

НИЗКОЧАСТОТНОЕ НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ В ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ NaCl

Штырков Е. И., Климовицкий А. Е. *, Курбатова Н.В.

Отдел химической физики, лаборатория молекулярной фотохимии

Исследовано низкочастотное неупругое рассеяние в облученных быстрыми электронами образцах NaCl, содержащих нано-размерные металлические коллоиды. Результаты указывают на то, что температурная зависимость интенсивности этого рассеяния может быть приписана точечным дефектам. Наблюдалась обратная температурная зависимость интенсивности рассеяния из-за возбуждения F-центров. При температуре 30--50 К наблюдались конкурирующие рамановские процессы, включая электронное одночастичное и плазмонное возбуждения, связанные с флуктуациями зарядовой плотности. При температуре выше 200 К температурная зависимость интенсивности рамановского рассеяния обусловлена усилением вклада электронного одночастичного рассеяния от высокотемпературной невырожденной разреженной плазмы Дебаевского типа (с низкой концентрацией F-центров).

Введение

Интерес к щелочно-галогидным кристаллам (в частности к NaCl) связан с тем, что при окрашивании их аддитивным либо электролитическим способом внутри кристаллической решетки образуются нано-размерные металлические коллоиды (Na). Свойства материалов с нано-размерными структурами часто существенно отличаются от свойств объемных образцов. Эти необычные свойства основаны на квантоворазмерных эффектах при захвате электронов и дырок, а также фононов в малых объемах [1]. Взаимодействие между захваченными электронами или фононами и их окружением приводит к обилию оптических свойств и процессов, таких, например, как сильная фото- и электролюминесценция в видимом оптическом диапазоне в квантовых проволоках пористого кремния, квантовый эффект Холла, большая нелинейная оптическая восприимчивость третьего порядка в стеклах с нано-коллоидами золота, ряд нелинейных оптических эффектов в квантоворазмерных структурах. Все это весьма перспективно для практических целей, в частности, для производства новых приборов микро- и оптоэлектроники. С другой стороны, привлекают не только практические задачи. Не менее важно исследовать физические процессы, лежащие в основе квантово-

размерных эффектов. Все эти необычные свойства давно и успешно исследуются во многих лабораториях [2, 3]. Наноразмерные системы, такие, например, как квантовые проволоки, квантовые ямы квази-нулевого размера, двумерные гетероструктуры полупроводников, металлические и полупроводниковые нанокластеры и частицы в стеклах и кристаллах успешно исследовались многими авторами с помощью ряда оптических методов, включая рамановскую спектроскопию. Рамановская спектроскопия допированных, аддитивно или электролитически окрашенных щелочно-галогидных кристаллов обнаружила в спектре неупругого рассеяния света в области низких частот характерные линии, отличные от тех, которые наблюдались в идеальных кристаллах NaCl [4, 5]. Эти линии наблюдались за пределами фононного спектра первого порядка и их появление было связано с формированием металлических наночастиц. В результате облучения таких образцов ионизирующим излучением коллоидные структуры могут трансформироваться в тонкие квази-проволочки, состоящие из коллоидов металла [6], которые могут обладать квантовыми свойствами одномерного вырожденного электронного газа. Точечные дефекты, созданные в образцах каменной соли путем облучения их быстрыми электронами (порядка МэВ), также активируют рамановское рассеяние. Рамановская спектроскопия была успешно применена авторами этой работы для исследования наноразмерных коллоидов в щелочно-галогидных кристаллах NaCl:KBF₄ и NaCl:K, облученных быстрыми электронами [7-9], в рамках совместного проекта КФТИ КазНЦ РАН—Университет г. Гронингена (Нидерланды): «Приготовление и изучение новых квази-одномерных материалов» (2001-2003 г), который имел финансовую поддержку: Netherlands Organization for Scientific Research (NWO- Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek) NWO Russian-Dutch Project number 047-008-021. Впервые были обнаружены три пика: 330 см⁻¹, 550 см⁻¹ и 3580 см⁻¹ за пределами однофононного спектра исходной матрицы [7-9]. Эти пики в сильно легированных образцах NaCl:KBF₄ и NaCl:KCl были приписаны возбуждениям электронов, захваченных в нанопроволоках Na. Электронные возбуждения должны также играть важную роль при рассеянии света вблизи нулевых частот.

В предлагаемой работе с целью более тщательного изучения природы неупругого рассеяния в этих новых квази-одномерных материалах детально исследованы низкочастотные рамановские спектры облученных электронами кристаллов NaCl:KBF₄ и NaCl:K в зависимости от длины волны возбуждающего излучения, степени его поляризации и температуры, при которой проводился эксперимент. Подобно полупроводникам [10], непрерывный спектр между 10 и 50 см⁻¹, наблюдаемый для образцов NaCl, облученных быстрыми электронами [9], может относиться к возбуждениям F-, M-, и X-центров и других комплексов [11, 12]. Так как вблизи нулевой частоты возможны несколько конкурирующих процессов рассеяния, обусловленных

электронным возбуждением, в представленной работе детально анализируется именно эта, низкочастотная часть рамановского спектра.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследованы спектры рамановского рассеяния, записанные авторами статьи в лаборатории проф. Х. ден Хартога Гронингенского Университета во время работы по вышеуказанному проекту. Спектры регистрировались в широком температурном диапазоне для сильно дефектных образцов NaCl:KBF₄ и NaCl:K, бомбардированных быстрыми электронами с различными дозами облучения,. Было получено более 150 спектров для образцов с концентрацией Na-коллоидов от 1.1 до 12.4 мол % с использованием возбуждающих длин волн 514,5 нм и 488 нм аргонового лазера Spectra Physics 171 мощностью 100 мВт. Облучение образцов проводилось на электронном ускорителе с энергией 0,5 и 1,35 МэВ [8]. Рамановские спектры были измерены в обычной X(ZZ)Y и X(ZX)Y 90-градусной геометрии для всех образцов при 30, 40, 50, 60, 100, 120, 130, 140, 150, 160, 170, 200, и 250К. X и Y—направления падающего и рассеянного света, в скобках указано направление поляризации в падающем и рассеянном пучке. Результаты хорошо воспроизводились от образца к образцу.

Обычно рамановские спектры кристаллов с дефектами решетки сильно уширены, и их анализ представляет серьезную проблему. В кристаллах с большой концентрацией дефектов низкочастотное рассеяние света состоит из упругого и неупругого вкладов электронных возбуждений и фононов. В наших сильно разупорядоченных образцах, так же, как в оптических стеклах [13] и проводниках [14], этот сигнал может быть подавлен уширенной упругой (релеевской) компонентой, вызванной оптической неоднородностью. В соответствии с флуктуационной теоремой рассеяния [15, 16] температурная зависимость интенсивности рассеянного света, обусловленного оптической неоднородностью, описывается множителем

$R_{s1}^{(1)} = (\bar{n} + 1)$, где $\bar{n}(\nu, T) = (e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1)^{-1}$ --коэффициент Бозе, ν --рамановский сдвиг, измеренный в см⁻¹. Кроме уширения релеевской линии, которое часто маскирует неупругое рассеяние на низких частотах, существует другая проблема, с которой столкнулись при разрешении квази-упругой компоненты--рассеяние на колебательных фононах первого порядка, которое простирается до нулевых частот. Для примера на рис.1 показаны некоторые спектры вблизи нулевой частоты как функция от температуры для сильно дефектных образцов. Сравнение наблюдаемой и рассчитанной интенсивности на рис.1 показало, что при 30 К все экспериментальные точки хорошо соответствуют лоренциану (кривая 2). При 250 К спектр

комплексный. При этом ниже 20 см^{-1} он может быть ближе к гауссиану (кривая 3), а при более высоких частотах имеет лоренцеву форму (кривая 1). Так как здесь наблюдаются различные формы линий при разных температурах, можно полагать, что существует несколько механизмов возбуждения, активных в этом частотном диапазоне. Видно, что для частот, выше 20 см^{-1} , температурной зависимостью $R_{s1}^{(1)}(\nu, T)$ можно пренебречь (кривые 4 и 5). Однако вблизи нулевой частоты этого делать нельзя, так как неупругое рассеяние электронов и фононов в этой области может проявлять различную температурную зависимость [14-18], поэтому для выявления этого различия было выполнено редуцирование спектров (сокращение на коэффициент $R_{s1}^{(1)}$). В результате избавились от вклада уширенной релеевской компоненты, связанной с оптической неоднородностью. На рис. 2 приведены некоторые редуцированные таким способом спектры. Наблюдаются различия в температурной зависимости для VV- (в геометрии X(ZZ)Y), и VH- (в геометрии X(ZX)Y) поляризованных спектров ниже 50 см^{-1} , особенно при низких температурах. В отличие от нередуцированных спектров главная особенность здесь состоит в сильной обратной температурной зависимости интенсивности рассеяния для энергий между 10 и 60 см^{-1} , тогда как имеется слабое влияние температуры при более высоких частотах для обоих направлений поляризации. В пределе слабой связи, когда энергия электрон-электронного взаимодействия намного меньше, чем кинетическая энергия, при изучении рассеяния света в твердых телах может также использоваться плазменный подход. Сильная температурная зависимость рассеяния света может быть связана с электронным возбуждением из-за флуктуаций зарядовой плотности (рассеяние на отдельных частицах и/или коллективное плазмонное). Дифференциальное спектральное сечение этих типов рассеяния пропорционально скалярному произведению единичных векторов поляризации \mathbf{e}_i и \mathbf{e}_s падающего и рассеянного света, соответственно [15]. Поэтому в VV геометрии, где $\mathbf{e}_i \parallel \mathbf{e}_s$, они здесь наблюдаются с достижением своей максимальной интенсивности. Рис.2а показывает, что в области нулевых частот температурно-независимая часть неполяризованного рассеяния неполярной колебательной фононной моды, которая пропускается Z-поляризационным фильтром, дает маленький вклад в рассеяние по сравнению с электронным возбуждением. В редуцированном VH-спектре (рис. 2б) наблюдается несколько другое поведение. Ниже 30 см^{-1} мы наблюдали обратную температурную зависимость VH-спектров (кривые 1-4 на рис. 2б) так же, как для VV-поляризованной компоненты. Однако сигнал значительно слабее, так как этот тип рассеяния наблюдается при $\mathbf{e}_i \perp \mathbf{e}_s$, и мы предполагаем, что, так же, как и в полупроводниках [17], в наших образцах может быть доминирующим вклад флуктуаций плотности заряда. Эти флуктуации взаимодействуют с полем излучения через спин-орбитальное взаимодействие в валентной зоне, аналогично спин-

волновому рассеянию в магнитных кристаллах и спин-флип рассеянию в нулевом внешнем магнитном поле [18]. Как видно из VН-спектров со сдвигами более 30см^{-1} , неполяризованная часть, прошедшая сквозь X-поляризационный фильтр, сравнима с сигналом от электронных возбуждений.

Температурно-зависимое неупругое низкочастотное рассеяние наших сильно дефектных образцов можно объяснить возбуждением электронов во многих первичных F- и F-агрегатных центрах (т.е. F-, M-, и X-центрах). В противоположность простым металлам, таким, как Na, который не обнаруживает влияния зонной структуры и где рассеяние света из-за возбуждения газа свободных электронов слабое, влияние зонной структуры может быть ответственным за усиление одночастичного рассеяния F-центрами.

Дифференциальное спектральное сечение для неупругого рассеяния зависит от разности между падающей частотой ω_i и частотой полосы поглощения F-центра ω_g [19]

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial \nu} \approx (\hat{e}_s \cdot \hat{e}_i)^2 \left(\frac{\omega_g^2}{\omega_g^2 - \omega_i^2} \right)^2 \quad (1),$$

Где $\Omega = ???$ $\nu = ???$ $?????$

Поэтому интенсивные и широкие полосы поглощения, относящиеся к F-центрам в щелочно-галоидных кристаллах в ближнем УФ, в видимом и ближнем ИК оптических диапазонах могут увеличивать сечение рамановского рассеяния резко, несмотря на маленькую концентрацию рассеивающих дефектных центров. Мы обнаружили такое резонансное усиление рассеяния света, возникающее из-за совпадения возбуждающей лазерной частоты и положения F-полосы (рис. 3). Поскольку максимум F-полосы (465 нм) ближе к 488 нм-линии Ar лазера, чем к зеленой линии 514 нм, это приводит к большей интенсивности неупругого рассеяния (для сдвигов ниже 30см^{-1}) при возбуждении голубой лазерной линией.

Чтобы разделить одночастичный и когерентный вклады из-за рассеяния на плазменных колебаниях (для F-центров и Na-коллоидов), мы оценили волновые вектора экранирования: для вырожденной плазмы при низкой температуре (q_s^F) и высокотемпературной плазмы в классическом режиме (q_s^D) и сравнили эти величины с волновым вектором q для возбуждающего света. В прямоугольной геометрии и длине волны λ выражение для q имеет

вид
$$q = \frac{2\pi n}{\lambda} \quad (2),$$

где n --показатель преломления образца.

Для оценки значений вектора экранирования q_s^F (в форме Ферми-Томаса) и q_s^D (дебаевского типа) мы использовали выражения [15]

$$q_s^F = \frac{3^{1/2} m^* \omega_p}{y(3\pi^2 n_e)^{1/2}} \quad (3),$$

$$q_s^D = \omega_p (m^* / k_B T)^{1/2} \quad (4),$$

где ω_p --плазменная частота, n_e --электронная плотность, m^* --эффективная масса электрона.

Для Na-коллоидов. Как известно, вектор экранирования q_s разделяет области одночастичного (для $q > q_s$) и коллективного возбуждения (для $q < q_s$). В Na-коллоидах вектор экранирования Ферми-Томаса (в плазме высокой плотности $n_e = 2,6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$) в нашем случае имеет значение $q_s^F = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$. Это оказывается намного больше, чем волновой вектор волны возбуждения (q), оценка которого в представленной экспериментальной геометрии с лазерным возбуждением $\lambda = 488 \text{ нм}$ дает значение $q = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. В этой ситуации $q < q_s^F$. Одночастичное рассеяние подавляется и плазма в Na-коллоидах может проявлять только коллективные возбуждения. Фактически поверхностная плазмонная волна распространяется по границе между металлом и прилегающей диэлектрической средой. Ее частота зависит от геометрии поверхности и объединение поверхностных мод с электромагнитным полем имеет место, так как поверхностный плазмон является частично поперечной волной. Поверхностная плазмонная мода ω_{sp} и частота плазменного резонанса ω_p связаны между собой следующим соотношением [20]

$$\omega_{sp} = \omega_p / (\epsilon_o + 2\epsilon_m)^{1/2} \quad (5),$$

где ϵ_m --диэлектрическая постоянная среды; ϵ_o --диэлектрическая постоянная для бесконечной частоты, которая близка к 1 для таких легких металлов, как Na, а $\omega_p = 5,7 \text{ эВ}$. Для Na-коллоидов, встроенных в кристалл NaCl, оценка дает $\omega_{sp} = 2,4 \text{ эВ}$, т.е. $\lambda_{sp} = 517 \text{ нм}$. Плазмонное поглощение в NaCl:KBF₄ фактически наблюдалось экспериментально раньше с помощью оптической абсорбционной спектроскопии на длине волны 560 нм [21]. В действительности положение плазмонного пика зависит от плотности электронов

проводимости. Здесь сдвиг в сторону более длинных волн можно объяснить, если учесть влияние spill-out эффекта [18] из-за очень маленького размера Na-коллоидов. Суть этого эффекта заключается в следующем. Средняя электронная плотность уменьшается с уменьшением размера коллоида, так как электроны проводимости локализованы не только внутри Na-частицы, но с уменьшением ее размера они проводят все большую часть своего времени вне частицы («переливаются через ее край»). В результате увеличивается сдвиг плазмонного пика в сторону длинных волн. Размер самых маленьких Na-коллоидов (около 2 нм) был определен, с одной стороны, из экспериментально наблюдаемого спектра оптического поглощения [21] и, с другой, из спектра неупругого рассеяния на электронах, захваченных в узкой одномерной потенциальной яме (пик 3850 см^{-1}), которую и представляет собой наночастица Na [8].

Для F-центров. Из-за подавляющего образования коллоидов в наших образцах NaCl:KBF₄, облученных большой дозой при температурах выше 100°C концентрация F-центров очень низкая (порядка 10^{15} см^{-3}), что намного меньше, чем концентрация электронов в металлическом Na. Это было показано в работе [21], где F-полоса в образце NaCl:X пропадает с ростом температуры облучения, а концентрация дефектов резко возрастает. Однако, даже при таких маленьких концентрациях F-центров (10^{15} см^{-3}) вектор экранирования имеет значение $q_s^F = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, то есть это несколько больше, чем волновой вектор q возбуждающего света. В такой ситуации коллективное поведение является более предпочтительным, чем одночастичные возбуждения. При 30 К вектор экранирования дебаевского типа при этих концентрациях F-центров $q_s^D = 8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что также больше, чем q . Значит в наших сильно дефектных кристаллах низкочастотное плазмонное рассеяние [22] на F-центрах при низких температурах может преобладать. Это должно проявляться в очевидной обратной зависимости интенсивности от температуры измерения, как это и наблюдалось в наших экспериментах.

При повышении температуры более 200К волновой вектор экранирования дебаевского типа для F-центров имеет значение $\approx 10^5 \text{ см}^{-1}$, то есть становится меньше, чем q . Это означает, что в этом температурном диапазоне может усиливаться рассеяние на отдельных частицах. Из вставки на рис.2 ясно, что при увеличении температуры до 250 К интенсивность рассеянного света для обоих направлений поляризации имеет прямую температурную зависимость (см. кривые 11 и 12). Это подтверждает роль возрастающего вклада электронного одночастичного рассеяния от высокотемпературной невырожденной разреженной плазмы дебаевского типа.

В температурном диапазоне от 100 до 170К интенсивность рассеяния для обеих поляризаций является почти независимой от температуры (рис. 2, кривые 5-10). Такое поведение редуцированного спектра характерно для неполяризованного рассеяния неполярными колебательными фононными модами. Мы сделали вывод, что при таких температурах электронные возбуждения являются более слабыми по сравнению с возбуждениями фононов. Главная роль F- и F- агрегатных центров при этом заключается в нарушении правил отбора для инициирования однофононного рассеяния. Чтобы выделить спектр неупругого электронного рассеяния мы вычли спектр, связанный с фононами, из общего сигнала и получили дифференциальный спектр, принадлежащий только электронным возбуждениям. Трехмерное представление этих дифференциальных спектров для самого разупорядоченного образца представлено на рис.4. При низких температурах интенсивность дифференциальной низкочастотной части VV спектра (ниже 50 см^{-1}) сильно зависит от температуры, в отличие от слабой температурной зависимости других полос.

Заключение

Подробно исследована температурная зависимость неупругого рассеяния света ниже 30 см^{-1} , чтобы показать, что вклад температурной зависимости в интенсивность низкочастотного рамановского рассеяния может быть связан с механизмом, учитывающим точечные дефекты (F-центры) и протяженные дефекты (металлические преципитаты), играющие центральную роль в активации рамановского рассеяния, часть из которого видна далеко за пределами края однофононной частоты кристалла NaCl. Для очень низких частот (вблизи $\omega=0$) и температур ниже 40К имеют место несколько конкурирующих процессов, которые могут быть активны в рамановском рассеянии, включая электронное одночастичное и плазмонное возбуждения из-за флуктуаций зарядовой и/или спиновой плотности. При измерениях температурной зависимости рамановского рассеяния в X(ZZ)Y геометрии в области умеренных температур (выше 200К) можно наблюдать вклады, связанные с электронным одночастичным рассеянием от высокотемпературной разреженной невырожденной плазмы дебаевского типа (т.е. с маленькими концентрациями F-центров).

Авторы благодарят проф. Х.ден Хартога, в лаборатории которого в Университете г. Гронингена (Нидерланды) были проведены настоящие исследования рассеяния света. Результаты, представленные в данной статье, подтверждают модели, ранее разработанные в этой лаборатории для описания процессов радиолиза, а также структуры и мгновенных реакций в сильно дефектных образцах каменной соли, облученной электронами при высоких энергиях.

(* А.Е.Климовицкий в настоящее время является сотрудником КГУ)

Литература

1. Hayashi S., Kanamori H.: Phys. Rev. B **26**, 7079 (1982)
2. Duval E., Mariotto G., Montagna M., Pilla O., Viliani G., Barland M.: EuroPhys. Lett **3**,333 (1987)
3. Ferrari M., Champagnon B., Barland M.: J.Non-Cryst.Sol. **151**, 95 (1992)
4. 1. Rzepka E., Lefrant S., L.Taurel: Solid State Communications **30**, 801 (1979)
5. Barland M., Duval E., Mai C., Mariotto G., Montagna M., Viliani G.: Physica A **157**, 539-543 (1989).
6. L'vov S.G., Cherkasov F.G., Vitol A.Y., Silaev V.A.: Appl. Rad. Isot. **47**, No 11,12, 1615-1619 (1996)
7. Groote J.C., Weerkamp J.R.W., Seinen J., den Hartog H.W.: Phys. Rev. B **50**, 14, 9798 (1994)
8. Shtyrkov E.I., Klimovitskii A., den Hartog H.W., Vainshtein D.I.: Radiation Effects and Defects in Solids **153**, 125 (2003)
9. Shtyrkov E.I., Klimovitskii A., den Hartog H.W., Vainshtein D.I.: J.Phys.:Cond.Matter **14**, 9053 (2002)
10. Wolf P.A.: Proc. Int. Conf. Light scattering spectra of solids, Springer Verlag, New York, 273 (1968)
11. T aurel L., Ghomi M., Rzepka E., Chapelle J.: Journal de Physique Coll. **C6**, suppl. 7,41, C6-468 (1980)
12. Tsal A., Didyk R.I.: Phys.Stat.Sol. **40**, 409 (1970)
13. Jakle J.: in Amorphous Solids, ed. by W. Phillips, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New-York, 135 (1981)
14. Winterling G., W. Senn, M. Grinsditch, R. Katiyar: in Lattice Dynamics, ed. by Balkanski, Flamarion Sc., Paris, 553 (1978)
15. Hayes W., Loudon R.: Scattering of light by crystals, Wiley-Interscience publication, New York (1978)
16. Poulet H., Mathieu J.-P.: Spectres de vibration et symetrie des cristaux, Paris -Londres-New York (1970).
17. Hamilton D.C., McWhorter A.L.: in Light Scattering Spectra of Solids, ed. by G.B.Wright, New-York, Springer Verlag, 309 (1969)
18. Wolff P.A.: Phys.Rev. **171**, 436 (1968)
19. Klein M.V.: in M.Cardona Ed., Light Scattering in Solids, Heidelberg, Springer Verlag, 147 (1975)
20. Weerkamp J.R.W., Groote J.C., Seinen J., den Hartog H.W.: Phys. Rev. B **50**, no 14, 9781(1994)
21. Dubinko V.I., Turkin A.A., Vainshtein D.I., den Hartog H.W.: Nucl. Instruments and Methods in Phys. Research **B166-167**, 561(2000)
22. Platzman P.M., Wolff P.A.: Waves and Interactions in Solid State Plasmas, Academic Press, New York (1973)

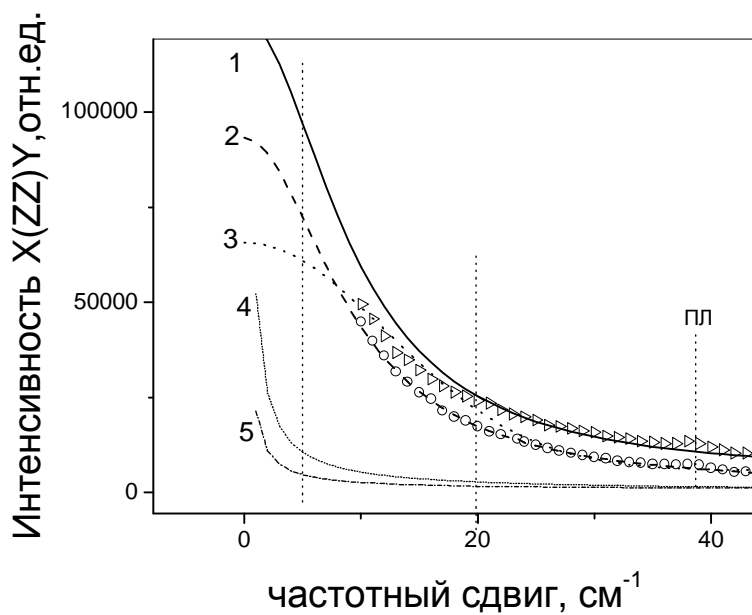


Рис.1. Различия в форме рассеяния для X(ZZ)Y стоксовой компоненты при 30 К и 250 К (для образца, содержащего 12.4% Na- коллоидов). Кружки представляют эксперимент при 30 К, треугольники-- при 250 К. Кривые 1, 2, 3 рассчитаны для сравнения с экспериментом : 1--для T=250 К (лоренциан), 2--для T=30 К (лоренциан), 3--для T=250 К (гауссиан), 4-- $R_{s1}^{(1)} \times 300$ для T=250 К, 5-- $R_{s1}^{(1)} \times 1000$ для T=30 К. ПЛ– слабая плазменная линия источника (упругое рассеяние Ag-линии при 488,9033нм)

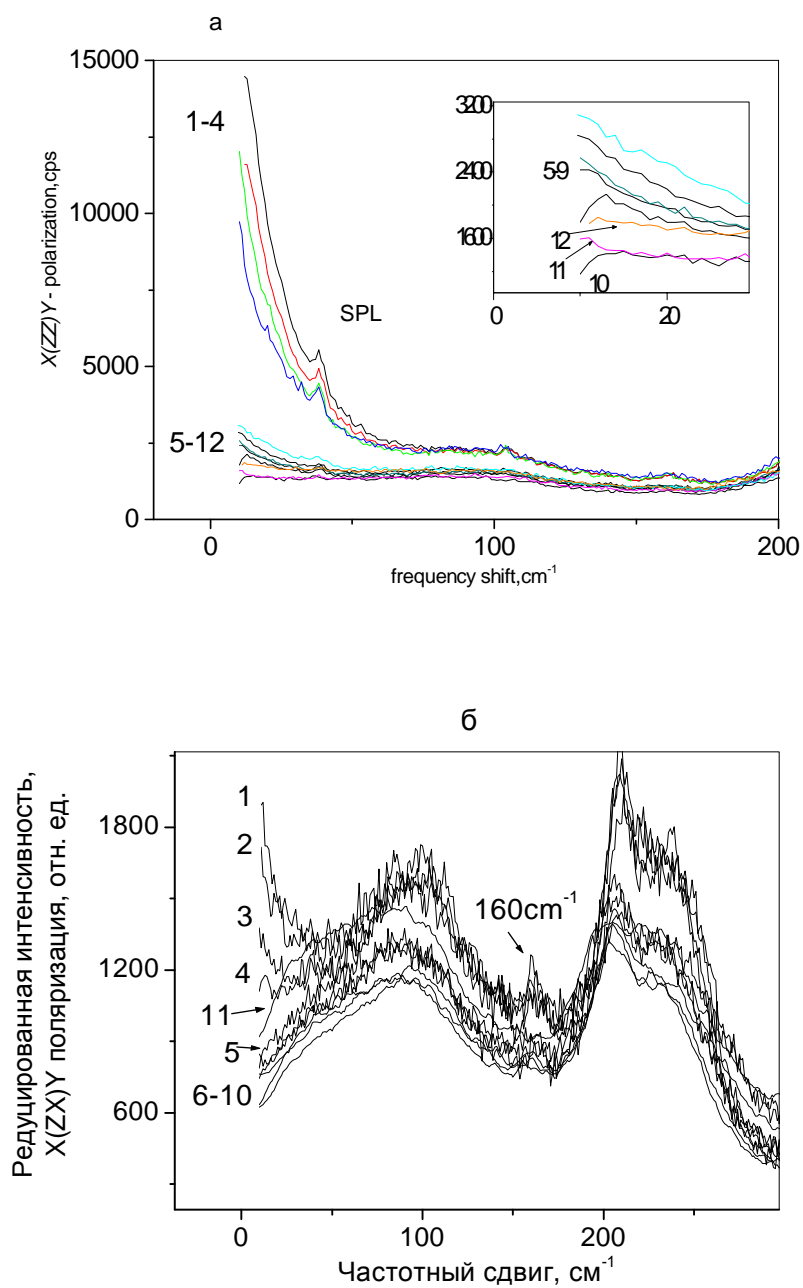


Рис 2. Редуцированные низкочастотный а) VV и б) VH спектры (образец NaCl: KBF₄, 7.8% Na); Температура с 1 по 12: 30, 40, 50, 60, 100, 130, 140, 150, 160, 170, 200, 250 К. Вставка показывает часть VV-спектров (ниже 20 см⁻¹) при более высокой чувствительности.

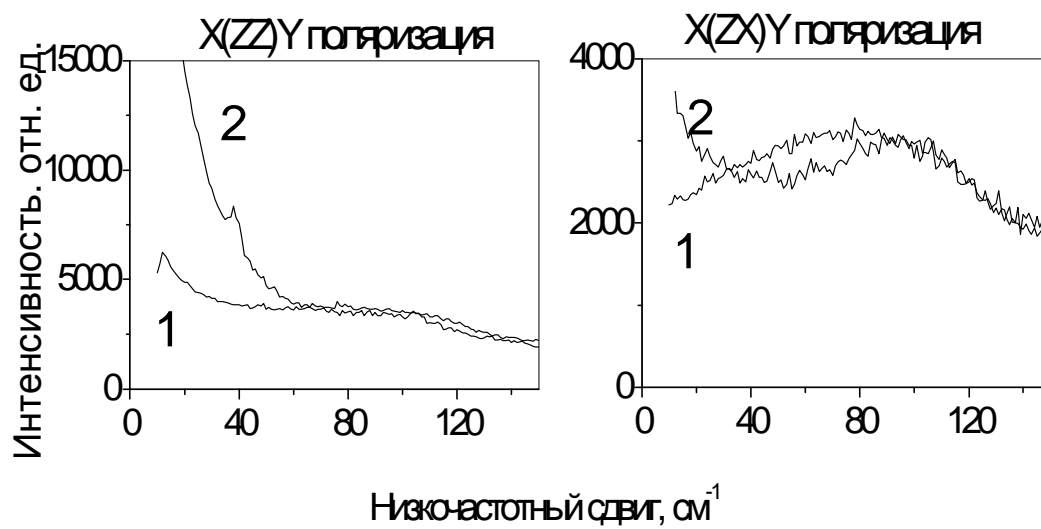


Рис. 3. Зависимость низкочастотного рамановского рассеяния облученных NaCl:KBF₄ с 7.8 % Na от длины волны возбуждения: 1) $\lambda=514$ нм, 2) $\lambda=488$ нм.

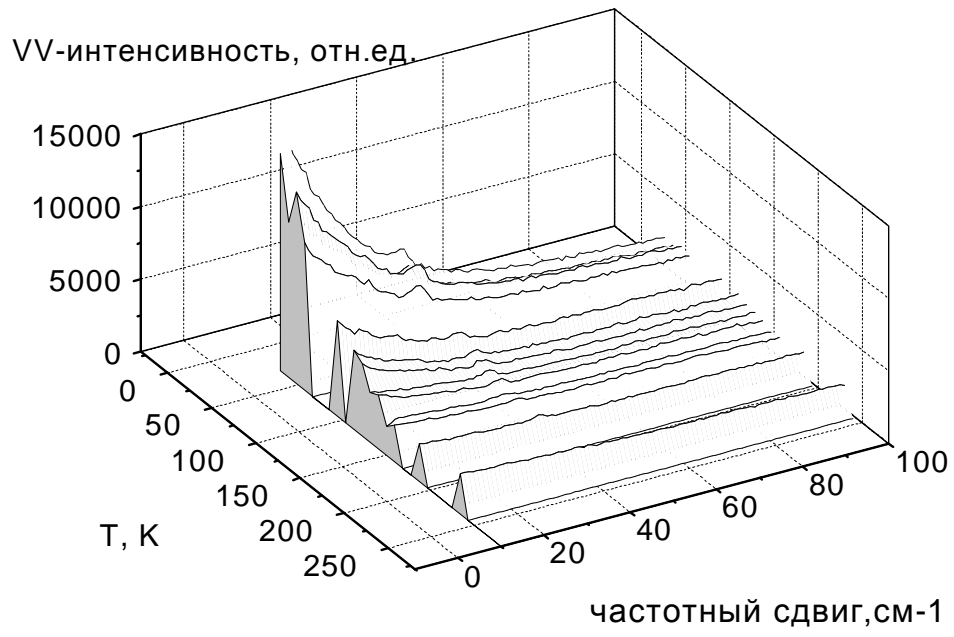


Рис. 4. Трехмерный дифференциальный редуцированный спектр сильно дефектного $\text{NaCl}:\text{KBF}_4$ с 12.4% Na.