

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Неклассические состояния возбуждений кристаллической решётки: сжатые и запутанные фононы

О.В. Мисочко

Рассматриваются теоретические и экспериментальные результаты, свидетельствующие о возможности неклассических состояний кристаллической решётки. Основной целью обзора является критический анализ недавних экспериментов, в которых создавались и исследовались сжатые и запутанные состояния фононов. Интерес к квантовым аспектам поля упругих деформаций, так же как и интерес к неклассическим световым полям, связан с перспективами их использования как в прикладных, так и в фундаментальных исследованиях, в том числе в квантовых вычислениях и экспериментах по проверке разнообразных гипотез квантовой теории.

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.50.Dv, 42.65.Lm, 71.36.+c, 78.47.J–

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201309b.0917

Содержание

1. Введение (917).
 2. Тепловые и когерентные фононы (918).
 3. Неклассические возбуждения кристаллической решётки (919).
 4. Экспериментальные детали (921).
 5. Экспериментальные результаты, свидетельствующие о сжатых фононных состояниях (922).
 6. Когерентный контроль бифононов как способ выявления неклассических корреляций и запутанные фононы (927).
 7. Заключение (931).
- Список литературы (932).

1. Введение

Физика с момента своего зарождения стремилась описать движение всё более и более малых объектов, происходящее за всё более короткие интервалы времени. Атомы в твёрдых телах движутся со скоростями порядка 1 км с^{-1} — так же быстро, как пуля, выпущенная из винтовки, и время, необходимое для атома, чтобы слегка сместиться в кристалле, составляет несколько десятков фемтосекунд. Поэтому для физики твёрдого тела одной из интересных задач было и остаётся выяснение характера движения атомов на их естественных пространственных (несколько ангстремов) и временных (несколько фемтосекунд) интервалах. Ещё несколько десятилетий назад только немногие верили, что столь быстрые процессы для таких микрообъектов можно наблюдать невооружённым глазом. Однако успехи тех-

нологии, позволившие сократить длительность лазерного импульса до фемтосекундного диапазона [1–3], открыли путь для исследования динамики возбуждений твёрдых тел в реальном времени. Сейчас это одно из самых быстро развивающихся направлений физики твёрдого тела, в котором наряду с модельными системами изучаются многие новые, специально созданные технологически перспективные материалы [4].

Исследования отклика конденсированной среды на воздействие сверхкоротких лазерных импульсов, результаты которых можно найти в ряде обзорных статей [2, 4–8], свидетельствуют об осциллирующей на субпикосекундной шкале релаксации состояния, созданного импульсом накачки. Период этих осцилляций совпадает с величиной, обратной частоте комбинационно-активных фононов, что позволило отождествить их с возбуждениями кристаллической решётки. Ввиду того что осцилляции имеют хорошо определённую фазу, реализация которой становится возможной при длительности возбуждающего импульса, меньшей обратной частоты моды кристаллической решётки, такие фононы называются когерентными (КФ). Поскольку в оптике, как правило, исследуются фононы Г-точки зоны Бриллюэна (длинноволновые возбуждения), осцилляции, возникающие при воздействии сверхкороткого лазерного импульса, позволяют визуализировать движение атомов отдельной элементарной ячейки (атомы всех ячеек при этом движутся синхронно).

Обратим внимание на важное, но часто игнорируемое обстоятельство. Исследования, проводимые методом накачка – зондирование сверхкороткими лазерными импульсами, относятся к области активной спектроскопии, в которой изучается специально приготовленное светом состояние кристаллической решётки, и этим кардинально отличаются от большинства спектроскопических исследований, имеющих дело с равновесными состояниями, определяемыми тепловыми возбуждениями кристалла. Метод накачка – зондирование фемтосекунд-

О.В. Мисочко. Институт физики твёрдого тела РАН,
ул. Академика Осипяна 2, 142432 Черноголовка,
Московская область, Российская Федерация
E-mail: misochko@issp.ac.ru

Статья поступила 27 октября 2012 г.,
после доработки 24 мая 2013 г.

ными лазерными импульсами имеет дело с суперпозиционными состояниями решётки, тогда как стандартными спектроскопическими методами обычно исследуется смесь решёточных возбуждений. Именно активный характер динамической спектроскопии позволяет создавать и исследовать сильно неравновесные состояния решётки (неравновесность возникает вследствие того, что длительность возбуждающего импульса много меньше времени жизни фонона), многие из которых недостижимы в условиях термодинамического равновесия.

Для объяснения результатов большинства экспериментов, исследующих влияние решёточных возбуждений на свойства твёрдого тела, квантовое описание отнюдь не является необходимым, поскольку динамика решётки прекрасно объясняется в рамках классического подхода, основанного на уравнениях Ньютона и Больцмана. Ясно, что квантовое описание более универсально, чем классическое, однако стоит ли привлекать квантовую механику там, где достаточно и классических представлений? Для ответа на поставленный вопрос отметим, что мы просто привыкли к тому, что только при низких температурах квантовые флуктуации начинают определять свойства макроскопической системы, а применение уравнения Шрёдингера и квантовой статистики становится необходимым для выяснения свойств таких объектов, как квантовые кристаллы [9], сверхтекучие жидкости [10], сверхпроводники [11] и бозе-эйнштейновские конденсаты [12]. Действительно, классическое поведение доминирует в диапазоне температур $k_B T \geq \hbar\omega/2$, в котором квантовые флуктуации малы по сравнению с тепловыми. Менее очевидным является то, что на временах, меньших характерного времени взаимодействия фононов между собой и с другими элементарными возбуждениями, квантовые флуктуации могут доминировать вне зависимости от величины температуры системы.

То, что на коротких временах могут преобладать квантовые флуктуации, т.е. когерентные фононы должны рассматриваться как квантовый, а не классический объект, легко подтвердить следующим рассуждением. Неравенство $k_B T \geq \hbar\omega/2$ справедливо только для измерений, усреднённых по временам τ , большим, чем характерное время релаксации τ^* , $\tau \gg \tau^*$. Однако при использовании фемтосекундных импульсов в методах динамической спектроскопии, как правило, $\tau \ll \tau^*$. За такие короткие времена исследуемая мода решётки обменивается с резервуаром энергией, значительно меньшей, чем $k_B T$. В этом случае условие проявления квантового поведения модифицируется и задаётся неравенством $k_B T \leq \hbar\omega(\tau^*/\tau)$ [13], которое реализуется в большинстве экспериментов с фемтосекундными лазерными импульсами. Именно чувствительность к квантовым флуктуациям, доминирующим на малых временных интервалах, позволила генерировать и исследовать в некоторых экспериментах с фемтосекундными лазерными импульсами существенно неклассические состояния фононов.

2. Тепловые и когерентные фононы

Фонон (от греч. *φωνή* — голос, звук) — это квант колебательного движения дискретной среды, которое благодаря взаимодействию между атомами распространяется

в виде волн [14, 15]. Каждой такой волне можно поставить в соответствие квазичастицу — фонон с энергией $E = \hbar\omega$ и квазиимпульсом $p = \hbar k$. Фононы в твёрдом теле возникают в результате квантования поля упругих деформаций, когда мы сводим упорядоченную в пространстве систему атомов, рассматриваемую как совокупность *связанных* осцилляторов, к набору *независимых* осцилляторов, каждый из которых включает смещения всех атомов. Хотя фононы и фотоны имеют одинаковые правила коммутации, между ними существует достаточно много различий. Фотоны, иногда называемые простыми бозонами, являются элементарными возбуждениями непрерывной среды, не наделённой какой-либо внутренней структурой. Фононы, напротив относятся к коллективным возбуждениям дискретной среды, классифицируемым как композитные бозоны [16]. Последние делятся на две категории: к первой принадлежат состоящие из чётного числа фермионов бозоны, такие как атомы гелия или куперовские пары, а ко второй — большинство коллективных возбуждений (магноны, экситоны, фононы) среды.

Различия в законах дисперсии, способности взаимодействовать между собой и с другими возбуждениями, наличие или отсутствие высокочастотного предела спектра, неограниченно возрастающая или конечная амплитуда вакуумных флуктуаций — всё это обуславливает специфику поведения фононов и фотонов и в ряде случаев несводимость физики фононов [17] к физике фотонов, описываемых уравнениями квантовой электродинамики.

В гармоническом приближении независимо движущиеся фононы ведут себя подобно идеальному газу. Отличие заключается лишь в том, что число фононов не сохраняется. Среднее значение энергии каждого из независимых (коллективных) осцилляторов при температуре T равно сумме энергии нулевых колебаний и величины кванта, умноженной на фактор Бозе–Эйнштейна $(\exp(\hbar\omega/k_B T - 1))^{-1}$, определяющий среднее число фононов в моде. Тепловые фононы, которые всегда существуют в дискретных средах, некогерентны, т.е. никак не коррелированы. Такие фононы имеют различные энергии и длины волн, распространяются в самых разных направлениях и, накладываясь друг на друга, приводят лишь к малому хаотичному смещению отдельных атомов. Однако если создать достаточно большое число фононов с одинаковой длиной волны, частотой и фазой, то получится монохроматическая волна деформации. Именно за такой волной, порождаемой когерентными фононами в твёрдых телах, и можно наблюдать в режиме реального времени, используя фемтосекундные лазерные импульсы [4].

Наиболее часто термин "фонон" применяется просто для обозначения некоторой части энергии кристаллической решётки, т.е. используется как эквивалент терминов "возбуждения решётки" или "звук", так же как "фотон" нередко употребляется как синоним слова "свет". Поле упругих деформаций кристалла в этих случаях трактуется чисто классически без какого-либо намёка на дискретный характер спектра моды ("первичное квантование" не даёт возможности описывать процессы с изменением числа частиц), т.е. квантовый осциллятор заменяется классическим.

Однако несомненным отличием квантового осциллятора от классического является возможность движения в

областях, запрещённых для классического движения (туннелирование, надбарьерное отражение). А важной особенностью спектра, отличающей его от классического аналога, является наличие нулевых (вакуумных) колебаний с энергией $\hbar\omega/2$, соответствующих квантовому числу $n = 0$, волновая функция которого не имеет нулей при конечных смещениях. Отличие от нуля минимальной энергии является следствием соотношения неопределённостей [18], которое запрещает отсутствие движения для квантовой системы.

Нулевые колебания играют в физике весьма важную роль, в частности они обуславливают отсутствие кристаллизации жидкого гелия при нормальном давлении даже при температуре абсолютного нуля [10] и "сверхсвойства" квантовых кристаллов [9]. При переходе от квантового описания к классическому этой энергией нередко пренебрегают, начиная отсчёт от нулевого (вакуумного) уровня. Однако подобное упрощение не всегда безобидно. Дело в том, что квантовый потенциал сводится к классическому тогда и только тогда, когда учтены все уровни энергии. Легко показать, что удаление нулевого уровня не нарушает эквидистантности спектра, т.е. потенциал остаётся квантовым гармоническим потенциалом. Тем не менее период классических осцилляций в этом потенциале оказывается зависящим от энергии [19], т.е. его классический аналог не обладает свойством изохронности, иначе говоря, не является классическим гармоническим потенциалом [20].

Попытки найти такую комбинацию квантовых (дискретных) состояний, которая подчинялась бы законам ньютоновской механики, привели к понятию *когерентного состояния* (КС) [21, 22]. Очевидно, что если мы приложим к осциллятору, находящемуся в вакуумном состоянии, классическую силу, то он не сможет оказаться в фоковском состоянии с определённым числом квантов [23]. Для последнего средние значения координаты и импульса тождественно равны нулю, тогда как для квантового осциллятора под действием внешней силы эти средние должны изменяться по гармоническому закону, как и для классического осциллятора.

Когерентные состояния, являющиеся наилучшим приближением по отношению к классическому описанию, можно ввести следующим образом: 1) как состояния с минимальной неопределённостью, 2) как собственные значения оператора уничтожения, 3) посредством операторов сдвига [24]. В частности, КС $|\alpha\rangle$ может быть получено из вакуумного состояния $|0\rangle$ применением оператора сдвига: $|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle$. Унитарный оператор $\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$, линейный по лестничным операторам \hat{a}^\dagger и \hat{a} , перемещает вакуумный контур неопределённости из начала координат фазовой плоскости в точку $(\text{Re } \alpha, \text{Im } \alpha)$, т.е. сдвигает среднее значение координаты на величину, пропорциональную действительной части α , а среднее значение импульса — на величину, пропорциональную мнимой части α . При этом форма и площадь контура неопределённости остаются неизменными, поскольку классическая сила, действующая на осциллятор, изменяет только первые моменты — средние, оставляя неизменными вторые моменты — дисперсии. Это свидетельствует о том, что КС может быть представлено как классическое состояние с добавленным шумом вакуума, как схематически показано на рис. 1б, и объясняет, почему данное состояние иногда называют смещённым.

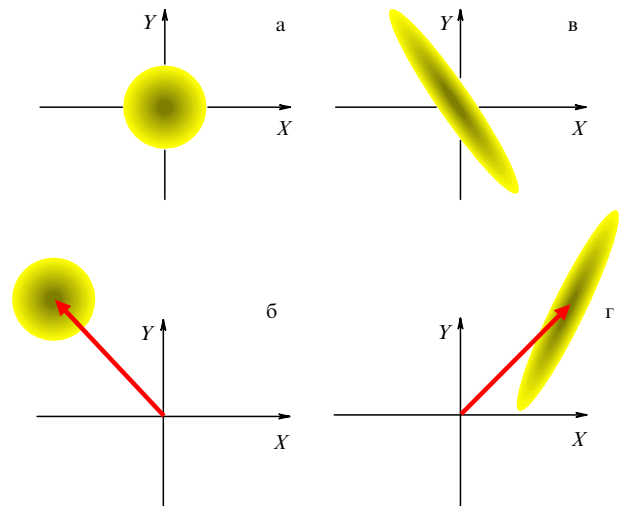


Рис. 1. Представление вакуумного (а), когерентного (б), сжатого вакуумного (в) и обобщённого когерентного (г) состояний. В состояниях на рис. а, б корреляция между квадратурами отсутствует, что приводит к круговой форме контура неопределённости, в состояниях на рис. в, г наличие корреляций превращает контуры неопределённости в эллипсы.

Поскольку канонические переменные осциллятора имеют различные размерности, для удобства описания вводятся безразмерные квадратурные операторы $\hat{X} = (m\omega/2\hbar)^{1/2}\hat{q}$ и $\hat{Y} = (2\hbar m\omega)^{-1/2}\hat{p}$, позволяющие представить моду решётки в виде

$$A = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}} (\hat{X} \cos \omega t + \hat{Y} \sin \omega t),$$

где $\sigma_0/\sqrt{2}$ — амплитуда нулевых колебаний,

$$\frac{\sigma_0}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}.$$

Переход от фазового пространства (q, p) в пространство (X, Y) деформирует орбиту осциллятора, превращая её из эллипса в круг. Дисперсии квадратурных операторов для КС $\langle \Delta \hat{X}^2 \rangle = \langle \Delta \hat{Y}^2 \rangle = 1/4$, что соответствует знаку равенства в соотношении неопределённостей Гейзенберга $\langle \Delta \hat{X}^2 \rangle \langle \Delta \hat{Y}^2 \rangle \geq 1/16$, а круговая форма контура неопределённости свидетельствует о том, что шум одинаков в обеих квадратурах. Кроме того, $\langle \Delta \hat{X}^2 \rangle + \langle \Delta \hat{Y}^2 \rangle = 1/2$, т.е. квадратуры КС независимы и некоррелированы. КС является наиболее классическим из всех возможных квантовых состояний, оставаясь, тем не менее, квантовым состоянием. Точнее говоря, КС находится на границе между множествами классических и существенно квантовых состояний поля.

3. Неклассические возбуждения кристаллической решётки

Когерентное состояние может быть создано классической силой, действующей на вакуумное состояние, поскольку эта сила изменяет только средние значения координат и импульсов, оставляя их дисперсии неизменными. Если сила изменяет неопределённости, что возможно при нелинейности взаимодействия, то мы получаем состояния, нередко имеющие мало общего с классической физикой. Например, в подобных состоя-

ниях среднеквадратичные отклонения могут оказаться больше средних значений, что для неотрицательных величин, таких как кинетическая и потенциальная энергии, достаточно необычно.

Выявление существования неклассических возбуждений и изучение их свойств были и остаются предметом многих исследований, проводимых в отношении светового поля [25, 26]. Именно для фотонов впервые было осуществлено сжатие контура неопределённости [27–29] и реализованы запутанные [30] и другие неклассические состояния электромагнитного поля. Несколько позднее появились первые теоретические работы, которые, опираясь на возможные аналогии со световым полем, исследовали как возможность создания, так и специфику свойств сжатых фононов (СФ). Эти теоретические работы можно разделить на две группы. В первой из них фонон рассматривался как составляющий элемент сложного объекта (фононный поляритон в [31, 32] и полярон в [33]), тогда как во второй — как независимое возбуждение, а сжатие флуктуаций представлялось как результат взаимодействия фононов между собой или с фотонами [17, 34–46]. Некоторые из этих исследований, заложив необходимую теоретическую основу, способствовали экспериментальной реализации сжатых колебательных (в молекулах) [47] и фононных (в кристаллах) [42, 48–54] состояний.

Если рассматривать фонон не как классическую волну, а как квантовый объект, то повторяющиеся измерения любой из динамических переменных, необходимых для его описания, дают среднюю величину, точность которой ограничена шумом. Действительно, каждая нормальная мода кристаллической решётки, квантование которой даёт фононы, математически описывается волновым уравнением, решение которого является функцией координаты и времени. Неопределённость (шум) этой функции соответствует "толщине" линии в фазовом пространстве, отражающей квантовую неопределённость в положениях атомов, движение которых формирует фононы. Обычно эта неопределённость мала и относительно постоянна, но сжатие флуктуаций может периодически её модулировать. Наглядные анимации различных "сжатых" состояний фононов и их эволюции можно найти на сайте Франко Нори [55].

Сжатые состояния (СС), которые являются неким обобщением когерентных состояний, вводились под разными именами: пульсирующие [56], обобщённые когерентные [57], двухмодовые вакуумные [40], новые квантовые [58], "скрученные" (twisted) [59] или коррелированные когерентные [60] состояния. Устоявшийся термин *сжатые состояния* (squeezed states) был введён Холенхорстом [61]. Впервые СС были введены Кеннардом [62] при анализе эволюции волновых пакетов с зависящей от времени шириной, а спустя почти 30 лет заново изобретены Такахаши [63], который анализировал параметрическое усиление с использованием теории волновых функций. Подробное рассмотрение истории этого вопроса можно найти в [64], где также приведена достаточно полная библиография по этой тематике. В русскоязычной литературе физика СС достаточно хорошо представлена в обзорах [28, 29] и монографии [65].

Лучше всего физика СС иллюстрируется в представлении Шрёдингера. Вспомним, что при введении КС, для того чтобы получить состояние с минимальной неопределённостью, мы требовали, чтобы ширина гауссовой

функции совпадала с шириной вакуумного уровня. Посмотрим, что случится, если устранить это требование, представив ширину гауссовой функции в виде $\sigma = s\sigma_0$, где s — действительное число, называемое фактором сжатия:

$$\psi_{ss}(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[-\frac{(q - q_0)^2}{2\sigma^2} + \frac{i}{\hbar} p_0 q \right].$$

Вводя фактор s , мы либо сжимаем (при $s < 1$), либо растягиваем (при $s > 1$) гауссов волновой пакет (в импульсном представлении сжатие и растяжение меняются местами). Принципиальное различие между КС и СС заключается в том, что при $t \neq 0$ СС не остаётся состоянием с минимальной неопределённостью. Для того чтобы увидеть, что происходит при эволюции этого состояния, рассчитаем средние значения координаты и импульса СС вместе с их квадратами, после чего для их дисперсий получим

$$(\Delta q(t))^2 = \sigma_0^2 \left(s^2 \cos^2 \omega t + \frac{1}{s^2} \sin^2 \omega t \right),$$

$$(\Delta p(t))^2 = \frac{\hbar^2}{4\sigma_0^2} \left(\frac{1}{s^2} \cos^2 \omega t + s^2 \sin^2 \omega t \right).$$

Так как косинус превращается в синус при сдвиге аргумента на $\pi/2$, дисперсии координаты и импульса осциллируют в противофазе. Их произведение

$$(\Delta q(t))^2 (\Delta p(t))^2 = \frac{\hbar^2}{4} \left(1 + \frac{1}{4} \left(s^2 - \frac{1}{s^2} \right)^2 \sin^2 2\omega t \right)$$

демонстрирует, что при $s = 1$ мы получаем КС, произведение неопределённостей которого не зависит от времени. Однако для СС при $s \neq 1$ это произведение осциллирует во времени с удвоенной частотой. То есть изменение во времени формы контура неопределённости имеет квадрупольный характер. Таким образом, для СС выраженные в безразмерном виде дисперсии некомутирующих динамических переменных различны, тогда как для КС они равны между собой. Поэтому в процессе эволюции ширина гауссова волнового пакета, соответствующего СС, осциллирует, а не остаётся постоянной. Сжатые состояния благодаря своим специфическим свойствам оказались очень полезными при решении ряда конкретных физических вопросов, связанных с проблемами квантовой оптики, гравитационно-волновых экспериментов и неразрушающих квантовых измерений [13].

В общем случае можно создать фононное поле, для которого дисперсии в квадратурах различны. С физической точки зрения это означает, что между квадратурами возникает корреляция, а математически осуществляется введением для поля с оператором уничтожения \hat{a} нового оператора $\hat{b} = \mu\hat{a} + \nu\hat{a}^\dagger$, где μ и ν — комплексные числа, удовлетворяющие соотношению $|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1$.

Здесь уместно отметить, что введение нового оператора, по сути, аналогично преобразованию Боголюбова [66], необходимому при описании сверхтекучести и сверхпроводимости. Проводя такое преобразование, мы уже не требуем, чтобы ширина волнового пакета, сформированного из дискретных состояний, равнялась ширине вакуумного состояния, а разрешаем ей быть произвольной.

Экспериментально СС реализуются при параметрическом возбуждении, которое изменяет не только средние значения квадратур, но и их вторые центральные моменты. Именно наличие корреляций, индуцированных параметрическим возбуждением, которое описывается унитарным оператором сжатия

$$\hat{S}(\zeta) = \exp\left(\frac{\zeta(\hat{a}^\dagger)^2 - \zeta^*(\hat{a})^2}{2}\right),$$

квадратичным по лестничным операторам, приводит к тому, что контур неопределённости СС приобретает эллиптическую форму. Комплексный параметр $\zeta = s \exp(i\theta)$ задаёт как величину сжатия s , так и его фазу θ , совпадающую с фазой параметрической накачки. При этом одна из квадратур экспоненциально убывает (средние и дисперсии пропорционально уменьшаются), а другая возрастает. С точки зрения наблюдателя, который неподвижен относительно когерентной амплитуды, шум становится зависящим от времени и частота его изменения 2ω равняется удвоенной частоте когерентной амплитуды.

В отличие от КС, СС иногда весьма далеки от классических состояний, так как неопределённости квадратур могут быть сколь угодно большими при коэффициентах сжатия, стремящихся к нулю и бесконечности соответственно. Этим предельным состояниям соответствуют решёточные состояния с определёнными координатой или квазимпульсом. Для решёточных возбуждений можно реализовывать, в зависимости от типа корреляции, различные СФ. Так, квадратурно-сжатые фононы соответствуют антикорреляции квадратур, при которой главная ось эллипса неопределённости параллельна одной из квадратур. Если главная ось контура неопределённости параллельна (перпендикулярна) когерентной амплитуде, то мы имеем дело с фазово-сжатыми (амплитудно-сжатыми) фононами. Последние соответствуют решёточным состояниям, сжатым по флуктуациям числа фононов, т.е. неопределённость числа фононов становится ниже, чем в КС (пуассоновское распределение флуктуаций), что возможно только при субпуассоновской статистике. При произвольной ориентации эллипса неопределённости относительно ортов квадратур мы имеем дело с "повёрнутыми" СФ [65] (рис. 1г).

В приведённом выше рассмотрении сжатие и корреляции, за него ответственные, количественно никак не связаны. Однако если рассмотреть фонон, для которого флуктуации квадратур различны из-за наличия корреляций между квадратурами, то легко увидеть, что степень корреляции и степень сжатия отнюдь не являются независимыми величинами [60]. Для того чтобы показать это, рассмотрим соотношение неопределённостей Шрёдингера – Робертсона

$$\sigma_X \sigma_Y \geq \frac{1}{2} \left(\langle |[X, Y]| \rangle + \langle |\{X, Y\}| \rangle \right),$$

в котором квадратные и фигурные скобки использованы для записи коммутатора и антикоммутатора соответственно, а угловые скобки обозначают усреднение [67, 68]. Переписав соотношение Шрёдингера – Робертсона для случая, в котором среднее антикоммутатора выражается в виде коррелятора $r = \sigma_{XY} / \sqrt{\sigma_X \sigma_Y}$, получим

$$\sigma_X \sigma_Y \geq \frac{\langle [X, Y] \rangle}{2(1-r^2)}.$$

Поскольку среднее коммутатора квадратур равно единице, определив среднеквадратичное отклонение в одной из квадратур σ_X , для другой квадратуры находим [60]

$$\sigma_Y = \frac{1}{2\sigma_X} (1-r^2)^{-1}.$$

Введём параметр s , который характеризует сжатие решёточных флуктуаций, $s = \sigma_X / \sigma_Y$. Тогда среднеквадратичное отклонение квадратуры X можно представить в виде

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{s}{2\sqrt{1-r^2}}},$$

что явно указывает на зависимость флуктуаций как от сжатия, так и от корреляций. Введённые таким образом параметры s и r характеризуют эксцентриситет контура неопределённости и его ориентацию, определённые соответственно в интервалах $0 \leq s \leq \infty$ и $-1 \leq r \leq 1$ [60].

Квантовые корреляции сильнее классических, и они могут приводить к запутанности — феномену, не имеющему классического аналога. В этом случае движения атомов решётки оказываются взаимосвязанными, но не посредством обычных взаимодействий, ограниченных предельной скоростью распространения, а благодаря нелокальным квантовым корреляциям. Понятие запутанности (entanglement), которое возникло в связи с парадоксом Эйнштейна – Подольского – Розена [69], было названо Шрёдингером сущностью квантовой механики [70]. Для всякой квантовой системы, состоящей из нескольких частей, запутанность определяется как нефакторизуемость общей волновой функции и сводится к наличию квантовых корреляций между частями системы [71].

4. Экспериментальные детали

Исследования когерентных фононов, т.е. согласованных колебаний, при которых атомы каждой элементарной ячейки кристалла движутся в унисон, так же как и изучение СФ, проводятся методом возбуждения с последующим зондированием субпикосекундными лазерными импульсами. Одной из наиболее простых форм этого метода является измерение пропускания или отражения [4–8]. При этом цуг лазерных импульсов с помощью светоделителя преобразуется в два пучка, причём зондирующий пучок на один-два порядка слабее по мощности пучка накачки.

Вводя контролируемую временную задержку между пучком накачки и зондирующим пучком, можно проследить эволюцию приготовленного импульсом накачки решёточного состояния. Это реализуется детектированием нормированного дифференциального отражения/пропускания, т.е. изменения соответствующей характеристики зондирующего импульса, вызванного импульсом накачки, по отношению к той же характеристике зонда в отсутствие накачки. Данная величина в зависимости от того, какие возбуждения генерируются, однофононные или двухфононные, пропорциональна или смещениям, или дисперсиям смещений атомов [4, 6].

В качестве примера на рис. 2 приведён типичный релаксационный отклик отражения монокристалла висмута, наблюдаемый с помощью метода накачка – зондирование с использованием фемтосекундных лазерных

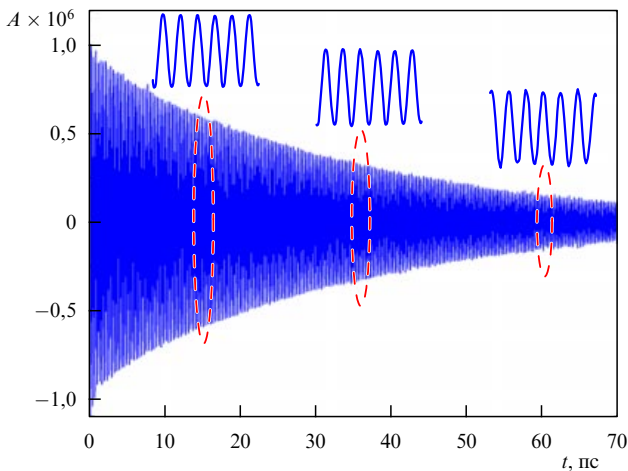


Рис. 2. Когерентная часть разрешённого во времени отражения $\Delta R/R_0 = A$ монокристалла висмута при температуре жидкого гелия и слабом возбуждении лазерными импульсами длительностью 30 фс.

импульсов [8]. Хорошо видно, что возбуждённое состояние монокристалла эволюционирует к равновесному и на эту релаксацию наложены осцилляции, порождаемые генерацией КФ. При температурах жидкого гелия КФ являются достаточно долгоживущими. Так, атомы висмута успевают совершить несколько сотен колебаний, прежде чем когерентность исчезнет из решёточной подсистемы [72].

5. Экспериментальные результаты, свидетельствующие о сжатых фононных состояниях

К настоящему времени получен целый ряд экспериментальных свидетельств того, что при возбуждении кристалла сверхкороткими лазерными импульсами его фононная подсистема демонстрирует неклассическое поведение, которое предполагается обусловленным сжатием и коррелированностью решёточных мод. Более того, сверхкороткие лазерные импульсы позволяют не только приготовить возбуждения решётки в когерентном или сжатом состояниях, но и "перепутать" макроскопические объекты, создав возбуждения решётки в запутанных состояниях. Ниже мы рассмотрим и проанализируем эти эксперименты.

Впервые СФ, т.е. возбуждения решётки, флуктуации которых различны в разных квадратурах, были созданы и зарегистрированы группой исследователей из Университета Мичигана под руководством Роберто Мерлина [42]. На первый взгляд, этот эксперимент является обычным исследованием кристалла танталата калия (KTaO_3) при достаточно низкой температуре, около 10 К, методом динамической спектроскопии. Однако исследователи осознали, что для детектирования сжатого состояния фононов желательнее избавиться от когерентной амплитуды, большая величина которой затрудняет наблюдение вакуумных флуктуаций. Поскольку когерентная амплитуда ведёт себя классически, она может быть уменьшена до нуля посредством деструктивной интерференции. Последняя в работе мичиганской группы была реализована когерентным возбуждением антикоррелированных по волновому вектору пар поперечных акустических (ТА) фононов X-точки зоны Бриллюэна.

В кристаллах акустические фононы реализуются в широком диапазоне частот, таким образом, периодическое сжатие атомных флуктуаций, ими обусловленное, возникает в различные временные интервалы, лишая экспериментаторов возможности выделить сжатое состояние из множества сигналов, обусловленных различными возбуждениями решётки. Но в кристаллах KTaO_3 плотность акустических фононных состояний велика для определённой частоты из-за наличия сингулярности ван Хофа на границе зоны Бриллюэна. Все эти фононы действуют в унисон, так что их сжатые состояния ответственны за чёткий сигнал — регулярное изменение показателя преломления материала, детектируемое импульсом зонда. Кубическая O_h -симметрия KTaO_3 и обусловленные ею правила отбора исключали возбуждение однофононных состояний, что также способствовало идентификации сжатия фононной подсистемы. Мичиганская группа использовала импульсы длительностью 70 фс (частота следования 85 МГц, длина волны 810 нм), для того чтобы создать и отследить эволюцию сжатого решёточного состояния с хорошим временным разрешением. Каждый импульс накачки сопровождался после фиксированной временной задержки импульсом зондирования, пропускание которого зависит от показателя преломления кристалла, который в свою очередь чувствителен к среднему квадрату атомных смещений.

Изменение пропускания T при воздействии сверхкороткого лазерного импульса вызвано в KTaO_3 вынужденным комбинационным рассеянием второго порядка:

$$\Delta T \equiv T - T_0 = \sum_q \frac{\partial^2 T}{\partial Q_q \partial Q_{q'}} \langle Q_q Q_{q'} \rangle,$$

где Q — нормальный вектор акустической моды, а усреднение проводится по фононным состояниям, суммарный волновой вектор которых равен нулю [42]. Усреднение даёт $\langle Q_q Q_{-q} \rangle = \langle \Delta u^2(\pm q, t) \rangle$, где u — смещение атомов в акустической моде. Следует отметить, что при возбуждении пары акустических фононов с энергией 2,7 ТГц в эксперименте детектируется именно дисперсия атомных смещений, поскольку когерентные амплитуды мод, отвечающих за модуляцию межатомных расстояний, антикоррелированы, так что их сумма равна нулю. Эта ситуация схематично показана на рис. 3, где представлена элементарная ячейка нецентросимметричного кристалла.

Как показано на рис. 4, сжатые фононы, наблюдаемые в [42], модулируют именно дисперсии, не затрагивая $\langle r \rangle$, в отличие от КФ, которые модулируют средние межатомные расстояния $\langle r \rangle$, оставляя дисперсии $\langle u^2 \rangle$ неизменными. Используя этот факт, группа Мерлина измерила временную зависимость дисперсии атомных смещений, экспериментально продемонстрировав её осциллирующий характер. Симметрия осцилляций $\Gamma_1(A_g)$ с энергией 2,7 ТГц, которые ассоциировались со СФ, совпадала с симметрией кристалла. Несмотря на чёткость сигнала, сжатие, по оценке исследователей, оказалось невелико. Оценив амплитуду вакуумных смещений из измерений абсолютного сечения комбинационного рассеяния, исследователи констатировали, что удалось уменьшить неопределённость в распределении амплитуд на одну миллионную часть. Вслед за этим экспериментом последовали сообщения о подобной реализации сжатых акустических фононов в SrTiO_3 [48] и ZnTe [54].

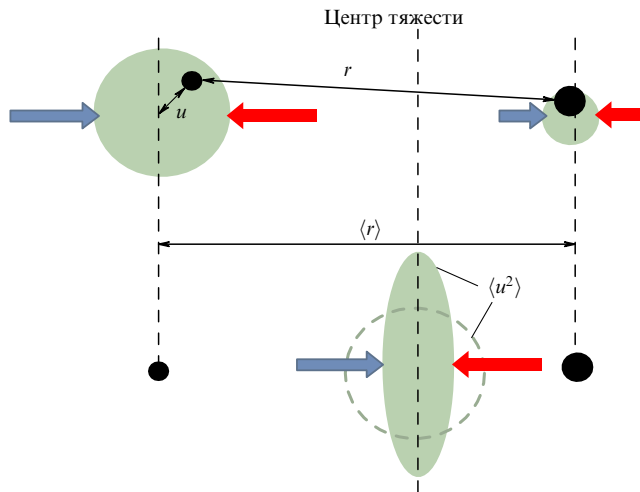


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Элементарная ячейка нецентросимметричного кристалла. Синими и красными стрелками изображены нормальные векторы акустических фононов с антикоррелированными волновыми векторами. Атомы представлены чёрными кружками с диаметром, пропорциональным их массе, $\langle r \rangle$ — усреднённое межатомное расстояние, u — мгновенное смещение из положения равновесия. Зелёными кругами и эллипсом показаны дисперсии $\langle u^2 \rangle = \langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2$. При возбуждении пары фононов средние межатомные расстояния $\langle r \rangle$ остаются неизменными, изменяется только их дисперсия $\langle u^2 \rangle$, как показано в нижней части рисунка.

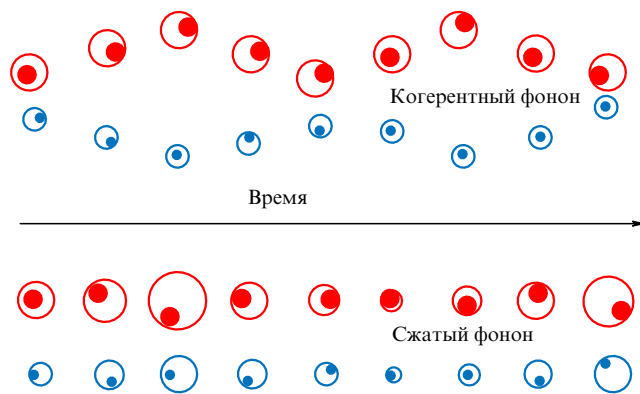


Рис. 4. Схематическое представление когерентных и сжатых фононов, демонстрирующее их различие. Эволюция когерентного состояния сопровождается изменением средних межатомных расстояний $\langle r \rangle$, эволюция сжатого состояния происходит при неизменном $\langle r \rangle$, затрагивая только дисперсии $\langle u^2 \rangle$.

Для титаната стронция, который, в отличие от талата калия, претерпевает фазовый переход из кубической сингонии в тетрагональную, $O_h \rightarrow D_{4h}$, при температуре 110 К, наряду со сжатием пар акустических фононов X- и M-точек зоны Бриллюэна, было продемонстрировано [48] одновременное когерентное возбуждение полносимметричных оптических A_{1g} -фононов "мягкой" моды (1,3 ТГц). То есть фононы "мягкой" моды после сверхбыстрого возбуждения при температуре 7 К оказываются в когерентном (глауберовском) состоянии, а акустические фононы — в двухмодовом сжатом состоянии с энергией 6,9 ТГц. Первые после возбуждения сверхкоротким лазерным импульсом длительностью 70 фс (частота следования 80 МГц, длина волны 810 нм) испытывают резкое изменение среднего квазиимпульса $\langle p \rangle$, тогда как для вторых резко изменяется $\langle p^2 \rangle$. Для

когерентного случая средний квазиимпульс $\langle p \rangle$, согласно классическому уравнению движения, осциллирует, в то время как $\langle p^2 \rangle$ остаётся неизменным. В случае акустики, напротив, $\langle p \rangle = 0$ является постоянным, а $\langle p^2 \rangle$ осциллирует с удвоенной частотой акустической моды, оставаясь в течение половины цикла меньше среднего квадрата вакуумного состояния. Примечательным является тот факт, что оба кристалла, KTaO₃ и SrTiO₃, демонстрируют феномен параэлектричества [73–75]. Возможно, что детектируемое сжатие решёточных возбуждений в этих кристаллах отражает начинающийся переход в ферроэлектрическую фазу, который фрустрирован большими квантово-механическими флуктуациями.

В отличие от перовскитных параэлектриков KTaO₃ и SrTiO₃, теллурид цинка (ZnTe), типичный представитель группы $A_{II}V_{VI}$, является прямозонным полупроводником с шириной запрещённой зоны 2,34 эВ и кристаллизуется в структуре цинковой обманки $T_d(43m)$. ZnTe имеет высокую фоточувствительность и может применяться как для эффективного преобразования солнечной энергии, так и для визуализации изображений в терагерцевом диапазоне. Спектр комбинационного рассеяния первого порядка теллурида цинка состоит из двух мод. Продольный оптический (ЛО) фонон имеет частоту 6,3 ТГц, а поперечный оптический (ТО) фонон — 5,3 ТГц [76]. Двухфононное рассеяние из X-точки зоны Бриллюэна описывается прямым произведением трёх неприводимых представлений: $X^2 = \Gamma_1 \otimes \Gamma_{12} \otimes \Gamma_{15}$, в котором полносимметричная компонента доминирует с частотой 3,24 ТГц (108 см^{-1}) [76].

В работе [77] сообщалось о генерации КФ при возбуждении ZnTe (001) лазерными импульсами длительностью 30 фс и длиной волны 800 нм. Этот эксперимент, поскольку вследствие его геометрии во времяразрешённом отклике пропускания наряду с акустическим обертоном доминировал ЛО-фонон с энергией 6,3 ТГц, во многом аналогичен эксперименту с SrTiO₃ [58]. Авторы [77] только упомянули о возможности сжатия акустических мод, сосредоточив своё внимание на поляризационных измерениях, направленных на выяснение симметрии наблюдаемых фононных мод. Изменение геометрии эксперимента [54] позволило избавиться от однофононного вклада и изолировать рассеяние второго порядка, т.е. получить ситуацию, аналогичную таковой в эксперименте с KTaO₃ [42]. Это было реализовано [54] использованием кристалла ZnTe с другой ориентацией, а именно (110), для которой рассеяние на ЛО-фононе запрещено правилами отбора (рассеяние на ТО-фононе в обоих случаях является слабым вследствие резонансных условий). Детальное исследование двухфононного рассеяния позволило идентифицировать ряд особенностей, дающих основания предположить наличие сжатия и запутанности для акустической подсистемы [54].

Эволюция СФ, созданных фемтосекундным импульсом накачки, в ZnTe показана на рис. 5. Из фурье-спектра сигнала (рис. 5б) видно, что колебания с основной частотой акустического фонона (1,62 ТГц) отсутствуют, есть только изменения дисперсии когерентных амплитуд двух акустических мод, происходящие практически с удвоенной частотой. Частота осцилляций (3,67 ТГц) несколько больше частоты акустического обертона (3,24 ТГц), что позволило классифицировать осцилляцию как акустический бифонон [54], а поляризационные измерения выявили симметрию бифононного возбужде-

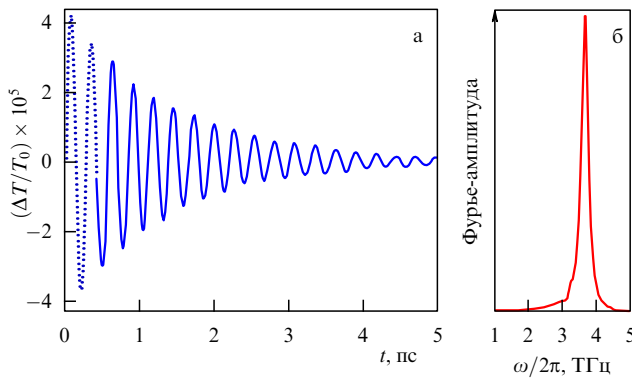


Рис. 5. (а) Эволюция сжатого состояния в ZnTe, измеряемая как изменение нормированного дифференциального пропускания $\Delta T/T_0$ (пунктирная кривая — экстраполяция к нулевой задержке, демонстрирующая начальную фазу осцилляций). (б) Фурье-образ осцилляций.

ния — единичное представление с полной симметрией точечной группы. То есть в результате воздействия сверхкороткого лазерного импульса в ZnTe возбуждаются две акустические моды с равными частотами и одинаковыми по модулю, но противоположными по знаку волновыми векторами $|q_+\rangle$ и $|q_-\rangle$. В кристаллах ZnTe, так же как и в перовскитных параэлектриках KTaO₃ и SrTiO₃, большая плотность акустических фононных состояний из-за наличия сингулярности ван Хова позволяет эффективно закачивать в них энергию. Для ZnTe возможным отличием от перовскитных структур является то, что остаточное фонон-фононное взаимодействие ответственно за сдвиг энергии, помещающий бифонон выше полосы акустического континуума. Дисперсия акустического бифонона в центре зоны Бриллюэна зависит от волнового вектора, что отвечает отрицательной массе, тогда как на краях дисперсия линейна [78]. При сверхбыстром возбуждении ZnTe компоненты бифонона, определённые операторами уничтожения \hat{a}_+ и \hat{a}_- , удовлетворяют соотношению $2|\langle \hat{a}_+ \hat{a}_- \rangle| > \langle \hat{a}_+^\dagger \hat{a}_+ \rangle + \langle \hat{a}_-^\dagger \hat{a}_- \rangle$, т.е. мы имеем типичный случай двухмодового сжатия [54].

Качественно понять результаты экспериментов [42, 48, 54] можно с помощью "игрушечной" модели. Представим атомы кристаллической решётки как маятники, каждый из которых находится на различных стадиях колебания: некоторые маятники отклонились до максимальной высоты, а некоторые находятся вблизи положения равновесия, поскольку фазы каждого из маятников абсолютно случайны. Эффект воздействия лазерного импульса — это нанесение *вертикального* удара по всем маятникам. Маятники, которые находятся вблизи положения равновесия, не будут затронуты, а те, которые отклонились до большой высоты, получат сильный толчок. То есть импульс, переданный маятнику вдоль траектории его движения, оказывается пропорциональным отклонению от равновесия. Полный эффект состоит в том, что хаотичность движения маятников преобразуется в упорядоченность (согласованность). В результате такого воздействия маятники переходят к синхронному движению, т.е. оказываются в более упорядоченном состоянии, которое реализуется сжатием крыльев распределения мгновенных смещений и "выдавливает" шум из движения системы маятников. Здесь важно, что

подобное воздействие создаёт корреляцию между смещением и импульсом для каждого из маятников. В предположении упругого удара частота каждого маятника остаётся неизменной. Изменяется только импеданс маятника — аспектное отношение, характеризующее его орбиту в фазовой плоскости [79], что может свидетельствовать о неадиабатичности воздействия. При таком воздействии одна из квадратур фононной моды экспоненциально убывает, $\Delta X \propto \exp(-s)$, а другая экспоненциально возрастает, $\Delta Y \propto \exp(s)$. Движение в этом случае реализуется таким образом, что флуктуации кинетической и потенциальной энергий оказываются антикоррелированными, что возможно только тогда, когда дисперсии кинетической и потенциальной энергий превышают свои средние значения [16]. Физически это соответствует ситуации, при которой осциллятор большую часть времени проводит вблизи положения равновесия, а не вдали от него, как при классическом движении, для которого время нахождения на определённой части траектории обратно пропорционально скорости. Атомы, движение которых формирует фонон, при этом большую часть времени проводят на узлах решётки.

Несмотря на то что в своё время новость о первом наблюдении СФ [42] облетела многие средства массовой информации, с подобной интерпретацией экспериментальных данных не всё гладко. Так, вскоре после публикаций мичиганской группы был опубликован критический комментарий [17] двух теоретиков, ставящий под сомнение выводы этой группы. Критика не затрагивает постановку и результаты эксперимента, а относится к интерпретации наблюдений. Сравнив тепловой шум и величину сжатия, теоретики пришли к выводу [17], что величина модуляции не позволяет сделать вывод о вакуумном сжатии. Однако в эксперименте [42] использовалась дифференциальная методика, исключая вклад теплового (как и любого не зависящего от времени) шума. По сути, авторы критического комментария [17] утверждают, что в экспериментах [42] был промодулирован шум антикоммулятора, а не коммулятора, поскольку экспериментальные условия соответствовали ситуации $\langle |\{\Delta \hat{X}, \Delta \hat{Y}\}| \rangle \gg \langle |\hat{X}, \hat{Y}| \rangle$. Такая ситуация реализуется в квазиклассическом пределе, когда при $\hbar \rightarrow 0$ вклад коммулятора в соотношение неопределённостей Шрёдингера–Робертсона исчезает, а вклад антикоммулятора стремится к коррелятору классических величин и является отличным от нуля, если между ними существует статистическая зависимость.

О возможности подобной ситуации косвенным образом свидетельствуют детальные исследования температурной зависимости сверхбыстрой динамики решётки танталата калия, проведённые с использованием более коротких лазерных импульсов [51]. Уменьшив длительность возбуждающего импульса до 25 фс, авторы [51] зарегистрировали во временном диапазоне осцилляции суммарных ($\text{TO}_{1,2} + \text{TA}$, $\text{TO}_4 + \text{TA}$) и разностных ($\text{TO}_{1,2} - \text{TA}$, $\text{TO}_4 - \text{TA}$) фононных мод. Вклад последних при понижении температуры существенно уменьшался, хотя при комнатной температуре спектр осцилляций практически совпадал со спектром спонтанного комбинационного рассеяния [80].

Кроме того, авторы [17] обращают внимание на несколько нестыковок результатов измерений спонтанного комбинационного рассеяния с результатами времязерешённых измерений. Например, формы спектрально-

ных линий акустического обертона, наблюдаемого в частотном диапазоне, и сжатого фононного состояния, регистрируемого во временном диапазоне, различны. Это, в частности, проявляется в более узкой спектральной линии сжатого состояния, свидетельствующей о том, что при возбуждении кристалла сверхкороткими лазерными импульсами время жизни решёточного возбуждения больше, чем при возбуждении непрерывным лазером.

Однако следует отметить, что различие времён жизни при когерентном и некогерентном возбуждении решётки является достаточно распространённым, хотя и необъяснённым явлением [8]. Заметим, что, согласно рамановскому механизму генерации КФ [17, 42–44], наличие рассеяния второго порядка во время разрешённом когерентном отклике с необходимостью свидетельствует о сжатии фононной подсистемы, тогда как альтернативные механизмы [46] требуют нескольких импульсов накачки (т.е. когерентного контроля) для реализации вакуумного сжатия решёточных возбуждений.

Были предприняты также попытки детектировать сжатие фононной подсистемы посредством регистрации флуктуационных свойств оптических КФ. С этой целью были исследованы статистические свойства когерентных оптических мод в висмуте, сурьме, арсениде галлия и ряде высокотемпературных сверхпроводников [49, 50, 52]. Для того чтобы исследовать флуктуационные свойства фононов, создаваемых сверхкороткими лазерными импульсами, схема измерений была модифицирована [8], так как традиционная схема изучения КФ позволяет получить только временную зависимость среднего значения когерентной амплитуды. Исследование флуктуаций требует, чтобы было определено, как когерентная амплитуда изменяется во времени при фиксированной фазе, определяемой временной задержкой. Следовательно, измерения нужно проводить таким образом, чтобы не терять информации об отдельных реализациях состояния решётки. Хотя измерить единичную реализацию решёточного состояния в стандартной конфигурации эксперимента не представляется возможным, доступным является сравнение статистических выборок, полученных с использованием порядка 10^5 – 10^6 лазерных импульсов при фиксированной временной задержке. С этой целью многократно измерялась часть осциллирующего отклика $A(t)$, для того чтобы вычислить для каждой временной задержки наряду с первым моментом $\mu = \langle A \rangle$ центральный момент второго порядка $\sigma^2 = \langle A^2 \rangle - \mu^2$.

Типичный результат, полученный для монокристалла Вi, представлен на рис. 6. Очевидно, что средняя амплитуда, полученная при такой схеме измерений, идентична таковой в традиционном эксперименте. Тем не менее дисперсия когерентной амплитуды, рассчитанная для каждого момента времени, несёт дополнительную информацию. Для всех исследованных кристаллов дисперсия, которая характеризует шум КФ, оказывается зависящей от времени, причём частота её изменения вдвое больше частоты КФ (рис. 6а). Отметим, что для системы в равновесном состоянии шум не зависит от времени, что иллюстрируется поведением дисперсии при отрицательных временных задержках. Типичный спектр мощности шума, полученный с помощью преобразования Фурье, показан на рис. 6в, а спектр мощности когерентной амплитуды — на рис. 6б. Очевидно, что эти

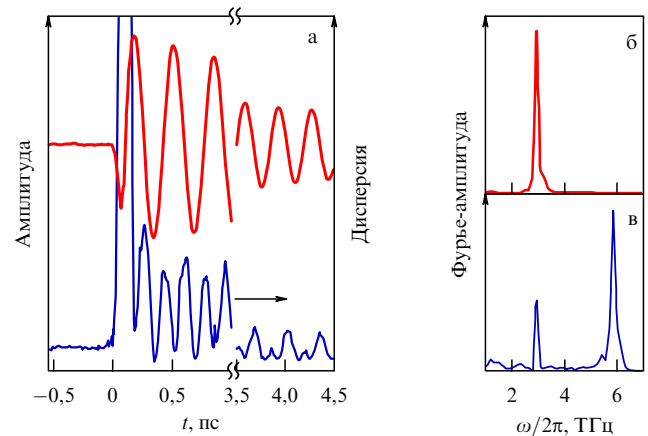


Рис. 6. (а) Когерентная амплитуда и её дисперсия для монокристалла Вi как функции фазового угла, пропорционального временной задержке между возбуждающим и зондирующим лазерными импульсами. Фурье-преобразования когерентной амплитуды (б) и её дисперсии (в).

два спектра различны и спектр шума содержит компоненту с частотой, вдвое большей частоты КФ. При повышении мощности накачки интенсивность шумов линейно возрастает, а спектр остаётся практически неизменным. Однако интенсивность спектральных компонент в спектре шума при этом немного изменяется и отношение между интегральной интенсивностью высокочастотной и низкочастотной компонент имеет тенденцию к увеличению [8].

Результаты изучения статистических свойств также не избежали критики [81]. Суть этой критики в целом можно выразить так: КФ, созданные различными физическими механизмами, не могут привести к явлению сжатия, которое всегда обусловлено нелинейностью системы и не включено ни в один из механизмов, приводящих к генерации КФ. Более того, авторы критики совершенно справедливо отметили, что в экспериментах [49, 50, 52] отсутствовал уровень нулевых флуктуаций, необходимый для подтверждения вакуумного сжатия. Не ограничиваясь этим, авторы критических замечаний произвели измерения шума для случаев Вi и GaAs в несколько модифицированной схеме измерения и констатировали наличие шума, не зависящего от времени. Следует, однако, обратить внимание на то, что измерения шума [81] проводились не при изотропном, а при анизотропном детектировании, которое не включает в себя вычитание шума при отрицательных временных задержках. Более того, в случае висмута измерения были сделаны для поликристаллического образца (только этим можно объяснить, что при анизотропном детектировании во время разрешённом отклике доминировали полностью симметричные осцилляции) и, следовательно, наряду с xx - и yy -компонентами тензора поляризации (которые идентичны) исследовалась и zz -компонента, величина которой значительно больше базисных компонент. Наличие второй гармоники в спектре шума исследуемых кристаллов было объяснено в [81] так называемым временным джиттером (от англ. jitter — дрожание) — неконтролируемой девиацией частоты следования лазерных импульсов (это объяснение уже было предположено ранее в [8]). Более того, было показано, что интенсивность второй гармоники пропорциональна времени интегри-

рования синхронного детектора. Для окончательного выяснения того, существует ли сжатие флуктуаций в случае когерентных однофононных возбуждений, необходимо существенно модифицировать схему измерений, получив доступ к корреляционной функции типа $\langle A(t)A(t+\tau) \rangle$ вместо $\langle A(t) \rangle \langle A(t+\tau) \rangle$, т.е. измерять когерентную амплитуду, индуцированную одним лазерным импульсом, при двух различных временных задержках.

Эксперименты, обсуждаемые выше, проводились по вырожденной схеме, в которой возбуждение и зондирование осуществляются лазерным светом с одинаковой частотой. Использование невырожденной схемы, в которой несущая частота импульса зондирования отлична от частоты накачки, позволяет извлечь дополнительную информацию о динамике решётки, особенно в случае, когда несущая частота зондирования находится в рентгеновском диапазоне. Действительно, длина волны рентгеновского излучения сравнима с линейными размерами элементарной ячейки, что позволяет отследить и количественно оценить изменения межатомных расстояний, вызванные оптическим импульсом накачки.

В последнее десятилетие эксперименты по сверхбыстрой рентгеновской оптике переживают очевидный бум [82], во многом обусловленный появлением ярких источников излучения, сокращением длительности рентгеновского импульса и его временного джиттера. Время-разрешённые рентгеновские эксперименты позволили исследовать когерентную динамику решётки (как акустических, так и оптических ветвей спектра) целого ряда кристаллов с отношением сигнал/шум, близким к типично наблюдаемому для зонда оптического диапазона [83]. Особенностью экспериментов, в которых был сделан вывод о сжатии фононных мод, является то, что в них наблюдалась временная эволюция фактора Дебая–Уоллера для ряда рефлексов в монокристалле висмута. Известно, что увеличение температуры снижает интенсивность пика брэгговской дифракции, причём положение и ширина пика остаются практически неизменными. Это уменьшение интенсивности — так называемый эффект Дебая–Уоллера — экспоненциально зависит от среднеквадратических атомных смещений и определяет влияние фононов на вероятность процессов, при которых импульс передаётся кристаллу как целому без изменения состояния решётки. В типичном эксперименте это приводит к усреднённому по времени уменьшению интегральной интенсивности брэгговской дифракции, которое становится более явным с увеличением температуры и при более высоких порядках дифракции [84].

Используя эффект Дебая–Уоллера, группа из швейцарского Института Пауля Шеррера измерила временную зависимость среднеквадратических смещений атомов в висмуте, инициируемых сверхкоротким лазерным импульсом [53]. Хорошо известно, что в висмуте интенсивное сверхбыстрое возбуждение приводит к генерации когерентных полностью симметричных (A_g) и дважды вырожденных (E_g) оптических фононов [85, 86]. При этом чем выше интенсивность накачки, тем ниже частоты фононов [85]. Швейцарская группа возбуждала висмут лазерным светом, длина волны которого значительно больше постоянной решётки, так что оптическое возбуждение передавало незначительный импульс кристаллической решётке [53]. В результате регистрации временного отклика брэгговских рефлексов [101] и [112] было обнаружено сильно демпфированное колебание с периодом

порядка 750 фс. При этом амплитуда осцилляций для рефлекса [112] была примерно в три раза больше, чем для рефлекса [101], а при охлаждении кристалла до температуры 170 К амплитуда рефлекса [112] уменьшалась вдвое. Поскольку исследуемые рефлексы соответствуют атомным смещениям, ортогональным тригональной [111]-оси, вклад полностью симметричных фононов в колебание с периодом 750 фс был исключён. Отнесение наблюдаемых осцилляций к дважды вырожденным фононам было отвергнуто на основании сравнения частот — для E_g -фонона частота осцилляций при данном уровне возбуждения соответствует 1,6 ТГц (период $T = 625$ фс).

Чтобы объяснить наблюдаемый отклик, авторы [53] предположили, что сильно демпфированные осцилляции соответствуют мгновенному смягчению акустических мод, которое происходит однородно по всей зоне Бриллюэна. Действительно, в эксперименте лазер переводит существенную долю электронов из валентной зоны в зону проводимости за время, меньшее периода самых быстрых решёточных колебаний. Это мгновенно модифицирует межатомные силы, и атомы решётки оказываются в изменённом потенциале. В результате атомы начинают двигаться таким образом, чтобы в среднем оказаться или несколько ближе к положениям равновесия (с более широким распределением по импульсам), или немного дальше от положений равновесия (со сжатием импульсного распределения), что соответствует сжатым акустическим фононам. Факт сжатия, по мнению авторов [53], является следствием однородного (во всех точках зоны Бриллюэна) смягчения акустических мод, предсказываемого результатами теоретического моделирования с использованием метода функционала плотности. Здесь уместно упомянуть, что эксперименты по сверхбыстрому разупорядочению кристалла InSb [87] также были интерпретированы в контексте СФ, возникающих в результате однородного (по всей зоне Бриллюэна) смягчения дебаевских фононов, однако в этих экспериментах не наблюдалось осциллирующего поведения фактора Дебая–Уоллера. Однако сообщалось, что в кристалле InSb при измерении флуктуационных свойств когерентных оптических фононов [88] в спектре появляется шум моды с удвоенной частотой КФ.

Результаты экспериментов с применением невырожденного метода, в которых сжатие фононов детектировалось с использованием импульсов зондирования рентгеновского диапазона, также подверглись критике [89], направленной на интерпретацию экспериментальных результатов и неадекватность модели, принятой в методе функционала плотности. Авторы [89] прежде всего обратили внимание на то, что в модели расчёта [52] использовались разные химические потенциалы для электронов и дырок, т.е. предполагалось, что равновесие между двумя типами носителей отсутствует, несмотря на то что термализация носителей заряда происходит быстро. Затем, используя общий химический потенциал для носителей заряда в методе функционала плотности, авторы [89] пришли к выводу, что смягчение акустических мод происходит только вблизи X- и M-точек зоны Бриллюэна и поэтому не может свидетельствовать о сжатии решёточных возбуждений. Следует также заметить, что более ранние расчёты когерентной динамики висмута с использованием двух разных химических потенциалов для носителей заряда [90] не выявили смягчения акустических мод, хотя смягчение

оптических ветвей спектра, наблюдавшееся в экспериментах при интенсивных накачках, было отлично воспроизведено.

Суммируя полученные экспериментальные результаты и критические замечания, следует отметить, что сейчас трудно сказать, какая из сторон окажется ближе к истине: вакуумное сжатие для решёточных возбуждений на самом деле реализовано или это ещё предстоит осуществить. Интерпретация результатов зависит от правильного понимания многих факторов: механизма генерации сжатых фононных состояний, их взаимодействия между собой и с тепловым резервуаром, роли электронной подсистемы кристалла и др. — и выделить влияние каждого из факторов по отдельности очень трудно. Окончательный ответ на эти вопросы могут дать только дальнейшие эксперименты и детальное теоретическое описание всех вышеупомянутых эффектов.

6. Когерентный контроль бифононов как способ выявления неклассических корреляций и запутанные фононы

Запутанность — явление, не имеющее классического аналога, — впервые была продемонстрирована для квантов электромагнитного поля [91]. Несколько позднее наличие квантовых корреляций, приводящих к нарушению неравенств Белла [92], было продемонстрировано для бифотонов, возникающих при спонтанном параметрическом рассеянии света [93]. Для возбуждений кристаллической решётки аналогом бифотонов являются бифононы [94] — коррелированные кванты поля упругих деформаций. Экспериментально показано, что бифононное состояние может быть создано сверхкоротким лазерным импульсом в кристаллах с сингулярностью ван Хофа в плотности решёточных состояний — типичным представителем таких кристаллов является ZnTe. Действительно, в работе [95] сообщалось о реализации акустического бифонона при воздействии 40-фемтосекундного лазерного импульса на ZnTe (110). Когерентная часть решёточного отклика и её фурье-образ, показанные на рис. 7, свидетельствуют, что после воздействия лазерного импульса в ZnTe реализуется бифононное состояние с энергией, несколько большей энергии акустического обертона. Это состояние при одноимпульсном возбуждении затухает с типичным временем 1,4 пс. Каждая из компонент бифонона находится в суперпозиции вакуумного и всех возбуждённых состояний однофононной моды. Принципы сохранения, которые управляют генерацией решёточного возбуждения, требуют, чтобы эти фононы интерферировали деструктивно, приводя к двухфононной когерентности. Фазовую корреляцию пар фононов с равными, но противоположно направленными волновыми векторами можно назвать спариванием, по аналогии со спариванием при сверхпроводимости. Однако в случае бифононов физической причиной спаривания, в отличие от таковой при сверхпроводимости, является импульс накачки, выделяющий из фазового хаоса пары фононов, для которых инкремент неустойчивости максимален.

Бифононное состояние в ZnTe можно представить в виде суперпозиции вакуумного и первого возбуждённого состояний, возникших в результате "фононной локализации" [96]. Переменная, которая локализуется при таком переходе, — это "расстояние" между фононами. В

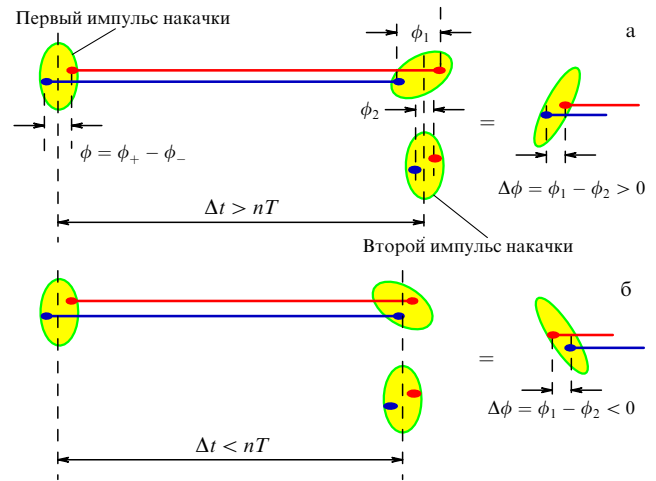


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Схематичное представление двухфононной интерференции и определение внутренней фазы бифонона в случаях, когда контрольный параметр (а) больше величины, кратной периоду бифонона T , $\Delta t > nT$, и (б) меньше этой величины, $\Delta t < nT$. Большие зелёные эллипсы соответствуют контурам неопределённости бифонона, а их ориентация определяет его фазу, красные и синие малые эллипсы отвечают "половинкам" бифонона, каждая из которых имеет собственную фазу. Разность этих фаз отвечает внутренней фазе ϕ .

этом случае бифонон может быть описан как двухмодовое сжатое состояние решётки [54]:

$$|\alpha_+, \alpha_-, \zeta\rangle = \hat{D}_+(\alpha_+) \hat{D}_-(\alpha_-) \hat{S}_{+-}(\zeta) |\text{вакуум}\rangle.$$

Сжатие приводит к корреляциям между ортогональными квадратурами отдельных фононных мод, смешивая операторы уничтожения \hat{a}_\pm одной моды с операторами рождения \hat{a}_\pm^\dagger другой. Такое двухмодовое сжатое состояние во многом аналогично тепловому состоянию, поскольку и первое, и второе имеют одинаковые соотношения между числом фононов и вероятностью найти n фононов в *любой* из двух мод.

Хорошо определённая фаза решёточных возбуждений, создаваемых сверхкороткими лазерными импульсами, позволяет произвести целый ряд манипуляций, направленных на создание определённого квантового состояния. Такие манипуляции реализуются обычно с помощью методов когерентного контроля, основной идеей которого является создание суперпозиций решёточных состояний с некоторыми фазами. Варьируя эти фазы, можно осуществлять либо конструктивную, либо деструктивную интерференцию и тем самым управлять конечным состоянием решётки. Подобное управление в случае КФ осуществляется посредством двухимпульсного возбуждения в модифицированном методе накачки — зондирование [4].

В отличие от когерентного контроля однофононных возбуждений, результаты которого легко объясняются в парадигме классической интерференции [4, 97], контроль бифононов приводит к ряду парадоксов, разрешение которых требует квантово-механического рассмотрения [54]. Действительно, поскольку бифононы имеют две фазы: одна для бифонона как целого, другая для его компонент, когерентный контроль бифононов является акустическим аналогом двухфотонной интерференции [98 – 102].

Это было продемонстрировано в экспериментах с двумя импульсами накачки, в которых исследовалась суперпозиция двух ансамблей бифононов, созданных в различные моменты времени [54], как схематично показано на рис. 7. Варьируя временную задержку между импульсами накачки, можно создать состояние, в котором обе моды одновременно возбуждены, либо вакуумное состояние, в котором обе акустические моды деактивированы. Такой двухфононный вакуум соответствует ситуации, в которой атомы решётки находятся в равновесных позициях (распределение смещений атомов очень узкое), однако кинетическая энергия атомов максимальна, что соответствует широкому распределению скоростей. Напротив, бифононное состояние соответствует ситуации, в которой атомы покоятся, находясь в точках классического поворота и имея узкое распределение скоростей, при этом распределение атомных смещений размазано.

Двухимпульсное возбуждение в первом приближении может быть представлено как сумма двух интерферирующих ансамблей бифононов, созданных в различные моменты времени. При этом контрольный параметр — временная задержка между импульсами накачки — определяет характер интерференции (конструктивная или деструктивная). Варьирование этого параметра приводит к усилению или ослаблению бифононной амплитуды, которые, как видно из рис. 8а, реализуются с частотой бифонона. Эта модуляция амплитуды, легко объясняемая в рамках парадигмы классической интерференции, однако, сопровождается модуляцией времени жизни возбуждения, что для классической интерференции невозможно.

Эксперименты показывают, что изменения времени жизни бифонона могут быть как коррелированными, так и антикоррелированными с изменениями бифононной амплитуды. Более того, относительное уменьшение времени жизни, достигающее величины $1,5 \pm 0,2 \approx \sqrt{2}$, происходит более резко, чем его увеличение, которое реализуется более монотонно и при большем изменении контрольного параметра. Такое резкое уменьшение

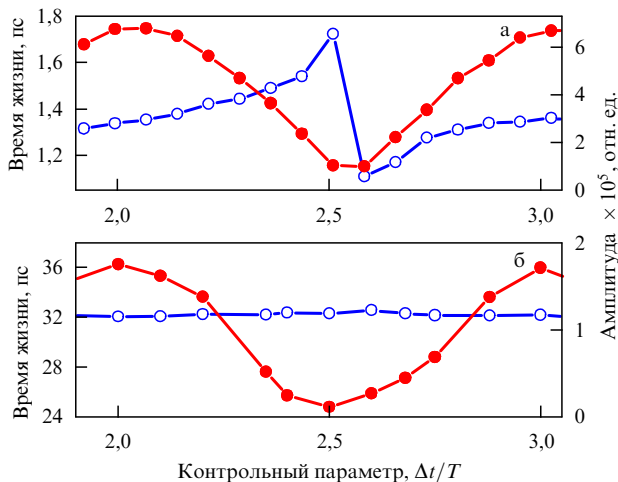


Рис. 8. Результаты когерентного контроля бифононов в ZnTe при комнатной температуре (а) и когерентных фононов при температуре жидкого гелия в Вi (б). Тёмными кружками (левая шкала) показано изменение времени жизни, а светлыми (правая шкала) — амплитуда осцилляций как функция безразмерного контрольного параметра $\Delta t/T$, где T — период исследуемого решёточного возбуждения.

времени жизни бифононов выглядит очень похожим на относительно недавно предсказанный эффект "внезапной смерти запутанности" (entanglement sudden death) [103], который вскоре был реализован экспериментально [104].

Изменение времени жизни бифононного состояния при когерентном контроле резко контрастирует с поведением времени жизни однофононных когерентных возбуждений, которое не зависит от контрольного параметра. Так, для полносимметричных фононов висмута в режиме линейного возбуждения, когда время жизни не зависит от мощности накачки [97, 105, 106], изменение контрольного параметра в широких пределах оставляет время жизни КФ неизменным, хотя результирующая амплитуда промодулирована с частотой фонона, как показано на рис. 8б.

Если предположить, что время жизни индивидуальных акустических фононов, формирующих бифонон в ZnTe, не зависит от контрольного параметра, то очевидно, что характер ослабления корреляций с течением времени определяется не столько исходной степенью корреляции (или запутанности), сколько конкретным типом состояния. Амплитуда бифонона пропорциональна действительной части параметра сжатия, тогда как его время жизни определяет, как долго компоненты бифононного состояния остаются коррелированными: чем больше время жизни, тем сильнее корреляция. Являются ли эти корреляции для ZnTe классическими или квантовыми, т.е. нарушаются или выполняются неравенства Белла, пока остаётся невыясненным.

Ситуация с интерпретацией когерентного контроля бифононов осложнена тем, что в экспериментах интерферируют совпадающие ансамбли решёточных возбуждений, которые нельзя разделить пространственно. Поэтому не представляется возможным установить, существуют ли нелокальные корреляции, приводящие к "действию на расстоянии". В принципе можно предложить эксперимент, который позволит отделить классические корреляции от квантовых. Модифицируя двухимпульсное возбуждение таким образом, чтобы первый импульс накачки с широким поперечным сечением создавал бифонон, а второй импульс с узким поперечным сечением осуществлял когерентный контроль, и используя импульс зонда с узким поперечным сечением, сфокусированным на область кристалла, не подверженную воздействию второго импульса накачки, можно легко отличить запутанность от классических корреляций. Действительно, в первом случае мы мгновенно увидим результат когерентного контроля ("действие на расстоянии"), тогда как во втором случае осцилляции не будут возмущены вторым импульсом накачки (или результат когерентного контроля проявится с некоторой временной задержкой).

Рассмотрим когерентный контроль эксперимента [54] более детально. Первый импульс накачки создаёт бифононное состояние, которое свободно эволюционирует до тех пор, пока через промежуток времени Δt оно не перекроется вторым состоянием, созданным повторным импульсом накачки. Разность фаз этих двух композитных состояний определяется межимпульсным промежутком Δt . Внутренняя фаза ϕ_i каждого из бифононов, определяемая как разность фаз его компонент, не имеет классического аналога. Когда $\Delta t = nT$, где T — период бифонона, тогда разность внутренних фаз

$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \equiv 0$ тождественно равна нулю, т.е. каждый импульс накачки создаёт бифонон с одной и той же внутренней фазой. Это соответствует ситуации, в которой бифононы интерферируют, имея одинаковую ориентацию контуров неопределённости. Однако при $\Delta t \neq nT$ ориентация эллипсов неопределённости различна, поэтому разность внутренних фаз $\Delta\phi = \Delta t - nT$ может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от того, является ли n чётным или нечётным числом. Эта асимметрия внутренней фазы, определяемая знаком разности фаз $\text{sgn} \Delta\phi$, ответственна за резкое изменение времени жизни при $\Delta t/T = (2n - 1)/2$. В случае $\Delta t/T < (2n - 1)/2$ возбуждения решётки ведут себя как набор независимых ангармоничных осцилляторов, для каждого из которых время жизни антикоррелирует с амплитудой бифонона. При $\Delta t/T > (2n - 1)/2$ возбуждения решётки целесообразно представлять в виде набора связанных гармонических осцилляторов, время жизни которых контролируется силой связи (дисперсией), а последняя в свою очередь пропорциональна амплитуде бифонона. То есть при значениях контрольного параметра $\Delta t/T < (2n - 1)/2$ решёточная система описывается моделью Эйнштейна, а при $\Delta t/T > (2n - 1)/2$ — моделью Дебая [84]. Если бы у нас была возможность измерить статистику компонент бифонона, т.е. статистику каждой из его "половинок", то результат такого измерения продемонстрировал бы антигруппировку при $\Delta t/T < (2n - 1)/2$ и группировку при $\Delta t/T > (2n - 1)/2$, каждая из которых должна переходить в статистику Пуассона при чётных и нечётных $\Delta t/T$ соответственно. Таким образом, при $\Delta t/T < (2n - 1)/2$, когда энергия локализована на атомах решётки, возбуждения решётки ведут себя как система частиц (модель Эйнштейна), тогда как при $\Delta t/T > (2n - 1)/2$, когда энергия делокализована, возбуждения решётки демонстрируют волновые свойства (модель Дебая). При этом в случае $\Delta t/T < (2n - 1)/2$ связь между компонентами бифонона контролируется амплитудными флуктуациями, а в случае $\Delta t/T > (2n - 1)/2$ — фазовыми. Только на границе, когда амплитудные и фазовые флуктуации действуют совместно, наблюдается резкое изменение времени жизни, обусловленное тем, что флуктуации действуют на локализованные и распределённые когерентности по-разному.

Можно предположить, что большая величина сжатия фононов должна приводить к более сильной корреляции между ними. Однако из рис. 8а видно, что экстремумы времени жизни реализуются вблизи минимумов бифонной амплитуды, для которых сжатие должно быть минимальным. Эта особенность времени жизни бифонона, отражающая дуализм волна-частица, наряду с регулярной зависимостью бифонной амплитуды, показывает, что связь между фононным сжатием и запутанностью может быть достаточно сложной, поскольку это эффекты разных порядков. Сжатие представляет собой эффект второго порядка, определяемый корреляциями амплитуда-амплитуда (квадратичными по лестничным операторам), которые контролируются однофононной интерференцией, в то время как запутанность относится к эффектам четвёртого порядка, зависящим от корреляций интенсивность-интенсивность (биквадратичных по лестничным операторам).

Различия в поведении амплитуды и времени жизни бифонона можно понять, принимая во внимание, что

сжатие влияет на диагональные элементы индивидуальных акустических фононных мод $\langle \hat{a}_\pm^\dagger \hat{a}_\pm \rangle = |\alpha_\pm|^2 + \sinh^2 s$ и недиагональные межмодовые элементы $\langle \hat{a}_+ \hat{a}_- \rangle = \langle \hat{a}_- \hat{a}_+ \rangle = \alpha_+ \alpha_- - \exp(i\theta) \sinh s \cosh s$ [105]. Поэтому при большей величине сжатия населённость каждой из "половинок" бифонона может только возрасти, тогда как их запутанность может как увеличиваться, так и уменьшаться. Грубо говоря, двухфононная интерференция модулирует как фазу θ , так и амплитуду s фактора сжатия, в то время как однофононная интерференция ответственна только за модуляцию амплитуды. Таким образом, как и в случае фотонов [100–103], одно- и двухфононная интерференция контролируются соответственно когерентностью и запутанностью. При этом однофононная интерференция (интерференция "половинок") стремится локализовать фононы в фазовом пространстве, а двухфононная интерференция (интерференция бифононов) влияет на перекрытие волновых функций "половинок".

В зависимости от величины контрольного параметра когерентный контроль демонстрирует возможность перехода от одного режима к другому, поскольку двухфононная интерференция осциллирует с удвоенной частотой по сравнению с частотой однофононной интерференции. Такая различная временная зависимость убедительно подтверждается тем фактом [54], что при значениях контрольного параметра, кратных нечётному числу полупериодов бифонона, в спектре осцилляций наряду с линией бифонона появляется линия акустического обертона — несвязанной пары акустических фононов. Это иллюстрируется результатом вейвлет-преобразования времяразрешённого отклика когерентного контроля, приведённом на рис. 9, на котором отчётливо виден вклад осцилляций с частотой 3,2 ТГц, отвечающий когерентному возбуждению несвязанной пары акустических фононов, т.е. обертому акустики. Очевидно, что при значениях контрольного параметра $\Delta t = (n + 1/2)T$ двухфононная интерференция деструктивна (минимальная амплитуда бифонона), а однофононная интерференция, напротив, конструктивна. Отметим, что предположение о том, что обертон существует и при других значениях контрольного параметра и не проявляется в спектре только потому, что он маскируется

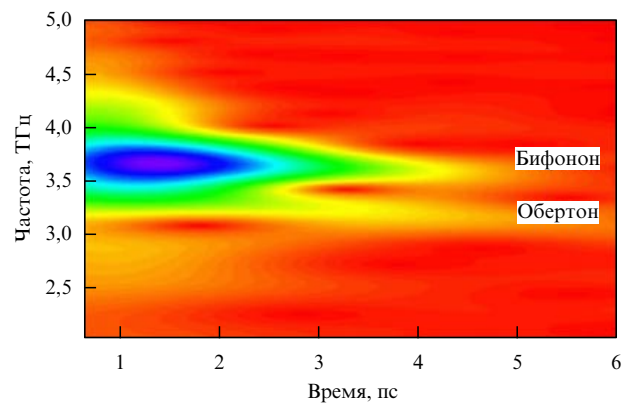


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Вейвлет-преобразование результата когерентного контроля в ZnTe с контрольным параметром $\Delta t = 2,5T$, где T — период бифонона, иллюстрирующее сосуществование связанных и несвязанных пар акустических фононов. Синий цвет соответствует максимальной амплитуде сигнала, красный — минимальной.

большим значением бифонной амплитуды, не выдерживает критики. Действительно, даже при малых значениях бифонной амплитуды, реализованной в случае слабого одноимпульсного возбуждения, несвязанные пары акустических фононов не регистрируются.

По мере того как распределение в фазовом пространстве при когерентном контроле становится более широким, однофононная когерентность уменьшается, а запутанность, напротив, увеличивается. Следовательно, интенсивность однофононной интерференции убывает, а интенсивность двухфононной интерференции возрастает. По причине противоположной зависимости когерентности и запутанности от сепарабельности состояний размер распределения играет противоположную роль в определении интенсивности одно- и двухфононной интерференции. Широкое распределение соответствует сильно запутанным фононам, которые слабо когерентны, тогда как узкое распределение — высококогерентным фононам, которые слабо запутанны.

Следует отметить, что в обсуждаемых экспериментах [54] ни сжатие, ни запутанность не были измерены количественно. На данном этапе исследований авторы [54] просто предположили, что первая характеристика пропорциональна амплитуде, а вторая — времени жизни бифона.

Тем не менее попытка описать бифонное состояние возбуждений решётки ZnTe, которое является сжатым и коррелированным [54], как результат возбуждения двух классических поперечных волн терпит фиаско. Волны оказываются запутанными по поляризационной переменной. Действительно, каждый поперечный фонон имеет два собственных поляризационных состояния: вертикальное $|V\rangle$ или горизонтальное $|H\rangle$. Фононы ортогональных поляризаций интерферировать не могут, поэтому отсутствие осцилляций с частотой ТА-фонона во время разрешённом отклике свидетельствует об одинаковой поляризации компонент бифона. То есть поляризационное состояние возбуждённой решётки, созданное сверхкоротким лазерным импульсом, можно записать в виде $|\varphi\rangle_{\pm} = 1/\sqrt{2}(|VV\rangle \pm |HH\rangle)$. Легко показать, что $|\varphi\rangle_{\pm} \neq |\varphi\rangle_{+}|\varphi\rangle_{-}$ для любых волновых функций состояний вертикальной ($|V\rangle$) и горизонтальной ($|H\rangle$) поляризаций, т.е. волновая функция бифона не факторизуется. Поскольку фононы генерируются парами одновременно, флуктуации чисел заполнения поляризационных мод полностью коррелированы (т.е. один из параметров Стокса равен нулю [97]), в то время как их фазы антикоррелированы. Отсутствие поляризационного базиса для каждой из акустических мод свидетельствует о том, что звук, созданный сверхкороткими лазерными импульсами, либо является "скалярным", либо обладает скрытой поляризацией. В этом аспекте бифоны во многом аналогичны неклассическим состояниям электромагнитного поля, для которых известно, что двухфотонный свет в максимально перепутанных состояниях Белла является неполяризованным с точки зрения классической оптики [107]. Согласно теоретической работе [108], существует "поляризационно-скалярный свет" — неклассическое состояние с чётным числом фотонов, характеризующееся двухмодовым сжатием по любой паре ортогональных поляризационных мод. Более того, такой поляризационно-скалярный свет уже реализован экспериментально [109].

Первое экспериментальное свидетельство того, что решётка может находиться в состоянии, для которого нарушаются неравенства Белла, было получено интернациональной группой исследователей, возглавляемой Яном Валмсли (Оксфордский университет, Великобритания). Эта группа перевела в запутанное состояние фононы, возбуждаемые в процессе спонтанного комбинационного рассеяния в двух пространственно разнесённых алмазах [110]. Оптические фононы, которые демонстрировали запутанность, имели симметрию $\Gamma_{25'}(F_{2g})$ и частоту 40 ТГц. Для того чтобы доказать запутанность, авторы [110] воспользовались одной из её количественных характеристик — согласованностью (concurrence). Запутанность $\Gamma_{25'}$ -фононов следовала из положительности этой характеристики $(5,2 \pm 2,6) \times 10^{-6}$, установленной с надёжностью, превышающей 98 %. Так как детекторы для счёта фононов пока отсутствуют, авторы работы [110] предположили, что рождение/уничтожение фонона является локальной операцией, и вывели запутанность решёточных возбуждений из запутанности стоксовых и антистоксовых фотонов, видимость интерференционной картины которых приближалась к видности максимально запутанных состояний Белла.

В оксфордском эксперименте кристаллы, размером 3 мм каждый (условно называемые далее верхний и нижний), разделённые расстоянием 15 см, находились при комнатной температуре. Большая энергия, около 40 ТГц (1332 см^{-1}), исследуемых фононов обеспечивала условие, что до возбуждения решётка каждого из алмазов находилась в основном (вакуумном) состоянии. Импульсы лазера накачки (длительность 60 фс, энергия 1,5 эВ, частота следования 82 МГц) проходили через симметричный делитель и попадали на два кристалла по разным оптическим путям, которые после прохождения кристаллов опять объединялись для того, чтобы "стереть" информацию о пути следования фотона (рис. 10а). Каждый из фотонов накачки по выходе из делителя мог попасть либо на верхний, либо на нижний кристалл. Согласно законам квантовой механики, до измерения нельзя сказать, куда именно направится тот или иной фотон, поскольку он находится в суперпозиции двух своих возможных состояний. Если бы фотоны подчинялись классическим законам, то они, выходя из делителя, направлялись бы или вверх, или вниз, но не сразу в обе стороны. Когда фотон, вышедший из делителя, попадает в алмаз, часть его энергии может быть поглощена с созданием в кристаллической решётке фонона. Поскольку фононы также ведут себя как квантовые квазичастицы, следовательно, два алмаза, поглотившие фотон, побывавший в делителе, разделяют между собой этот один фонон, т.е. оказываются запутанными. По классическим представлениям фонон находится или в верхнем, или в нижнем алмазе, а по законам квантовой механики он "размазан" по обоим кристаллам. Поглощённый фотон в процессе вынужденного комбинационного рассеяния переизлучается с более низкой частотой, при этом "покрасневший", стоксов, фотон сигнализирует, что состояние запутанности достигнуто. Однако, поскольку по срабатываниям однофотонного детектора на выходе нельзя сказать, через какой именно кристалл прошёл фотон, возбуждаемые фононы в одном из кристаллов квантово-коррелированы с фононами во втором. Другими словами, атомы *обоих* кристаллов после поглощения фотона приходят в движение. Для того

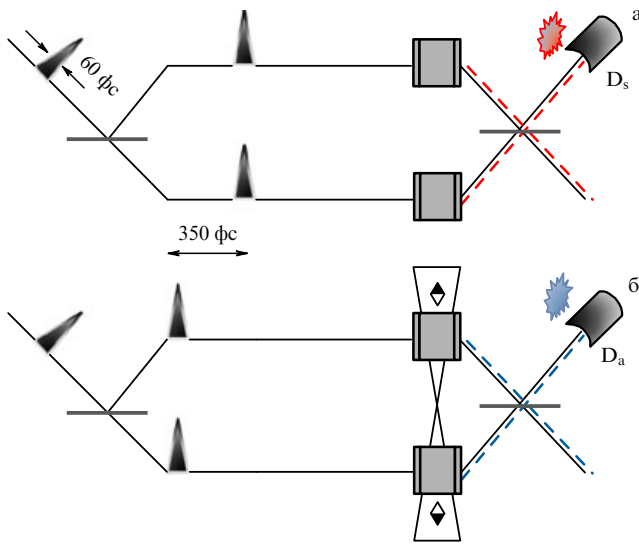


Рис. 10. Схема эксперимента, демонстрирующего создание (а) и регистрацию (б) запутанности фононов алмаза. На рисунке а фотон после прохождения делителя создаёт в одном из алмазов, показанных прямоугольниками, фонон в запутанном состоянии, о реализации которого сигнализирует стоксов фотон в детекторе D_s . После этого фотон с ортогональной поляризацией, задержанный на 350 фс (рис. б), уничтожает фонон, и антистоксов фотон регистрируется детектором D_a . О состоянии запутанности свидетельствует видность интерференционной картины антистоксовых фотонов, которая измеряется вращением поляризации последних, при регистрации совпадений в детектировании стоксовых и антистоксовых фотонов.

чтобы убедиться в этом, использовался зондирующий импульс с поляризацией, ортогональной импульсу накачки, который снова направлялся с задержкой 350 фс через симметричный делитель сразу на оба алмаза. Встречая фонон, такой зондирующий фотон увеличивает свою энергию (становится "синим", антистоксовым), и с помощью системы делителей, полуволновых и четвертьволновых пластинок, он направляется на два детектора. Тот факт, что неизвестно, в каком из двух алмазов находился фонон, позволяет отличить классическое состояние двух кристаллов от квантового (запутанного). В классической ситуации на выходе всей системы после подачи зондирующего импульса "синий", антистоксов, фотон должен с равной вероятностью регистрироваться как одним, так и другим детектором, а если объект описывается законами квантового мира, то фотон должен регистрироваться строго определённым детектором, так как появление "синего", антистоксова, фотона должно коррелировать с появлением "красного", стоксова, фотона.

Именно такую, неклассическую, корреляцию обнаружили физики из Оксфорда. То есть при уничтожении фонона и тем самым остановке движения атомов в одном из кристаллов движение атомов другого кристалла также мгновенно прекращается, несмотря на то что кристаллы пространственно разделены и не могут взаимодействовать друг с другом. И хотя каждый такой опыт с созданием состояния запутанности и его регистрацией длился всего 0,35 пс (фононы в алмазе при комнатных температурах живут недолго), этого достаточно если не для сохранения квантовых данных, то, во всяком случае, с точки зрения проведения квантовых вычислений.

Таким образом, наличие квантовой запутанности подтверждено измеренными корреляциями состояний поляризации стоксовых и антистоксовых фотонов комбинационного рассеяния. Важно, что запутанность пространственно разделённых алмазов была реализована при комнатной температуре. Это свидетельствует о том, что такое запутанное состояние может сохраняться в обычной окружающей среде в макроскопических твёрдых телах. Поэтому на основе подобных объектов, по мнению авторов работы [110], возможно создание квантовых компьютеров, не нуждающихся в криогенной системе охлаждения. Один из аспектов такой возможности уже был продемонстрирован исследователями, реализовавшими терагерцевую скорость цикла запись – считывание с использованием оптического фонона алмаза [111].

На первый взгляд может показаться, что фонон, являющийся неделимым квантом возбуждения решётки, не может находиться в запутанном состоянии, так как запутанность предполагает наличие по крайней мере двух квантово-механических объектов. Это основано на том, что состояние $|\phi\rangle_{A,B} = |0\rangle_A |1\rangle_B + |1\rangle_A |0\rangle_B$, где состояние $|0\rangle_{A,B}$ без фонона и состояние $|1\rangle_{A,B}$ с одним фононом в модах А и В, в представлении вторичного квантования факторизуется: $|\phi\rangle_{A,B} = (\hat{a}_A^\dagger + \hat{a}_B^\dagger) |0,0\rangle$, и, следовательно, не является запутанным. Однако теоретически показано [112], что когда моды А и В пространственно разделены, состояние $|\phi\rangle_{A,B}$ проявляет черты запутанности. В отличие от запутанности бифононного состояния, которая может быть реализована между двумя фононами и вакуумом, запутанность для состояния $|\phi\rangle_{A,B}$ реализуется для двух пространственно разделённых мод, А и В. Подобная запутанность также была реализована для ионов неодима, внедрённых в два кристалла ортосиликата иттрия [113].

Особо следует отметить, что фононы, исследованные в [110], в отличие от фононов, изучаемых в работах [42, 48, 54], не находились в глауберовском состоянии, поскольку ширины спектра 70-фемтосекундных импульсов недостаточно для создания суперпозиции состояний, различающихся по энергии на 40 ТГц. Малый период колебаний атомов углерода в алмазе, $T = 25$ фс, требует значительно более коротких лазерных импульсов, для того чтобы привести атомы решётки к когерентному движению. Это ранее было продемонстрировано с использованием лазерных импульсов с энергией 3,2 эВ и длительностью менее 10 фс [114].

7. Заключение

Проведённые за последние два десятилетия теоретические исследования свидетельствуют, что при определённых условиях ансамбли фононов могут быть приготовлены в существенно неклассических состояниях. С помощью методов динамической спектроскопии надёжно установлено, что сверхкороткие лазерные импульсы позволяют создавать когерентные, а также, возможно, сжатые и запутанные состояния кристаллической решётки. При этом, хотя для описания когерентных фононов в большинстве случаев не требуется квантово-механической трактовки, некоторые состояния кристаллической решётки не имеют классического аналога. Реализация подобных состояний обусловлена квантовой природой фонона, который является одновре-

менно и волной, и частицей. Хотя к настоящему времени сжатые состояния возбуждений кристалла реализованы для всевозможных квазичастиц [115–117], наибольшее развитие получили эксперименты с решёточными возбуждениями.

Вопросы, связанные с возбуждениями кристалла, находящимися в сжатых или запутанных состояниях, только начинают детально исследоваться как теоретически, так и экспериментально. Свойства кристалла, решётка которого находится в подобных неклассических состояниях, а также его взаимодействие с электромагнитным полем могут иметь существенные особенности, способные сильно изменить физику акустических и оптических фононных мод. Поскольку сжатые и запутанные решёточные состояния обладают неклассическими свойствами, они, несомненно, окажутся в фокусе дальнейших интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Это связано как с фундаментальными проблемами применения квантовой теории для описания физической реальности, так и с перспективными прикладными вопросами, такими как создание элементной базы квантовых компьютеров и передача/обработка квантовой информации.

Следует отметить, что одна из причин повышенного интереса к неклассическим полям обусловлена их уникальными корреляционными свойствами и попытками их использования в прикладных целях, например в приложениях теории квантовой информации. С точки зрения возможностей использования в этой области, оптические поля являются не самым удачным объектом ввиду малых значений нелинейностей доступных веществ. Именно нелинейность обуславливает взаимодействие, которое принципиально необходимо для выполнения квантовых логических операций, и эта нелинейность велика для полей упругих деформаций, что не может не сказаться на их возможном использовании в разнообразных приложениях.

Будущие исследования, несомненно, покажут, что обманчивое представление о том, что в нашем макроскопическом мире квантовыми корреляциями можно полностью пренебречь ввиду их незначительности, не учитывает одного существенного обстоятельства — свойства этих корреляций настолько необычны, что при определённых условиях они могут легко "перевесить" самые сильные классические корреляции.

Весьма важным свойством когерентных, сжатых и запутанных фононов может оказаться тот факт, что степень когерентности, сжатия или запутанности можно управлять, усиливая или, наоборот, уменьшая её. Для того чтобы эффективно реализовать подобные манипуляции, к числу первоочередных задач, требующих объединённых усилий экспериментаторов и теоретиков, следует отнести выяснение микроскопического механизма генерации сжатых и запутанных фононов и влияния как свойств электронной (и других) подсистем, так и параметров сверхкороткого лазерного импульса (чирп, длительность, энергия и т.п.) на реализуемое этим импульсом состояние решётки. Особого внимания теоретиков требует выяснение взаимосвязи сжатия, коррелированности и запутанности фононных мод.

В заключение мне доставляет удовольствие выразить благодарность М.В. Лебедеву, К. Ишиоке, Ж. Ху, Ф. Нори и Р. Мерлину за стимулирующие дискуссии, которые во многом способствовали написанию данного

обзора. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 12-02-00898-а и 13-02-00263.

Список литературы

1. Ахманов С А, Выслоух В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988) [Akhmanov S A, Vysloukh V A, Chirkin A S *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (New York: American Institute of Physics, 1992)]
2. Ахманов С А, Гусев В Э *УФН* **162** (3) 3 (1992) [Akhmanov S A, Gusev V E *Phys. Usp.* **35** 153 (1992)]
3. Weiner A M *Ultrafast Optics* (Hoboken, N.J.: Wiley, 2009)
4. Ishioka K, Misochko O V, in *Progress in Ultrafast Intense Laser Science* Vol. 5 (Springer Series in Chemical Physics, Vol. 98, Eds K Yamanouchi, A Giullietti, K Ledingham) (Berlin: Springer-Verlag, 2010) p. 23
5. Dhar L, Rogers J A, Nelson K A *Chem. Rev.* **94** 157 (1994)
6. Merlin R *Solid State Commun.* **102** 207 (1997)
7. Dekorsy T, Cho G C, Kurz H, in *Light Scattering in Solids VIII* (Topics in Applied Physics, Vol. 76, Eds M Cardona, G Güntherodt) (Berlin: Springer-Verlag, 2000) p. 169
8. Мисочко О В *ЖЭТФ* **119** 285 (2001) [Misochko O V *JETP* **92** 246 (2001)]
9. Андреев А Ф *УФН* **118** 251 (1976) [Andreev A F *Sov. Phys. Usp.* **19** 137 (1976)]
10. Капица П Л *ЖЭТФ* **11** 581 (1941); Kapitza P L *J. Phys. USSR* **5** 59 (1941); Капица П Л *УФН* **93** 481 (1967)
11. Максимов Е Г *УФН* **178** 175 (2008) [Maksimov E G *Phys. Usp.* **51** 167 (2008)]
12. Кеттерле В *УФН* **173** 1339 (2003); Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002)
13. Braginsky V B, Khalili F Ya *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
14. Reissland J A *The Physics of Phonons* (London: Wiley, 1973) [Рейсленд Дж *Физика фононов* (М.: Мир, 1975)]
15. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Т. 1 (М.: Физматлит, 1995) [Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* Vol. 1 (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
16. Kohn W, Sherrington D *Rev. Mod. Phys.* **42** 1 (1970)
17. Hu X, Nori F *Physica B* **263–264** 16 (1999)
18. Heisenberg W Z. *Physik* **33** 879 (1925)
19. Nieto M M, Simmons L M (Jr.) *Phys. Rev. Lett.* **41** 207 (1978)
20. Nieto M M, in *Frontiers of Nonequilibrium Statistical Physics* (Eds G T Moore, M O Scully) (New York: Plenum Press, 1986) p. 287
21. Glauber R J *Phys. Rev. Lett.* **10** 84 (1963)
22. Mandel L, Wolf E *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) [Мандель Л, Вольф Э *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2000)]
23. Stoler D *Phys. Rev. D* **1** 3217 (1970)
24. Халили Ф Я *УФН* **173** 301 (2003) [Khalili F Ya *Phys. Usp.* **46** 293 (2003)]
25. Клышко Д Н *Физические основы квантовой электроники* (М.: Наука, 1986) [Klyshko D *Physical Foundations of Quantum Electronics* (Singapore: World Scientific, 2011)]
26. Клышко Д Н *УФН* **166** 613 (1996) [Klyshko D N *Phys. Usp.* **39** 573 (1996)]
27. Slusher R E et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 2409 (1985)
28. Teich M C, Saleh B E A *Quantum Opt.* **1** 153 (1989) [Пер. на русс. яз.: Тайш М К, Салэ Б Э А *УФН* **161** (4) 101 (1991)]
29. Быков В П *УФН* **163** (9) 89 (1993) [Bykov V P *Phys. Usp.* **36** 841 (1993)]
30. Horodecki R et al. *Rev. Mod. Phys.* **81** 865 (2009)
31. Artoni M, Birman J L *Opt. Commun.* **104** 319 (1994)
32. Ghoshal S, Chatterjee A *Phys. Lett. A* **223** 195 (1996)
33. Chakraverty B K et al. *Solid State Commun.* **64** 1147 (1987)
34. Lin D L, Zheng H J. *Appl. Phys.* **64** 5905 (1988)
35. Das A N, Sil S *Physica C* **161** 325 (1989)
36. Lo C F et al. *Phys. Rev. B* **50** 418 (1994)
37. Hakioglu T et al. *Phys. Rev. B* **51** 15363 (1995)
38. Wódkiewicz K et al. *Phys. Rev. A* **35** 2567 (1987)
39. Janszky J, Vinogradov An V *Phys. Rev. Lett.* **64** 2771 (1990)

40. Yurke B *Phys. Rev. Lett.* **60** 2476 (1988)
41. Shumovsky A S, Tanatar B *Phys. Lett. A* **182** 411 (1993)
42. Garrett G A et al. *Science* **275** 1638 (1997)
43. Hu X, Nori F *Phys. Rev. Lett.* **76** 2294 (1996)
44. Hu X, Nori F *Phys. Rev. B* **53** 2419 (1996)
45. Sauer S et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 157401 (2010)
46. Daniels J M et al. *Phys. Rev. B* **84** 165310 (2011)
47. Dunn T J et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3388 (1993)
48. Garrett G et al. *Opt. Express* **1** 385 (1997)
49. Misochko O V *Phys. Lett. A* **269** 97 (2000)
50. Misochko O V et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 961 (2000)
51. Bartels A, Dekorsy T, Kurz H *Phys. Rev. Lett.* **84** 2981 (2000)
52. Misochko O V, Sakai K, Nakashima S *Phys. Rev. B* **61** 11225 (2000)
53. Johnson S L et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 175503 (2009)
54. Misochko O V, Hu J, Nakamura K G *Phys. Lett. A* **375** 4141 (2011)
55. Nori F publications, <http://www-personal.umich.edu/~nori/squeezed.html>; <http://dml.riken.jp/pub/nori/noise.html>
56. Fujiwara I, Miyoshi K *Prog. Theor. Phys.* **64** 715 (1980)
57. Переломов А М *УФН* **123** 23 (1977) [Perelomov A M *Sov. Phys. Usp.* **20** 703 (1977)]
58. Lui E Y C *Lett. Nuovo Cimento* **2** 1241 (1971)
59. Rajagopal A K, Marshall J T *Phys. Rev. A* **26** 2977 (1982)
60. Dodonov V V, Kurmyshev E V, Man'ko V I *Phys. Lett. A* **79** 150 (1980)
61. Hollenhorst J N *Phys. Rev. D* **19** 1669 (1979)
62. Kennard E H Z. *Phys.* **44** 326 (1927)
63. Takahashi H *Adv. Commun. Syst.* **1** 227 (1965)
64. Dodonov V V *J. Opt. B Quantum Semiclass. Opt.* **4** R1 (2002)
65. Schleich W P *Quantum Optics in Phase Space* (Berlin: Wiley-VCH, 2001) [Шляйх В П *Квантовая оптика в фазовом пространстве* (М.: Физматлит, 2005)]
66. Боголюбов Н Н *Изв. АН СССР, сер. физ.* **11** (1) 77 (1947); Bogolyubov N N *J. Phys. USSR* **11** 23 (1947)
67. Schrödinger E *Sitzungsber. Preuß. Akad. Wiss. Berlin Math. Phys.* **19** 296 (1930) [Пер. на англ. яз.: quant-ph/9903100]
68. Robertson H P *Phys. Rev.* **35** 667A (1930)
69. Einstein A, Podolsky B, Rosen N *Phys. Rev.* **47** 777 (1935); Эйнштейн А, Подольский Б, Розен Н *УФН* **16** 440 (1936)
70. Schrödinger E *Naturwissenschaften* **23** 807–812 (1935); *Naturwissenschaften* **23** 823–829 (1935); *Naturwissenschaften* **23** 844–849 (1935)
71. Баргатин И В, Гришанин Б А, Задков В Н *УФН* **171** 625 (2001) [Bargatin I V, Grishanin B A, Zadkov V N *Phys. Usp.* **44** 597 (2001)]
72. Мисочко О В, Лебедев М В *Письма ЖЭТФ* **90** 309 (2009) [Misochko O V, Lebedev M V *JETP Lett.* **90** 284 (2009)]
73. Fleury P A, Worlock J M *Phys. Rev.* **174** 613 (1968)
74. Müller K A, Berlinger W, Tosatti E Z. *Phys. B* **84** 277 (1991)
75. Grupp D E, Goldman A N *Science* **276** 392 (1997)
76. Irwin J C, LaCombe J J. *Appl. Phys.* **41** 1444 (1970)
77. Lim Y-S et al. *Phys. Rev. B* **68** 153308 (2003)
78. Дубовский О А, Орлов А В *ФТТ* **36** 3131 (1994) [Dubovskii O A, Orlov A V *Phys. Solid State* **36** 1663 (1994)]
79. Зельдович Б Я *УФН* **178** 489 (2008) [Zel'dovich B Ya *Phys. Usp.* **51** 465 (2008)]
80. Nilsen W G, Skinner J G J. *Chem. Phys.* **47** 1413 (1967)
81. Hussain A, Andrews S R *Phys. Rev. B* **81** 224304 (2010)
82. Reis D A, Lindenberg A M, in *Light Scattering in Solid IX* (Topics in Applied Physics, Vol. 108, Eds M Cardona, R Merlin) (Berlin: Springer-Verlag, 2007) p. 371
83. Мельников А А, Мисочко О В, Чекалин С В *Письма в ЖЭТФ* **89** 148 (2009) [Mel'nikov A A, Misochko O V, Chekalin S V *JETP Lett.* **89** 129 (2009)]
84. Kittel C *Quantum Theory of Solids* (New York: Wiley, 1963) [Киттель Ч *Квантовая теория твердых тел* (М.: Наука, 1967)]
85. Misochko O V et al. *J. Phys. Condens. Matter* **18** 10571 (2006)
86. Ishioka K, Kitajima M, Misochko O V *J. Appl. Phys.* **100** 093501 (2006)
87. Hillyard P B et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 125501 (2007)
88. Misochko O V, Gu P, Sakai K *Physica B* **293** 33 (2000)
89. Zijlstra E S, Diaz-Sánchez L E, García M E *Phys. Rev. Lett.* **104** 029601 (2010)
90. Murray É D et al. *Phys. Rev. B* **75** 184301 (2007)
91. Aspect A, Grangier P, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **49** 91 (1982)
92. Bell J S *Physics* **1** 195 (1964)
93. Shih Y H, Alley C O *Phys. Rev. Lett.* **61** 2921 (1988)
94. Агранович В М, Лалов И Й *УФН* **146** 267 (1985) [Agranovich V M, Lalov I I *Sov. Phys. Usp.* **28** 484 (1985)]
95. Hu J, Misochko O V, Nakamura K G *Phys. Rev. B* **84** 224304 (2011)
96. Misochko O V, arXiv:1304.7485
97. Kimball J C, Fong C Y, Shen Y R *Phys. Rev. B* **23** 4946 (1981)
98. Luis A *Phys. Rev. A* **64** 054102 (2001)
99. Ivić Z, Tsironis G P *Physica D* **216** 200 (2006)
100. Abouraddy A F et al. *Phys. Rev. A* **63** 063803 (2001)
101. Jha A K et al. *Phys. Rev. A* **77** 021801(R) (2008)
102. Mandel L *Rev. Mod. Phys.* **71** S274 (1999)
103. Yu T, Eberly J H *Phys. Rev. Lett.* **97** 140403 (2006)
104. Almeida M P et al. *Science* **316** 579 (2007)
105. Мисочко О В, Лебедев М В *ЖЭТФ* **136** 931 (2010) [Misochko O V, Lebedev M V *JETP* **109** 805 (2010)]
106. Loudon R, Knight P L *J. Mod. Opt.* **34** 709 (1987)
107. Клышко Д Н *ЖЭТФ* **111** 1955 (1997) [Klyshko D N *JETP* **84** 1065 (1997)]
108. Карасев В П, Масалов А В *Оптика и спектроскопия* **74** 928 (1993) [Karasev V P, Masalov A V *Opt. Spectrosc.* **74** 551 (1993)]
109. Chekhova M V et al. *Оптика и спектроскопия* **111** 600 (2011) [Opt. Spectrosc. **111** 565 (2011)]
110. Lee K C et al. *Science* **334** 1253 (2011)
111. Lee K C et al. *Nature Photon.* **6** 41 (2012)
112. van Enk S J *Phys. Rev. A* **72** 064306 (2005)
113. Usmani I et al. *Nature Photon.* **6** 234 (2012)
114. Ishioka K et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 231916 (2006)
115. Sá de Melo C A R *Phys. Rev. B* **44** 11911 (1991)
116. Zhao J et al. *Phys. Rev. B* **73** 184434 (2006)
117. Karr J Ph et al. *Phys. Rev. A* **69** 031802(R) (2004)

Nonclassical states of lattice excitations: squeezed and entangled phonons

O.V. Misochko

Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,

ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation

E-mail: misochko@issp.ac.ru

This review considers the theoretical background of and experimental evidence for nonclassical phonon states and has as its primary goal the critical analysis of recent experiments in which squeezed and entangled phonons are created and probed. The quantum aspects of elastic deformation fields similar to nonclassical light fields are of interest for potential use in applied and fundamental research, including quantum computing and testing quantum-theoretical hypotheses.

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.50.Dv, 42.65.Lm, **71.36.+c**, 78.47.J–

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201309b.0917

Bibliography — 117 references

Received 27 October 2012, revised 24 May 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (9) 917–933 (2013)

Physics – Uspekhi **56** (9) (2013)