

Длительность каждой серии, содержащей по 150 измерений, составляла 30 мин. СКО серий не превышало 3 кГц при времени усреднения $\tau=1$ с и 1 кГц при $\tau=10$ с. Максимальная величина частоты биений при этих измерениях определялась частотными свойствами ФЭУ 4. Отклонение среднего значения частоты сигнала биений от значения частоты генератора не превышало 3 кГц.

Измерения нестабильности интервалов между видеоимпульсами на выходе амплитудного детектора позволяют оценить ширину линии не-

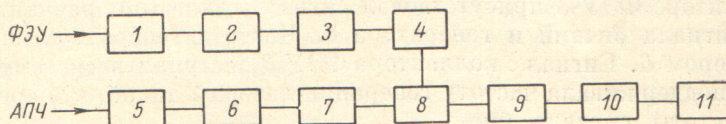


Рис. 2. Блок-схема системы АПЧ.

1 — фильтр верхних частот; 2, 7 — усилители; 3 — фильтр нижних частот; 4 — амплитудный детектор; 5 — предварительный усилитель; 6 — фазовращатель; 8 — синхронный детектор; 9 — ин-тегратор; 10 — усилитель постоянного тока; 11 — пьезокерамический цилиндр.

модулированного лазера. Оценки показывают, что ширина линии, определяемая главным образом уровнем шумов усилителя постоянного тока, не превосходит 200 кГц.

Таким образом, проведенные измерения говорят о том, что стабильность и воспроизводимость частоты излучения немодулированного лазера практически те же, что и у лазера «Стандарт-460М». Даже в простейшем варианте, рассмотренном здесь, техническая ширина линии излучения немодулированного лазера в 30 раз меньше, чем у лазера «Стандарт-460М». Это существенно расширяет возможности применения лазера в спектроскопии и интерференционных измерениях, особенно учитывая более высокую мощность излучения и отсутствие девиации частоты. Используя более совершенные методы привязки немодулированного лазера, можно будет снизить ширину линии излучения еще на несколько порядков и провести исследования процессов, которые сейчас в видимом диапазоне маскируются широкой линией излучения лазера.

Авторы благодарят Г. Ф. Зайцева за консультации.

Литература

- [1] Ю. П. Ефремов, В. П. Капралов, К. А. Краснов, П. С. Крылов, В. Е. Привалов, Л. П. Ткаченко, Я. А. Фофанов. *Опт. и спектр.*, 48, 173, 1980.
- [2] В. П. Капралов, П. С. Крылов, А. В. Миронов, В. Е. Привалов, Л. П. Ткаченко. *Опт. и спектр.*, 49, 958, 1980.
- [3] В. Н. Арзуманов, Г. Ф. Зайцев, Г. М. Гуревич. *Изв. вузов, приборостроение*, 17, 88, 1974.

Поступило в Редакцию 23 февраля 1981 г.

УДК 548.0 : 535

НАБЛЮДЕНИЕ ФОКУСИРОВКИ ФОНОНОВ В КРИСТАЛЛЕ CaF_2 С ПОМОЩЬЮ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ФОНОННОГО ДЕТЕКТОРА

А. П. Абрамов, И. Н. Абрамова,
И. Я. Герловин и И. К. Разумова

Эксперименты по изучению баллистического распространения тепловых импульсов в кристаллах позволили обнаружить неравномерность углового распределения тепловой энергии, переносимой по кристаллу фо-

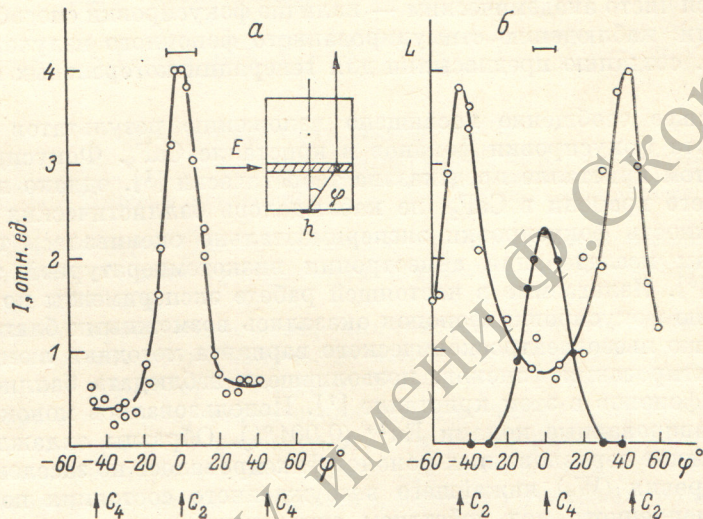
нонами. Это явление, получившее название эффекта фокусировки фононов [1], интерпретируется как следствие анизотропии упругих свойств кристаллов, приводящей к несовпадению векторов фазовой и групповой скорости фононов. Эффект проявляется в концентрации фононных пучков вдоль выделенных направлений, совпадающих с определенными осями симметрии кристалла. Направление фокусировки и величина эффекта различны для фононов разных поляризаций и определяются соотношениями между компонентами тензора упругости изучаемого кристалла. Фокусировка фононов наблюдалась в чистом Ge [1], в кристаллах LiF, KCl [2] и Al₂O₃ [3]. Результаты экспериментов [1-3] находятся в хорошем согласии с расчетными данными [1, 2, 4]. Следует отметить, что интерес к эффекту не является чисто академическим — наличие фокусировки способствовало, в частности, наблюдению стимулированного фононного излучения в рубине, т. е. созданию предпосылки для генерации когерентных фононных пучков [5].

Настоящее сообщение посвящено изложению результатов наблюдения эффекта фокусировки фононов в кристалле CaF₂. Фокусировка фононов в этом кристалле предсказана теоретически [4], однако поскольку до недавнего времени в CaF₂, не наблюдалось баллистических фононов, то возможность фокусировки экспериментально оценивалась только по результатам исследования анизотропии низкотемпературной теплопроводности [6]. Излагаемые в настоящей работе эксперименты по прямому наблюдению фокусировки фононов оказались возможными благодаря использованию пьезоспектроскопического варианта методики люминесцентного детектирования фононов, позволившего наблюдать баллистическое движение фононов в этом кристалле [7]. Использовались монокристаллы CaF₂, активированные ионами Eu²⁺ (0.001%). Образцы охлаждались до 2 К, и наличие неравновесных фононов фиксировалось по заселению верхнего подуровня (W₂) нижайшего возбужденного состояния ионов Eu²⁺ (G₃⁺), расщепленного под действием одноосного сжатия, направленного по оси четвертого порядка. Величина расщепления, определяющая энергию детектируемых фононов, составляла 10 см⁻¹. Источником фононов являлся тонкопленочный константановый нагреватель, напыленный на одну из поверхностей образца. Для нагрева пленки использовались электрические импульсы длительностью 0.1 мкс, пиковой мощностью 10 Вт, следовавшие с частотой 20 кГц. Люминесценция, по которой фиксировалось заселение подуровня W₂, возбуждалась узким световым пучком (диаметр 0.2 мм) и собиралась в направлении, перпендикулярном возбуждению на щель монохроматора ДФС-24. Роль детектора играл при этом маленький участок кристалла (0.2×0.2×0.1 мм³), ограниченный поверхностью возбуждающего пучка и изображением щели. Регистрация люминесценции осуществлялась с использованием метода счета фотонов в сочетании с амплитудно-временным анализом.

Исследовалась анизотропия амплитуды узкого импульса, обусловленного приходом на детектор баллистических фононов, от направления распространения. Геометрия опыта изображена на вставке к рисунку. Изменение угла φ , определяющего направление движения детектируемых фононов, осуществлялось перемещением изображения кристалла в плоскости входной щели спектрометра. Помимо амплитуды, измерялся также временной интервал Δt между максимумами теплового импульса на нагревателе и сигнала детектора. Это позволяло определить скорость детектируемых фононов и тем самым приписать их к конкретной фононной моде. Измерения производились на нескольких образцах, имеющих форму прямоугольного параллелепипеда, отличающихся ориентацией боковых граней по отношению к кристаллографическим осям.

Приведенные на рисунке результаты эксперимента (угловое распределение амплитуд детектируемых импульсов) демонстрируют наличие резкой фокусировки фононов в кристалле CaF₂. Как видно из рисунка, продольные фононы (измеренное значение скорости $v_l \approx 7 \cdot 10^5$ см/с) груп-

пируются по осям четвертого порядка, а быстрые поперечные фононы — по осям второго порядка (скорость в направлении, параллельном C_2 $v_{if} \approx 4.5 \cdot 10^5$ см/с). Полученные результаты находятся в хорошем качественном согласии с теоретическими данными, приведенными в работе [4]. Полуширина углового распределения фононов в направлении оси C_2 , определенная по данным рисунка с учетом угловой разрешающей способности, не превышает 10° . Исходя из этого, можно заключить, что по резкости фокусировки фононных пучков кристалл CaF_2 не уступает рубину [3] и германию [1]. В описываемых экспериментах изменение угла φ сопровождалось изменением расстояния между нагревателем и детекто-



Угловые зависимости амплитуды баллистического импульса.

Светлые кружки — сигнал от поперечных фононов, темные кружки — сигнал от продольных фононов. а — нагреватель нанесен на грань перпендикулярную оси C_4 , б — нагреватель нанесен на грань перпендикулярную оси C_2 . Отрезки над графиками показывают угловые размеры нагревателя. На вставке — геометрия опыта. E — возбуждение, L — люминесценция, h — нагреватель. Направление давления перпендикулярно плоскости рисунка.

ром. Поскольку амплитуда сигнала являлась функцией расстояния, это обстоятельство затрудняло количественную оценку эффекта фокусировки. Тем не менее воспользовавшись данными рисунка, можно получить нижнюю оценку отношения амплитуд сигналов, полученных от поперечных фононов, распространяющихся вдоль осей C_2 и C_4 , $I_{C_2}^t/I_{C_4}^t > 6$. Эта величина превышает расчетное значение $I_{C_2}^t/I_{C_4}^t = 4.78$ [4], т. е. экспериментально наблюдаемый эффект фокусировки оказывается большим, чем предсказываемый теорией. Аналогичный результат был получен для кристалла Ge в работе [1].

Помимо экспериментов, представленных на рисунке, изучалось распространение фононов в плоскости, параллельной оси сжатия. Наиболее существенный результат этого опыта — отсутствие сигнала от продольных баллистических фононов, распространяющихся вдоль оси давления C_4 , являющейся для них, согласно данным рисунка б и работы [4], направлением фокусировки. Полученный результат свидетельствует, по-видимому, о наличии правил отбора, запрещающих взаимодействие дублета, образованного из уровня Γ_8^+ иона Eu^{2+} под действием одноосного сжатия, с колебаниями, поляризованными вдоль направления сжатия. При изменении угла φ в плоскости, содержащей ось третьего порядка, наблюдалось увеличение сигнала от поперечных баллистических фононов ($v_{if} \approx 4 \cdot 10^5$ см/с) в интервале углов от 30 до 60° (для оси C_3 угол φ составляет 54.7°), однако эффект был не столь ярким, как продемонстрированный на рисунках а

и б. Следует отметить, что для кристалла CaF_2 теоретические данные о возможности фокусировки фононов по оси третьего порядка в литературе отсутствуют.

Авторы благодарны Ю. И. Терехину за ориентацию и обработку образцов.

Литература

- [1] J. C. Hensel, R. C. Dynes. Phys. Rev. Lett., 43, 1033, 1979.
- [2] B. Taylor, H. J. Maris, C. Elbaum. Phys. Rev. B., 3, 1462, 1971.
- [3] А. В. Акимов, С. А. Басун, А. А. Каплинский, В. А. Рачин, Р. А. Титов. Письма ЖЭТФ, 25, 491, 1977.
- [4] H. J. Maris. J. Acoust. Soc. Amer., 50, 812, 1971.
- [5] P. Hu. Phys. Rev. Lett., 44, 417, 1980.
- [6] A. K. McCurdy, H. J. Maris, C. Elbaum. Phys. Rev. B., 2, 4077, 1970.
- [7] А. П. Абрамов, И. Н. Абрамова, И. Я. Герловин, И. К. Разумова. ФТТ, 22, 946, 1980.

Поступило в Редакцию 5 марта 1981 г.

УДК 539.196 : 547.211

О ФОРМЕ КОНТУРА ПОЛОСЫ ИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ МЕТАНА, РАСТВОРЕННОГО В ЖИДКОМ ФРЕОНЕ

Н. Д. Орлова и Л. А. Платонова

Настоящая работа посвящена изучению влияния межмолекулярных взаимодействий на форму контура полосы полностью симметричного колебания ν_1 (A_1) в спектре комбинационного рассеяния метана. Эта полоса в спектре газа имеет частоту 2916.5 см^{-1} [1], а ее степень деполяризации равна нулю. Были получены спектры растворов CH_4 во фреоне-12 (CF_2Cl_2) в интервале температур 133—363 К. Концентрация метана менялась в пределах 8—70 мол. % и оценивалась по параметру растворимости Гильдебранда [2] в предположении, что она линейно зависит от давления газа над раствором [3]. Растворы составлялись пробуккиванием газа через растворитель под давлением 5—150 атм. Спектральная установка и температурная кювета высокого давления описаны в [4, 5], для возбуждения спектра использовался Ar^+ -лазер ЛР-106-М1 с мощностью около 0.3 Вт в линии 488 нм.

Контур полосы на интервале 5—6 полуширин во всех экспериментальных точках был в пределах погрешности фойхтовым, причем гауссов вклад соответствовал гауссовой аппаратной функции. Мы полагали поэтому, что истинная форма полосы близка к лорентцевой. Измеряемая ширина контура в 4—7 раз превышала спектральную ширину щели, при этом поправка на конечное разрешение составляла не более 7%. Приведенные на рисунке значения полуширин (полная ширина на половине максимальной интенсивности) являются усредненными по 3—5 измерениям и исправленными на конечное разрешение спектрометра. Полоса расширяется при понижении температуры раствора и при уменьшении его концентрации.

В настоящее время принято считать, что основной причиной колебательного уширения полос жидкостей, состоящих из не очень сложных молекул, является фазовая релаксация. Этот вывод основан на результатах непосредственных пикосекундных измерений времен колебательной релаксации [6]. Для объяснения механизма фазовой релаксации предложено несколько моделей. Наибольшее распространение получила модель парных