

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА РЕАЛИЗАЦИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ КОГЕРЕНТНОГО КРИСТАЛЛА В ВИСМУТЕ

*О. В. Мисочко**

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 7 июля 2013 г.

Показано, что возбуждение кристалла висмута интенсивными сверхкороткими лазерными импульсами при гелиевой температуре приводит к согласованию движения атомов и изменения электронной плотности. При этом в различные моменты на временах, достигающих десятков пикосекунд, происходит спаривание атомов поочередно в реальном и обратном пространствах. Это может соответствовать возникновению когерентного кристалла — особого состояния вещества, сочетающего свойства твердого тела и квантовой жидкости. Представлены и рассмотрены экспериментальные результаты, свидетельствующие о возможной реализации этого необычного состояния.

DOI: 10.7868/S0044451014020072

1. ВВЕДЕНИЕ

Кристаллизация, т. е. упорядочение атомов в пространстве, сопровождающееся нарушением трансляционной симметрии, может происходить двумя различными способами [1, 2]. В первом, характерном для обычных кристаллов, спонтанное нарушение симметрии происходит за счет сил отталкивания, которые заставляют каждый из атомов держаться вдали от своих соседей. Качественно иным является случай, когда между атомами существует дальнедействующие силы притяжения, которые приводят к образованию когерентных кристаллов — особого состояния вещества, обладающего свойствами кристалла и квантовой жидкости. В когерентном кристалле, элементарная ячейка которого содержит нецелое число атомов, наряду с диагональным (кристаллическим) порядком, возникающим при нарушении однородности пространства, имеется и недиагональный порядок, являющийся результатом нарушения калибровочной инвариантности [3]. В результате свойства обычного и когерентного кристаллов кардинально различаются, поскольку в последнем периодические изменения распределения плотности массы и самосогласованного поля, в котором эти

массы движутся, поддерживают друг друга. Проиллюстрировать это можно, сравнив характер движения атомов. Если в обычном кристалле оно происходит таким образом, что атом находится вблизи узла решетки минимальное время, поскольку вблизи узла его скорость максимальна, то в когерентном кристалле нахождение атома вблизи узла наиболее вероятно [2]. Обычный и когерентный кристалл — это антиподы, являющиеся базовыми формами, между которыми располагаются все виды кристаллических состояний [4].

В современной терминологии когерентный кристалл — это квантовый кристалл, или суперсолид (supersolid), т. е. кристалл, обладающий при определенных условиях свойством сверхтекучести [3]. Его существование было предсказано более сорока лет назад для гелия [5] и обнаружено относительно недавно [6]. Следует особо отметить, что реализация когерентного кристалла в равновесных условиях в ряде работ предполагалась маловероятной. Высказывалось предположение, что подобное состояние может быть скорее достигнуто в неравновесных условиях [7].

Понятие когерентного кристалла было изначально введено для описания свойств астрофизических объектов — нейтронных звезд [1], т. е. для физики высоких энергий. Однако позднее было отмечено [2], что в наиболее чистом виде он может быть реали-

*E-mail: misochko@issp.ac.ru

зован на противоположном конце спектра энергий, принадлежащем физике низких температур, а именно при возникновении несоразмерной волны зарядовой плотности в твердом теле. Очевидно, что это состояние должно появиться для определенной степени несоразмерности при условии, что изменение электронной плотности (определяющее число и позицию узлов решетки) и движение атомов относительно этих узлов будут согласованы.

Недавние исследования кристалла висмута, находящегося при гелиевой температуре, обнаружили, что движение образующих его атомов после воздействия сверхкоротких лазерных импульсов большой энергии является аномальным [8, 9]. Когерентная амплитуда, отвечающая согласованному движению атомов, затухает в этом случае по степенному, а не экспоненциальному закону и, более того, фаза этого движения демонстрирует свойство «жесткости». Несколько ранее в экспериментах по когерентному контролю атомных смещений в висмуте [10–12] и теллуре [13] было установлено, что для случая фононов большой амплитуды, реализуемом при сильном возбуждении, линейность интерференции, являющейся основой контроля, нарушена. Ниже будет показано, что эти и несколько других аномалий могут быть свидетельством существования нестационарного состояния когерентного кристалла [14].

2. СВОЙСТВА ВИСМУТА

Висмут кристаллизуется с двумя атомами в ячейке (ромбоэдрическая решетка $A7$, симметрия D_{3d}). Эта структура возникает как результат растяжения простой кубической решетки вдоль одной из пространственных диагоналей, сопровождаемого относительным сдвигом двух соседних ГЦК-подрешеток. Подобная деформация может быть представлена в виде внутреннего (или пайерлсова) γ и тригонального α сдвигов, первый из которых смещает через одну плоскости (111) кубической структуры в направлении [111], а второй соответствует проскальзыванию плоскостей относительно друг друга, приводя к небольшому уменьшению тригонального угла α , равного в кубической структуре 60° [15, 16]. Поскольку висмут является элементом V группы, в случае кубической решетки он должен быть металлом. Внутренний сдвиг γ , приводя к удвоению объема элементарной ячейки и снимая вырождение между L - и T -точками зоны Бриллюэна, делает его диэлектриком (прямая щель около 30 мэВ в T -точке), то

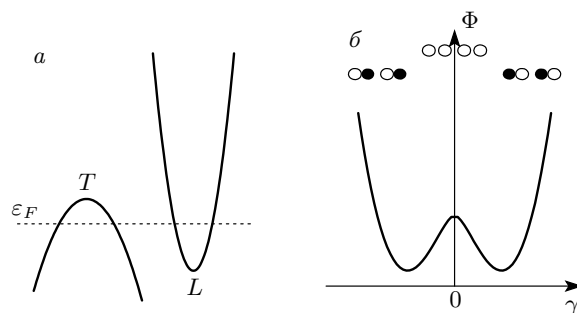


Рис. 1. а) Схема электронной и дырочной зон висмута вблизи уровня Ферми, показанного штриховой линией. б) Зависимость термодинамического потенциала Φ от внутреннего сдвига γ . Сверху схематически показан характер смещения атомов (• — атомы, испытывающие сдвиг, о — остающиеся неподвижными) при различных значениях внутреннего сдвига γ

гда как тригональный сдвиг α ответствен за переход диэлектрик–полуметалл [17].

Поверхность Ферми ромбоэдрического висмута состоит из трех электронных и одного дырочного эллипсоидов, причем экстремумы зоны проводимости находятся в L -точке, а валентной зоны — в T -точке зоны Бриллюэна (рис. 1а). Полносимметричный A_{1g} -фонон этой фазы, частота которого при гелиевой температуре $\nu \approx 3.0$ ТГц, образуется противофазными смещениями атомов вдоль диагонали, относительно которой происходит пайерлсова деформация. Он модулирует внутренний сдвиг γ и, в недеформированной кубической решетке, соответствует продольному акустическому фону точки R зоны Бриллюэна. Термодинамический потенциал фазы полуметалла Φ в зависимости от внутреннего сдвига γ , приведенный на рис. 1б, имеет вид [15]

$$\Phi(\gamma) = \Phi(0) + \sigma\gamma^2 - \chi\gamma^2 \ln(\rho/\gamma), \quad (1)$$

где σ , χ и ρ — положительные числа. Зависимость $\Phi(\gamma)$ имеет максимум при $\gamma = 0$, ответственный за абсолютную неустойчивость диэлектрической фазы, и минимумы при $|\gamma| = 0.19 \text{ \AA}$ соответствующие фазе полуметалла. Параметром порядка для висмута является либо величина пайерлсова сдвига, либо перекрытие электронной и дырочных зон (обратная щель), которые связаны линейной зависимостью.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И КОГЕРЕНТНОГО КОНТРОЛЯ

Использование сверхкоротких лазерных импульсов позволяет управлять движением атомов кристаллической решетки [18]. Это становится возможным, поскольку сверхкороткий импульс, спектр которого достаточно широк, для того чтобы приготовить решетку в суперпозиционном состоянии вакуумного и первого возбужденного уровней, приводит к возбуждению когерентных фононов, т. е. колебаний решетки, при которых все атомы кристалла движутся синхронно. Детали эксперимента подробно изложены ранее [8, 9, 12, 14], но для понимания дальнейшего отметим, что все измерения, проведенные и обсуждаемые, были сделаны с использованием регенеративного усилителя (длина волны 800 нм, длительность импульса 50 фс) при температуре $T = 4.5$ К. Гелиевые температуры необходимы для того, чтобы начальное решеточное состояние было близко к вакуумному.

Для исследования разрешенной во времени динамики решетки использовался метод динамической спектроскопии, в котором неравновесное состояние кристалла создавалось мощным импульсом накачки, а его изменение отслеживалось по варьированию сигнала отражения $\Delta R/R_0$ слабого пробного импульса ($\Delta R = R - R_0$, R_0 — коэффициент отражения в отсутствие накачки). Изменяя поляризацию электрического вектора \mathbf{E} возбуждающего лазерного импульса, можно инициировать движения атомов в различных направлениях, а меняя его интенсивность, варьировать величину смещения $A \propto (\Delta R/R_0)_{osc}$ от положения мгновенного равновесия. В экспериментах использовалась геометрия возбуждения $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$, что позволяло возбуждать только полносимметричные A_{1g} -фононы, при этом размер области возбуждения был примерно в четыре раза больше области зондирования, что позволяло минимизировать эффекты неоднородности возбуждения. Управлять движением отдельных электронов при помощи фемтосекундных импульсов нельзя, что, однако, не исключает возможности контролировать изменение электронной плотности, поскольку частоты плазмонов ($\nu_{pl} \approx 5$ ТГц) в висмуте находятся вблизи фононных частот [16].

С учетом механизма генерации когерентных полносимметричных фононов, получившего название модели смещения [19] возникновение осцилляций отражения $A \propto (\Delta R/R_0)_{osc}$ в висмуте при воздействии сверхкороткого лазерного импульса объясня-

ется следующим образом. Импульс накачки, приводя к увеличению концентрации носителей, меняет экранировку, что имеет своим следствием изменение равновесных межъядерных расстояний. В результате атомы решетки оказываются на склоне межатомного потенциала и начинают движение к новому, смещенному, положению равновесия. Вследствие своей инерции, они продолжают движение и после его достижения, приводя к осцилляциям отражения.

По мере того, как кристалл возвращается в исходное состояние, эти осцилляции затухают, сигнализируя о восстановлении равновесного параметра порядка $|\gamma - A(t)|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0.19 \text{ \AA}$. Такая картина действительно наблюдается при слабом возбуждении, когда амплитуда смещений A значительно меньше величины внутреннего сдвига γ [8]. Уменьшение амплитуды осцилляций в этом случае происходит экспоненциально за счет процесса, характеризуемого независимыми от времени параметрами. Однако в случае, когда когерентная амплитуда A и внутренний сдвиг γ становятся сравнимы, что происходит при некоторой критической степени возбуждения [9], распад возбужденного состояния становится аномальным. Вместо экспоненциального приближения к равновесию, амплитуда нескольких первых осцилляций уменьшается достаточно быстро, но затем спад амплитуды замедляется и происходит по степенному закону, характерному для систем, в которых реализуется конденсация возбуждений [20]. Наличие степенного спада свидетельствует об отсутствии характерного времени, что, в свою очередь, позволяет предположить, что некоторые из производных термодинамических потенциалов расходятся.

Различие в законах релаксации для случаев слабого и сильного возбуждений можно наглядно проиллюстрировать, отложив значение когерентной амплитуды $A \propto (\Delta R/R_0)_{osc}$ как функции времени задержки в двойном логарифмическом масштабе (рис. 2). Очевидно, что эта зависимость для случая слабого возбуждения имеет конечную кривизну в каждой точке кривой, тогда как с ростом возбуждения зависимость логарифма амплитуды от логарифма времени становится линейной:

$$A(t) = A_0 t^k \rightarrow \lg(A(t)) = \lg A_0 + k \lg t. \quad (2)$$

Подобный степенной закон указывает, в случае сильного возбуждения происходит релаксация к некому переходному (нестационарному) состоянию, отличному от равновесного, невозбужденного состояния,

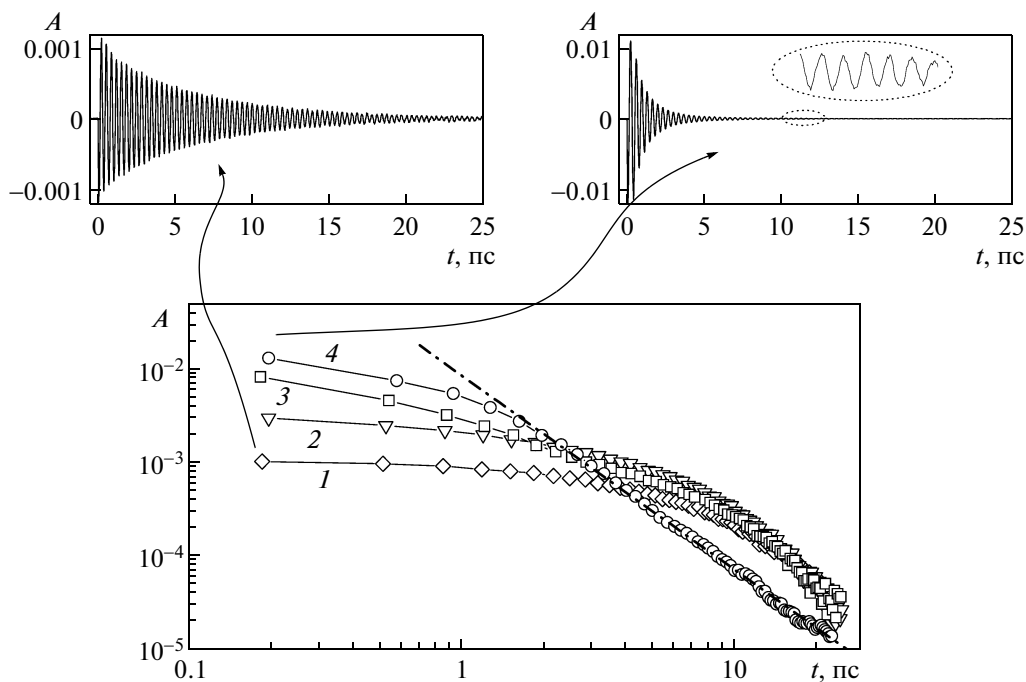


Рис. 2. Зависимости амплитуды осцилляций $A \propto (\Delta R/R_0)_{osc}$ от времени в логарифмических координатах при разной степени возбуждения кристалла, определяемой средней мощностью импульсов накачки $P = 2$ мВт (1), 5 мВт (2), 10 мВт (3), 20 мВт (4). Штрихпунктирная линия подгонки для наибольшего возбуждения иллюстрирует степенную зависимость (2). Сверху показан характер затухания амплитуды в линейной шкале для двух граничных уровней возбуждения

установление природы которого является достаточно интересной задачей.

Для решения этой задачи отметим, что при временных задержках, на которых релаксация идет по степенному закону, фаза осцилляций остается неизменной даже после взаимодействия кристалла со вторым импульсом накачки [9], энергия которого равна энергии первого импульса, т. е. состояние кристалла, созданное импульсом большой энергии, характеризуется «жесткостью» фазы (рис. 3а). Действительно, из рисунка видно, что второй импульс накачки не только не меняет амплитуду осцилляций (т. е. линейность интерференции, на которой базируется когерентный контроль, отсутствует), но и оставляет неизменной их фазу. Это легко прослеживается при сравнении с результатом моноимпульсного возбуждения, приведенным на нижней панели рис. 3а.

Парадоксальность ситуации очевидна: наличие осцилляций свидетельствует о существовании устойчивого положения равновесия, тогда как невозможность изменить осциллирующее движение масс предполагает наличие безразличного положения равновесия, в котором возможно только поступательное, но не осциллирующее движение

[3, 14]. Жесткость фазы может свидетельствовать о нарушении калибровочной инвариантности и, тем самым, о трансформации обычного кристалла в когерентный, которая реализуется для уровней возбуждения, больших некоторого критического [14]. Следует особо отметить, что ряд явлений, сходных с отсутствием линейности интерференции и жесткостью фазы, наблюдался и обсуждался ранее в экспериментах по когерентному контролю полносимметричных фононов большой амплитуды в теллуре [13] и был приписан многочастичным эффектам.

В рамках модели смещения жесткость фазы указывает на то, что атомы висмута при воздействии импульса накачки с энергией, большей критической, намертво «прилипают» к потенциалу, который определяется в основном текущей концентрацией носителей [9] (авторы работы [13] считают, что атомы «тянут» за собой потенциал). Следует, однако, отметить, что жесткость фазы, по крайней мере в висмуте, возникает не мгновенно после возбуждения, а когда спад амплитуды переходит в степенной режим, т. е. после 4–5 осцилляций. Действительно, когерентный контроль при малых значениях контрольного

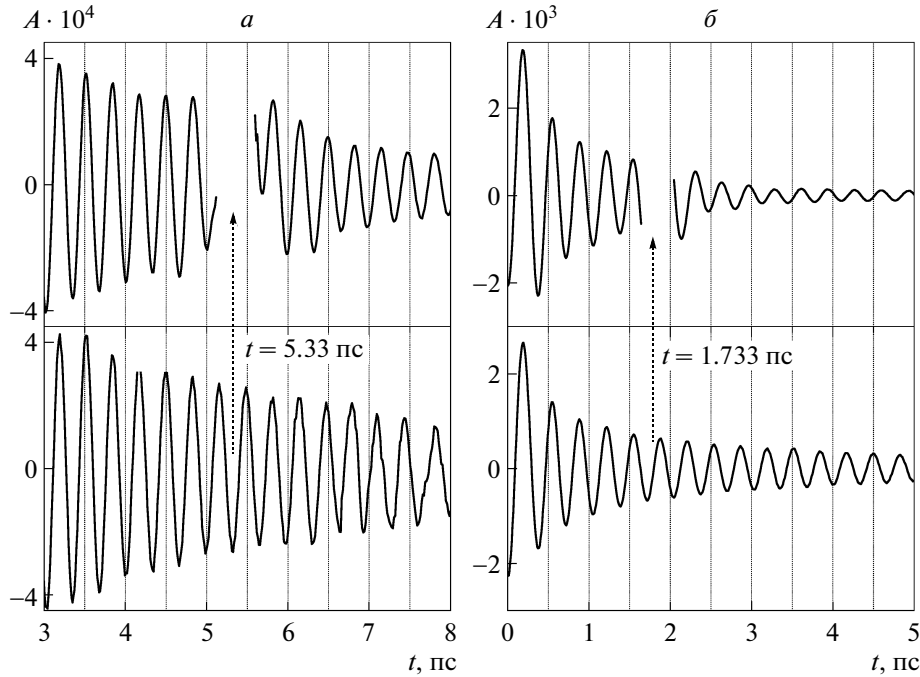


Рис. 3. Результаты когерентного контроля при сильном возбуждении для двух значений управляющего параметра, принадлежащих области степенного (*а*) и экспоненциального (*б*) спадов амплитуды. На нижних панелях показаны осцилляции при моноимпульсном возбуждении, а сетка, привязанная к оси абсцисс, помогает проследить фазовые свойства. Стрелки соответствуют моментам подачи второго импульса накачки

параметра, не превышающих 2 пс, свидетельствует о том, что, несмотря на нарушение в этом случае (так же как и в случае теллура [13]) линейности интерференции (см. рис. 3*б*) и невозможность увеличения (или уменьшения) амплитуды движения атомов пропорционально сдвигу потенциала в точках классического поворота, фаза осцилляций может быть модифицирована, т. е. движение атомов и потенциала в начальные моменты времени еще не полностью согласовано.

Следует также обратить внимание на то, что спектр когерентных фононов большой амплитуды является аномальным. Это лучше всего демонстрируется сравнением со спектром когерентных фононов малой амплитуды, приведенном на рис. 4. Если в последнем имеется только узкий пик полносимметричной моды, то при сильном возбуждении при степенном спаде когерентной амплитуды наряду с основной гармоникой присутствуют и более высокие гармоники [21], а также акустические моды, являющиеся результатом ангармонического распада основной гармоники. Несмотря на то что их вклад на два порядка меньше вклада основной гармоники полносимметричного фонона (см. рис. 4), эти моды надеж-

но разрешаются при фурье-преобразовании когерентных осцилляций. Осуществляя нелинейное преобразование Чои–Вильямса [22] когерентного сигнала и сравнивая временную зависимость амплитуд гармоник A_{1g} -фонона, приведенную на рис. 5, можно заметить, что поведение четных и нечетных гармоник имеет тенденцию быть антикоррелированным во времени. Более того, наличие интерференции в спектре указывает на то, что фононы, созданные сверхкоротким лазерным импульсом, с течением времени приобретают общую фазу, т. е. формируют фононный конденсат. Механизм этой конденсации может быть понят в рамках модели Фрëлиха [23], в которой роль неравновесного химического потенциала, необходимого для конденсации, играет энергия $h\nu/2$ акустических фононов, у которых коррелированы фазы мод с противоположными квазиимпульсами [24]. В поддержку этого свидетельствует возникновение широкого пика с частотой, близкой $\nu/2$, в спектре когерентных фононов при сильном возбуждении.

Попытка увеличить концентрацию $n \propto |A|^2$ этого фононного конденсата, наращивая степень возбуждения кристалла, приводит к возникновению сначала

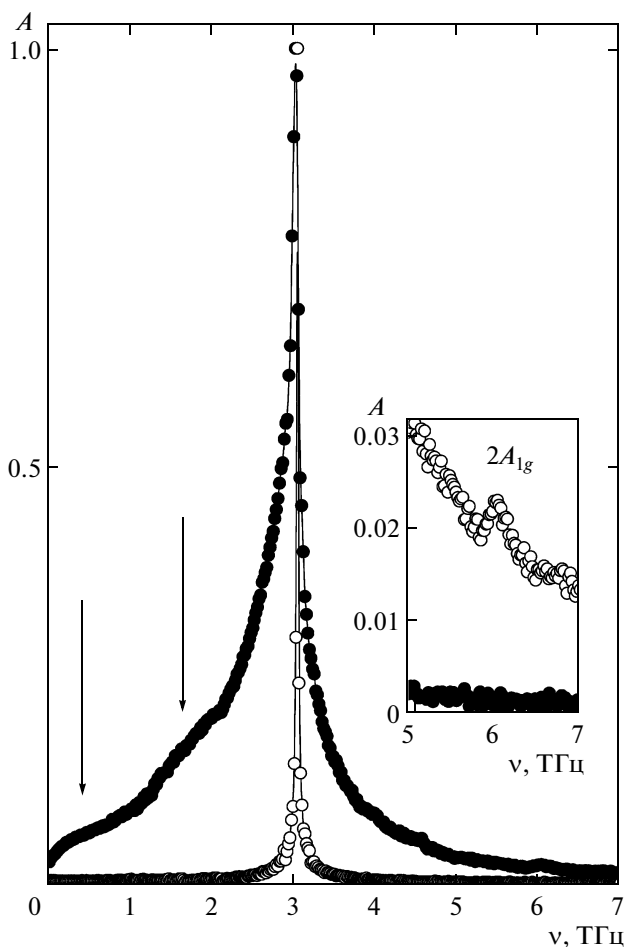


Рис. 4. Спектры осцилляций при слабом (○) и сильном (●) возбуждениях, демонстрирующие возникновение обертона (показан на вставке) и новых мод, отмеченных стрелками

ла единичного [21], а затем и серии коллапсов и возрождений осцилляций, показанных на рис. 6. Интересно, что в последнем случае время возникновения каждого последующего коллапса увеличивается с ростом его номера. Если попытаться описать это явление как биения между двумя связанными осцилляторами [18, 21], то такое поведение свидетельствует о том, что разница частот осцилляторов уменьшается во времени. При дальнейшем росте возбуждения динамика становится хаотичной [12, 21] и, при превышении предела стабильности Линдемана, кристаллический порядок исчезает, что, однако, по неизвестным пока причинам происходит быстрее (за время менее 180 фс), чем атомы успевают завершить половину цикла колебаний [25].

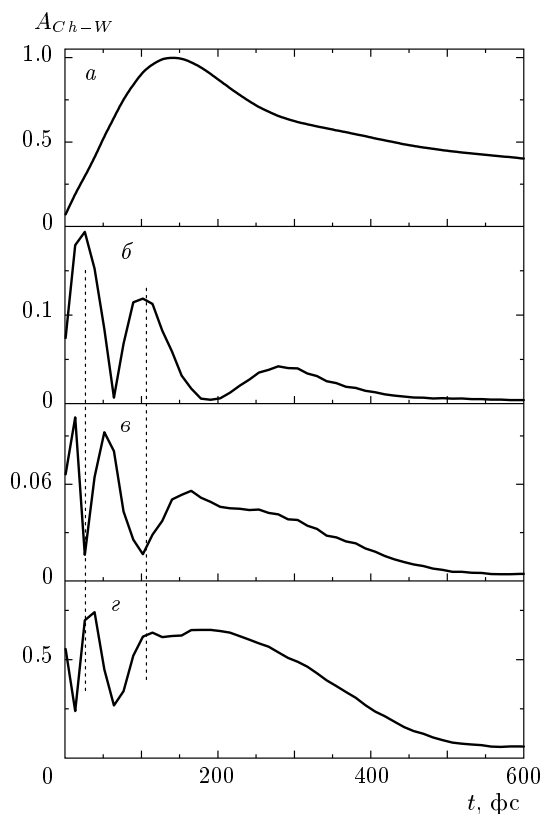


Рис. 5. Временные зависимости гармоник когерентного сигнала, демонстрирующего степенной распад, полученные преобразованием Чои – Вильямса [22]: а — первая гармоника, $\nu = 3$ ТГц; б — вторая, $\nu = 6$ ТГц; в — третья, $\nu = 9$ ТГц; г — четвертая, $\nu = 12$ ТГц. Амплитуда основной гармоники нормирована на единицу. Вертикальные штриховые линии помогают проследить тенденцию к антикорреляции между четными и нечетными гармониками

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИХ ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ

Для объяснения всех перечисленных выше аномальных явлений достаточно предположить, что в результате взаимодействия со сверхкоротким лазерным импульсом в кристалле висмута наряду с когерентными решеточными возбуждениями возникают когерентными коллективные возбуждения электронной плотности. Такая волна электронной плотности, которая может возникать одновременно с когерентными фононами или быть ими индуцирована, при определенных фазовых соотношениях и амплитуде обеспечивает условия, необходимые для когерентной кристаллизации.

На первый взгляд, кажется, что для висмута, в

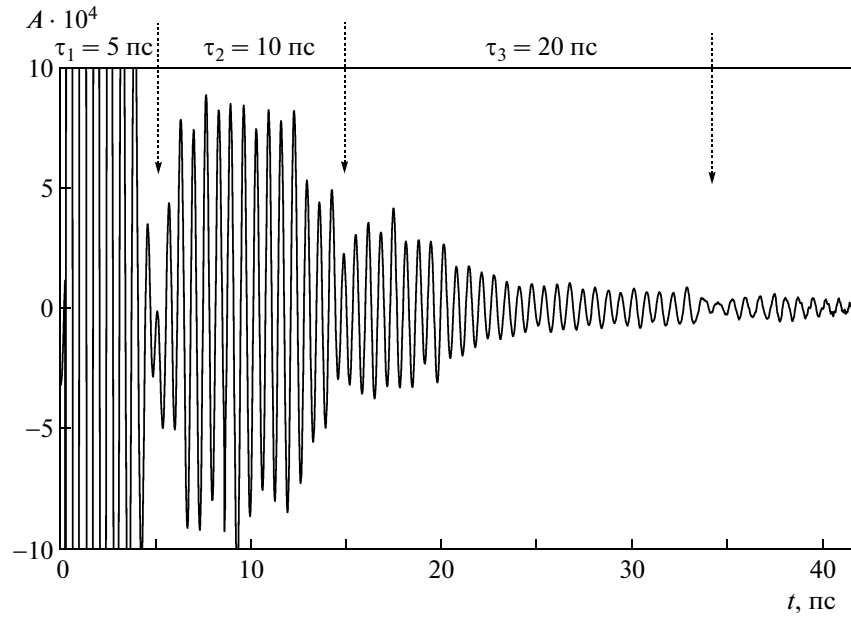


Рис. 6. Множественные коллапсы и возрождения когерентной амплитуды. Стрелками указаны коллапсы, время τ_i между которыми увеличивается с ростом номера коллапса

котором частоты плазмонов и фононов существенно различаются, возникновение фотоиндуцированных носителей может только увеличить расстройку их частот и, тем самым, затруднить условия их согласования, поскольку плазменная частота растет с ростом концентрации свободных носителей. Однако когерентные фононы могут не только модулировать обратную энергетическую щель кристалла (деформационный потенциал, жесткие зоны), но и менять массу носителей за счет эффекта схожего с неустойчивостью Померанчука (изменение наклона дисперсионной кривой вблизи фермиевского уровня) [26]. В схеме, представленной на рис. 1а, это соответствует модуляции положения уровня Ферми. Возбуждение, меняющее положение фермиевского уровня в обратном пространстве, является акустическим плазмоном (фазовая мода волны зарядовой плотности). В результате этого частота оптического плазмона (амплитудная мода) может быть уменьшена и приведена в резонанс с частотой полносимметричного фонона.

Именно «мягкость» ферми-поверхности вблизи неустойчивости Померанчука ответственна за варьирование степени несоизмерности волны зарядовой плотности. Варьирование несоизмерности приводит к тому, что в различные моменты времени атомы спариваются либо в реальном пространстве (димеризуются в результате пайерлсовской неустойчи-

вости), либо в обратном пространстве, что эквивалентно макроскопическому заполнению коррелированных по фазе фононных мод, бегущих в разных направлениях вдоль тригональной оси. Последний тип спаривания характерен для когерентного кристалла [1], в котором за возникновение фононного конденсата (и, соответственно, недиагонального дальнего порядка) ответственно спаривание в канале частица–античастица.

В отличие от сверхпроводимости, для реализации которой необходимо спаривание в канале частица–частица, инициируемое уменьшением температуры, физической причиной спаривания фононов является импульс накачки, выделяющий из фазового хаоса пары фононов, для которых максимален инкремент неустойчивости. Спаривание в висмуте в этом случае происходит в обратном пространстве в моменты времени, когда внутренний сдвиг минимален (следует отметить, что диагональный дальний порядок при этом не исчезает — атомы образуют правильную решетку), тогда как при максимальном внутреннем сдвиге спаривание имеет место в реальном пространстве. В последнем случае волна зарядовой плотности становится соразмерной, чему могут содействовать непрямые переходы, связывающие различные точки обратного пространства.

Эту ситуацию иллюстрирует рис. 7, на котором показано расположение атомов в реальном про-

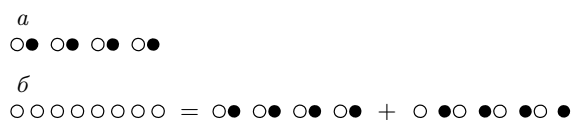


Рис. 7. Иллюстрация спаривания атомов на различных этапах осцилляций, затухающих по степенному закону: *a* — димеризация, ведущая к спариванию в реальном пространстве, при котором расстояния между атомами промодулированы; *b* — спаривание в обратном пространстве за счет наложения коррелированных по фазе когерентных фононов, бегущих в противоположных направлениях. Очевидно, что во втором случае мы получаем однородную цепочку, в которой расстояния между атомами одинаковы (немодулированы), однако ширины распределений для каждого из атомов промодулированы

странстве. Поскольку нормальный вектор \mathbf{Q} фононной моды с квазиимпульсом q дается выражением $Q_q \propto (a_q + a_{-q}^\dagger)$, очевидно, что результатом наложения двух волн, бегущих в противоположных направлениях вдоль тригональной оси, является однородное расположение атомов в пространстве, которое реализуется, когда операторы рождения a_{-q}^\dagger и уничтожения a_q фононов коррелированы. Именно такой альтернативный характер спаривания, порождаемый согласованным движением атомов и потенциала, приводит к тому, что атомы проводят основное время на узле решетки, который определяется минимумом термодинамического потенциала. Это отчасти подтверждается анализом временной зависимости спектра, в котором при прохождении амплитуды осцилляций через нуль существуют хорошо выраженные пики на частоте $\nu/2$ акустического фонона в T -точке зоны Бриллюэна, отсутствующие в те моменты времени, когда амплитуда экстремальна. Как уже отмечалось, спаривание в канале частица–античастица — это возникновение макроскопического числа бозонов в состоянии с определенным значением переданного квазиимпульса q , т. е. с единой длиной волны $1/q$ и фазой, сводящемся к максимально классическому состоянию осциллятора плотности.

Нужно заметить, что нестабильность Померанчука тесно связана с топологией ферми-поверхности. Поэтому можно ожидать существенной зависимости наблюдаемых эффектов от поляризации возбуждающего импульса. Не исключено, что в случае возбуждения базисной плоскости кристалла ряд из аномалий будет модифицирован. Действительно, частота

плазмона в этом случае примерно на 10 % меньше, чем для плазмона, возбуждаемого светом, поляризованным параллельно тригональной оси [16], и наряду с полносимметричными фононами возможно возбуждение дважды вырожденных мод (соответствующих в кубической решетке поперечным акустическим модам). В возбужденном кристалле пары атомов висмута скользят непрерывно в направлении осей спаривания, вращаясь вокруг них, но при этом сохраняют ориентационный порядок: их оси преимущественно направлены вдоль тригональной оси. Это отчасти аналогично нематической фазе жидкого кристалла, которая реализуется для веществ, молекулы которых ахиральны.

Следует также подчеркнуть, что реализация когерентного кристалла является результатом сильного возбуждения всего кристалла, а не только движения атомов с большой амплитудой. Для ее осуществления необходимы возбуждение электронной подсистемы и согласование движения атомов и электронной плотности. В этом легко убедиться, сравнивая кинетики амплитуд при разной степени возбуждения. Как следует из рис. 2, практически все аномалии возникают, когда амплитуда смещений сильно-возбужденного кристалла сравнивается с амплитудой, реализуемой при докритическом возбуждении, или становится меньше нее. Пока остается неясной роль беспорядка (структурных дефектов) в возникновении этого необычного состояния. Эксперименты свидетельствуют, что аномальная динамика возникает в области суперлинейной зависимости [9], возврат из которой в линейную область не приводит к полному восстановлению параметров осцилляций, наблюдавшихся при слабом возбуждении. В частности, время жизни осцилляций после этого уменьшается на 70–80 %, что может указывать на возникновение дислокаций или других дефектов в первоначально совершенном кристалле. Эти дефекты не препятствуют реализации когерентного кристалла, однако являются ли они необходимым условием его возникновения, остается пока невыясненным.

Возникновение нестационарного состояния когерентного кристалла требует перехода от режима классического к режиму квантовому, поскольку недиагональный дальний порядок может быть реализован только для квантовой системы. Для кристалла критерием необходимости учета квантовых эффектов [27] является величина параметра де Бура $\Lambda = \hbar/\delta\sqrt{m\varepsilon}$, где m — масса атома, а δ и ε — пространственная протяженность и сила межатомного взаимодействия. Обеспечить для висмута параметр де Бура, сравнимый с таковым для гелия (который,

несомненно, является квантовым кристаллом), можно, если взаимодействие $\delta\sqrt{\varepsilon}$ в нем будет в 7–8 раз меньше, чем в гелии. Пространственная протяженность взаимодействия может быть несколько уменьшена за счет сжатия нулевых колебаний, которое в висмуте существует [28, 29], но этот эффект слишком мал, чтобы уменьшить $\delta\sqrt{\varepsilon}$ на порядок. Поэтому следует предположить, что компенсация короткодействующего отталкивания, осуществляющаяся за счет дальнегодействующего притяжения, позволяет очень сильно модифицировать межатомное взаимодействие в висмуте.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, ряд результатов исследования кристалла висмута, проведенного при гелиевой температуре методом накачка–зондирование интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами, а именно степенной распад, жесткость фазы, множественные коллапсы и возрождения и измененный спектр когерентных фононов, может свидетельствовать о реализации нестационарного состояния когерентного кристалла. Это состояние, возникающее при некоторой критической степени возбуждения, существует ограниченное время, которое, скорее всего, не превышает нескольких десятков пикосекунд. В нем при соразмерности волны зарядовой плотности и кристаллической решетки происходит спаривание атомов в реальном пространстве, при их несоизмерности соотношение числа атомов и числа узлов решетки становится нецелым, и в те моменты времени, когда амплитуда волны зарядовой плотности проходит через нуль, мы получаем однородную цепочку.

Косвенным свидетельством нестационарного состояния когерентного кристалла является необычное поведение диэлектрической проницаемости при сверхбыстром возбуждении [30], действительная часть которой стремится к проницаемости жидкого висмута, а мнимая часть практически совпадает с мнимой частью проницаемости кристаллического висмута.

Следует подчеркнуть, что понимание микроскопического механизма когерентной кристаллизации тесно связано с решением проблемы вакуумного состояния и требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Действительно, реализовать движение, при котором атом находится вблизи узла решетки максимальное время, можно и за счет сжатия вакуумных флуктуаций

(двухмодовое вакуумное сжатие), как это было сделано для бифононного состояния акустических мод в ZnTe [31–33]. Сжатые состояния вакуума для случая светового поля были в числе первых неклассических состояний, полученных экспериментально, и в настоящее время являются основой для целого ряда информационно-квантовых протоколов с непрерывными параметрами. Однако сжатые состояния возбуждений твердого тела пока не нашли практического применения [33].

Автор признателен М. В. Лебедеву за плодотворные дискуссии и критические замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-00263а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Киржниц, Ю. А. Непомнящий, ЖЭТФ **59**, 2203 (1970).
2. Д. А. Киржниц, *Лекции по физике*, Наука, Москва (2006), с. 157.
3. A. Sütö, J. Math. Phys. **50**, 032107 (2009).
4. Ю. А. Непомнящий, ТМФ **8**, 413 (1971).
5. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **56**, 2057 (1969).
6. E. Kim and M. H. W. Chan, Nature **427**, 225 (2004).
7. C. A. Burns, Physica B **253**, 180 (1998).
8. О. В. Мисочко, М. В. Лебедев, Письма в ЖЭТФ **90**, 309 (2009).
9. О. В. Мисочко, М. В. Лебедев, ЖЭТФ **136**, 931 (2009).
10. M. F. DeCamp, D. A. Reis, P. H. Bucksbaum, and R. Merlin, Phys. Rev. B **64**, 092301 (2001).
11. É. D. Murray, D. M. Fritz, J. K. Wahlstrand et al., Phys. Rev. B **72**, 060301(R) (2005).
12. О. В. Мисочко, Р. Лу, М. Хазе, М. Китажима, ЖЭТФ **131**, 275 (2007).
13. C. A. D. Roeser, M. Kandyła, A. Mendioroz, and E. Mazur, Phys. Rev. B **70**, 212302 (2004).
14. O. V. Misochko and M. V. Lebedev, Chinese J. Phys. **49**, 141 (2011).
15. Л. А. Фальковский, УФН **94**, 3 (1968).
16. В. С. Эдельман, УФН **123**, 257 (1977).

17. A. B. Shick, J. B. Ketterson, D. L. Novikov, and A. J. Freeman, *Phys. Rev. B* **60**, 15484 (1999).
18. K. Ishioka and O. V. Misochko, in *Progress in Ultrafast Intense Laser Science*, Vol. V, ed. by K. Yamanouchi, A. Giullietti, and K. Ledingham, Springer Series in Chemical Phys. Berlin (2010), p. 23.
19. H. J. Zeiger, J. Vidal, T. K. Cheng et al., *Phys. Rev. B* **45**, 768 (1992).
20. L. Ba'nyai, P. Gartner, O. M. Schmitt, and H. Haug, *Phys. Rev. B* **61**, 8823 (2000).
21. О. В. Мисочко, М. Хасе, М. Китажима, Письма в ЖЭТФ **78**, 85 (2003).
22. H.-J. Choi and W. J. Williams, *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process* **37**, 862 (1989).
23. O. V. Misochko, M. Hase, K. Ishioka, and M. Kitajima, *Phys. Lett. A* **321**, 381 (2004).
24. Л. А. Манакова, Письма в ЖЭТФ **80**, 627 (2004).
25. G. Sciaini, M. Harb, S. G. Kruglik et al., *Nature* **458**, 56 (2009).
26. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **35**, 524 (1958).
27. J. De Boer, *Physica* **14**, 139 (1948).
28. O. V. Misochko, K. Sakai, and S. Nakashima, *Phys. Rev. B* **61**, 11225 (2000).
29. S. L. Johnson, P. Beaud, E. Vorobeve et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 175503 (2009).
30. E. G. Gamaly and A. V. Rode, *New J. Phys.* **15**, 013035 (2013); D. Boschetto, T. Garl, and A. Rousse, *J. Mod. Optics* **57**, 953 (2010).
31. O. V. Misochko, J. Hu, and K. G. Nakamura, *Phys. Lett. A* **375**, 4141 (2011).
32. J. Hu, O. V. Misochko, and K. G. Nakamura, *Phys. Rev. B* **84**, 224304 (2011).
33. О. В. Мисочко, УФН **183**, 917 (2013).