

Дефазировка локальных колебаний двумерной дипольной системы

© В.М. Розенбаум

Институт химии поверхности Академии наук Украины,
252022 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 31 марта 1997 г.)

Рассматриваются ангармонически связанные высокочастотная и низкочастотная ветви колебательных возбуждений двумерной дипольной системы на подложке. Показано, что гармоническое взаимодействие фононов дипольной системы и подложки приводит к образованию независимых низкочастотных резонансных мод, характеризующихся двумерным волновым вектором, принадлежащим первой зоне Бриллюэна дипольной решетки. Положения и ширины спектральных линий высокочастотных локальных колебаний, в общем случае зависящие от законов дисперсий и времен жизни резонансных мод, рассчитываются для низкотемпературных ориентационных состояний вырожденных диполей на треугольной и квадратной решетках.

Анизотропия и дальнедействие диполь-дипольных взаимодействий в двумерных решеточных системах различных ориентационно подвижных полярных объектов [1,2] приводят к нетривиальным законам дисперсии низкочастотных возбуждений. Например, функция распределения частот ориентационных колебаний треугольной решетки вырожденных диполей при низких температурах T пропорциональна частоте в степени $3/2$ [3], а для квадратной решетки имеет нулевые значения в определенной области низких частот, пропорциональной $T^{1/2}$, за счет упорядочивающего воздействия термодинамических флуктуаций [4–6]. Наиболее удобный способ регистрации таких возбуждений состоит в измерении спектроскопических характеристик хорошо наблюдаемых локальных колебаний, связанных с изменениями абсолютных значений дипольных моментов.

Существенный прогресс в описании локальных колебаний адсорбированных молекул был достигнут на основе обменной дефазировочной модели [7,8], в которой учитывается биквадратичная ангармоническая связь $u_r^2 u_\varphi^2$ между смещением u_r высокочастотного колебания молекулы и смещением u_φ низкочастотного резонансного колебания [9]. Эта модель позволила получить ряд точных решений [10–12], описывающих форму спектральной линии локального колебания, а также учесть вырождение низкочастотных деформационных колебаний и присущий им собственный ангармонизм [13,14]. Наличие других типов ангармонической связи, например вида $u_r u_\varphi^2$, сказывается только на перенормировке значения коэффициента биквадратичного ангармонизма [15], что обеспечивает широкое использование этой модели для описания экспериментальных спектров путем подгонки необходимых значений параметров.

В случае достаточно большой концентрации адсорбированных молекул их колебательные моды коллективизируются [3,16] и испытывают дополнительные частотные смещения за счет колебательного эффекта Штарка, обусловленного статическими электрическими полями соседних полярных молекул [17]. В [18] рассматривалась дефазировка коллективизированных высокочастотных мод адсорбата на не взаимодействующих между собой низкочастотных резонансных колебаниях моле-

кул. С другой стороны, хорошо известно, что формирование упорядоченных структур адсорбированных молекул с ориентациями, наклонными к поверхности (как, например, в системе CO и CO₂ на поверхности NaCl(100) [19,20]), приводит к существенному взаимодействию низкочастотных деформационных мод адсорбата [21], которое должно быть особенно чувствительно к ориентационным фазовым переходам, происходящим в таких системах.

В данной работе показано, что состояния системы, состоящей из фононов подложки и латерально взаимодействующих низкочастотных колебаний адсорбированных полярных молекул, гармонически связанных с подложкой, могут быть разбиты на независимые группы состояний, классифицируемые волновым вектором \mathbf{K} , принадлежащим первой зоне Бриллюэна двумерной дипольной решетки. Поскольку плотность состояний фононов подложки во много раз превышает плотность колебательных мод адсорбата, то в зависящей от \mathbf{K} группе состояний на одну адсорбционную моду приходится квазинепрерывный фононный спектр. Это позволяет рассматривать низкочастотную коллективизированную моду адсорбата $\omega_\varphi(\mathbf{K})$ как резонансное колебание с перенормированной частотой $\tilde{\omega}_\varphi(\mathbf{K})$ и обратным временем жизни $\eta_{\mathbf{K}}(\tilde{\omega}_\varphi(\mathbf{K}))$. Введенные параметры входят в уравнения обменной дефазировочной модели со взаимодействующими низкочастотными модами. Во многих случаях ширина зоны локальных колебаний $\omega_r(\mathbf{K})$ и величина резонанса $\eta_{\mathbf{K}}(\tilde{\omega}_\varphi(\mathbf{K}))$ намного меньше ширины зоны низкочастотных колебаний адсорбата. Тогда можно легко получить низкотемпературные асимптотики для сдвига и ширины спектральной линии локальных колебаний, которые представлены в данной статье для системы вырожденных диполей на треугольной и квадратной решетках.

Полный гамильтониан колебательных возбуждений системы, состоящей из высокочастотных и низкочастотных мод дипольной системы и фононов подложки, представим в следующем виде:

$$H = H_r + H_l + H_{\text{anharm}}, \quad H_l = H_\varphi + H_S + H_{\text{int}}. \quad (1)$$

Здесь H_r и H_φ являются гамильтонианами диполь-дипольно взаимодействующих высокочастотных и низкочастотных колебаний адсорбированных молекул,

$$\begin{aligned} H_{r,\varphi} &= \sum_{\mathbf{R}} \frac{p_{r,\varphi}^2(\mathbf{R})}{2m_{r,\varphi}} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{R},\mathbf{R}'} \left[m_{r,\varphi} \omega_{r,\varphi}^2 \delta_{\mathbf{R},\mathbf{R}'} \right. \\ &\quad \left. + \Phi_{r,\varphi,\text{lat}}(\mathbf{R} - \mathbf{R}') \right] u_{r,\varphi}(\mathbf{R}) u_{r,\varphi}(\mathbf{R}') \\ &= \sum_{\mathbf{K}} \hbar \omega_{r,\varphi}(\mathbf{K}) \left[b_{r,\varphi}^+(\mathbf{K}) b_{r,\varphi} + 1/2 \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$u_{r,\varphi}(\mathbf{R})$ и $p_{r,\varphi}(\mathbf{R})$ — смещения и обобщенные импульсы молекулярных колебаний соответственно высокой ω_r и низкой ω_φ частот в \mathbf{R} -м узле адсорбционной решетки, характеризуемых приведенными массами m_r и m_φ ; $b_{r,\varphi}^+(\mathbf{K})$ и $b_{r,\varphi}(\mathbf{K})$ — операторы рождения и уничтожения коллективизированных мод адсорбата с квадратами частот $\omega_{r,\varphi}^2(\mathbf{K}) = \omega_{r,\varphi}^2 + \tilde{\Phi}_{r,\varphi,\text{lat}}(\mathbf{K})/m_{r,\varphi}$, где $\tilde{\Phi}_{r,\varphi,\text{lat}}(\mathbf{K})$ — Фурье-компоненты функций силовых постоянных $\Phi_{r,\varphi,\text{lat}}(\mathbf{R})$, зависящих от ориентаций соответствующих колебательных смещений. Величина H_{h-l} описывает биквадратичное ангармоническое взаимодействие

$$H_{h-l} = \Phi_4 \sum_{\mathbf{R}} u_f^2(\mathbf{R}) u_\varphi^2(\mathbf{R}) \quad (3)$$

(Φ_4 — соответствующий коэффициент ангармонизма), H_S — фононы подложки,

$$H_S = \sum_{\mathbf{k}_{\parallel},\sigma} \hbar \omega_S(\mathbf{k}_{\parallel},\sigma) (b_{\mathbf{k}_{\parallel},\sigma}^+ b_{\mathbf{k}_{\parallel},\sigma} + 1/2), \quad (4)$$

а H_{int} задает гармоническую связь низкочастотных колебаний адсорбата и подложки

$$H_{\text{int}} = \sum_{\mathbf{R},\alpha,\beta} \Phi_{\text{int}}^{\alpha\beta} e_\varphi^\alpha u_\varphi(\mathbf{R}) u_S^\beta(\mathbf{R}), \quad (5)$$

где e_φ — единичный вектор ориентации колебания $u_\varphi(\mathbf{R})$, $u_S^\beta(\mathbf{R})$ — декартова проекция на ось β смещения атома подложки с массой M , связанного с узлом \mathbf{R} адсорбционной решетки, Φ_{int} — соответствующая матрица силовых постоянных.

Квантовые состояния фононов в представлении (4) характеризуются продольным относительно плоскости поверхности волновым вектором \mathbf{k}_{\parallel} , а все остальные квантовые числа (учитывающие движение квазичастицы в поперечном направлении, ее поляризацию и в неявном виде структуру расположения атомов в элементарной ячейке кристалла) обозначены через σ . Такое представление удобно тем, что можно сразу воспользоваться трансляционной симметрией системы в продольном направлении и записать смещение $u_S(\mathbf{R})$ в следующем

виде:

$$\begin{aligned} u_S^\alpha(\mathbf{R}) &= (MN_0)^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel},\sigma} C_{\mathbf{k}_{\parallel},\sigma}^\alpha e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{R}} \tilde{u}_S(\mathbf{k}_{\parallel},\sigma), \\ \tilde{u}_S(\mathbf{k}_{\parallel},\sigma) &= \left(\frac{\hbar}{2\omega_S(\mathbf{k}_{\parallel},\sigma)} \right)^{1/2} (b_{\mathbf{k}_{\parallel},\sigma} + b_{-\mathbf{k}_{\parallel},\sigma}^+), \end{aligned} \quad (6)$$

где $C_{\mathbf{k}_{\parallel},\sigma}^\alpha$ — унитарные матрицы, осуществляющие переход к нормальным координатам $\tilde{u}_S(\mathbf{k}_{\parallel},\sigma)$, N_0 — число узлов адсорбционной решетки в основной области. Подстановка в формулу (5) соотношений (6) и аналогичного разложения $u_\varphi(\mathbf{R})$ в ряд по волновому вектору \mathbf{K} приводит к тому, что полученное выражение содержит следующую сумму:

$$\sum_{\mathbf{R}} e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{K}) \cdot \mathbf{R}} = N_0 \sum_{\mathbf{B}} \delta_{\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{K}, \mathbf{B}}. \quad (7)$$

Здесь суммирование по $\mathbf{B} = n_1 \mathbf{B}_1 + n_2 \mathbf{B}_2$ проводится по всем неэквивалентным целочисленным линейным комбинациям векторов обратной адсорбционной решетки \mathbf{B}_1 и \mathbf{B}_2 . Действительно, первая зона Бриллюэна для векторов \mathbf{k}_{\parallel} определяется элементарной ячейкой кристалла и потому может быть большего размера, чем первая зона Бриллюэна для решетки адсорбата. Таким образом, из всей совокупности волновых векторов \mathbf{k}_{\parallel} образуются подгруппы векторов $\mathbf{B} - \mathbf{K}$, и выражение (5) в упрощающем все последующие формулы гайтлер-лондонском приближении принимает следующий вид:

$$H_{\text{int}} = \hbar \sum_{\mathbf{K},\nu} [\chi_{\mathbf{K},\nu} b_\varphi(\mathbf{K}) b_S^+(\mathbf{K},\nu) + \text{h.c.}], \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_{\mathbf{K},\nu} &= \frac{1}{2} [M m_\varphi \omega_\varphi(\mathbf{K}) \omega_S(\mathbf{B} - \mathbf{K}, \sigma)]^{-1/2} \\ &\quad \times \sum_{\alpha,\beta} e_\varphi^\alpha \Phi_{\text{int}}^{\alpha\beta} C_{\mathbf{B}-\mathbf{K},\sigma}^\beta, \end{aligned} \quad (9)$$

h.c. обозначает слагаемое, эрмитово-сопряженное первому, а новое квантовое число ν соответствует совокупности квантовых чисел σ и \mathbf{B} .

Суммирование по \mathbf{k}_{\parallel} и σ в формуле (4) можно также представить как сумму по переменным \mathbf{K} и ν , соответственно изменяя обозначения переменных и под знаком суммы. Тогда из уравнений (1), (2), (4) и (8) следует принципиально важный вывод: гамильтониан H_l низкочастотных мод адсорбата и подложки представляет собой сумму гамильтонианов $H_l(\mathbf{K})$, т.е. диагонален в представлении волнового вектора \mathbf{K} адсорбата. Это позволяет в каждом диагональном блоке $H_l(\mathbf{K})$ независимо перейти к новым нормальным координатам, как это делалось, например, в [14], и определить спектральную функцию низкочастотных резонансных колебаний системы адсорбированных молекул

$$L_{\mathbf{K}}(\omega) = \frac{\tilde{\eta}_{\mathbf{K}}(\omega)}{[\omega - \omega_\varphi(\mathbf{K}) - \tilde{P}_{\mathbf{K}}(\omega)]^2 + \pi^2 \tilde{\eta}_{\mathbf{K}}^2(\omega)}, \quad (10)$$

в которой

$$\begin{aligned}\tilde{\eta}_{\mathbf{K}}(\omega) &= \sum_{\nu} |\chi_{\mathbf{K}\nu}|^2 \delta(\omega - \omega_{\mathbf{K}\nu}), \\ \tilde{P}_{\mathbf{K}}(\omega) &= \int_0^{\infty} \frac{\tilde{\eta}_{\mathbf{K}}(\tilde{\omega}) d\tilde{\omega}}{\omega - \tilde{\omega}}.\end{aligned}\quad (11)$$

Частота резонанса $\tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K})$ находится из условия обращения в нуль выражения в квадратных скобках в (10), а ширина резонанса равна $\eta_{\mathbf{K}}(\tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K})) = 2\pi\tilde{\eta}_{\mathbf{K}}(\tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K}))$. При этом величина $\tilde{P}_{\mathbf{K}}(\omega)$ в данном случае описывает взаимодействие низкочастотных молекулярных колебаний через подложку.

Во втором порядке теории возмущений по коэффициенту биквадратичного ангармонизма Φ_4 введенная спектральная функция определяет положение максимума и ширину спектральной линии высокочастотных колебаний адсорбата

$$\omega_0 = \omega_r(0) + \frac{\gamma}{N_0} \sum_{\mathbf{K}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega [n(\omega) + 1/2] L_{\mathbf{K}}(\omega), \quad (12)$$

$$\begin{aligned}2\Gamma_0 &= \frac{2\pi\gamma^2}{N_0^2} \sum_{\mathbf{K}, \mathbf{K}'} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega n(\omega) [n(\omega + \omega_r(0) - \omega_r(\mathbf{K})) + 1] \\ &\times L_{\mathbf{K}+\mathbf{K}'}(\omega) L_{\mathbf{K}'}(\omega + \omega_r(0) - \omega_r(\mathbf{K})),\end{aligned}\quad (13)$$

где

$$\gamma = \frac{\hbar}{m_r m_{\varphi} \omega_r \omega_{\varphi}} \Phi_4, \quad n(\omega) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (14)$$

(k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура).

Интегралы по ω в формулах (12), (13) легко вычисляются для узких резонансных функций (10), когда все медленно изменяющиеся функции ω заменяются их значениями в точке $\omega = \tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K})$. В этом случае получаем следующие упрощенные выражения для характеристик (12), (13):

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_r(0) + \frac{\gamma}{N_0} \sum_{\mathbf{K}_1} [n_1 + 1/2] \\ &= \omega_r(0) + \gamma \int_{-\infty}^{\infty} d\omega [n(\omega) + 1/2] \rho_{\varphi}(\omega),\end{aligned}\quad (15)$$

$$\begin{aligned}2\Gamma_0 &= \frac{\gamma^2}{N_0^2} \\ &\times \sum_{\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2} \frac{n_1(n_2 + 1)(\eta_1 + \eta_2)[(\Omega_1 - \Omega_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2/4]}{(\Omega_1 - \Omega_2)^4 + (\eta_1^2 + \eta_2^2)(\Omega_1 - \Omega_2)^2/2 + (\eta_1^2 - \eta_2^2)^2/4},\end{aligned}\quad (16)$$

где

$$\begin{aligned}n_i &= n(\Omega_i), \quad \eta_i = \eta_{\mathbf{K}_i}(\Omega_i), \quad i = 1, 2, \\ \Omega_1 &= \tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K}_1), \quad \Omega_2 = \tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K}_2) + \omega_r(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2) - \omega_r(0);\end{aligned}\quad (17)$$

$$\rho_{\varphi}(\omega) = \frac{1}{N_0} \sum_{\mathbf{K}} \delta(\omega - \tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K})) \quad (18)$$

функция распределения низких частот системы адсорбированных молекул. В частном случае отсутствия латеральных взаимодействий низкочастотных мод адсорбата, а также взаимодействий этих мод через подложку, когда $\tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K}) = \omega_{\varphi}$, соотношение (16) сводится к формуле (48) работы [18].

Обратим внимание, что в рассматриваемом приближении сдвиг спектральной линии локального колебания определяется только функцией распределения низких частот $\rho_{\varphi}(\omega)$ и не зависит от ширины резонансов $\eta_{\mathbf{K}}(\tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K}))$. Однако в выражениях (13) или (16) для ширины спектральной линии локального колебания входят ширины резонансов, которые конкурируют с ширинами зон $\tilde{\omega}_{\varphi}(\mathbf{K})$ низкочастотных колебаний адсорбата. Если эти ширины зон оказываются много больше ширин резонансов, то последними можно пренебречь и переписать уравнение (16) в следующем виде:

$$2\Gamma_0 = \frac{2\pi\gamma^2}{N_0^2} \sum_{\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2} n_1(n_2 + 1) \delta(\Omega_1 - \Omega_2). \quad (19)$$

Если, кроме того, зоны локальных колебаний намного уже зон низкочастотных колебаний адсорбата, то величины $2\Gamma_0$ будут тоже определяться только функциями $\rho_{\varphi}(\omega)$

$$2\Gamma_0 = 2\pi\gamma^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega n(\omega) [n(\omega) + 1] \rho_{\varphi}^2(\omega). \quad (20)$$

Рассчитаем температурные зависимости частотного сдвига $\Delta\omega_0(T)$ и ширины $2\Gamma_0$ спектральной функции локальных колебаний для треугольной и квадратной решеток вырожденных диполей. В первом случае низкотемпературная асимптотика функции $\rho_{\varphi}(\omega)$ имеет вид $\rho_{\varphi}(\omega) = 0.1062(I/V)^{5/4} \omega^{3/2}$, где I — момент инерции угловых колебаний диполя, $V = \mu^2/a^3$ — характерная энергия диполь-дипольных взаимодействий (μ — дипольный момент, a — постоянная решетки) [3]. Подставляя эту функцию в (15), (20), получаем

$$\begin{aligned}\Delta\omega_0(T)/\gamma &= 0.1893\kappa^{5/4}\tau^{5/2}, \\ 2\Gamma_0/(\hbar\gamma^2/V) &= 0.5109\kappa^{3/2}\tau^4.\end{aligned}\quad (21)$$

Здесь два безразмерных параметра $\kappa = \hbar^2/IV$ и $\tau = Ik_B T/\hbar^2$ описывают отношения ротационной постоянной \hbar^2/I к дипольной энергии V и тепловой энергии $k_B T$ к ротационной постоянной соответственно. Для реальных систем первый параметр всегда мал, а второй может принимать значения как меньше, так и больше единицы. Соотношения (21) справедливы при условии $\kappa\tau \ll 1$.

В случае квадратной решетки термодинамические флуктуации упорядочивают относительные ориентации дипольных моментов в подрешетках (первоначально вырожденные в основном состоянии) и приводят к возникновению в спектре ориентационных колебаний зависящей от температуры энергетической щели [5]

$$\omega_{\varphi}^2(\mathbf{K}) \approx C_0 T + (Va^2/I)(C_x K_x^2 + C_y K_y^2), \quad (22)$$

где $C_x = 0.1447$, $C_y = 1.7873$, C_0 — постоянная. Корневая зависимость от температуры энергетической щели в законе дисперсии $\omega_{\varphi}(\mathbf{K})$ отмечалась также и в [4]. Подставляя длинноволновую асимптотику (22) в (18), получаем следующую функцию распространения низких частот:

$$\rho_{\varphi}(\omega) = \frac{I}{2\pi V \sqrt{C_x C_y}} \omega \Theta(\omega - \sqrt{C_0 T}) \quad (23)$$

($\Theta(\omega) = 1$ при $\omega > 0$, $\Theta(\omega) = 0$ при $\omega < 0$), которая при использовании формул (15) и (20) дает

$$\begin{aligned} \Delta\omega_0(T)/\gamma &= \frac{\varkappa\tau^2}{2\pi\sqrt{C_x C_y}} \\ &\times \begin{cases} \sqrt{C_0/\tau} \exp(-\sqrt{C_0/\tau}), & \tau \ll 1, \\ \pi^2/6, & \tau \gg 1, \end{cases} \\ 2\Gamma_0/(\hbar\gamma^2/V) &= \frac{\varkappa\tau^3}{2\pi\sqrt{C_x C_y}} \\ &\times \begin{cases} (C_0/\tau) \exp(-\sqrt{C_0/\tau}), & \tau \ll 1, \\ \pi^2/3, & \tau \gg 1. \end{cases} \quad (24) \end{aligned}$$

Интересно, что наличие Θ -функции в функции распределения частот (23), ответственное за возникновение дальнего порядка в рассматриваемой системе, приводит к явно выраженному экспоненциальному провалу в сдвиге максимума и ширине спектральной линии локального колебания.

Представленная работа была поддержана Государственным фондом фундаментальных исследований ГКНТ Украины (проект 2.4/308).

Список литературы

- [1] В.М. Розенбаум, В.М. Огенко, А.А. Чуйко. УФН **161**, 10,79 (1991).
- [2] V.M. Rozenbaum. Phys. Rev. **B53**, 6240 (1996).
- [3] В.М. Розенбаум. ЖЭТФ **99**, 1836 (1991).
- [4] K.M.S. Bajaj, R. Mehrotra, D. Kumar, V. Soni. Europhys. Lett. **27**, 153 (1994).
- [5] В.М. Розенбаум. Письма в ЖЭТФ **63**, 623 (1996).
- [6] В.М. Розенбаум. ЖЭТФ **111**, 2, 669 (1997).
- [7] C.B. Harris, R.M. Shelby, P.A. Cornelius. Phys. Rev. Lett. **38**, 1415 (1977).
- [8] R.M. Shelby, C.B. Harris, P.A. Cornelius. J. Chem. Phys. **70**, 34 (1979).
- [9] B.N.J. Persson, R. Ryberg. Phys. Rev. **B32**, 3586 (1985).
- [10] А.А. Макаров, В.В. Тяхт. Поверхность, **8**, 18 (1988).
- [11] A.I. Volokitin. Surf. Sci. **224**, 359 (1989).
- [12] D.C. Langreth, M. Persson. Phys. Rev. **B43**, 1353 (1991).
- [13] V.M. Rozenbaum. Phys. Lett. **A165**, 275 (1992).
- [14] В.М. Розенбаум. ЖЭТФ **102**, 1381 (1992).
- [15] K. Burke, D.C. Langreth, M. Persson, Z.-Y. Zhang. Phys. Rev. **B47**, 15 869 (1993).
- [16] В.М. Розенбаум. ЖЭТФ **107**, 536 (1995).
- [17] D.K. Lamber, G.P.M. Poppe, C.M.J. Wijers. J. Chem. Phys. **103**, 6206 (1995).
- [18] B.N.J. Persson, F.M. Hoffmann, R. Ryberg. Phys. Rev. **B34**, 2266 (1986).
- [19] J. Heidberg, E. Kampshoff, R. Kuhnemuth, M. Suhren, H. Weiss. Surf. Sci. **269/270**, 128 (1992).
- [20] J. Heidberg, E. Kampshoff, R. Kuhnemuth, O. Schonekas. Surf. Sci. **269/270**, 120 (1992).
- [21] V.M. Rozenbaum. Phys. Lett. **A176**, 249 (1993).