

УДК 621.315.592

© 1991

ОБ УСЛОВИЯХ СУЩЕСТВОВАНИЯ «САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ» ЗАГЛУБЛЕННОГО РАСПЛАВА

С. Ю. Карпов

Предложена модель самораспространяющегося заглубленного расплава, возникающего при плавлении аморфных полупроводников наносекундными лазерными импульсами. Рассмотрены необходимые условия его существования. Показано, что скорость распространения заглубленного расплава ограничена сверху значением 14–16 м/с. Продемонстрирована связь характеристик расплава (скорость распространения, толщина) с кинетическими коэффициентами плавления и кристаллизации материала. Рассмотрена устойчивость заглубленного расплава.

Как правило, превращение аморфной фазы в жидкую не является фазовым переходом: образование жидкости происходит в результате значительного (иногда на несколько порядков) уменьшения вязкости вещества [1]. По-видимому, качественно иное поведение наблюдается в случае полупроводников IV группы (кремний, германий) и соединений A^3B^5 . У этих материалов аморфная и жидкая фазы существенно различаются не только по своей структуре, но и по типу химической связи (ковалентная — у аморфного вещества, металлическая — у жидкости). Последние экспериментальные данные, полученные с использованием наносекундного лазерного нагрева¹ [3–8], показали, что превращение аморфной фазы в жидкую в этом случае имеет явные признаки фазового перехода первого рода.

Это достаточно ярко проявилось в эксперименте: при облучении лазерными импульсами аморфных ионно-имплантированных слоев кремния наблюдалось образование так называемого заглубленного расплава (buried layer), отдаленного от поверхности слоем закристаллизовавшегося материала и распространяющегося в глубь полупроводника со скоростью $\sim 8\text{--}15$ м/с [3, 6–9]. Физическая интерпретация этого эффекта достаточно прозрачна. На переднем фронте при температуре $\sim T_{al}$ аморфный материал плавится, одновременно поглощая скрытую теплоту H_{al} . На заднем фронте происходит кристаллизация полупроводника из расплава при температуре $\sim T_{cl} > T_{al}$. Кристаллизация сопровождается выделением скрытой теплоты $H_{cl} > H_{al}$. Если избыток выделяющегося тепла $\delta H = H_{cl} - H_{al}$ компенсирует теплоотток от расплавленного слоя, то создаются условия для самоподдерживающегося распространения расплава в глубь материала. Такая интерпретация согласуется не только с данными о проводимости образца и коэффициенте отражения света, зондирующего его поверхность непосредственно в процессе импульсного нагрева [6–9], но и с результатами исследования сегрегации внедренной при имплантации примеси после лазерного воздействия [3, 10].

Имеющаяся качественная картина в целом соответствует природе заглубленного расплава, однако ряд вопросов в ее рамках все же не удается

¹ Использование наносекундного лазерного нагрева позволило исключить в эксперименте твердофазную кристаллизацию аморфного полупроводника, предшествующую образованию жидкой фазы уже на временах $\sim 10^{-6}$ с [2].

выяснить. Это в первую очередь касается температурного режима, обес­печивающего возникновение и распространение расплава в глубь полу­проводника, влияния на него теплофизических характеристик материала, роли кинетических факторов, стабильности заглубленного расплава. Про­веденное в ряде работ численное моделирование динамики плавления аморфного кремния (см., например, [11-13]) было направлено в первую оче­редь на проверку возможности образования заглубленного расплава; ис­следование закономерностей его существования в этих работах не прово­дилось. С другой стороны, необходимость более детального изучения этого эффекта была дополнительно подчеркнута результатами работ [14, 15], в которых сообщалось о наблюдении заглубленного расплава, продвигаю­щегося в глубь полупроводника с аномально низкой скоростью $\sim 1 \div 2$ м/с (см. раздел 3).

В данной работе предложена аналитическая модель заглубленного расплава, позволяющая установить необходимые условия его существова­ния. Ряд следствий, вытекающих из этой модели, проверяется путем срав­нения с экспериментальными данными. Показано, что использование дан­ной модели позволяет получить информацию о кинетических коэффициен­тах, связывающих перегрев (переохлаждение) фронта плавления (кристал­лизации) со скоростью его распространения.

1. Модель самораспространяющегося заглубленного расплава

При анализе заглубленного расплава примем ряд упрощающих пред­положений. Во-первых, будем считать, что аморфный материал заполняет неограниченное пространство, а не слой конечной толщины, как это обычно бывает в эксперименте. Во-вторых, исключим возможность подвода энергии извне (например, за счет облуче­ния полупроводника лазерным импульсом или дополнительного нагрева). Тем самым мы ограничимся структурами, существующими только за счет внутренней гене­рации тепла.

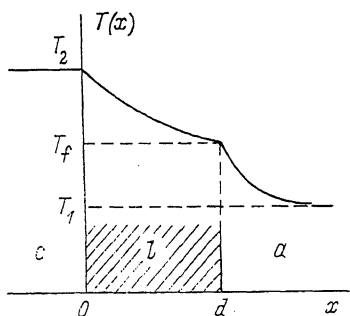


Рис. 1.

Рассмотрим плоский слой распла­вленного материала толщиной d , распро­страняющийся со скоростью v в глубь полупроводника (рис. 1). На переднем фронте ($x=d$) происходит плавление амор­фного материала, на заднем ($x=0$) — кри­сталлизация полупроводника из расплава. Согласно экспериментальным данным [7, 10], на заднем фронте заглубленного рас­плава образуется поликристаллический материал. Его термодинамиче­ские и теплофизические характеристики в дальнейшем будем считать близкими к характеристикам монокристалла.

В системе координат, связанной с движущимся слоем расплава, рас­пределение температуры описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \nabla^2 T + v \frac{\partial T}{\partial x}; \quad v = a, l, c, \quad (1)$$

где $D_v = \kappa_v / c_v \rho_v$ — коэффициент температуропроводности; κ_v — тепло­проводность; ρ_v — плотность; c_v^p — удельная теплоемкость v -й фазы (в (1) мы пренебрегаем температурной зависимостью этих величин). При $x \rightarrow \infty$ температура стремится к величине T_1 , соответствующей исходной темпе­ратуре аморфного материала; на границах $x=0$ и $x=d$ температурное поле непрерывно

$$T|_{x \rightarrow \infty} = T_1, \quad T|_{x=d+0} = T|_{x=d-0}, \quad T|_{x=d+0} = T|_{x=d-0}. \quad (2a)$$

Условиями, учитывающими поглощение тепла на фронте плавления и выделение тепла на фронте кристаллизации, являются

$$-D_a \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=d+0} + D_l \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=d-0} = -v \frac{H_{gl}}{c_l^p}, \quad (26)$$

$$-D_l \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=+0} + D_c \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-0} = +v \frac{H_{cl}}{c_c^p}, \quad (2B)$$

где H_{al} , H_{cl} — соответственно теплота плавления аморфного и кристаллического материалов.

Будем искать одномерное стационарное решение уравнения (1). Граничным условиям (2) удовлетворяет распределение температуры

$$T(x) = \begin{cases} T_1 + (T_f - T_1) \exp[-\gamma_a(x-d)], & x \geq d, \\ T_1 - T_a + T_c \exp(-\gamma_l x), & 0 \leq x \leq d, \\ T_2, & x \leq 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $\gamma_v = vD_v$, $T_c = H_{cl}/c_c^p$, $T_a = H_{al}/c_l^p$, $T_f = T_1 - T_a + T_c \exp(-\gamma_l d)$ — температура фронта плавления, $T_2 = T_1 + (T_c - T_a)$ — температура фронта кристаллизации. Два из трех свободных параметров d , v и T_1 можно определить, используя связь скорости движения фронта плавления (кристаллизации) с его перегревом (переохлаждением)

$$v = \beta_l (T_f - T_{al}) = \beta_c (T_{cl} - T_2), \quad (4)$$

где T_{al} , T_{cl} — соответственно температуры плавления аморфного и кристаллического материала; β_l и β_c — кинетические коэффициенты. Строго говоря, зависимость скорости движения фронта фазового превращения от перегрева (переохлаждения) является нелинейной [16]. Однако в узком температурном интервале, в котором, как мы увидим далее, существует заглубленный расплав, эта зависимость может быть линеаризована. Условие (4) совместно с (3) дает

$$v = \beta_c [T_{cl} - T_1 - (T_c - T_a)], \quad (5a)$$

$$d = \gamma_l^{-1} \ln \frac{T_c}{T_{al} + T_a - T_1 + v/\beta_l}. \quad (56)$$

Из (3) и (5) видно, что исходная температура аморфного материала T_1 полностью определяет свойства заглубленного расплава: толщину, скорость движения, температурное поле.

Выражения (56) можно упростить, считая, что $\gamma_l d \ll 1$. В этом случае $\gamma_l d \approx (T_2 - T_f)/T_c < (T_{cl} - T_{al})/T_c$. Пользуясь условиями (4), легко получить связь между скоростью движения заглубленного расплава и его толщиной

$$v = \frac{v_{\max}}{1 + d/d_0}, \quad v_{\max} = \beta (T_{cl} - T_{al}), \quad d_0 = D_l/\beta T_c, \quad (6)$$

а $\beta = \beta_l \beta_c / (\beta_l + \beta_c)$ представляет собой эффективный кинетический коэффициент. Для кремния величина $(T_{cl} - T_{al})/T_c$ составляет ~ 0.14 , поэтому условие $\gamma_l d \ll 1$ достаточно хорошо выполняется.

2. Условия существования и устойчивость заглубленного расплава

Очевидными условиями существования заглубленного расплава являются $T_f > T_{al}$ и $T_2 < T_{cl}$. Согласно (4), второе из этих условий удовлетворяется автоматически, если выполнено первое. Кроме того, чтобы тепло, выделяющееся на фронте кристаллизации, переносилось к фронту плавления, необходимо потребовать выполнения соотношения $T_2 > T_f$. По-

следнее условие приводит к двум важным следствиям. Во-первых, из (4) видно, что температура фронта плавления в этом случае должна быть ограничена сверху температурой

$$T_f^* = T_{al} + \frac{\beta_c}{\beta_c + \beta_l} (T_{cl} - T_{al}). \quad (7)$$

Иными словами, температура фронта плавления может изменяться в интервале температур $T_{al} \leq T_f \leq T_f^*$, заметно меньшем, чем интервал существования жидкой фазы, переохлажденной относительно точки плавления кристалла $T_{al} \leq T \leq T_{cl}$. Во-вторых, условие $T_2 > T_f$ означает, что скорость движения заглубленного расплава не может превышать максимально возможного значения v_{\max} , определяемого выражением (6). Как будет видно далее (раздел 3), величина v_{\max} непосредственно определяется из эксперимента.

Рассмотрим теперь слой аморфного полупроводника конечной толщины d_a . В первом приближении будем считать, что распространение заглубленного расплава в этом случае подчиняется тем же закономерностям, что и в неограниченном материале. Тогда толщина заглубленного расплава d не должна превышать величину d_a . Это условие приводит к более жесткому ограничению температуры фронта плавления снизу, чем это следует из очевидного условия $T_f > T_{al}$. При $\gamma_l d \ll 1$ интервал допустимых значений T_f в этом случае можно выразить в аналитическом виде

$$\frac{T_f^* + T_{al} (d_a/d_0)}{1 + (d_a/d_0)} \leq T_f \leq T_f^*, \quad (8)$$

где толщина d_0 определена выражением (6), а температура T_f^* введена выше. Из (8) следует, что в случае $d_a \gg d_0$ нижняя граница температуры фронта плавления стремится к температуре плавления аморфного материала T_{al} ; при $d_a \leq d_0$ нижняя граница смещается к T_f^* . Последнее обстоятельство приводит к тому, что скорость движения заглубленного расплава становится ограниченной снизу значением $v_{\min} = v_{\max}/(1 + d_a/d_0)$.

Распределение температуры (3), описывающее заглубленный расплав, представляет собой одномерное стационарное решение уравнения теплопроводности (1). Анализ устойчивости полученного решения, приведенный в Приложении, показал, что заглубленный расплав неустойчив относительно длинноволновых флуктуаций профиля границ раздела фаз, таких, что

$$q^2 A_c < \frac{\gamma_a \gamma_c}{\gamma_a - \gamma_c} (T_c - T_a), \quad (9)$$

где

$$A_c = \frac{M}{\rho_c} \frac{\alpha_{cl} T_{cl}}{H_{cl}},$$

M — атомный (молекулярный) вес полупроводника, α_{cl} — коэффициент поверхностного натяжения границы жидкость—кристалл; q — волновой вектор, связанный с флуктуацией. Оценка максимального декремента нарастания флуктуации показывает (см. Приложение), что он ограничен сверху величиной

$$\xi_{\max} = \frac{\Omega}{1 + (2\Omega/a\omega_1)}, \quad \Omega = \frac{\gamma_a \gamma_c}{\gamma_a - \gamma_c} \beta_c (T_c - T_a), \quad \omega_1 = \frac{v^2}{\beta_c A_c}, \quad (10)$$

где коэффициент

$$a = \frac{\gamma_l - (\gamma_a - \gamma_c)}{\gamma_a \gamma_c} \frac{T_c}{T_a + T_c} \sim 1.$$

Для кремния $A_c \sim 10^{-6}$ см·К, $T_c - T_a \cong 500$ К, $\beta_c \cong 7$ см/с·К, $\gamma_l \sim \gamma_c \sim 10^{-4}$ см $^{-1} \ll \gamma_a$. Подставляя эти значения в (10), получаем $\xi_{\max} \sim 3 \times 10^7$ с $^{-1}$, т. е. флуктуация развивается за время, не меньшее, чем ~ 30 нс.

3. Сравнение с экспериментальными данными

Имеющиеся к настоящему времени работы по изучению заглубленного расплава выполнены исключительно на аморфных ионно-имплантированных слоях кремния. В табл. 1 приведены основные параметры жидкой, аморфной и кристаллической фаз кремния, а также известные из литературы характеристики фазовых превращений.

Таблица 1

Теплофизические параметры жидкой, аморфной и кристаллической фаз кремния и характеристики фазовых превращений

Фаза	Теплофизические параметры фаз				Характеристики фазовых переходов			
	ρ , г/см ³	$\frac{\kappa}{\text{см} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_p}{\text{г} \cdot \text{К}}$	D , см ² /с	Переход	T, К	H, Дж/г	H/c _p , К
c-Si	2.287	0.30	0.99	0.133	c → l	1685	1800	1820
l-Si	2.553	0.50	0.99	0.198	a → l	1445	1320	1330
a-Si	2.20	0.05	1.14	0.02	a → c	≈2500	420	425

Из имеющихся работ можно выделить две наиболее важные группы. В первой (см., например, [5, 6, 17]) в процессе лазерного воздействия на полупроводник регистрируется проводимость образца и по ее изменению восстанавливается толщина расплавленного слоя. В отсутствие жидкой фазы на поверхности эта величина прямо характеризует толщину заглубленного расплава. Во второй группе [7-10, 15, 18, 19] измеряется коэффициент отражения света, зондирующего поверхность полупроводника в процессе его облучения, и по наблюдаемым осцилляциям отражения определяется скорость продвижения заглубленного расплава в глубь образца. Как видно, объединение этих экспериментов позволило бы выявить связь толщины заглубленного расплава со скоростью его движения. Однако такая работа до сих пор не проведена; поэтому в дальнейшем мы ограничимся анализом данных о скорости заглубленного расплава, непосредственно связанных с кинетикой фазовых превращений.

На рис. 2 представлены значения скорости движения заглубленного расплава, полученные в результате обработки экспериментальных данных работ [7, 8]. В качестве образцов в этих работах использовались слои кремния, имплантированные таким образом, чтобы создать равномерное по глубине распределение примеси. Толщина аморфизированного слоя на разных образцах составляла 410 и 440 нм. Образцы облучались импульсами эксимерного лазера ($\lambda=248$ нм, $\tau=45$ нс на полувысоте); в процессе облучения регистрировались временные зависимости коэффициента отражения зондирующего света ($\lambda=1152$ нм). Образование заглубленного расплава идентифицировалось по наличию осцилляций коэффициента отражения, связанных с интерференцией света, рассеянного поверхностью образца и границей жидкой фазы. При обработке экспериментальных данных измерялись временные интервалы между последовательными максимумами и минимумами коэффициента отражения. Средняя скорость движения расплава на этих интервалах определялась как отношение длины пройденного пути (72 нм) к длительности интервала. По оси абсцисс на рис. 2 отложена полная длина пути L , пройденная заглубленным расплавом к моменту времени, в который определялась ско-

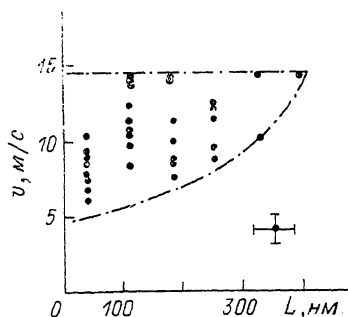


Рис. 2. Зависимость скорости движения заглубленного расплава v от его глубины пробега L в аморфном кремнии.

рость его движения (середина соответствующего временного интервала). Следует отметить, что на первом интервале определенная таким образом скорость может иметь заниженное значение, так как в этот интервал дополнительно входит время формирования на поверхности расплавленного полупроводника слоя закристаллизовавшегося материала.

Из рис. 2 видно, что скорость движения заглубленного расплава ограничена сверху значением $v_{\max} \cong 14.5$ м/с. Используя это значение, можно в соответствии с (6) определить эффективный кинетический коэффициент $\beta \cong 6$ см/с·К для $T_{ci} - T_{ai} \cong 240$ К (табл. 1). Характеристическая длина $d_0 = D_l / \beta T_c$ при этом составляет 180 нм. Толщина заглубленного расплава, распространяющегося в аморфном материале, не должна превышать оставшейся толщины аморфного слоя $d_a - L$. Это условие накладывает ограничение снизу на скорость распространения расплава

Таблица 2

Экспериментальные данные по скорости движения заглубленного расплава в аморфных слоях кремния

d_a , нм	v , м/с	Литературная ссылка
160	14	[9]
220	≤ 15	[15]
440	13 ± 2	[15]
370	16.2 ± 1.2	[19]

$$v > v_{\min}(L) = \frac{v_{\max}}{1 + (d_a - L)/d_l}. \quad (11)$$

На рис. 2 границы v_{\max} и v_{\min} (последняя определена для $d_a = 410$ нм) показаны штрихпунктирными линиями. Как видно, экспериментальные значения скорости движения заглубленного расплава располагаются внутри разрешенной области его существования.

В табл. 2 представлены экспериментальные данные работ [9, 15, 19].

В отличие от [7, 8] в этих работах выполнены менее подробные исследования; поэтому авторами [9, 15, 19] приводятся данные, усредненные по толщине аморфизированного слоя. Из этой таблицы видно, что полученные значения скорости близки к величине $v_{\max} \cong 14.5$ м/с, а в ряде случаев превышают ее. В связи с этим следует отметить, что небольшие вариации v_{\max} на разных образцах возможны из-за различий в условиях имплантации (включая тип внедренной примеси).

Приведенные данные позволяют оценить один из кинетических коэффициентов β_l и β_c , если из независимых экспериментов известен другой. Так, например, полагая, что величина β_c близка к значению 7 см/с·К, полученному на кристаллическом кремнии [17], находим $\beta_l = \beta \beta_c / (\beta_c - \beta) \cong 42$ см/с·К. Эта величина втрое превышает значение 13—16 см/с·К, которое, согласно [17], представляет собой нижнюю границу для кинетического коэффициента плавления кристаллического кремния.

Пользуясь полученными значениями β_c и β_l , оценим температурный интервал существования заглубленного расплава. В соответствии с (7) величина $T_f^* - T_{ai}$ составляет ~ 35 К; поэтому при $d_a = 410$ нм заглубленный расплав может существовать в интервале $10 \text{ К} \leq T_f - T_{ai} \leq 35 \text{ К}$. Как видно, этот интервал на порядок меньше ширины температурной области $T_{ai} \leq T \leq T_{ci}$, в которой образуется жидкая фаза, переохлажденная относительно точки кристаллизации. Экспериментально это проявляется в том, что заглубленный расплав возникает лишь в узком интервале плотностей энергии лазерного импульса, расположенном вблизи порога плавления полупроводника [7, 9, 10, 18].

Как уже отмечалось, заглубленный расплав оказывается неустойчивым относительно длинноволновых флуктуаций профиля границ фазовых превращений (см. раздел 2). Эта неустойчивость может проявляться на длине пути, пройденном расплавом, $L > L_u = v / \xi_{\max} \cong D_c / \beta_c (T_c - T_{ai})$; для кремния $L_u \cong 300 \div 400$ нм. Поскольку толщина используемых на практике аморфных слоев обычно не превышает L_u , неустойчивость заглубленного расплава в экспериментах пока не наблюдалась.

В данной работе предложена простая модель самораспространяющегося заглабленного расплава, в основе которой лежит предположение о движении фронта плавления и фронта кристаллизации с одинаковой скоростью. Эта модель имеет ряд экспериментально проверяемых следствий.

Одно из них — существование максимальной скорости распространения заглабленного расплава, составляющей, согласно экспериментальным данным, 14—16 м/с. Другое следствие — ограничение скорости распространения расплава снизу в случае аморфных слоев конечной толщины. Для $d_a = 220$ нм величина $v_{\min} \cong 7$ м/с. Тем самым наблюдаемый на таких слоях «медленный» заглабленный расплав, движущийся со скоростью 1—2 м/с [14, 15], не связан с самоподдерживающейся кристаллизацией, а имеет другую физическую природу. Это согласуется с результатами работ [14, 15], авторы которых на основании исследования сегрегации примеси в закристаллизовавшихся слоях пришли к предположению о движении фронта плавления и фронта кристаллизации «медленного» расплава навстречу друг другу. Причина возникновения заглабленного расплава этого типа требует, очевидно, дальнейшего изучения. Еще одним следствием предложенной модели является узкий температурный интервал существования самораспространяющегося заглабленного расплава.

Рассмотренная выше модель описывает движение заглабленного расплава, однако не позволяет судить о начальном этапе его возникновения. Эксперименты, проведенные авторами [18], показывают, что на начальном этапе кристаллизация носит существенно двумерный характер (процесс развивается не только в глубь полупроводника, но и вдоль его поверхности). Поэтому начальный этап образования заглабленного расплава может потребовать более сложного описания, выходящего за рамки одномерной модели.

Автор благодарен Ю. В. Погорельскому за полезные обсуждения данной работы.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Рассмотрим устойчивость одномерного стационарного решения (3) уравнения теплопроводности. Пусть в направлении z , перпендикулярном направлению движения заглабленного расплава, флуктуационные смещения положения фронта плавления и кристаллизации суть

$$x_a(z, t) = d + \delta_a \varphi(z, t), \quad x_c(z, t) = \delta_c \varphi(z, t), \quad (\text{П. 1})$$

где $\varphi(z, t) = \exp(iqz - \omega t)$, q — волновой вектор, ω — декремент затухания возмущения. Флуктуации приводят к изменению скорости движения фазовых границ

$$v_a = v + \frac{\partial x_a}{\partial t} = v - \omega \delta_a \varphi, \quad v_c = v + \frac{\partial x_c}{\partial t} = v - \omega \delta_c \varphi. \quad (\text{П. 2})$$

Найдем связанное с этими отклонениями изменение температурного поля в системе. Решение уравнения теплопроводности будем искать в форме

$$T(x, z, t) = \begin{cases} T_1 + (T_f - T_1) \exp[-\gamma_a(x-d)] + \\ \quad + b\varphi(z, t) \exp[-\alpha_a(x-d)], & x \geq x_a, \\ T_1 - T_a + T \exp(-\gamma_l x) + \varphi(z, t) \times \\ \quad \times [c \exp(-\alpha_1 x) + g \exp(-\alpha_2 x)], & x_c \leq x \leq x_a, \\ T_2 + \hat{a}\varphi(z, t) \exp(\alpha_c x), & x \leq x_c, \end{cases} \quad (\text{П. 3})$$

где $\alpha_a = \gamma_a/2 + (\gamma_a^2/4 + q^2 - \omega/D_a)^{1/2}$, $\alpha_c = (\gamma_c^2/4 + q^2 - \omega/D_c)^{1/2} - \gamma_c/2$, $\alpha_{1,2} = \gamma_l/2 \pm (\gamma_l^2/4 + q^2 - \omega/D_l)^{1/2}$. Это решение должно удовлетворить условию

непрерывности температуры на фазовых границах x_a и x_c , а также условию теплового баланса, аналогичному (26). В результате с точностью до членов первого порядка по φ получим систему уравнений

$$\begin{aligned} b - c \exp(-\alpha_1 d) - g \exp(-\alpha_2 d) - \delta_a [\gamma_a (T_f - T_1) - \gamma_l T_c \exp(-\gamma_l d)] &= 0, \\ \frac{\alpha_a}{\gamma_a} b - \frac{\alpha_1}{\gamma_l} c \exp(-\alpha_1 d) - \frac{\alpha_2}{\gamma_l} g \exp(-\alpha_2 d) - \delta_a [\gamma_a (T_f - T_1) - \gamma_l T_c \times \\ &\times \exp(-\gamma_l d) + T_a \omega / v] = 0, \\ a - c - g + \gamma_l T_c \delta_c &= 0, \\ \frac{\alpha_c}{\gamma_c} a - \frac{\alpha_1}{\gamma_l} c + \frac{\alpha_2}{\gamma_l} g - \delta_c [\gamma_l T_c - T_c \omega / v] &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П. 5})$$

Флуктуации скорости движения фазовых границ должны быть согласованы с изменением температурного поля. Из условий, аналогичных (4), вытекают два дополнительных уравнения

$$b = \delta_a [\gamma_a (T_f - T_1) + q^2 A_l - \omega / v], \quad a = \delta_c [\omega / v - q^2 A_c], \quad (\text{П. 6})$$

где

$$A_c = \frac{M}{\rho_c} \frac{\alpha_c T_{c1}}{H_{c1}}, \quad A_l = \frac{M}{\rho_l} \frac{\alpha_l T_{l1}}{H_{l1}},$$

M — атомный вес полупроводника; $\sigma_{\mu\nu}$ — коэффициент поверхностного натяжения границы μ -й и ν -й фаз (в (П. 6), кроме температурной зависимости скорости движения фазовых границ, учтена также ее зависимость от кривизны поверхности раздела [16]).

Уравнения (П. 5) — (П. 6) образуют однородную систему уравнений. Равенство нулю детерминанта этой системы определяет величину декремента затухания возмущения ω . Как было показано в начале статьи, величина $\gamma_l d$ мала по параметру $(T_{c1} - T_{l1}) / T_c$. Считая, что $\gamma_l d \ll 1$, можно исключить из уравнений (П. 5) коэффициенты c и g . В результате уравнение для декремента затухания ω приобретает вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\alpha_a}{\gamma_a} + \frac{\alpha_c}{\gamma_c} \right) (\omega / \beta_c - q^2 A_c) (\omega / \beta_l - q^2 A_l - \gamma_l T_c) + (\omega / \beta_l - q^2 A_l - \gamma_l T_c) \times \\ \times \left(\frac{\alpha_a - \gamma_a}{\gamma_a} \gamma_l T_c + T_c \omega / v \right) + (\omega / \beta_c - q^2 A_c + \gamma_l T_c) \times \\ \times \left[\frac{\alpha_a - \gamma_a}{\gamma_a} (\gamma_l T_c - \gamma_a T_c + \gamma_a T_a) + T_a \omega / v \right] = 0. \end{aligned} \quad (\text{П. 7})$$

Анализ показывает, что если волновой вектор q становится меньше некоторого критического значения a , то у (П. 7) появляется близкий к нулю отрицательный корень $\omega = -\xi$, свидетельствующий о неустойчивости решения (3). Величина Q при этом определяется уравнением (П. 7), в котором осуществлена замена q на Q , а ω приравнена нулю. Это уравнение дополнительно упрощается, если считать, что $Q \gg \gamma$, ($\nu = a, c, l$). $A_l \cong A_c$, а $T_c - T_a \ll T_c$. В этом случае

$$Q^2 A_c = \gamma (T_c - T_a), \quad \gamma = \frac{\gamma_a \gamma_c}{\gamma_a - \gamma_c}. \quad (\text{П. 8})$$

Отметим, что условие неустойчивости $q^2 A_c < \gamma (T_c - T_a)$ имеет стандартную физическую интерпретацию [16], если под величиной $\gamma (T_c - T_a) = \gamma (T_2 - T_1)$ подразумевается эффективный температурный градиент вблизи фазовых границ раздела.

Для грубой (по порядку величины) оценки декремента нарастания флуктуаций ξ положим $A_c \cong A_l$, $\beta_1, \beta_l \cong \beta_c$, $q \gg \gamma$, $q^2 \gg \xi / D$, ($\nu = a, c, l$). В этом случае из (П. 7) имеем

$$\xi + q^2 \beta_c A_c \cong \frac{\gamma_l \beta_c T_c (T_c - T_a) (q - \xi / v)}{q \gamma_l / \gamma \cdot T_c + q (T_c - T_a) + \xi (T_c + T_a)}. \quad (\text{П. 9})$$

Решая (II.9) относительно ξ , определяя максимальное значение ξ из условия $\partial\xi/\partial q=0$ и полагая $(T_c - T_a)/(T_c + T_a) \ll 1$, получим

$$\xi < \xi_{\max} = \frac{\Omega}{1 + (2.2/\alpha\omega_1)^{1/2}}, \quad \Omega = \gamma\beta_c(T_c - T_a), \quad \omega_1 = \frac{v^2}{\beta_c A_c}, \quad (\text{II.10})$$

безразмерный коэффициент

$$a = \frac{\gamma u}{\gamma} \frac{T_c}{T_c + T_a} \sim 1.$$

Декремент нарастания флуктуации максимален при $q = (\alpha\Omega\omega_1)^{1/2}/v$.

Список литературы

- [1] Уббелоде А. Плавление и кристаллическая структура. М.: Мир, 1968. 420 с.
- [2] Olson G. L., Roth J. A., Nygren E., Pogany A. P., Williams J. S. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1987. V. 74. P. 109—115.
- [3] Donovan E. P., Spaepen F., Turnbull D., Poate J. M., Jacobson D. C. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 5. P. 1795—1803.
- [4] Thompson M. O., Galvin G. J., Mayer J. M., Peercy P. S., Poate J. M., Jacobson D. C., Cullis A. G., Chew N. G. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 26. P. 2360—2362.
- [5] Thompson M. O., Peercy P. S., Tsao J. Y., Aziz M. J. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 10. P. 558—560.
- [6] Thompson M. O., Peercy P. S. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1986. V. 51. P. 99—111.
- [7] Lowndes D. H., Jellison G. E. (Jr.), Wood R. F., Pennycook S. J., Carpenter R. W. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1985. V. 35. P. 101—106.
- [8] Lowndes D. H., Jellison G. E. (Jr.), Pennycook S. J., Wittrow S. P., Mashburn D. N. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 20. P. 1389—1391.
- [9] Murakami K., Erui O., Takita K., Masuda K. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 19. P. 2203—2206.
- [10] Lowndes D. H., Jellison G. E. (Jr.), Pennycook S. J., Wittrow S. P., Mashburn D. N., Wood R. F. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1986. V. 51. P. 131—136.
- [11] Wood R. F., Geist G. A. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 7. P. 873—876.
- [12] Баландин В. Ю., Двуреченский А. В., Александров Л. Н. // Поверхность. 1986. NO 1. С. 53—60.
- [13] Wood R. F., Geist G. A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 4. P. 2606—2620.
- [14] Bruines J. J. P., van Hal R. P. M., Boots H. M. J., Sinke W., Saris F. W. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 19. P. 1252—1254.
- [15] Bruines J. J. P., van Hal R. P. M., Koek B. H., Vieggers M. P. A., Boots H. M. J. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1987. V. 74. P. 91—102.
- [16] Сб. «Современная кристаллография». М.: Наука, 1980. Т. 3. 401 с.
- [17] Peercy P. S., Thompson M. O., Tsao J. Y. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1987. V. 74. P. 15—30.
- [18] Lowndes D. H., Pennycook S. J., Wood R. F., Jellison G. E. (Jr.), Wittrow S. P. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1988. V. 100. P. 489—503.
- [19] Polman A., Mous D. J. W., Stolk P. A., Sinke W. C. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 11. P. 1097—1099.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 февраля 1990 г.