГРАДИЕНТНО-ЗОННАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ (НГЗК) В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Б. С. Евсеев

В последнее время большое развитие получили исследования разновидностей зонной плавки (кристаллизации), впервые обнаруженной и рассмотренной Пфанном [1, 2], в том числе зонной перекристаллизации градиентом температуры [3], электрожидкостной эпитаксии [4, 5], электромиграции расплавленных зон на поверхности и в объеме полупроводника [6] и др. Общей особенностью этих процессов является сравнительно большая протяженность зон в направлении их движения (минимальные протяженности превышают десятки микрон) и малая скорость их движения (скорости движения минимальных зон обычно не превышают 10^{-4} см/с). Это позволяет вполне корректно описывать эти процессы (как стационарные, так и нестационарные) в рамках классической (равновесной) термодинамики.

В настоящей работе представлена теория НГЗК в полупроводнике. В основе НГЗК лежит процесс формирования мобильного жидкофазного домена (ЖФД) в твердофазной области (ТФО) и транспорт его через полупроводник. Формирование ЖФД при НГЗК происходит известным способом [7-9] и аналогично формированию неравновесной электронной системы при лазерно-инжекционном отжиге (ЛИО) [10-12], а именно путем последовательного поглощения коротковолнового ($\hbar\omega > E_g$) и длинноволнового ($\hbar\omega < E_g$) лазерных излучений. Транспорт ЖФД через полупроводник осуществляется электрическим полем, возбуждаемым в структуре ТФО—ЖФД—ТФО электронным и ионным зондами, аналогично транспорту фотогенерированных носителей при ЛИО в продольном электрическом поле [12]. Поток излучения I_1 ($\hbar\omega > E_g$) формирует на одной стороне полупроводникового кристалла жидкую фазу. Со стороны другой поверхности полупроводник облучается потоком излучения I_0 ($\hbar\omega < E_g$), для которого кристалл почти прозрачен. Поток I_0 поглощается в жидкой фазе на некоторой глубине, которая и определяет начальную протяженность ЖФД вдоль направления оптического волнового вектора. Область ЖФД везде, за исключением границ, электронейтральна и имеет структуру электронного расплава (в монокристаллических полупровод-

никах металлическая связь между атомами) [13]. Межфазные слои представляют собой обедненные области типа барьеров Шоттки. Таким образом, неравновесная структура ТФО—ЖФД—ТФО представляет собой структуру типа полупроводник—металл—полупроводник, потенциальная диаграмма которой представлена в нижней части рисунка.

Поток электронов электронного зонда e и поток положительных ионов ионного зонда i создают соответственно отрицательный и положительный заряды на противоположных поверхностях полупроводникового кристалла, что приводит к прямому смещению правого потенциального барьера (высота барьера понижается) и обратному смещению левого потенциального барьера (высота барьера повышается). Через прямосмещенный потенциальный барьер, расположенный со стороны фронта плавления, происходит инжекция электронов из ЖФД в ТФО. Инжектированные электроны аккумулируются в окрестности барьера и, поглощая часть энергии потока I_0 , нагревают решетку ТФО до температуры плавления. Фронт плавления ЖФД перемещается в сторону источника излучения I_0 . Энергия потока I_0 , достигшего фронта затвердевания ЖФД, уменьшается, и фронт затвердевания перемещается в ту же сторону. Поскольку НГЗК является сугубо неравновесным термодинамическим процессом, связанным с формированием и движением весьма узкой зоны — ЖФД со скоростью на несколько порядков величины (как показано в настоящей работе), превышающей скорость дви-

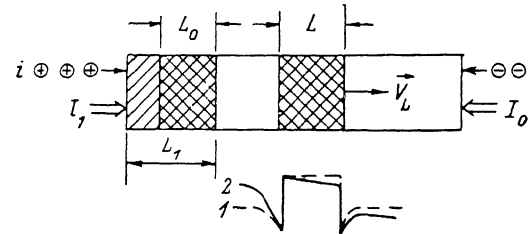


Схема НГЗК.

i — ионный зонд, e — электронный зонд, I_1 — лазерный поток с энергией квантов $\hbar\omega > E_g$; I_0 — лазерный поток с энергией квантов $\hbar\omega < E_g$; L_1 — протяженность жидкофазной области, образованной потоком I_1 ; L_0 — начальная протяженность ЖФД; L — протяженность ЖФД в процессе его транспорта; 1 — равновесное положение потенциальных барьеров; 2 — положение барьеров Шоттки при возбуждении электрического поля ионным и электронным зондами.

жения зон при медленных процессах, то для адекватного описания НГЗК не могут быть использованы традиционные теоретические подходы, применяемые для исследования разновидностей зонной кристаллизации, а результаты анализа этих процессов не могут быть распространены на процесс НГЗК. Необходимо построение теории, основанной на термодинамике неравновесных процессов гетерогенных фаз [14, 15]. Для решения проблемы самосогласованного движения ЖФД использованы система феноменологических уравнений Онзагера

$$J_k = \sum_i L_{ki} (X_i - X_v) + L_{kq} X_k, \quad J_q = \sum_i L_{qi} (X_i - X_v) + L_{qq} X_k \quad (i, k = A, B, e), \quad (1), (2)$$

кинетические соотношения

$$J_i = -D_i \nabla C_i + D_i^* C_i \frac{F_Q + F'_\mu + F_B}{kT}, \quad \nabla = \frac{\partial}{\partial x} \quad (3)$$

и соотношения для потоков, справедливые на границах ЖФД

$$J_i = -D_i \nabla C_i + Z_i C_i V_L, \quad J_q^* = -b \nabla T + \frac{b}{a} T V_L. \quad (4), (5)$$

Соотношения (1)—(3) для неразбавленных растворов записаны в виде и обозначениях, принятых в [15] (индексы A, B, e относятся к атомам матрицы, примеси и электронам). Кроме того, в (4) (5) использованы дополнительные обозначения: J_q^* — действительный тепловой поток; a, b — коэффициенты температуропроводности и теплопроводности; V_L — скорость движения ЖФД. Вычисление всех коэффициентов Онзагера и исключение обобщенных сил из выражений для потоков в (4), (5) позволяет определить скорость V_L . Приведем выражение для V_L в стационарном неравновесном приближении, когда вклад эффекта неидеальности и вакансионное течение компенсируют друг друга, т. е. $D_i = D_i^* \equiv D$

$$V_L = \frac{eD\mathcal{E}}{kT} \left(1 - \frac{2z_A + 1}{z_A + 1} \frac{bT}{aH_L} \right)^{-1}, \quad (6)$$

где e — элементарный заряд; D — коэффициент диффузии компонентов ЖФД; ε — напряженность электрического поля обратносмещенного барьера; z_1 — электрохимическая валентность атомов матрицы на границах ЖФД; $N_L = N(\rho_L - \rho_S) + bT/a$; N — скрытая теплота плавления; ρ_L, ρ_S — плотности полупроводника в жидкой и твердой фазах; T — температура ЖФД. Из (6) видно, что стационарная скорость V_L не зависит от электрохимической валентности и концентрации атомов примеси (в нестационарном режиме эта зависимость существует), а также от градиента температура. Причина: сила Лоренца, являющаяся основной движущей силой ЖФД, существенно (на несколько порядков величины) превосходит движущие силы, обусловленные градиентами температуры разных знаков на границах ЖФД, близко расположенных друг от друга. Система уравнений (1)—(5) совместно с соответствующими уравнениями баланса и краевыми условиями (начальными и граничными) является замкнутой системой для рассматриваемой термодинамической проблемы, что делает возможным определение целого ряда термодинамических характеристик процесса НГЭК (или их функций). Например, граничные условия позволяют оценить предельный поток энергии, необходимой для транспорта ЖФД со скоростью V_L .

$$I_0 \text{ max} \approx H_L V_L + \frac{b}{a} T V_L \pm I_s,$$

где I_s — поток лучеиспускания торцов кристалла во внешнюю среду. Конкретные оценки для n -кремния с концентрацией примеси в ТФО $C_B \ll 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ показывают, что в обратносмещенном барьере Шоттки, расположенном со стороны фронта затвердевания, развивается туннельный пробой с напряжением $\varphi_z \approx 0.8 \text{ В}$. Тогда при типичных значениях величин $V_L = 15 \text{ м/с}$, $I_0 \text{ max} = 6 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$. Сравнение величины V_L с характерными скоростями рекристаллизации, осуществляемой импульсным лазерным излучением [16, 17], показывает, что полученная скорость транспорта ЖФД достаточна для достраивания кристаллической решетки, но слишком велика для образования структурных дефектов: ЖФД проходит через кристалл без нарушения его решетки. Особенностью НГЭК является возможность формирования локализованных в объеме слоев микронных и субмикронных размеров (протяженность ЖФД $\leq 1 \text{ мкм}$) в отличие от процессов медленной зонной кристаллизации [1—6], в которых перекристаллизованный слой является существенно протяженным в направлении движения зоны.

Литература

- [1] Pfann W. G. J. Metals., 1955, v. 7, N 9, p. 961—964.
- [2] Пфанн В. Зонная плавка. М.: Мир, 1970. 376 с.
- [3] Лозовский В. Н., Лукин Л. С., Попов В. П. Зонная перекристаллизация градиентом температуры полупроводниковых материалов. М.: Металлургия, 1987. 233 с.
- [4] Геворкян В. А., Голубев Л. В., Хачатрян А. Е. и др. ЖТФ, 1983, т. 53, № 3, с. 545—549.
- [5] Геворкян К. М., Геворкян В. А., Голубев Л. В. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 10, с. 2011—2057.
- [6] Ларионов И. Н., Ройзин Н. М., Ногин В. М. и др. ФТП, 1967, т. 1, № 9, с. 1414—1420.
- [7] Auston D. H., Colovchenko J. A., Yen Katesan T. N. C. Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, N 9, p. 558—560.
- [8] Ковальчук Ю. В., Кучинский В. И., Мячин В. Е. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 7, с. 1408—1410.
- [9] Абакумов В. Н., Гуман В. Н., Юферов В. С. ФТП, 1984, т. 18, № 10, с. 1832—1835.
- [10] Евсеев Б. С., Колешко В. М. Тез докл. VII Междунар. конф. «Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах». Вильнюс, 1983, с. 187—188.
- [11] Koleschko V. M., Evsejev B. S. Proc. Conf. on Energy Pulse Modification of Semiconductors and related Materials. Dresden, 1984, v. 1, p. 67—71.
- [12] Евсеев Б. С., Колешко В. М. В сб.: Междунар. конф. по электроннолучевым технологиям (Варна, 1985). София, 1985, с. 338—343.
- [13] Катлер М. Жидкие полупроводники. М.: Мир, 1980. 256 с.
- [14] Хаазер Р. Термодинамика необратимых процессов. М.: Мир, 1967. 544 с.
- [15] Маннинг М. Кинетика диффузии атомов в кристаллах. М.: Мир, 1971, с. 217, 225, 235.
- [16] Хайбуллин И. Б., Штырков Е. И., Зарипов М. М. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, № 8, с. 1464—1473.
- [17] Lin P. L., Yen R., Bloembergen N., Hodgton R. T. Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, N 12, p. 864—866.

Институт электроники АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
8 июня 1987 г.

В окончательной редакции
27 октября 1987 г.