

УДК 539.213 : 539.212

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СТЕКЛООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛАХ

В. З. Гочияев, А. П. Соколов

Обнаружено, что в стеклообразных материалах интенсивность квазиупругого рассеяния света и ее температурные изменения зависят от термической обработки и химического состава образцов. Выделена взаимосвязь между изменениями в спектрах квазиупругого рассеяния и низкочастотного бозонного пика. Показано, что полученные результаты хорошо объясняются в рамках модели, учитывающей рассеяние света на сильно затухающих колебательных возбуждениях, дающих в спектре бозонный пик.

Изучению квазиупругого рассеяния света в различных материалах посвящено большое число работ [1-3]. Под квазиупругим рассеянием понимается уширение несмещенной компоненты в спектре рассеянного света. Оно возникает в жидкостях, суперионных проводниках, в сегнетоэлектриках вблизи фазового перехода и в ряде других случаев. Традиционное название квазиупругого рассеяния света в спектрах твердых тел — центральный пик (максимум его интенсивности находится при отстройке частоты $\omega=0$).

Квазиупругое рассеяние света обнаружено и в спектрах стеклообразных материалов [3]. Было показано, что оно обладает аномальной температурной зависимостью интенсивности, а его спектр хорошо аппроксимируется суммой лоренцевских кривых [3-5]. Степень деполяризации центрального пика (ЦП) различна в стеклах разного химического состава. Однако во всех случаях она постоянна по спектру и равна степени деполяризации низкочастотного, так называемого бозонного, пика [3-8]. ЦП был изучен в широком ряде стеклообразных материалов [3-8], но его зависимость от специфики структуры, химического состава и термической обработки стекол была не исследована.

Для объяснения природы квазиупругого рассеяния света в стеклах был предложен ряд моделей, рассматривающих взаимодействие света с сильно затухающими колебательными возбуждениями [4], либо с двухуровневыми дефектами [9]. Проведенное в ряде работ [3-5, 10] сравнение экспериментальных результатов с этими моделями не позволило сделать однозначного выбора между ними.

В данной работе ставилась цель — выяснить, какой механизм приводит к появлению в спектре комбинационного рассеяния света (КРС) центрального пика, каковы его особенности в разных образцах. В работе обнаружены резкое отличие температурных изменений ЦП в стеклах разного химического состава и зависимость его интенсивности от термической предыстории образца. Показано, что вся совокупность полученных результатов описывается в рамках модели, учитывающей затухание акустических колебательных возбуждений. Этими затухающими колебаниями являются моды, дающие в спектре КРС стекол бозонный пик.

1. Модели, предложенные для описания квазиупругого рассеяния света в стеклах

Еще в середине 70-х годов было показано теоретически [11] и при $T < 10$ К обнаружено экспериментально [3-5, 12], что в аморфных материалах интенсивность КРС в низкочастотной ($\omega < 20$ см⁻¹) области спектра растет по закону $I/\omega (n(\omega)+1) \sim \omega^2 (n(\omega) - \text{функция распределения Бозе})$, а затем достигает максимума при некотором значении $\omega = \omega_{\max}$. Этот низкочастотный пик был обнаружен в спектрах КРС всех исследованных аморфных материалов и получил в литературе название бозонного. Было показано, что его спектральная форма универсальна в стеклообразных материалах разного химического состава [7, 13, 14].

При температурах $T > 10$ К в области спектра $\omega < \omega_{\max}$ обнаруживается избыточное рассеяние. Его вклад исчезающе мал при $T \rightarrow 0$, но значительно возрастает с увеличением температуры. Если спектр бозонного пика меняется с температурой $\sim (n(\omega)+1)$, то амплитуда избыточного рассеяния растет значительно быстрее [3-6]. Это избыточное рассеяние было обнаружено в различных стеклообразных материалах и получило название квазиупругого рассеяния света [3-5].

В настоящее время известно несколько механизмов возникновения квазиупругого рассеяния света в твердых телах [1-3]. Однако проведенный в работах [3-5] анализ показал, что только два из них (взаимодействие света с двухуровневыми системами [9] или с сильно затухающими колебаниями [4]) могут дать столь интенсивный и широкий, как в стеклах, спектр квазиупругого рассеяния. Рассмотрим эти модели более подробно.

По аналогии с моделями, описывающими низкотемпературные аномалии термодинамических свойств стекол, Теодорокопулс и Джэкл предположили [9], что рассеяние света происходит на дефектах, которые имеют два метастабильных состояния с разной поляризуемостью α_{ij} , разделенных энергетическим барьером V . Переходы дефекта из одного метастабильного состояния в другое, происходящие с частотой $\tau^{-1}(V)$, должны приводить к возникновению в спектре КРС центрального пика, степень деполаризации которого зависит от $\Delta \alpha_{ij}$ и постоянна по спектру.

В отличие от модели [9] Винтерлинг предположил [4], что причиной возникновения ЦП является рассеяние света на колебательных возбуждениях, сильно затухающих в неупорядоченной среде. Нормированная интенсивность рассеянного света $I_{\text{н}} = I/\omega (n(\omega)+1)$ может быть записана следующим образом:

$$I_{\text{н}} \propto (1/\omega) \int C(\mathbf{k}) \text{Im } D(\mathbf{k}, \omega) d^3\mathbf{k}. \quad (1)$$

Здесь $C(\mathbf{k})$ — константа взаимодействия колебательного возбуждения со светом, зависящая от поляризации падающего и рассеянного излучения; $D(\mathbf{k}, \omega)$ — функция упругого отклика, которая была выбрана в виде [4]

$$D(\mathbf{k}, \omega) = [\omega^2 - \omega_0^2(\mathbf{k}) + ig\omega\tau\omega_0^2(\mathbf{k})/(1 - i\omega\tau)]^{-1}, \quad (2)$$

τ — некоторое усредненное время релаксации; $\omega_0(\mathbf{k}) = v|\mathbf{k}|$ — частота колебательного возбуждения; \mathbf{k} — волновой вектор; v — скорость звука; $g \ll 1$ — параметр, описывающий силу релаксационного процесса. Он связывает высокочастотный и низкочастотный пределы скорости звука [4]

$$v_{\infty}^2 = v_0^2(1 + g). \quad (3)$$

Следует отметить, что (2) аналогично выражению, используемому при описании мягкой моды и центрального пика в спектрах КРС сегнетоэлектриков вблизи фазового перехода [15, 16]. До настоящего времени оно не получило детального теоретического обоснования. Первые два члена в (2) описывают функцию отклика незатухающего колебания $\omega_0(\mathbf{k})$, а последний описывает взаимодействие интенсивностью g с некоторым каналом релаксации энергии колебательного возбуждения.

Из (1), (2) следует, что в случае достаточно большого времени релаксации $\omega_0 \tau \ll 1$ в спектре рассеянного света должны возникать два пика: боковая мода с частотой $\sim \omega_0$ и центральный пик с полушириной τ^{-1} [4, 15, 16]. Степень деполяризации этих пиков одинакова и определяется константой C . В общем случае может существовать несколько релаксационных процессов со своими значениями g_i и τ_i .

Обе рассмотренные модели предсказывают спектральную форму ЦП в виде суммы лоренцевских кривых с некоторым распределением P_i по временам релаксации τ_i [4, 9]

$$I_n \propto A \sum_i P_i \tau_i (1 + \omega^2 \tau_i^2)^{-1} \quad (4)$$

и постоянным по спектру значением степени деполяризации. Однако температурная зависимость амплитуды ЦП в этих моделях различна: в модели двухуровневых состояний $A \sim \Delta \alpha_{ij} / kT$, в модели затухающих колебаний $A \sim g$. Таким образом, исследования температурных изменений A позволяют сделать выбор в пользу одной из моделей. Температурную зависимость A можно проследить по изменениям интегральной интенсивности спектра (4) $I^u = \int_0^\infty I_n d\omega$. Она зависит только от значения A и не меняется при изменении τ_i . При этом нет необходимости полностью восстанавливать спектральную форму центрального пика, измерения которой наталкиваются на значительные экспериментальные трудности, связанные с ограничениями в области низких частот спектральным разрешением приборов, а в области высоких частот вкладом бозонного пика.

2. Методика измерений и обработка результатов

Измерение спектров КРС проводилось в геометрии 90° -рассеяния на приборе ДФС-24. В качестве источника возбуждения использовался криптоновый лазер с длиной волны $\lambda_n = 676$ нм. Спектральная ширина щелей составляла $1-1.5$ см^{-1} . Использовались поляризации ($\parallel \perp$) и ($\perp \perp$), когда вектор поля падающей волны параллелен либо перпендикулярен, а рассеянной — перпендикулярен плоскости рассеяния. Для лучшего спектрального разрешения использовалась дополнительная, не предусмотренная в конструкции прибора ДФС-24, диафрагма на выходной щели. Это позволило получить подавление лазерной линии на $4-8$ порядков при отстройке от нее на $3-5$ см^{-1} . В результате уже в области спектра ~ 5 см^{-1} вклад от возбуждающей линии был пренебрежимо мал (менее $1-3$ % от интенсивности исследуемого спектра).

Проводилась нормировка всех спектров с учетом температуры, частотного фактора рассеяния и спектральной функции прибора, откалиброванной с помощью ленточной лампы. Управление экспериментом, регистрация и последующая обработка спектров, а также расчет теоретических кривых проводились с использованием системы автоматизации научных исследований типа микроКАМАКлаб [17].

Для измерений использовались стекла разного химического состава, приготовленные в виде параллелепипедов с полированными гранями. Образец помещался в криостат, позволяющий поддерживать температуру от 100 до 470 К. Температура образца измерялась по соотношению стоксовой и антистоксовой компонент рассеянного света и контролировалась термочарой. Закаленные стекла As_2S_3 получались охлаждением образцов на воздухе или в воде от температуры $T = 525$ К, при которой они предварительно выдерживались в течение 2 ч. Все измерения на закаленных образцах проводились при $T = 295$ К. Скорость распространения продольных упругих волн измерялась по стандартной ультразвуковой методике на частоте 50 МГц.

На рис. 1 приведены низкочастотные спектры КРС и степени деполяризации исследуемых стеклообразных материалов. Здесь и во всех дальнейших случаях приводятся спектры КРС, нормированные на температурный множитель $(n(\omega)+1)$. В области $\omega < 20 \text{ см}^{-1}$ наблюдаются температурные изменения нормированной интенсивности КРС, величина и знак

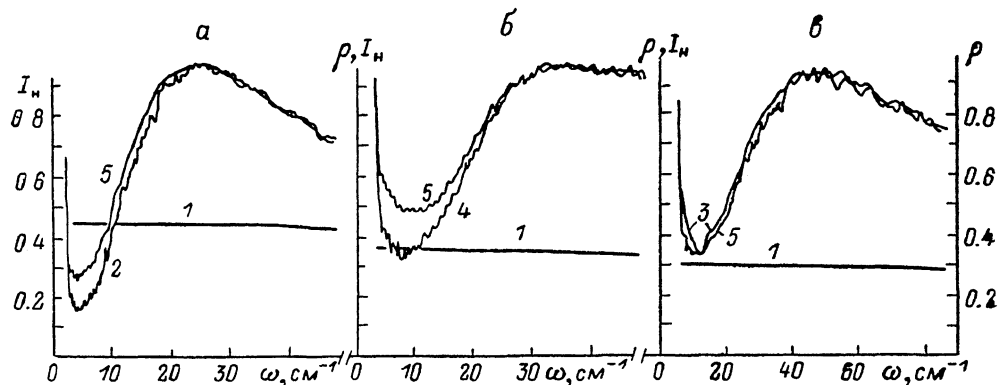


Рис. 1. Нормированная интенсивность низкочастотного спектра КРС I_{\parallel} (отн. ед.) и степень деполяризации $\rho = I_{\parallel\parallel}/I_{\perp\perp}$ (абс. ед.) (I) при $T=100$ (2), 130 (3), 160 (4), 300 К (5) в стеклах As_2S_3 (а), $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ (б), SiO_2 (в).

которых зависят от химического состава образца. Степень деполяризации спектров во всех исследованных образцах не зависит от частоты и температуры и равна степени деполяризации в максимуме бозонного пика, что согласуется с известными ранее результатами [3-6]. Исследование спектров КРС закаленных стекол As_2S_3 обнаружило значительное возра-

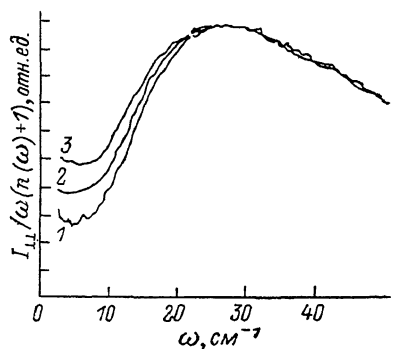


Рис. 2. Низкочастотные спектры КРС закаленных стекол As_2S_3 .

1 — контрольный образец; 2 — образец, закаленный охлаждением на воздухе; 3 — образец, закаленный охлаждением в воде.

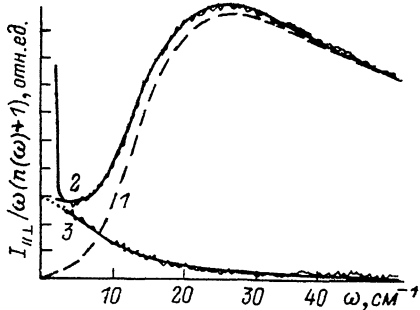


Рис. 3. Аппроксимация экспериментального спектра КРС As_2S_3 при 300 К расчетной кривой бозонного пика (1), суммой расчетных кривых бозонного и центрального пиков (2); выделенный спектр квазиупругого рассеяния и его аппроксимация набором лоренцевских кривых (3).

стание интенсивности рассеяния в области $\omega < 20 \text{ см}^{-1}$ с ростом скорости охлаждения образцов (рис. 2). Из рис. 1, 2 можно сделать вывод, что интегральная интенсивность ЦП в области $\omega > 3-5 \text{ см}^{-1}$ увеличивается с ростом температуры в As_2S_3 и $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$, но уменьшается в SiO_2 ; значительное увеличение I^u возникает и в закаленных стеклах As_2S_3 .

Для более точного исследования изменений I^u необходимо выделить спектр квазиупругого рассеяния. Мы аппроксимировали исследуемый спектр суммой расчетных кривых центрального и бозонного пиков. В качестве расчетной кривой последнего мы использовали экспериментальный

спектр КРС стеклообразного As_2S_3 , приведенный в [5]. Этот спектр был измерен при $T=8$ К, когда вклад квазиупругого рассеяния пренебрежимо мал. Учитывая универсальность спектральной формы бозонного пика в стеклообразных материалах [7, 13, 14], мы применили эту кривую для аппроксимации экспериментальных спектров стекол другого химического состава. Кривая, аппроксимирующая бозонный пик, подбиралась по двум параметрам (амплитуде и частоте максимума ω_{max}) из условий наименьшего среднеквадратичного отклонения от исследуемого спектра в области частот, где основной вклад приходится на бозонный пик ($\omega \geq 0.75 \omega_{max}$).

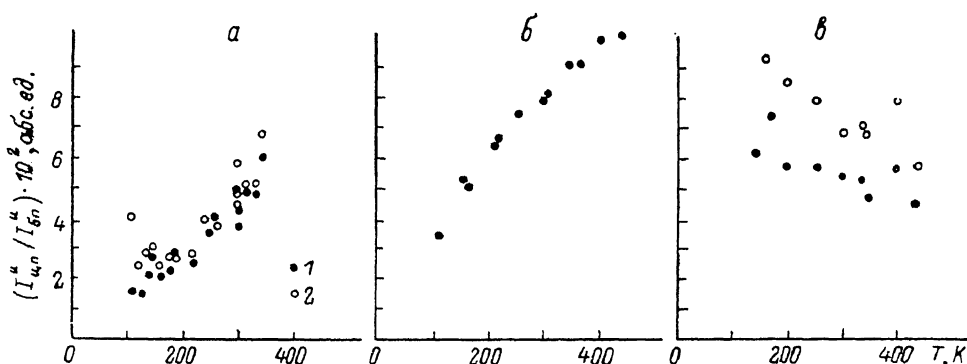


Рис. 4. Температурные зависимости интегральной интенсивности квазиупругого рассеяния света в стеклах As_2S_3 (а), $Bi_4Si_3O_{12}$ (б) и SiO_2 (в).

1 — расчет при аппроксимации одной лоренцевской кривой, 2 — набором лоренцевских кривых.

Для аппроксимации спектра ЦП были выбраны два варианта. В первом каждый аппроксимировался лоренцевской кривой с параметрами, определявшимися из условий наименьшего среднеквадратичного отклонения суммарной расчетной кривой от экспериментального спектра; во втором — набором лоренцевских кривых с непрерывным распределением полуширин P_i (уравнение (4)). В качестве последнего выбиралось распределение времен релаксации в том виде и с теми параметрами, которые позволили наилучшим образом описать затухание ультразвуковых колебаний при $T > 100$ К в SiO_2 [18] и As_2S_3 [19]. Оба использованных варианта дали хорошее согласие суммы расчетных кривых центрального и бозонного пиков с исследуемыми спектрами (рис. 3). Конечное спектральное разрешение прибора не позволило измерить интенсивность квазиупругого рассеяния света вблизи лазерной линии ($\omega < 3$ см⁻¹). Чтобы учесть вклад в интегральную интенсивность ЦП этой части спектра, мы экстраполировали его в области $\omega = 0 \div 3$ см⁻¹ той же расчетной кривой ЦП (рис. 3, 3). Выделенный таким образом вклад ЦП интегрировался по спектру.

Использование в качестве расчетной кривой бозонного пика литературных данных не совсем корректно, особенно для образцов другого химического состава. Однако очевидно, что возникающая в данном случае ошибка может изменить лишь само значение I^u , но не ее температурную

Величины $I_{ЦП}^u / I_{бп}^u$, ω_{max} , v в исследованных образцах

Образец	$I_{ЦП}^u / I_{бп}^u$, %	ω_{max} , см ⁻¹	v , км/с
Контрольный	5	27.4	2.576
Закаленный	7.5	26.4	2.481
на воздухе	9.5	26.0	2.453
в воде			

зависимость. На рис. 4 приведены полученные значения интегральной интенсивности квазиупругого рассеяния света, нормированные на интегральную интенсивность бозонного пика, которая практически не меняется с температурой [3, 5]. Видно, что второй вариант дает несколько большее значение интегральной интенсивности, однако ее температурная зависимость в этих двух случаях одинакова (рис. 4). Результаты расчета $I_{\text{цп}}^{\alpha}$ в закаленных стеклах, полученные аналогичным образом, приведены в таблице.

3. О б с у ж д е н и е

Полученные в результате обработки экспериментальных спектров температурные зависимости интегральной интенсивности ЦП оказались различными в образцах разного химического состава. Ни в одном из трех исследованных составов не обнаружено зависимости $I^{\alpha} \sim 1/kT$; более того, в As_2S_3 и $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ I^{α} растет с увеличением температуры. Это противоречит представлениям модели двухуровневых состояний [9].

В работе [10] обсуждаемая модель была использована для описания температурных изменений квазиупругого рассеяния света в стеклообразном As_2S_3 . Аппроксимируя центральный пик одной лоренцевской кривой с полушириной $\tau = \tau_0 \exp(V/kT)$, авторы получили оценку параметров двухуровневых дефектов: $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-12}$ с, $V = 0.015$ эВ. Приведенные значения τ_0 и V близки к значениям, полученным ультразвуковыми методами [19]. Однако, согласно модели [9], при таких параметрах нормированная интенсивность спектра на частоте $\omega = 5 \text{ см}^{-1}$ должна иметь максимум при $T > 150$ К. Это не согласуется ни с нашими результатами, ни с результатами [5], ни с результатами самих авторов [10]: I_{π} (5 см^{-1}) монотонно возрастает с увеличением температуры и не достигает максимума даже при $T \sim 400$ К. Следовательно, и в работе [10] не получено согласия модели [9] с экспериментальными результатами.

К выводу о невозможности описать в рамках модели [9] температурную зависимость интенсивности ЦП в As_2S_3 пришел и автор [5]. Он пытался аппроксимировать изменения I_{π} (5 см^{-1}) при различном выборе вида и параметров распределения, но не смог достичь хорошего согласия модели и эксперимента. Таким образом, модель [9] не позволяет описать температурные изменения центрального пика.

Перейдем к обсуждению модели [4]. Из (1)–(4) следует, что отношение интегральных интенсивностей спектров центрального пика и пика, соответствующего боковой моде ω_0 , таково: $I_{\text{цп}}^{\alpha}/I_{\omega_0}^{\alpha} = g$. Равенство степени деполаризации центрального и бозонного пиков, наблюдаемое в образцах разного химического состава, позволяет предположить, что в качестве моды ω_0 могут рассматриваться колебательные возбуждения, дающие вклад в бозонный пик. В этом случае температурные зависимости (рис. 4) определяются температурными изменениями $g = I_{\text{цп}}^{\alpha}/I_{\omega_0}^{\alpha}$. Точные данные о величине и термических изменениях параметра g неизвестны. Однако, используя (3), можно получить оценку g из ультразвуковых измерений: $g = (v_{\infty}/v_0)^2 - 1$. Литературные данные по измерениям скорости звука в стеклообразном $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ неизвестны. Но в стеклообразном As_2S_3 с увеличением температуры скорость звука линейно уменьшается с наклоном $(1/v)(dv/dT) \approx -(1-2) \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ [19]. В стеклообразном SiO_2 при $T > 100$ К v линейно возрастает с наклоном $(1/v)(dv/dT) \approx (1-2) \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ [19]. В то же время положения максимумов высокочастотных ($\omega > 200 \text{ см}^{-1}$) мод в спектрах КРС и соответственно v_{∞} остаются постоянными. Следовательно, с увеличением температуры g должно расти со скоростью $dg/dT \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ в As_2S_3 и уменьшаться со скоростью $dg/dT \sim -2 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ в SiO_2 . Аппроксимируя изменения $I_{\text{цп}}^{\alpha}/I_{\omega_0}^{\alpha}$ линейным законом (рис. 4), мы оценили наклон температурной зависимости: $(d/dT)(I_{\text{цп}}^{\alpha}/I_{\omega_0}^{\alpha}) = (1.22 \pm 0.33) \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ для As_2S_3 , $(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ для $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ и $-(0.44 \pm 0.27) \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ для SiO_2 . Таким образом, наблюдается хорошее согласие рассматриваемой модели с экспериментальными

результатами (рис. 4): $g \sim I_{\text{цп}}^n / I_{\text{бп}}^n$ растет в As_2S_3 и уменьшается в SiO_2 ; более того, $dg/dT = (d/dT)(I_{\text{цп}}^n / I_{\text{бп}}^n)$ по порядку величины совпадает с ожидаемыми значениями $\sim 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. В рамках модели [4] объясняется обнаруженная в SiO_2 немонотонная зависимость I_n (5 см^{-1}) от температуры [20]: в области $T < 100 \text{ K}$ с увеличением T наблюдается уменьшение v и соответствующий рост I_n , а в области $T > 100 \text{ K}$ наблюдается увеличение v и уменьшение I_n (рис. 5). Модель [4] позволяет объяснить и изменения квазиупругого рассеяния света, возникающие при закалке стекол As_2S_3 (см. таблицу, рис. 2): уменьшение скорости звука сопровождается увеличением I^n центрального пика, при этом $\Delta g \sim -\Delta v/v$.

Для дальнейшего анализа полученных нами результатов обратимся к представлениям о мягкой моде при фазовом переходе в сегнетоэлектриках. Как известно [15, 16], в этом случае увеличение $I_{\text{цп}}^n$ сопровождается смягчением частоты боковой моды (мягкой моды). Анализ экспериментальных спектров показывает, что с ростом температуры происходит

увеличение частоты максимума бозонного пика в SiO_2 $(1/\omega_{\text{max}}) \times (d\omega_{\text{max}}/dT) = (1.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ и уменьшение в As_2S_3 $(1/\omega_{\text{max}}) \times (d\omega_{\text{max}}/dT) = -(1.5 \pm 2) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, в $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12} \sim -(0.7 \pm 0.75) \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (большая погрешность в определении $d\omega_{\text{max}}/dT$ связана с незначительными изменениями ω_{max} в исследованном диапазоне температур $\Delta\omega_{\text{max}} \approx 1 \div 2 \text{ см}^{-1}$, что сравнимо со спектральной шириной щелей при измерениях и много меньше ширины самого пика $\sim 30 \div 50 \text{ см}^{-1}$). Таким образом, наблюдается аналогия между изменениями низкочастотного спектра КРС в стеклообразных материалах и поведением мягкой моды в сегнетоэлектриках: смягчение частоты максимума бозонного пика сопровождается увеличением интегральной интенсивности центрального пика. Это особенно ярко проявляется на примере закаленных стекол As_2S_3 (см. таблицу, рис. 2).

Обнаруженная взаимосвязь между изменениями I^n центрального пика и ω_{max} бозонного пика, а также равенство степени деполяризации этих пиков указывают на то, что квазиупругое рассеяние света в стеклообразных материалах возникает благодаря релаксации колебательных возбуждений, дающих в спектре КРС бозонный пик. Эти возбуждения связываются с квазилокальными колебаниями, возникающими благодаря неоднородностям структуры неупорядоченных материалов [5-7, 21, 22]. Следовательно, центральный пик несет информацию о времени жизни квазилокальных колебаний. Легко оценить (уравнение (2)), что оно составляет $\sim \omega_{\text{max}} \tau / g \approx 10^2$ периодов собственных колебаний и понижается с увеличением степени разупорядоченности образцов (см. таблицу, рис. 2).

Таким образом, исследования низкочастотной области спектров КРС в стеклообразных материалах позволили обнаружить различие температурных изменений квазиупругого рассеяния света в образцах разного химического состава и влияние на его интенсивность термической обработки стекол. Показано, что предложенная в [9] модель, рассматривающая рассеяние света на дефектах, имеющих два устойчивых состояния, не позволяет описать всю совокупность полученных результатов. В то же время модель [4], учитывающая рассеяние света на сильно затухающих колебательных возбуждениях, хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Она позволяет объяснить температурную зависимость интегральной интенсивности и величину степени деполяризации цен-

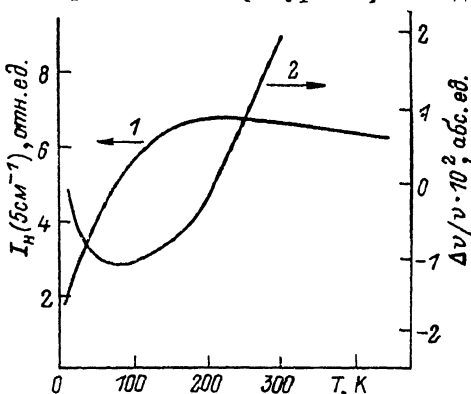


Рис. 5. Температурные зависимости изменений I_n (5 см^{-1}) (1) [20] и скорости звука (2) [18] в SiO_2 .

трального пика, их зависимость от химического состава и термической обработки стеклообразных материалов. Анализ совокупности полученных результатов позволяет предположить, что квазипругое рассеяние света (во всяком случае его высокочастотная часть, $\omega < 3 \cdot 5 \text{ см}^{-1}$) в стеклообразных материалах связано с затуханием колебательных мод, дающих в спектре КРС бозонный пик.

Авторы выражают благодарность В. К. Малиновскому и В. Н. Новикову за полезные обсуждения, Б. И. Стурману за полезные замечания, а также В. А. Таркову за помощь в проведении ультразвуковых измерений.

Список литературы

- [1] Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965. С. 511.
- [2] Трунов Н. Н., Бурсиан Э. В. // Сб. тр. ЛГПИ «Электроника и фононы в сегнетоэлектриках». Л., 1979. С. 31—42.
- [3] Jackle J. // Amorphous Solids: low-temperature properties / Ed. W. A. Phillips. Berlin: Springer-Verlag, 1981. P. 135—160.
- [4] Winterling G. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 6. P. 2432—2440.
- [5] Nemanich R. J. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 4. P. 1655—1674.
- [6] Lorosh J. et al. // J. Non-Cryst. Sol. 1984. V. 69. P. 1—25.
- [7] Malinovsky V. K., Sokolov A. P. // Sol. St. Comm. 1986. V. 57. N 9. P. 757—761.
- [8] Heiman D., Hellwarth R. W., Hamilton D. S. // J. Non-Cryst. Sol. 1979. V. 34. P. 63—79.
- [9] Theodorakopoulos N., Jackle J. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 6. P. 2637—2641.
- [10] Yasuoka H., Onari S., Arai T. // J. Non-Cryst. Sol. 1986. V. 88. P. 35—42.
- [11] Martin A. J., Brenig W. // Phys. St. Sol. (b), 1974. V. 64. P. 163—172.
- [12] Lannin J. S. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. N 9. P. 947—950.
- [13] Malinovsky V. K., Novikov V. N., Sokolov A. P. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 90. P. 485—488.
- [14] Malinovsky V. K., Novikov V. N., Sokolov A. P. // Phys. Lett. A. 1987. V. 123. N 1. P. 19—22.
- [15] Shapiro S. M. et al. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 11. P. 4332—4341.
- [16] Lee E., Chase L. L., Boatner L. A. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31, N 3. P. 1438—1447.
- [17] Анкин А. А. и др. // Автометрия. 1984. № 5. С. 22—27.
- [18] Hunklinger S., Arnold W. // Physical Acoustics / Ed. W. P. Mason, R. N. Thurston. N. Y.: Academic, 1976. V. 12. P. 155.
- [19] Ng D., Sladek R. J. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. N 10. P. 4017—4029.
- [20] Winterling G., Arai T. // The physics of non-crystalline solids / Ed. Frischat G. H. Aedermannsdorf; Tr. Tech. Publ., 1977. P. 580.
- [21] Duval E., Boukenter A., Champagnon B. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 46. N 19. P. 2052—2055.
- [22] Малиновский В. К., Новиков В. Н., Соколов А. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3470—3471.

Институт автоматизации и электрометрии
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
2 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
18 июля 1988 г.