

01;03;10;11

Электростатический механизм формирования волнового микрорельефа на поверхности полупроводника, распыляемого ионным пучком

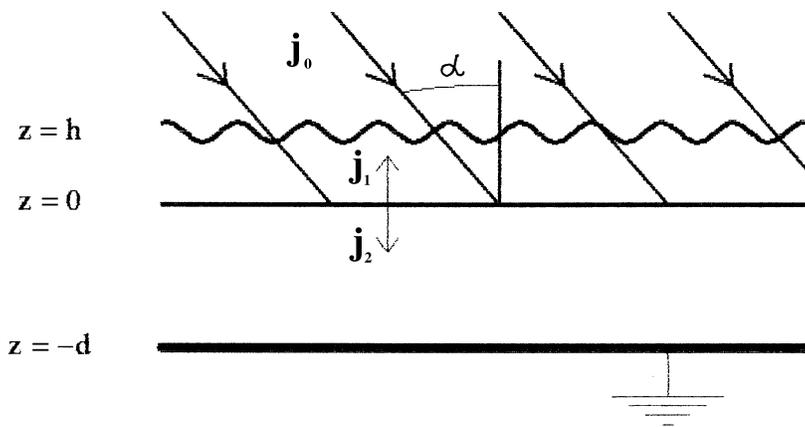
© А.И. Григорьев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
E-mail: grig@uniar.ac.ru

Поступило в Редакцию 21 июня 2000 г.

Показано, что задача моделирования физического механизма формирования на поверхности полупроводника упорядоченного волнового микрорельефа под действием высокоэнергетичного ионного пучка может трактоваться как электростатическая

Разработка различных способов создания на поверхности полупроводника упорядоченной пространственно периодической структуры волнового типа с характерной длиной волны $\sim 0.1 \div 1 \mu$ представляет значительный интерес в связи с современными проблемами нанотехнологии. Такие структуры образуются как при действии мощного лазерного излучения [1–3], так и при распылении поверхности полупроводника ионными пучками с энергией ионов $> 1 \text{ eV}$ [4–6]. Несмотря на визуальное сходство микрорельефа, получающегося при различных способах воздействия на вещество, физические механизмы его формирования при действии лазерного излучения и ионного пучка существенно различны: в первом случае происходит поверхностное плавление твердого тела с характерным временем образования микрорельефа на уже жидкой поверхности $\sim 10^{-9} \div 10^{-11} \text{ s}$, во втором случае в силу существенно меньшей мощности пучка полупроводник остается в твердом, но аморфном состоянии, а микрорельеф образуется в течение более длительного времени $\sim 10^2 \div 10^9 \text{ s}$ по мере распыления полупроводника. В пока что слабо разработанных теоретических моделях образования упорядоченного микрорельефа на поверхности полупроводника под действием ионного пучка [4–6] влияние электрического поля, появляющегося в



Схематическое изображение физической модели взаимодействия пучка ионов с поверхностью полупроводника.

силу заряжения поверхности, не учитывается, несмотря на то что оно играет определяющую роль при формировании микрорельефа под действием лазерного излучения [1–3] и должно играть важную роль и для ионного пучка уже хотя бы потому, что приповерхностное электрическое поле тормозит ионы.

1. Пусть в течение некоторого интервала времени однородный моноэнергетичный пучок ионов, характеризуемый плотностью тока j_0 , падает под углом α к нормали на поверхность пластины полупроводника, нижняя поверхность которой поддерживается при нулевом потенциале (см. рисунок). Высокая энергия ионов пучка позволяет им внедриться в полупроводник на глубину h , разрушая упорядоченную кристаллическую структуру и создавая большое количество дефектов. В силу высокой плотности потока ионов приповерхностный слой указанной толщины переходит в аморфное неупорядоченное состояние, диэлектрическая проницаемость ε_1 и электропроводность σ_1 которого ниже соответствующих характеристик ε_2 и σ_2 исходного полупроводника. Постоянный поток ионов на указанную глубину (куда мы поместим начало декартовой системы координат с осью координаты z , ориентированной перпендикулярно свободной поверхности) приведет

к зарядению как свободной поверхности, так и границы раздела аморфного и кристаллического слоев. В стационарном режиме энергия ионов, внедряющихся в полупроводник, определяется их исходной энергией на срезе ускорителя и величиной напряженности электрического поля у свободной поверхности.

Зададимся целью рассчитать электрические поля в рассматриваемой системе: над свободной поверхностью $z = h + \xi(x, t)$ (среда с индексом "0"), внутри аморфизированного слоя $0 \leq z \leq h + \xi$ (среда с индексом "1"), внутри кристаллического слоя $-d \leq z \leq 0$ (среда с индексом "2"). Возмущение свободной поверхности $\xi = \xi(x, t)$ связано с возникновением на свободной поверхности аморфизированного вязкоупругого слоя под действием потока импульса, вносимого в слой ионами пучка, волнообразного рельефа с амплитудой $\sim (kT/\gamma)^{1/2}$, где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, γ — коэффициент поверхностного натяжения свободной поверхности [7–9].

Для отыскания потенциалов электрического поля и токов, текущих в рассматриваемой системе, будем иметь задачу:

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_m = 0; \quad \mathbf{E}_m = -\nabla \Phi_m; \quad \operatorname{div} \mathbf{j}_m = 0;$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_m = 0; \quad (m = 0, 1, 2); \quad (1)$$

$$z = h + \xi: \quad E_{0n} - \varepsilon_1 E_{1n} = 4\pi \varkappa_h; \quad \Phi_0 = \Phi_1;$$

$$\frac{\partial \varkappa_h}{\partial t} + \sigma_1(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_1) + \operatorname{div}_\Sigma(\varkappa_h \mathbf{u}_\tau + \varkappa_h b_h E_{1\tau} \mathbf{n}_\tau) = 0; \quad (2)$$

$$z = 0: \quad \varepsilon_1 E_{1n} - \varepsilon_2 E_{2n} = 4\pi \varkappa_0; \quad \Phi_1 = \Phi_2; \quad j_{0n} = j_{1n} - j_{2n};$$

$$\frac{\partial \varkappa_0}{\partial t} + \sigma_1(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_1) + \sigma_2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_2) - j_{0n} \mathbf{n} + \operatorname{div}_\Sigma(\varkappa_0 \mathbf{u}_\tau + \varkappa_0 b_0 E_{2\tau} \mathbf{n}_\tau) = 0; \quad (3)$$

$$z = -d: \quad \Phi_2 = 0; \quad (4)$$

$$\nabla_\Sigma \equiv \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{n}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{n}_y; \quad \mathbf{j}_m = \sigma_m(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_m).$$

Φ_m — электрический потенциал; $\varkappa_h(x, t)$ и $\varkappa_0(x, t)$ — поверхностная плотность заряда на свободной поверхности и границе раздела соответственно; \mathbf{u}_τ — касательная к поверхности компонента поля скоростей движения среды, которую в нижеследующих рассуждениях в соответствии с данными экспериментов [4–5] и весьма большой

вязкостью аморфизированного слоя будем считать весьма малой и будем ею пренебрегать.

2. Поскольку амплитуда возмущения свободной поверхности аморфизированного слоя $\xi = \xi(x, t)$ весьма мала, то и вызванные этим возмущением отклонения от равновесных значений потенциалов, поверхностной плотности заряда и плотности тока в падающем пучке будут также малы. Зададим для определенности возмущение ξ в виде: $\xi = \xi_0 \cdot \exp(ikx)$, где k — волновое число. Тогда решения задачи (1)–(4) естественно искать в виде:

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= \Phi_0^0 + C_1 \exp(-kz) \cdot \exp(st - ikx); \\ \Phi_1 &= \Phi_1^0 + [C_2 \exp(kz) + C_3 \exp(-kz)] \cdot \exp(st - ikx); \\ \Phi_2 &= \Phi_2^0 + C_4 \operatorname{sh}[k(z + d)] \cdot \exp(st - ikx); \\ \varkappa_h &= \varkappa_h^0 + C_5 \cdot \exp(st - ikx); \\ \varkappa_0 &= \varkappa_0^0 + C_6 \cdot \exp(st - ikx); \\ j_0 &= j_0^0 + C_7 \cdot \exp(st - ikx).\end{aligned}\quad (5)$$

Здесь верхние индексы "0" определяют равновесные значения, относящиеся к невозмущенной свободной поверхности $z = h$. При записи проекта решения для Φ_2 учтено граничное условие (4).

Раскладывая граничные условия (2) в окрестности $z = h$ в линейном по ξ приближении и подставляя в получившиеся соотношения проекты решений (5), можно найти неизвестные константы C_m . В нулевом порядке приближений получаем самосогласованную задачу для нахождения стационарных полей и токов, решение которой имеет вид:

$$\begin{aligned}\varkappa_h^0 &= \varkappa_0^0; \quad E_0^0 = 8\pi \varkappa_h^0; \quad E_1^0 = 0; \quad E_2^0 = 8\pi \varepsilon_2^{-1} \varkappa_0^0; \\ \varkappa_0^0 &= \frac{j_0 \varepsilon_2 \cos \alpha}{8\pi \sigma_2}; \\ E_0^0 &= \frac{\varepsilon_2^2 p^2 q^2 l \cdot \cos^2 \alpha}{\sigma_2^2 m} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{4\Delta\phi \sigma_2^2 m}{\varepsilon_2^2 p^2 q^2 l^2 \cdot \cos^2 \alpha} \right]^{1/2} \right\},\end{aligned}$$

где p , q и m — концентрация, заряд и масса ионов в пучке; $q\Delta\phi$ — начальная энергия иона; l — расстояние по нормали к поверхности, проходимое ионом в поле E_0^0 у свободной поверхности.

Задача для нахождения поправок первого порядка малости сводится к неоднородной системе семи алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов C_m , решение которой несложно получить на компьютере с использованием одного из существующих пакетов программ аналитических вычислений MATHCAD или MATHEMATICA. Однако получающиеся соотношения весьма громоздки. Поэтому ограничимся кратким анализом решения для C_7 , представляющего основной интерес в контексте настоящего сообщения.

3. Выражение для C_7 получается комплексным и, будучи представленным в показательной форме, определяет амплитуду поправки к j_0^0 и добавку к фазе поправки. Если приравнять нулю мнимую часть C_7 , то получится алгебраическое уравнение относительно s — показателя скорости экспоненциального изменения амплитуды поправки со временем, имеющее (при равенстве подвижностей носителей заряда на свободной поверхности и границе раздела $b_n = b_0 = b$) относительно простой вид:

$$\begin{aligned}
 & s^2 \{ 2\varepsilon_2(\varepsilon_2\sigma_1 - \varepsilon_1\sigma_2) [1 + \exp(2kh)] \operatorname{ch}^2(dk) \\
 & - 2\varepsilon_1\sigma_1 [1 + \exp(2kh) - \varepsilon_1 + \varepsilon_1 \exp(2kh)] \operatorname{sh}^2(dk) \\
 & - \varepsilon_1 [-\varepsilon_2\sigma_1 (1 + \exp(2kh)) + \sigma_2 (-1 + \exp(2kh) \\
 & + 2\varepsilon_1 + 2\varepsilon_1 \exp(2kh)) \operatorname{sh}(2dk)] \} \\
 & + s \{ -8\pi\varepsilon_1\sigma_1 \operatorname{sh}(dk) [\sigma_2 \operatorname{ch}(dk) (1 + \exp(2kh)) \\
 & + \sigma_1 \operatorname{sh}(dk) (-1 + \exp(2kh))] \} \\
 & + 32\pi^2 b^2 \varkappa^2 \sigma_1 (-1 + \exp(2kh)) \operatorname{sh}^2(dk) = 0. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Это уравнение имеет два вещественных корня: положительный и отрицательный. Отрицательный соответствует экспоненциальному затуханию со временем поправки первого порядка малости, а положительный — экспоненциальному нарастанию поправки, т.е. увеличению со временем вклада в плотность тока падающего пучка слагаемого $\sim \exp[st - i(kx + \beta)]$, где β — фаза. Причем в малой окрестности положительного корня уравнения (6) $\beta \approx \pm\pi$, т.е. пространственная переменная компонента пучка ионов, падающего на поверхность полупроводника, находится в противофазе с начальным возмущением

свободной поверхности $\xi = \xi_0 \cdot \exp(ikx)$ так, что на впадины на волнообразном рельефе поверхности приходятся максимумы концентрации ионов в пучке. В итоге с течением времени амплитуда волнообразного рельефа на поверхности полупроводника за счет более интенсивного распыливания во впадинах будет увеличиваться, что и отмечено в [4–5].

4. Заключение. Возможный механизм образования на поверхности полупроводника упорядоченного волнового микрорельефа в результате распыления пучком высокоэнергетических ионов может быть в пренебрежении гидродинамическими движениями чисто электростатическим.

Список литературы

- [1] *Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.В.* // УФН. 1985. Т. 147. В. 4. С. 675–746.
- [2] *Дорофеев И.А., Либенсон М.Н.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. В. 10. С. 111–118.
- [3] *Либенсон М.Н., Ширяев В.А.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 3. С. 6–8.
- [4] *Elst K., Vandervorst W.* // J. Vac. Sci. Technol. 1994. V. A12. P. 3205–3216.
- [5] *Smirnov V.K., Kibalov D.S. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1999. V. B147. P. 310–315.
- [6] *Rudy A.S., Smirnov V.K.* // Nucl. Instr. and Meth. 1999. V. B159. P. 52–59.
- [7] *Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 22. С. 1–6.
- [8] *Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 3. С. 80–85.
- [9] *Григорьев А.И., Ширяева С.О., Коромыслов В.А., Белоножко Д.Ф.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 8. С. 27–33.