Для $0 \le t \le 2\pi\tau$: $t'_1=0$ и если $v_1=v(0)\neq 0$, то соответствующим выбором инерциальной системы отсчета всегда начальную скорость можно свести к нулю, $v_1 = 0$. При этом $\mathbf{v}_2=v$, поэтому непосредственно находим $f_s = P_0/v$, которая имеет вид:

$$f_s = -\frac{q^2}{6p^3 e_0 c^3 t\,(2t)} \int_0^t e^{\left(\frac{x-t}{t}\right)} \left[\frac{v(x)}{2t}\right] dx \qquad (4)$$

Сила (4) отрицательная, значит, ей соответствует устойчивое уравнение движения.

Для $t \ge 2\pi\tau$, переходя к новой шкале времени на основе преобразования $t'= (t-2\pi\tau)$, имеем

$$\int_{t_A}^{t_A+T} \mathrm{vf_{sv}}\,\mathrm{dt'} = -\frac{q^2}{6p^3 e_0 c^3 t} \cdot$$

$$\cdot \int_{t_A}^{t_A+T} \left\{ \left(\frac{v_2 - v_1}{2t}\right) \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} \left[\frac{v_2(x) - v_1(x)}{2t}\right] dx \right\} \mathrm{dt'} \qquad (5)$$

Применяя к правой части (5) процедуру интегрирования по частям, имеем:

$$\int_{t_A}^{t_A+T} \mathrm{vf_s}\,\mathrm{dt'} = \frac{q^2}{6p^3 e_0 c^3 t} \cdot$$

$$\cdot \left[\int_{t_A}^{t_A+T} \left(\frac{r_{02} - r_{01}}{2t}\right) \frac{d}{dt'} \cdot \left\{ \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} \left[\frac{v_2(x) - v_1(x)}{2t}\right] dx \right\} \mathrm{dt'} - C \right] \qquad (6)$$

где при $t_A \to \infty$,

$$C = \left| \left(\frac{r_{02} - r_{01}}{2t}\right) \left\{ \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} \left[\frac{v_2(x) - v_1(x)}{2t}\right] dx \right\} \right|_{t_A}^{t_A+T} \to 0,$$

Используем следующее упрощение: $(r_{02}-r_{01}) \cong 2\pi\tau v$, $(v_2-v_1) \cong 2\pi\tau a$, где v, a - усредненные на интервале $2\pi\tau$ скорость и ускорение соответственно. Из (5)-(6) следует выражение для силы реакции излучения

$$\mathrm{f_s} = \frac{t_0 m}{t} \frac{d}{dt'} \int_0^{t'} e^{\left(\frac{x-t'}{t}\right)} a(x)\,dx \,, \; t_0 = \mathrm{q}^2 / (6pe_0 \mathrm{c}^3 \mathrm{m}) \,. \qquad (7)$$

Этой силе соответствует в операторной форме следующее уравнение движения заряда:

$$L[a][p(\tau-\tau_o)+1]=(1+p\tau)L[f/m]. \qquad (8)$$

При $\tau \ge \tau_o$ движение устойчивое ($\tau_o \cong 10^{-24}$c), где L[a], L[f]-операторные ускорение и сила соответственно, p - оператор Лапласа, m-масса электрона. В данной теории параметр $R_m=\pi\tau c$ определяет область генерации излучения. В квантовой теории электрон характеризуется областью виртуальных фотонов с размером, равным комптоновской длине волны $\lambda_{КЭ}$. Если оценить $R_m \approx \lambda_{КЭ}$?, тогда имеет место приближение $\tau \approx 10^{-21}$c $>\tau_o$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меньшов Е.Н. Новые уравнения Максвелла: преодоление внутреннего противоречия в классической электродинамике//Современные наукоемкие технологии. - 2005. - №1. - С.89-90.

2. Меньшов Е.Н. Поле излучения, определяемое из новых уравнений Максвелла //Современные наукоемкие технологии. - 2005. - №11- С.61-63.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПЛЁНКАХ

Семенчин Е.А., Галай Е.О.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь

В работе аналитическими и численными методами изучается физический процесс образования пленки в результате газовой или жидкостной эпитаксии на кристаллическую подложку.

Совокупность частиц неупорядоченной фазы можно рассматривать как ансамбль бозе-частиц. При температурах ниже некоторой критической происходит осаждение части частиц системы на подложку в состоянии с нулевым импульсом, так называемая бозе-конденсация в поле псевдопотенциала подложки. В результате на кристаллической поверхности образуются зародыши новой фазы, происходит фазовый переход первого рода [1, 2].

Предложена динамическая модель квазидвумерных решеток, в которой учтены решеточные ангармонизмы и ангармоническое взаимодействие плёнки с подложкой. Гамильтониан системы представлен в виде суммы одночастичного потенциала поля подложки и потенциала двухчастичного взаимодействия атомов плёнки с атомами подложки. Это дает возможность описывать «метастабильные» положения атомов в «метастабильных» локальных минимумах одного из потенциалов, а значит описывать метастабильные состояния решетки, связанные со структурно-фазовым переходом первого рода, близкого ко второму.

Несохранение числа частиц неупорядоченной системы, связанное с наличием поля подложки, приводит к появлению отличных от нуля средних $\left\langle a^+_{k_1} a_{k_2} \right\rangle$, определяющих концентрацию частиц в газовой фазе, а также аномальных средних $\left\langle a_{k_1} a_{k_2} \right\rangle$ которые при k=0 определяют концентрацию осаждённых частиц - конденсата. Для аномальной функции Грина (ФГ):

$$\Gamma_{kk'}(w) = \left\langle\left\langle a^+_k(t_1) a^+_{k'}(t_2) \right\rangle\right\rangle_w$$

получено уравнение:

$$\Gamma_{kk'}(w)[w + e] = \Delta^+ G_{kk'}(w),$$

где

$$\Delta^+ = -\frac{1}{n} \sum V(k_1 - k_1') \left\langle a^+_{k_1}(t_1) a^+_{k_2}(t_1) \right\rangle.$$

Здесь e - энергия одночастичных возбуждений.

Решая совместно систему уравнений для нормальной:

$$G_{kk'}(t_1, t_2) = \left\langle\left\langle a_k(t_1) a^+_{k'}(t_2) \right\rangle\right\rangle$$

и аномальной ФГ находим для энергетической щели в спектре аномальной ФГ уравнение:

$$\Delta + \sum V(k_1 - k_1')\frac{\Delta}{\sqrt{e^2 + |\Delta|^2}} th \frac{\sqrt{e^2 + |\Delta|^2}}{2T} = 0 .$$

Δ имеет смысл энергетической щели в спектре возбуждений монослоя кристаллического конденсата на подложке. Появление $\Delta \neq 0$ является критерием начала конденсации несоразмерной фазы на кристаллической подложке.

Численное решение уравнения для энергетической щели Δ было проведено с помощью пакета MathCAD.

Экспериментальное подтверждение полученных результатов затруднено из-за сложности определения критических параметров в момент появления зародышей новой фазы. Но если отождествить ширину щели Δ с величиной активационного барьера адсорбционно-десорбционных процессов, то с помощью уравнения для энергетической щели Δ можно проследить зависимость энергии активации от степени покрытия.

Следует отметить, что формирование субмонослойных плёнок носит доменный характер, структура доменов зависит от величины покрытия, и эта зависимость носит пороговый характер.

Такой вывод позволяет предположить, что во всём интервале Δx_i, в пределах которого энергия активации меняется монотонно, латеральное взаимодействие между частицами плёнки оказывается неизменным, а некоторое изменение энергии активации в пределах интервала Δx_i связано с влиянием поля подложки. Скачкообразное же изменение энергии активации, свидетельствующее о структурных изменениях в плёнке, связано со скачкообразным изменением энергии двухчастичного взаимодействия. С учётом этого факта можно построить зависимость энергии активации от параметров двухчастичного взаимодействия и поля подложки (см. рис. 1).

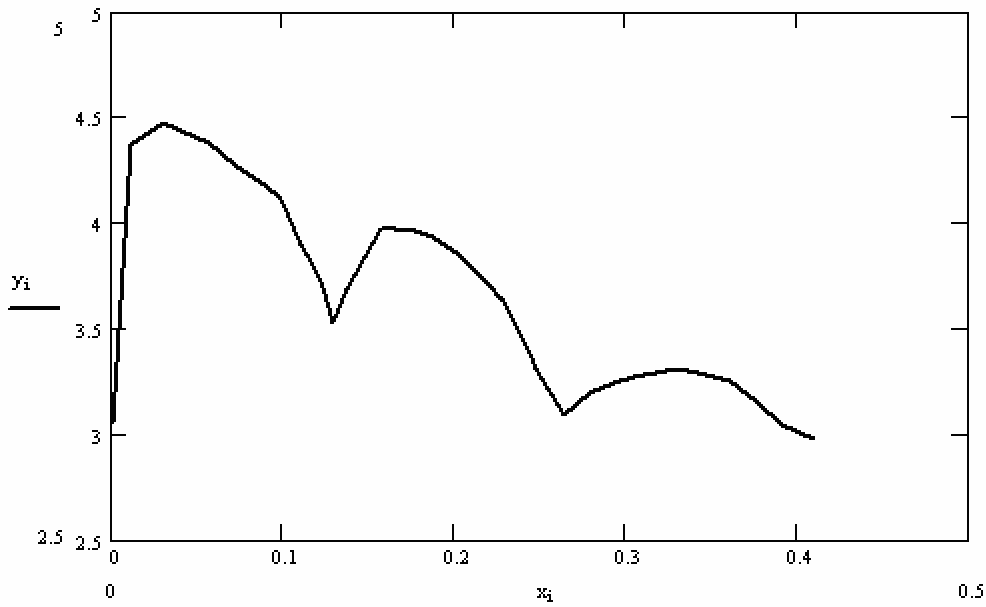

Рисунок 1. Зависимость энергии активации десорбции от степени покрытия

Сравнение полученного результата с экспериментальным [4] показывает, что для расчетной кривой в пределах одного монотонного участка изменение энергии активации коррелирует с изменением среднего поля подложки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кукушкин С.А., Осипов А.В. Процессы конденсации тонких пленок. УФН, 1998, 168, 10, с.1083-1116.

2. Децик В.Н., Каптелов Е.Ю. Кукушкин С.А., Осипов А.В., Пронин И.П. Кинетика начальной стадии фазового перехода первого рода в тонких пленках ФТТ, 1997, т.39, №1, с.121-126.

3. Адхамов А.А., Лебедев В.И. Применение метода функций Грина в классической статистической механике. - Душанбе.: «Дониш», 1975. - 196 с.

4. Крачино Т.В., Кузьмин М.В., Логинов М.В., Митцев М.А. Начальные стадии формирования границы раздела Yb-Si(III) ФТТ, 1997,т.39, №2, с.256-263. 33.20. Kf; 21.10.-k

FUNDAMENTAL AND APPLIED PROBLEMS OF PHYSICS

Khalturin V.G.
The Perm state technical university, Perm branch of the Russian Centre of science «Applied Chemistry»

In June, 2005 in Tunis under the initiative RAE there passed conference on a radio-activity. One much known scientist, the expert in the field of the elementary particles, working on the accelerator in Bern (Switzerland) (we shall not name his name) has told: the physics was terminated, the picture of a universe is drawn, all elementary particles are known, except for one.