



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Е. Старосельский, О слабонадкритических структурах при лазерной сублимации, *ЖТФ*, 1983, том 53, выпуск 4, 761–763

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.170

23 января 2025 г., 23:10:38



где  $\Phi$  зависит от толщины нарушенного слоя.

Для  $g (\partial u / \partial z) x < 10^{-1}$  (если  $|g| \sim 10^{10} \text{ м}^{-1}$ ,  $\partial u / \partial z \sim 10^{-4}$ , то  $x < 10^{-7} \text{ м}$ ) результат (6) приобретает более простой вид

$$B(\Phi, x) = -gu(d-x) + gu(x) + \sin[gu(x) + \Phi]. \quad (7)$$

Из (7) видно, что, используя дифракционные кривые двух различных порядков (с векторами  $\mathbf{Q}_1$  и  $\mathbf{Q}_2$ ), можно определить толщину нарушенного слоя  $d$  и значения функции  $u(z)$  в областях вблизи границ нарушенного слоя  $d-x \leq z \leq d$  и  $0 \leq z \leq x$ .

Для слабо искаженного кристалла ( $g(\partial u / \partial z) d \ll 1$ ) действительная часть функции (5) при  $x=0$  и разность производных мнимой части (5) для двух порядков отражения при одинаковых пределах интегрирования  $\alpha_1$  связаны с  $u(z)$  и  $d$  следующим образом:

$$\text{Re } I(0) = d(1 + \cos \Phi) - (\cos[gu(0)] + \cos \Phi) \frac{2}{\pi} \int_0^d \text{Si}(\alpha_1 d) dz + \frac{1}{\pi \alpha_1}, \quad (8)$$

$$\frac{B(\Phi_1, x)}{|g_1|} - \frac{B(\Phi_2, x)}{|g_2|} = u(x) [\cos \Phi_1 - \cos \Phi_2] + \left[ \frac{\sin \Phi_1}{|g_1|} - \frac{\sin \Phi_2}{|g_2|} \right] \left[ 1 - \frac{1}{\pi} \text{Si}(\alpha_1(d-x)) - \frac{1}{\pi} \text{Si}(\alpha_1(d+x)) \right], \quad (9)$$

где  $\text{Si}(x)$  — интегральный синус. Отсюда следует, что использование дифракционных кривых двух порядков отражения позволяет с помощью (8) определить толщину нарушенного слоя, после чего из (9) найти значения функции  $u(z)$  на любой глубине  $z$  нарушенного слоя:  $0 \leq z \leq d$ . В свою очередь функции изменения межплоскостного расстояния  $\Delta a(z)/a$  вычисляются из уравнения  $\Delta a(z)/a = du(z)/dz$ .

Полученные результаты справедливы для дифракции плоской монохроматической волны и, следовательно, отвечают использованию трехкристалльных спектрометров (см., например, [1, 2]).

#### Литература

- [1] A. M. Afanasev, M. V. Kovalchuk, E. K. Kovev, V. G. Kohn. Phys. stat. sol., A42, 415 (1977).
- [2] V. G. Kohn, M. V. Kovalchuk, R. M. Imamov, E. F. Lobanovich. Phys. stat. sol., A64, 435 (1981).
- [3] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М. (1970).
- [4] A. V. Kolpakov, Yu. N. Belyaev, R. N. Kuzmin. Proc. Intern. Meet. on Highly Dispersed Iron Oxides and Corrosion. Leningrad, 1981, Ed. by T. Ekdahl et al., Sweden, p. 88.
- [5] A. B. Колпаков, Ю. Н. Беляев. Деп. ВИНТИ, № 3334-81 Деп.
- [6] S. Takagi. Acta Cryst., 15, 1311 (1962); J. Phys. Soc. Jap., 26, 1239 (1969).
- [7] Р. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. ИЛ, М. (1950).

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
8 апреля 1982 г.

УДК 53 : 51

## О СЛАБОНАДКРИТИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ СУБЛИМАЦИИ

И. Е. Старосельский

Известно, что при лазерном испарении конденсированного вещества плоская граница фаз при определенных условиях оказывается неустойчивой. Линейный анализ неустойчивости проведен в [1], где показано, что возмущения температуры и формы границы с волновыми числами из некоторого интервала ( $k_1, k_2$ ) экспоненциально растут со временем, если интенсивность излучения  $g$  превышает определенное критическое значение  $g^*$ . При малых надкритичности ширина интервала неустойчивых мод  $|k_1 - k_2| \sim \sqrt{g - g^*}$ . В [2] численными методами изучалась нелинейная эволюция неустойчивых мод. Было обнаружено, что в случае малого превышения пороговой интенсивности оказывается возможным режим сублимации со стационарно движущимся неплоским фронтом. Период такой слабонадкритической структуры соответствует максимуму линейного инкремента.

Аналитическое исследование нелинейной задачи представляет значительные трудности. Поэтому в [2] была построена феноменологическая модель, основанная на решении замкну-

того нелинейного уравнения в частных производных для формы фронта  $X(y, t)$ . Такая модель позволила найти квазистационарные слабонадкритические структуры и исследовать их устойчивость. При этом вопрос о соответствии феноменологической модели исходной задаче теплопроводности подробно не исследовался.

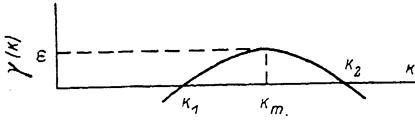
Представляет интерес построить квазистационарные решения с неплоским фронтом исходя из полной нелинейной задачи теплопроводности. Естественным подходом к этой задаче является последовательное разложение решений в ряд по малой надкритичности. Аналогичная техника использовалась при решении ряда других нелинейных задач устойчивости (см., например, [3]).

Обезразмеренная система уравнений, описывающих лазерное испарение, выглядит следующим образом (см. [1]):

$$\dot{T} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + e^X(y, t)^{-x}, \quad \lambda v_0 \dot{X}_n = (\nabla T)_n |_{x=X(y, t)}, \quad \dot{X}_n = v \exp \left\{ \frac{-J + pX^n}{T(X(y, t), y, t)} \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $v_0, \lambda, J, v$  и  $p$  — безразмерные скорость плоского фронта, теплота испарения, энергия активации, величина порядка скорости звука и поверхностное натяжение соответственно.

Точка и штрих над буквами обозначают дифференцирование по  $t$  и  $y$ , индекс « $n$ » — компоненту вектора, нормальную фронту. Система (1) представляет собой уравнение теплопроводности с двумя условиями, поставленными на границе. Так как последняя в свою очередь не



определена, имеет смысл, следуя работе [1], ввести вместо  $x$  координату  $\zeta = x - v_0 t$  и, раскладывая уравнения по малой величине  $\psi(y, t) = X(y, t) - X_s$ , прийти к граничным условиям при  $\zeta = 0$ . [ $X_s = v_0 t$  и  $T_s = T_s(\zeta)$  — решение, соответствующее плоскому фронту]. Введем также  $u(\zeta, y, t) = T - T_s$ . Легко видеть, что функции  $u$  и  $\psi$  как раз описывают периодическую структуру, которая, как следует из результатов численного эксперимента, накладывается на стационарное (см. [1]) решение системы (1). Оказывается, что для определения ее амплитуды необходимо разложить систему (1) до кубических по  $u$  и  $\psi$  членов, причем квадратические, как будет объяснено ниже, несущественны для дальнейшего рассмотрения. Опуская их, имеем

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} + v_0 \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + e^{-\zeta} \left( \psi + \frac{\psi^3}{6} \right), \quad \lambda v_0 \dot{\psi} = u_1 + t_2 \psi + \frac{u_3}{2} \psi^2 + \frac{t_4}{6} \psi^3 - u_1' \psi' \psi, \\ u_0 + t_1 \psi + \frac{u_2}{2} \psi^2 + \frac{t_3}{6} \psi^3 &= -\beta \psi \psi'' + J \beta^2 \frac{\dot{\psi}}{v_0} + \frac{\beta \beta^2}{2} \psi'' (\psi')^2 + \frac{\beta \beta^2}{2} \psi'' \left( \frac{\dot{\psi}}{v_0} \right)^2 + \frac{J \beta^2}{3} \left( \frac{\dot{\psi}}{v_0} \right)^3. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$t_n = \frac{\partial^n T_s(\zeta)}{\partial \zeta^n} \Big|_{\zeta=0}, \quad u_n = \frac{\partial^n u(\zeta, y, t)}{\partial \zeta^n} \Big|_{\zeta=0},$$

$\beta = T_s(0)/J \ll 1$  (см. [1]). Малость  $\beta$  учтена в последнем уравнении.

Представим  $u$  и  $\psi$  в виде рядов Фурье:  $u = \sum_k u(k, t) e^{iky}$ ,  $\psi = \sum_k \psi(k, t) e^{iky}$ . Поскольку при  $\epsilon \rightarrow 0$  (см. рисунок) в линейной задаче возбуждаются только гармоники с волновыми числами из очень узкого интервала  $|k_1 - k_2| \sim \sqrt{\epsilon}$ , то и решения нелинейной задачи (2) будут близки к монохроматическим  $u(\zeta, k, t) = s(\zeta, t) [\delta(k - k_m) + \delta(k + k_m)]$ ,  $\psi(k, t) = A(t) [\delta(k - k_m) + \delta(k + k_m)]$ , где  $k_m \approx k_1 \approx k_2$  определяется из условия  $d\gamma(k)/dk|_{k=k_m} = 0$ . Поэтому оказывается возможным написать замкнутую систему уравнений для  $u(\zeta, k_m, t)$  и  $\psi(k_m, t)$ . Очевидно, в нее не войдут члены, содержащие четные степени  $u$  и  $\psi$ .

Рассмотрим решения, не зависящие от  $t$ . Они соответствуют  $t \rightarrow \infty$ , другими словами, установлению квазистационарной периодической подструктуры, накладывающейся на решения, соответствующие плоскому фронту. При  $A(t) = \eta = \text{const}$  первое уравнение системы (2) имеет явное решение

$$s = D \left( \eta + \frac{\eta^3}{6} \right) e^{-\zeta} + C e^{-\zeta/a}.$$

Здесь  $D = (k^2 + v_0 k - 1)^{-1}$ ,  $a = [(v_0 + \sqrt{v_0^2 + 4k^2})/2]^{-1}$ ,  $k \equiv k_m$ . Константы  $\eta$  и  $C$  определяются граничными условиями из (2), которые в данном случае представляют собой систему двух алгебраических уравнений. Кроме тривиального  $\eta = C = 0$  имеем решение, дающее амплитуду валов (т. е. синусоидального профиля) на поверхности плоского фронта

$$\eta = \left( \frac{t_1 + at_2 + D(1-a) - p\beta k^2}{k^2 a(t^2 - 2D) - \frac{1}{2}(t_3 + at_4) - 2D(1-a)} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Выражение, стоящее в числителе формулы (3), как показывает линейная задача устойчивости, обращается в нуль при  $\epsilon = 0$  и может рассматриваться как мера надкритичности. Поэтому амплитуда валов стремится к нулю по закону  $\epsilon^{1/2}$ . Из приведенных выше соображений следует, что монохроматическое приближение работает тем лучше, чем слабее надкритичность, поэтому того же следует ожидать и от формулы (3). Например, для  $\epsilon = 0.062$  найденное значение  $\eta$  отличается от данных численного решения на 15%.

В заключение автор приносит глубокую благодарность С. И. Анисимову за постоянный интерес к работе и С. М. Гольбергу за предоставление данных машинного эксперимента.

#### Литература

- [1] С. И. Анисимов, М. И. Трибельский, Я. Г. Эпельбаум. ЖЭТФ, 78, 1597 (1980).  
 [2] С. И. Анисимов, С. М. Гольберг, Б. А. Маломед, М. И. Трибельский. ДАН СССР, 262, 1117 (1982).  
 [3] Л. П. Горьков. ЖЭТФ, 33, 402 (1957).

Институт теоретической физики  
 им. Л. Д. Ландау АН СССР  
 Черноголовка Московской обл.

Поступило в Редакцию  
 12 апреля 1982 г.

УДК 621.382

### АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

С. Гайбуллаев, Б. В. Егоров, В. И. Корольков,  
 А. В. Рожков, Е. П. Романова, В. С. Юферев

Последнее время разработке транзисторов на основе GaAs с использованием широкозонного AlGaAs эмиттера уделяется большое внимание [1-4]. Это обусловлено возможностью улучшения всей совокупности параметров и характеристик транзисторов как за счет свободы выбора уровней легирования базовой и эмиттерной областей при наличии широкозонного эмиттера, так и за счет высокой подвижности в самом арсениде галлия. При этом главное внимание уделяется изучению работы таких транзисторов при высоких уровнях инжекции и вопросам быстродействия. Вопросы же повышения коллекторного напряжения и разработки силовых транзисторов на основе GaAs в известной нам литературе до сих пор не рассматривались.

В данной работе изучены особенности работы арсенид-галлиевых транзисторов на основе  $n^+ - n^0 - p$  (GaAs) —  $n$ Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As структур, полученных методом эпитаксиального наращивания из жидкой фазы. Для повышения рабочих напряжений использовались эпитаксиальные слои слаболегированного GaAs с концентрацией  $n^0 = 10^{14} \div 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, что позволило получить транзисторы с рабочим напряжением  $U_{кз}$  до 500 В. Толщины слаболегированной коллекторной области  $w_{кз}$  выбирались из условия размещения области объемного заряда при приложении рабочих напряжений и составляли 50—100 мкм. Изучены два типа транзисторов: с нелегированной базовой областью и концентрацией  $p = 10^{15} \div 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и легированной германием до  $p = 5 \cdot 10^{17} \div 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Толщины базовых областей варьировались от единиц микрометров до 30 мкм. Широкозонный эмиттер  $n$ Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.1 \div 0.15$ ) легировался Те до концентраций  $5 \cdot 10^{16} - 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Используя технику фотолитографии, были изготовлены меза-структуры с кольцевым базовым выводом и площадью эмиттера от  $2 \cdot 10^{-4}$  до  $6 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>.

На рис. 1 приведена типичная осциллограмма выходных характеристик транзистора с нелегированной базовой областью, включенного по схеме с общим эмиттером. Так как  $N_k < P_0$ , слой объемного заряда расширялся в коллекторную область, и коэффициент передачи по току не зависел от приложенного напряжения.

Следует заметить, что большие диффузионные длины электронов в нелегированной  $p$ -базе ( $L_n$  достигала 60—75 мкм при  $j \sim 10$  А/см<sup>2</sup>) обеспечивали высокие значения коэффициентов усиления при сравнительно толстых базовых областях ( $\beta = 200$  при  $w_p = 5$  мкм), которые практически не менялись вплоть до 220 °С. Однако использование нелегированной базовой области из-за эффекта оттеснения эмиттерного тока приводило к падению коэффициента усиления с ростом тока. Так, при  $w_0 < 10$  мкм это падение начиналось уже с плотностей тока  $j_k \approx 50$  А/см<sup>2</sup>.