

# Элементарные колебания в кристаллах инертных газов: фононные частоты сжатых кристаллов ряда Ar—Xe

© Е.П. Троицкая, Вал.В. Чабаненко, Е.Е. Горбенко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,  
83114 Донецк, Украина

E-mail: zero@zero.fti.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 12 мая 2005 г.)

Представлены *ab initio* исследования динамики решетки кристаллов инертных газов в широком интервале давлений с учетом неадиабатических эффектов. Рассчитываются фононные частоты при  $p \neq 0$  ряда кристаллов Ar—Xe. Исследование роли различных взаимодействий показало, что разница в моделях наиболее заметна на границе зоны Бриллюэна. При больших сжатиях фононный спектр в направлении  $\Delta$  деформируется, происходит „размягчение“ продольной моды за счет электрон-фононного взаимодействия, относительный вклад которого уменьшается в ряду Ar, Kr, Xe. Получено хорошее согласие теоретических фононных частот с имеющимися их экспериментальными значениями для Ar при  $p = 3.1$  GPa.

PACS: 63.20.Dj, 63.20.Kr

## 1. Введение

С появлением новых методов стало возможно экспериментальное изучение фононных спектров при больших давлениях [1]. Начиная с пионерских работ в 1980-х годах неупругое рассеяние (IXS) с энергией разрешения  $\sim$  meV ( $1 \text{ meV} = 8.066 \text{ cm}^{-1}$ ) на сегодня становится обычным методом исследования фононной дисперсии, применяемой ко все более широкому кругу систем. IXS дополняет хорошо зарекомендовавшие себя спектроскопические методы неупругого нейтронного рассеяния (INS) в случаях, когда нейтронные техники трудно применимы. Малый размер источника и разброса пучка лучей в современных синхронных источниках открывает возможность изучения материалов малых размеров вплоть до  $10^{-5} \text{ mm}^3$ . Это представляет особый интерес при изучении вещества под высоким давлением, так как становится возможным использование техники ячеек алмазных наковален (DAC), а следовательно, расширение диапазона давлений до 100 GPa и выше.

В обзоре [1] представлены характеристики метода IXS; особенно подчеркнуты аспекты, относящиеся к изучению высоких давлений, и проиллюстрировано современное состояние исследований фононов при высоких давлениях на нескольких типичных примерах. Одним из первых в DAC был изучен кристалл Ar при давлении до 20 GPa [2].

Настоящая работа посвящена элементарным колебаниям и их взаимодействию в кристаллах инертных газов (КИГ) [3–5]. В [3] исследовались фононные частоты Ne при  $p \neq 0$ , когда электрон-фононное взаимодействие не мало. В настоящей работе рассчитаны фононные частоты сжатых кристаллов Ar, Kr, Xe. Цель этих работ — исследовать неадиабатические эффекты в динамике решетки кристаллов под давлением во всем ряду кристаллов Ne—Xe. В качестве основы берется модель К.Б. Толпыго и ее модификации. Это позволяет в отличие от стандартного подхода с помощью функций Грина (см., например, [6]) провести количественное исследова-

ние электрон-фононного взаимодействия в кристаллах с сильной связью в широком диапазоне давлений вплоть до давлений перехода диэлектрик—металл.

В разд. 2 рассчитываются короткодействующие потенциалы отталкивания, интегралы перекрытия и параметры электрон-фононного взаимодействия кристаллов Ar, Kr, Xe в зависимости от сжатия. В разд. 3 и 4 приведены результаты расчетов фононных частот кристаллов ряда Ar—Xe под давлением в различных моделях и обсуждаются полученные результаты. В Заключение представлены выводы.

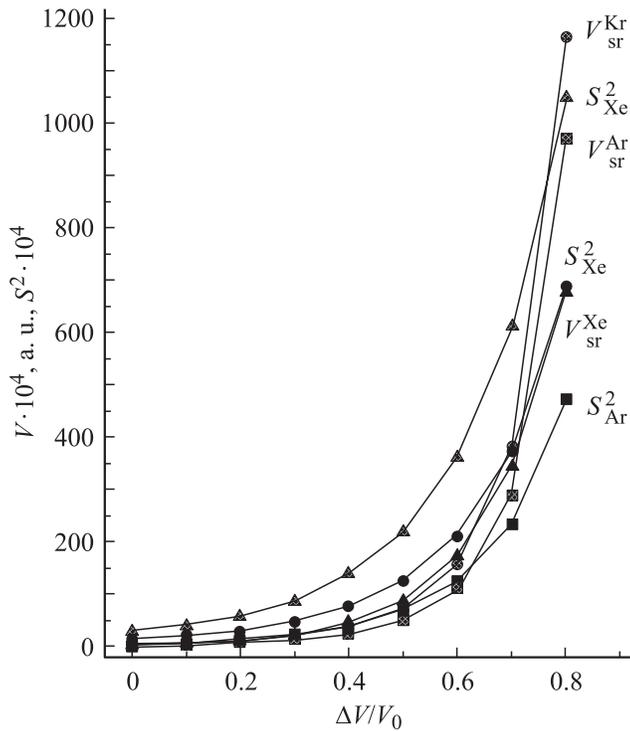
## 2. Межатомный потенциал и параметры электрон-фононного взаимодействия сжатых КИГ

В работах [7–9] была разработана динамическая теория решеток КИГ, учитывающая деформацию электронных оболочек атомов (модель К.Б. Толпыго). Из первых принципов получено выражение для потенциальной энергии КИГ как функции смещений атомов из положения равновесия и их дипольных моментов, выведены общие уравнения колебаний кубических гранецентрированных решеток этих кристаллов (см. также работу [3]).

В [10,11] нами был получен адиабатический потенциал КИГ и для расчетов атомных свойств предложена простая форма

$$E = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{R}} \left\{ V_{\text{sr}}(\mathbf{R}) - \frac{C}{R^6} \left[ 1 - A e^{-\beta(x-1)} \right] \right\}, \quad x = R/R_{\text{min}}. \quad (1)$$

Параметр Ван-дер-Ваальса  $C$ , а также  $A$  и  $\beta$  находились из условия минимума энергии, экспериментального значения энергии связи  $E_b^{\text{exp}}$  и малого отклонения сдвигового модуля упругости  $C_{44}$  от его экспериментального значения при заданном объеме ячейки при  $T = p = 0$ .  $R_{\text{min}}$  — расстояние между ближайшими соседями при  $p = 0$ .



**Рис. 1.** Потенциал короткодействующего отталкивания  $V_{sr}$  и квадраты интегралов перекрытия  $S^2$  для Ar–Xe в зависимости от сжатия  $\Delta V/V_0$ .

Короткодействующее отталкивание  $V_{sr}(\mathbf{R})$  в (1) рассчитывается без каких-либо вариационных или подгоночных параметров, что принципиально важно, так как потенциал  $V_{sr}(\mathbf{r})$  играет основную роль при расчете атомных свойств сжатых кристаллов. В [12] потенциал  $V_{sr}(\mathbf{r})$  был рассчитан из первых принципов в приближении Хартри–Фока и в базисе точно ортогонализированных атомных орбиталей с использованием кластерного разложения (CE) Абаренкова–Антоновой [13].

Точное выражение для  $V_{sr}(\mathbf{R}^{ll'})$  переходит в известное выражение для парного потенциала, впервые полученное в нашей работе [14] в пределе малых  $S \ll 1$

$$V_{sr}(\mathbf{R}^{ll'}) = \langle 00 | H_{ll'}^{sr} | 00 \rangle \approx 2 \sum_{\alpha\beta} \left\{ 2S_{\alpha\beta}^{ll'} \left[ -\langle l'\beta | V^{l'} | l\alpha \rangle + \sum_{\gamma} \langle l'\gamma, l'\beta | V_C | l'\gamma, l\alpha \rangle \right] + \frac{1}{2} \left( S_{\alpha\beta}^{ll'} \right)^2 \left( 2\langle l'\beta | V^{l'} | l'\beta \rangle - \sum_{\delta} \langle l\delta, l'\beta | V_C | l'\beta, l\delta \rangle \right) \right\}. \quad (2)$$

В этом выражении  $V^l$  — потенциал нейтрального атома  $\mathbf{l}$ ,  $V_C = 1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ ,  $\langle l'\gamma, l'\beta | V_C | l'\gamma, l\alpha \rangle = \int [(\varphi_{\gamma}^{l'}(\mathbf{r})\varphi_{\beta}^{l'}(\mathbf{r}') \times \varphi_{\alpha}^{l'}(\mathbf{r}')\varphi_{\alpha}^{l'}(\mathbf{r})) / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|] d\tau d\tau'$ , греческие индексы нумеруют декартовы компоненты;  $S_{\alpha\beta}^{ll'}$  — интеграл перекрытия между двумя атомными орбиталями, центрирован-

ными на разных узлах

$$S_{\alpha\beta}^{ll'} = \int \varphi_{\alpha}^{*}(\mathbf{r} - \mathbf{l}) \varphi_{\beta}(\mathbf{r} - \mathbf{l}') d\mathbf{r}. \quad (3)$$

В [12,15,16] приведены выражения и величины параметров  $G$ ,  $H$ ,  $E$  и  $F$ , описывающие отталкивание в приближении первых и вторых соседей, а также параметр Ван-дер-Ваальса КИГ для сжатий  $\Delta V/V_0$  от 0 до 0.8.

Точные расчеты  $V_{sr}(\mathbf{r})$  по формуле (2) показали, что  $\langle 00 | H^{sr} | 00 \rangle \approx S^2(\mathbf{r})$  является хорошим приближением для нахождения зависимости от расстояния [9,11]. Кроме того, на примере Ne видно, что отношение  $\sigma/S$  слабо меняется в зависимости от сжатия (от 2.5 до 2 при изменении  $\Delta V/V_0$  от 0 до 0.7) [3].

На рис. 1 для кристаллов Ar, Kr, Xe приведены  $V_{sr}$ , вычисленные в приближении  $S^2$ , и  $S^2$  в зависимости от сжатия. Как в Ne [3], для приближенного расчета производные по  $r$  от матричных элементов  $\langle 00 | H^{sr} | 00 \rangle$  (параметры  $H$ ,  $G$ ) и  $\langle 00 | H^{sr} | 0i \rangle$  (параметры  $h$ ,  $g$ ) будем считать подобными при всех сжатиях, исключая только область металлизации  $\Delta V/V_0 \geq 0.7$ . Используя поляризуемость  $A$  и параметры  $g$ ,  $h$ , определенные из эксперимента при  $p = 0$  [9], а также точно рассчитанные параметры  $H$  и  $G$  при  $p \neq 0$ , легко найти поляризуемость  $A$  и параметры  $g$ ,  $h$  для различных сжатий  $\Delta V/V_0$  кристаллов ряда Ar–Xe.

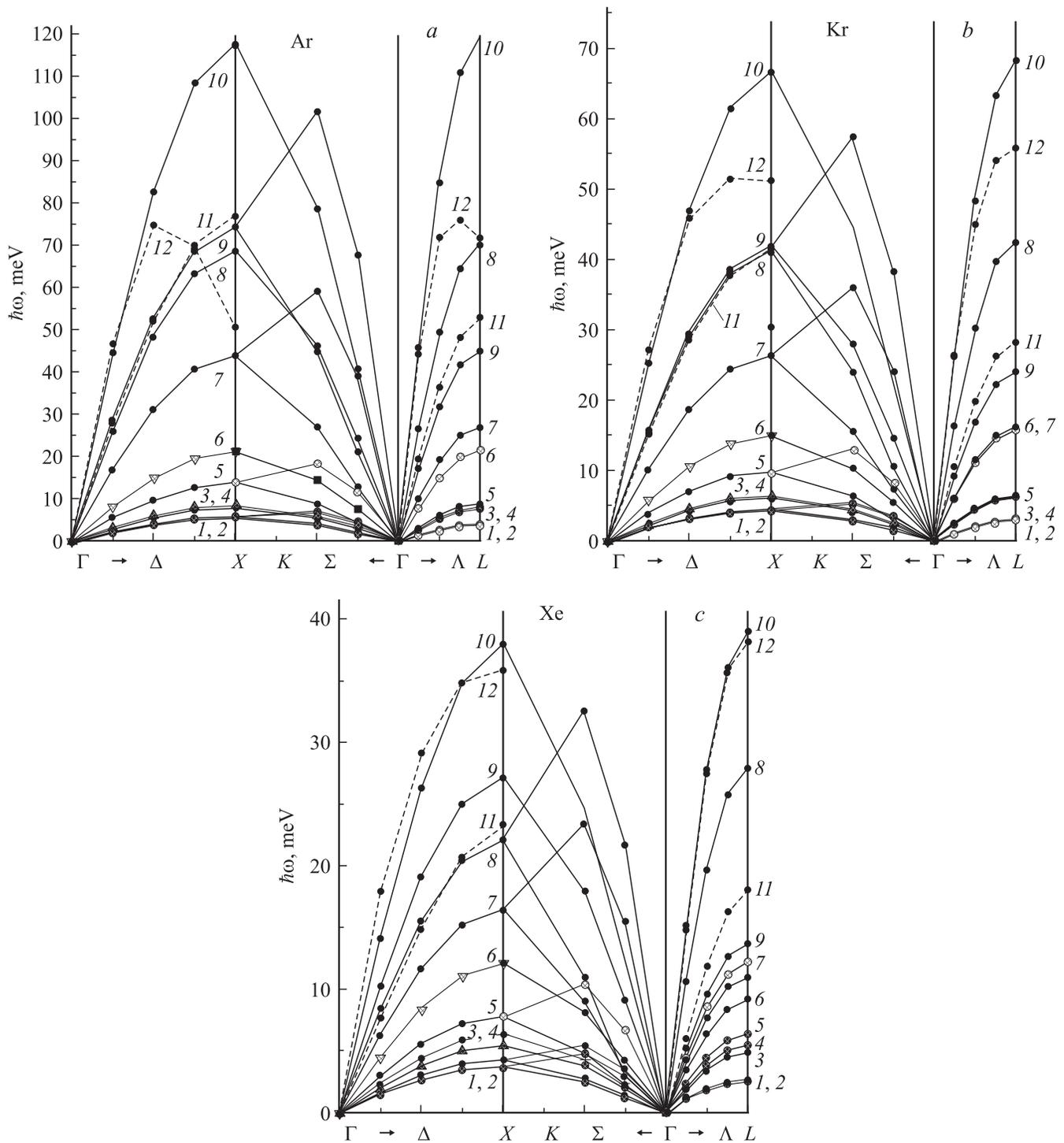
### 3. Фононные дисперсионные кривые сжатых кристаллов инертных газов

В [3] подробно рассмотрен Ne, определены роль вторых соседей, неадиабатических вкладов, а также высших порядков по интегралу перекрытия  $S$  в  $V_{sr}$  при различных степенях сжатия.

Рассмотрим фононные частоты остальных КИГ — Ar, Kr, Xe. Силовые параметры  $G$  и  $H$  рассчитаны в [16] с потенциалом (1). Здесь, как и в [3], самая простая модель М2 — приближение ближайших соседей ( $E = F = 0$ ) без учета неадиабатических вкладов ( $g = h = 0$ ),  $V_{sr}$  в (1) вычислено в приближении  $S^2$ , М3 — добавлены вторые соседи. Введем также модель М3а — 1 + 2 соседи + неадиабатические вклады,  $V_{sr} \sim S^2$ .

На рис. 2 схематически изображены фононные дисперсионные кривые кристаллов Ar, Kr, Xe при  $\Delta V/V_0 = 0$  и  $\Delta V/V_0 = 0.3, 0.6, 0.7$ . Появление двойных линий при  $p = 0$  является следствием того, что расчеты в модели К.Б. Толпыго (М1) с определенными из эксперимента параметрами [9] и с вычисленными нами совпадают или близки в случае Ne [3], Ar, Kr. Для Xe это различие в расчетах более заметно.

Из рис. 2 видно, что с ростом сжатия до  $\Delta V/V_0 \leq 0.6$  значения  $\hbar\omega_{\lambda}(\mathbf{k})$  увеличиваются примерно на порядок, оставаясь такими же плавными в отличии от электронных спектров, где уже при сжатии  $\Delta V/V_0 \geq 0.6$ ; в Ne наблюдалась их деформация и появились „горбы“.



**Рис. 2.** Фононные дисперсионные кривые для Ar (a), Kr (b) и Xe (c) в симметричных направлениях волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Сплошные кривые 1 (и 3), 5 (и 6), 7 (и 8), 9 (и 10) — поперечная (и продольная) ветви в направлениях  $\Delta$  и  $\Lambda$  (для направления  $\Sigma$  обозначения аналогичны), рассчитанные в модели M2 при  $\Delta V/V_0 = 0.0, 0.3, 0.6$  и  $0.7$  соответственно. Сплошные кривые 2 (и 4) — поперечная (и продольная) ветви, рассчитанные в модели M1 при  $\Delta V/V_0 = 0$ . Штриховые кривые 11 (и 12) — поперечная (и продольная) ветви, рассчитанные в модели M3a при  $\Delta V/V_0 = 0.7$ .

В фононном спектре эта деформация хорошо заметна на продольной ветви  $\hbar\omega_L$  в направлении  $\mathbf{k}(00\xi)$  при сжатии  $\Delta V/V_0 \leq 0.7$ , если учесть неадиабатические эффекты (расчет в модели M3a), т.е. наблюдается размягчение

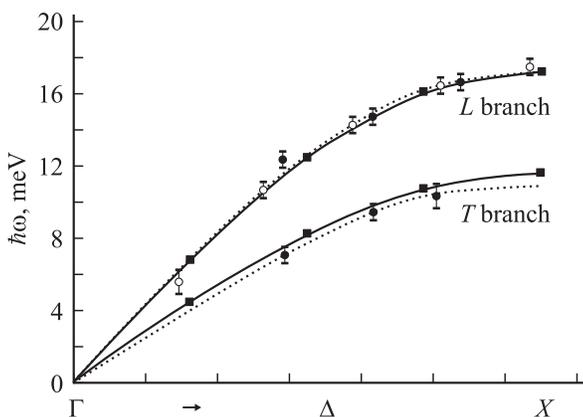
продольных мод. Относительный вклад этих эффектов  $\delta$  уменьшается в ряду Ar, Kr, Xe (при  $\Delta V/V_0 = 0.7$  в точке X эти значения составляют  $\delta = 57, 25$  и  $15\%$  соответственно).

## 4. Обсуждение

В [3] было отмечено, что относительная роль вторых соседей уменьшается с ростом давления и что из-за компенсации вкладов от эффектов неадиабатики и вторых соседей, возможно, нет смысла усложнять при небольших давлениях расчеты, так как самая простая модель М2 ближе всего к самой сложной М5. Однако окончательный ответ может дать сравнение теории с экспериментом.

К сожалению, в настоящее время только начинается экспериментальное изучение фононных спектров при больших давлениях [1,2,6], поэтому проведем сравнение с единственно имеющимся экспериментом для Ag. Авторы работы [2] ставили своей целью показать принципиальную возможность аккуратного измерения фононных ветвей методом IXS монокристалла, сжатого в DAC. Измерения были проделаны при 3.1 и 20 GPa и могли быть распространены до Mbar давления. Однако наилучшие данные получены при 3.1 GPa.

На рис. 3 приведены экспериментальные [2] и рассчитанные значения фононных частот в модели М3а. Сжатие выбрано равным величине  $\Delta V/V_0 = 0.246$ , что отвечает экспериментальному параметру решетки (ребро куба  $a_{\text{exp}} = 4.845 \text{ \AA}$ ,  $p = 3.1 \text{ GPa}$  [2],  $a_{\text{theor}} = 4.842 \text{ \AA}$ ,  $p = 2.6 \text{ GPa}$  [12]). Согласие вполне удовлетворительное. Расчет показал, что относительная погрешность  $\delta$  меньше при учете неадиабатических вкладов. Особенно характерна точка X, для которой учет электрон-фононного взаимодействия делает согласие  $\omega_L^{\text{theor}}$  и  $\omega_L^{\text{exp}}$  почти идеальным ( $\delta$  уменьшается с 2.9 до 0.9%). Поперечная ветвь описывается несколько хуже, чем продольная. Авторы [2] оценивают погрешность эксперимента от 4 до 17% при  $p = 3.1 \text{ GPa}$ . На наш взгляд, это слишком большая погрешность, чтобы делать вывод о важности роли нецентрального неаддитивного трехчастичного



**Рис. 3.** Экспериментальные и теоретические фононные частоты  $\omega$  кристаллического Ag в направлении  $[00\xi]$  при сжатии  $\Delta V/V_0 = 0.246$ . Сплошная кривая с темными квадратами — настоящие расчеты в модели М3а; штриховая со светлыми точками — экспериментальные данные [2], полученные в 1-й зоне Бриллюэна (BZ); штриховая с темными точками — экспериментальные данные [2], полученные во 2-й BZ.

взаимодействия, как это сделано в [2]. Точный эксперимент подтвердил выполнение соотношения Коши, а, следовательно, и центральный характер взаимодействия в КИГ [5]. На этом фоне роль неадиабатических эффектов (электрон-фононные взаимодействия) представляется более важной и предложенная теория более адекватной, чем расчеты с модельными потенциалами [2].

## 5. Заключение

В настоящей работе, как и в [3,5,12], использован общий подход к построению адиабатического потенциала. Рассмотрение в этих работах основано на самых общих принципах квантовой теории твердого тела, не ограничено конкретной моделью и предоставляет возможность для построения адекватной модели межатомного взаимодействия в кристаллах с сильной связью. Такой подход к построению адиабатического потенциала  $E$  кристаллов ряда Ne–Xe позволяет выяснить наиболее важные взаимодействия в них, т.е. структуру межатомных потенциалов. Для этого было исследовано шесть моделей межатомного взаимодействия в КИГ. Показано, что М2 для Ag, Kг, Хе и модель М4 для Ne являются адекватными моделями, основаны на ясных физических принципах, содержат четко сформулированные приближения и удовлетворительно описывают фононные частоты при небольших давлениях и температурах. При больших давлениях лучшими моделями являются модели, учитывающие электрон-фононное взаимодействие (модель М3а, М5 для Ne и М3а для остальных КИГ).

В [17] авторы анализировали вклады трехчастичных кластеров в энергию связи, решеточную постоянную, модуль упругости кристаллов ряда Ne–Xe при  $p = 0$ . Они пришли к выводу, что двухчастичные вклады доминируют во всех случаях. Влияние трехчастичных вкладов растет в ряду кристаллов Ne–Xe и достигает примерно 7% энергии связи для Хе. В [14] нами был оценен вклад трехчастичного  $V_{\text{sr}}^{(3)} \sim S^3$  как 0.1 от  $V_{\text{sr}} \sim S^2$ . Анализ, проведенный в [5], показал, что выполнение соотношения Коши для Kг при  $p \leq 8 \text{ GPa}$  подтверждает центральный характер сил в КИГ, следовательно, и возможность использовать потенциал (1) для описания атомных свойств КИГ при  $p \neq 0$ .

Для построения потенциала Ne необходимо рассмотрение парных слагаемых высших степеней по  $S$ , в то время как для остальных кристаллов достаточен учет членов  $\sim S^2$ . Это объясняется тем, что потенциал короткодействия  $V_{\text{sr}}$  является малой разностью больших величин [14]

$$V_{\text{sr}} = V_{\text{sr}}^+ + V_{\text{sr}}^-$$

и для кристаллов Ag, Kг и Хе составляет 40–50% от  $V_{\text{sr}}^+$ . В то же время для Ne отношение  $V_{\text{sr}}/V_{\text{sr}}^+$  составляет 20–25%. Поэтому для кристаллов Ag, Kг и Хе слагаемые высших степеней  $S$  являются малыми поправками, тогда как для потенциала Ne их вклад сравним с членами  $\sim S^2$ .

Таким образом, развитая теория позволяет вычислить короткодействующий потенциал отталкивания индивидуально для каждого кристалла ряда Ne—Xe без каких-либо подгоночных или вариационных параметров.

Неэмпирический расчет короткодействующего потенциала отталкивания, на наш взгляд, является основным требованием к теории, претендующей на адекватное описание свойств вещества под давлением.

С другой стороны, разумно введенные параметры теории ( $A$ ,  $C$  и  $\beta$ ) [10,11] при условии аналитически выведенной функциональной зависимости дальнего действующего и перекрестного потенциалов позволяют обойтись без громоздких расчетов трехчастичных сил и квадрупольного взаимодействия. Хотя перечисленные взаимодействия в кристалле принципиально важны, они не играют решающей роли при формировании атомных свойств КИГ под давлением.

Анализ, проведенный в [18], показал, что ни один из исследованных модельных потенциалов, как и 20 лет назад, не позволяет достаточно хорошо описать упругие и термодинамические свойства неона даже при  $p = 0$ , несмотря на то что использовалась улучшенная самосогласованная теория и учитывались многочастичные вклады. По мнению авторов, заманчиво было оценить межатомный потенциал *ab initio*, что сделать сложно из-за ошибок при работе с малой разностью больших величин.

В настоящей работе благодаря адекватной форме потенциал (1) обеспечивает хорошее согласие с экспериментом, во-первых, спектра фоновых частот  $\omega_\lambda(\mathbf{k})$  при  $p \neq 0$  и, во-вторых, кривых  $p(\Omega)$  [12] и  $B_{ij}(p)$  [5] в отличие от модельных потенциалов [2,18].

Расчет фоновых частот для всего ряда КИГ позволил определить важность различных взаимодействий во всем этом ряду. Ne является типичным представителем Low-Z materials. В нем наряду с квантовыми эффектами, проявляющимися при  $T = p = 0$  [19], интересны эффекты, проявляющиеся при больших давлениях, а именно в нем хорошо заметны неадиабатические эффекты и вклад членов высших порядков по  $S$  в  $V_{sr}$ . Для остальных кристаллов ряда Ag—Xe можно ограничиться  $V_{sr} \sim S^2$ . Вклад от электрон-фононного взаимодействия в частоты продольных фононов также значителен в Ag и гораздо меньше в Kг, Хе.

Заметим, что в классическом рассмотрении для металлов сдвиг частоты фонона  $\Delta\omega_{\lambda q}$  за счет электрон-фононного взаимодействия (см., например, [6] с. 40) определяется выражением

$$\hbar\Delta\omega_{\lambda q} = \sum_{\mathbf{k}} |M_{\mathbf{k}q\lambda}|^2 \frac{n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}+q}}{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+q} - \hbar\omega_{\lambda q}} - \sum_{\mathbf{k}} |M_{\mathbf{k}q\lambda}|^2 \frac{n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}+q}}{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+q}}.$$

Второе слагаемое в этом выражении описывает адиабатический вклад электронов в фононную частоту, т.е. вклад, связанный с учетом электронной энергии в

уравнении для диагональной ионной волновой функции, который сам является величиной порядка фононной частоты  $\omega_{\lambda q}$ .

Как уже отмечалось, фоновые частоты являются очень чувствительной характеристикой кристалла (в отличие от термодинамических свойств, являющихся интегральной функцией от  $\omega$ ). Это дало возможность выявить роль членов высших порядков по  $S$  в  $V_{sr}$  даже при небольших сжатиях более наглядно, чем при расчете зонной структуры Ne [15].

В заключение отметим, что в адиабатической теории возмущений по параметру адиабатичности  $\kappa^2$  [6] существуют два типа слагаемых различной физической природы: электрон-фононные и ангармонические (фонон-фононные) поправки к энергии электронной подсистемы. Количественные исследования неадиабатических эффектов при больших давлениях позволяют сделать вывод о том, что структурная нестабильность и появление „мягкой моды“ в кристаллах с сильной связью обусловлены электрон-фононным взаимодействием.

## Список литературы

- [1] M. Krisch, J. Raman. Spectrosc. **34**, 628 (2003).
- [2] F. Occelli, M. Krisch, P. Loubeyre, F. Sette, R. Le Toullec, C. Masciovecchio, J.-P. Rueff. Phys. Rev. B **63**, 224 306 (2001).
- [3] Е.П. Троицкая, В.В. Чабаненко, Е.Е. Горбенко. ФТТ **47**, 9, 1683 (2005).
- [4] Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая. ФТТ **44**, 7, 1309 (2002).
- [5] Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая, В.В. Чабаненко. ФТТ **46**, 2, 245 (2004).
- [6] V.G. Bar'akhtar, E.V. Zarochentsev, E.P. Troitskaya. Theory of adiabatic potential and atomic properties of simple metals. Gordon&Breach, London (1999). 317 с.
- [7] К.Б. Толпыго, Е.П. Троицкая. ФТТ **13**, 1135 (1971).
- [8] М.А. Белоголовский, К.Б. Толпыго, Е.П. Троицкая. ФТТ **13**, 2109 (1971).
- [9] К.Б. Толпыго, Е.П. Троицкая. ФТТ **14**, 10, 2867 (1972).
- [10] В.Л. Дорман, Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая. ФНТ **8**, 94 (1982).
- [11] В.Л. Дорман, Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая. ФТТ **23**, 1581 (1981).
- [12] Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая. ФТТ **43**, 1292 (2001).
- [13] И.В. Абаренков, И.М. Антонова, В.Г. Барьяхтар, В.Л. Булатов, Е.В. Зароченцев. В кн.: Методы вычислительной физики в теории твердого тела. Электронная структура идеальных и дефектных кристаллов. Наук. думка, Киев (1991).
- [14] К.Б. Толпыго, Е.П. Троицкая. ФТТ **17**, 1, 102 (1975).
- [15] В.Г. Барьяхтар, Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая, Ю.В. Еремейченкова. ФТТ **40**, 8, 1464 (1998).
- [16] Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая, В.В. Чабаненко. ФТВД **11**, 4, 7 (2001).
- [17] K. Rosciszewski, B. Paulus, P. Fulde, H. Stoll. Phys. Rev. B **60**, 11, 7905 (1999).
- [18] D. Acocella, G.K. Horton, E.R. Cowley. Phys. Rev. B **61**, 13, 8753 (2000).
- [19] Е.В. Зароченцев, Е.П. Троицкая, В.В. Чабаненко. ФТВД **13**, 4, 7 (2003).