1988 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 30, в. 7
1988 SOLID STATE PHYSICS Vol. 30, № 7

УДК 537.226.33

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ЗАРЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТАХ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

А. А. Исавердиев, А. П. Леванюк, А. И. Морозов, А. С. Сигов

Теоретически исследованы зависимости интенсивности упругого рассеяния света на заряженных дефектах в сегнетоэлектриках разных типов от температуры и волнового вектора рассеяния. Рассмотрены сегнетоэлектрики с одно-, двух- и трехкомпонентным параметром порядка для случаев линейного и квадратичного электрооптического эффекта в неполярной фазе. Оценена роль двукратного рассеяния. Показано, что интенсивность упругого рассеяния на заряженных дефектах, как правило, превышает интенсивность рассеяния на точечных дефектах иной природы и существенно зависит от соотношения между радиусом экранирования Дебая r_D и обратным волновым вектором рассеяния. Обсуждена возможность определения концентрации заряженных дефектов и r_D методами рассеяния света.

В [1, 2] показано, что в сегнетоэлектриках с одной осью спонтанной поляризации (с однокомпонентным параметром порядка) заряженные дефекты приводят к гораздо более сильным аномалиям упругого рассеяния света вблизи точки Кюри (T_c), чем дефекты других типов при сравнимых концентрациях. Причина такой выделенности заряженных дефектов связана с тем, что точечный заряд создает поляризацию кристалла, спадающую по степенно́му закону (r^{-2}) на расстояниях, меньших радиуса дебаевского экранирования r_D. При этом в одноосном сегнетоэлектрике в отличие от кубического это распределение поляризации сильно зависит от температуры вблизи T_c.

На аномалии рассеяния света существенно влияют корреляции в расположении заряженных дефектов (эффекты экранирования) [3-5]. Отмечалась также возможность экспериментального определения радиуса Дебая в одноосном сегнетоэлектрике методом рассеяния света [3-5].

Во всех упомянутых работах учитывалась лишь та часть аномального упругого рассеяния света, интенсивность которой максимальна при $T=T_c$. Вместе с тем при экспериментальном исследовании упругого рассеяния света в сегнетоэлектрике, особенно с целью обнаружения заряженных дефектов, определения радиуса корреляций для них и т. д., больший интерес может представить изучение той части рассеяния, которая, не имея максимума при $T=T_c$, различна по величине в разных фазах. (К такому выводу приводят и экспериментальные данные для кристалла ТГС [6]). Подчеркнем, что упомянутое изменение интенсивности упругого рассеяния при переходе в упорядоченную фазу имеет место для любых сегнетоэлектриков.

Таким образом, представляется актуальным проведение по возможности более полного рассмотрения упругого рассеяния света на заряженных дефектах в сегнетоэлектриках разных типов, что и проделано в настоящей работе.

При изучении упругого рассеяния света на заряженных дефектах необходимо рассматривать отдельно случаи линейной и квадратичной связей компонент тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{ik} на световых частотах с поляризацией. При этом характер температурных зависимостей интенсивностей рассеяния вблизи T_c различен для сегнетоэлектриков с разным числом компонент параметра порядка. Некоторые из соответствующих результатов представляют интерес также и для кристаллов без фазовых переходов.

1. Основные соотношения

Если многократное рассеяние несущественно, то выражение для интенсивности света, рассеянного в единицу телесного угла, на единицу интенсивности в пучке падающего линейно-поляризованного света имеет следующий вид [7]:

$$I(\mathbf{q}) = \pi^2 V^2 \lambda_{I0}^{-4} \frac{n_S \langle | \Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{q}) \, l_{Ii} l_{Sj} |^2 \rangle}{n_I \cos^2 \delta_I \cos^2 \delta_S} \equiv V Q_S \langle | \Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{q}) \, l_{Ii} l_{Sj} |^2 \rangle, \tag{1}$$

где $\mathbf{q}$ — вектор рассеяния, т. е. разность между волновыми векторами падающего и рассеянного света; n_I, $\mathbf{l}_I$ — показатель преломления и единичный вектор поляризации для первоначальной нормальной волны; n_S, $\mathbf{l}_S$ — показатель преломления и единичный вектор поляризации для рассеянной волны; λ_{I0} — длина волны в падающем пучке в вакууме; $\Delta\epsilon_{ij}(\mathbf{q})$ — Фурье-компонента тензора $\epsilon_{ij}(\mathbf{r})$; δ_I и δ_S — углы между векторами электрического поля $\mathbf{E}$ и индукции $\mathbf{D}$ для падающей и рассеянной волн соответственно. Для данной падающей нормальной волны полная интенсивность рассеянного света получается суммированием выражения (1) по двум возможным значениям $\mathbf{l}_S$.

Выбирая поляризацию падающей и рассеянной нормальных волн, можно получить информацию о пространственной неоднородности данной компоненты тензора ϵ_{ij}.

Так как мы интересуемся рассеянием света на заряженных дефектах, то будем считать, что неоднородности в ϵ_{ij} вызваны пространственной неоднородностью в поляризации $\mathbf{P}$. Связь между ϵ_{ij} и $\mathbf{P}$ можно назвать электрооптическим эффектом. Для сегнетоэлектриков без пьезоэффекта в парафазе возможна только квадратичная связь ϵ_{ij} с $\mathbf{P}$, в то время как для сегнетоэлектриков с пьезоэффектом в парафазе имеется по крайней мере одна компонента ϵ_{ij}, линейно связанная с $\mathbf{P}$. В сегнетофазе под $\mathbf{P}$ мы будем подразумевать только неоднородную часть поляризации.

2. Сегнетоэлектрики с трехкомпонентным параметром порядка. Линейный электрооптический эффект в неполярной фазе.

В этом случае симметрия парафазы описывается только точечными группами $\bar{4}3m$ или 23 (к последнему случаю относятся, например, кристаллы лангбенита). Тогда

$$\epsilon_{ij} = b_{ijk} P_k, \tag{2}$$

где $b_{ijk} = b$ для $i \neq j \neq k$ и $b_{ijk} = 0$ при других комбинациях индексов.

Пространственное распределение поляризации, индуцированной точечным зарядом e, с учетом экранирования свободными носителями имеет вид [8]

$$P_j(\mathbf{k}) = -\frac{iek_j}{k^2 + r_D^{-2}} \, \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}. \tag{3}$$

Здесь $r_D^2 \equiv \varepsilon \varkappa^{-2} = \varepsilon k_B T / (4\pi e_c^2 n)$, ε — диэлектрическая постоянная среды в отсутствие свободных носителей, e_c и n — элементарный заряд и концентрация последних. Если экранирование происходит за счет перезарядки глубоких примесей (именно такая ситуация реализуется в диэлектриках), то уравнение (3) справедливо лишь приближенно, а $\varkappa$ определяется плотностью состояний g (0) на уровне Ферми в примесной зоне [9]:

$\varkappa^2=4\pi e^2 g\,(0)$. Строго говоря, при вычислении пространственного распределения $\mathbf{P}$ необходимо принимать во внимание пьезоэлектрический эффект. Однако такие поправки, как правило, численно малы, и мы их не учитываем. Следует отметить также, что мы пренебрегаем нелинейным откликом при вычислении $\mathbf{P}\,(\mathbf{k})$. Условия применимости линейного приближения имеют вид

$$Be^2D^{-3/2}q \ll 1, \quad (qr_D)^2 \gg \varepsilon, \tag{4а}$$

$$Be^2D^{-3/2}\varkappa \ll 1, \quad (qr_D)^2 \ll \varepsilon, \tag{4б}$$

где B и D — характерные значения коэффициентов в уравнении состояния

$$A_{ij}P_j + B_{ijkl}P_jP_kP_l + D_{ijkl}\frac{\partial^2 P_l}{\partial x_j \partial x_k} + \ldots = E_i. \tag{5}$$

Линейной связи компонент тензора ϵ_{ij} с вектором $\mathbf{P}$ отвечает рассеяние с изменением поляризации света. Выбрав соответствующим образом векторы $\mathbf{l}_I$ и $\mathbf{l}_S$, изучим интенсивность рассеяния на флуктуациях компоненты $\Delta\epsilon_{yz}$. Из (1)—(3) следует, что в этом случае

$$I\,(\mathbf{q}) = VQ_S \langle |\Delta\epsilon_{yz}(\mathbf{q})|^2\rangle = b^2Q_SN\frac{e^2q_x^2}{(q^2+r_D^{-2})^2}\left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\right)^2, \tag{6}$$

где N — концентрация заряженных примесей. При $\varepsilon \gg 1$ температурная зависимость $I\,(\mathbf{q})$ определяется температурной зависимостью r_D. Если $r_D < q^{-1}$ (что, как правило, возможно лишь вдали от T_c), получаем $I \sim (T-T_c)^{-2}$, так как $\varepsilon \backsim (T-T_c)^{-1}$. Необходимо обратить внимание на зависимость интенсивности от угла рассеяния $I \backsim q_x^2/q^2$. По всей видимости, это позволит выделять рассеяние заряженными дефектами на фоне других вкладов в упругое рассеяние. Если $r_D > q^{-1}$, то интенсивность рассеяния не зависит от температуры и $I \backsim \lambda_{I0}^{-2}$, в то время как для $r_D < < q^{-1}$ имеем $I \backsim \lambda_{I0}^{-6}$ (без учета дисперсии величины b). Таким образом, по изменению температурной и частотной зависимостей интенсивности рассеяния можно, по-видимому, экспериментально оценить величину r_D.

Качественно эти результаты справедливы также и для сегнетофазы. Из-за анизотропии угловая зависимость интенсивности становится здесь более сложной и необходимо вводить два дебаевских радиуса. Когда q^{-1} превышает обе эти величины, то $I \backsim (T_c-T)^{-2}$, в противоположном случае I не зависит от T.

Для кристаллов, не претерпевающих сегнетоэлектрических фазовых переходов (температурные зависимости ε и r_D не имеют аномалий), значение r_D можно определить при помощи (6), наблюдая смену частотной зависимости интенсивности рассеяния при изменении частоты падающего света.

В кристаллах без центра симметрии имеет место также рассеяние за счет квадратичного электрооптического эффекта. Оно будет рассмотрено в следующем разделе.

3. Сегнетоэлектрики с трехкомпонентным параметром порядка. Квадратичный электрооптический эффект в неполярной фазе

Наиболее известными примерами таких сегнетоэлектриков являются кристаллы $BaTiO_3$ и другие кристаллы типа перовскита. Рассмотрим для определенности рассеяние на флуктуациях компоненты $\Delta\epsilon_{yz}$. Квадратичная связь тензора $\Delta\,\epsilon_{ij}$ с $\mathbf{P}$ определяется в общем случае следующим выражением: $\Delta\epsilon_{ij} = a_{ijkl}P_kP_l$. В интересующем нас случае $a_{yzkl} = a \times \times (\delta_{yk}\delta_{zl} + \delta_{yl}\delta_{zk})/2$ и $\Delta\epsilon_{yz} = aP_yP_z$. Тогда из (1) следует, что

$$I(\mathbf{q}) = VQ_S \langle |\Delta\epsilon_{yz}(\mathbf{q})|^2\rangle = a^2NQ_S\left\{\left|\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} P_y(\mathbf{k})\,P_z(\mathbf{q}-\mathbf{k})\right|^2 + N\left(\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\,|P_y(\mathbf{k})|^2\,|P_z(\mathbf{q}-\mathbf{k})|^2 + \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} P_y(\mathbf{k})\,P_z(-\mathbf{k}) \times P_y(\mathbf{q}-\mathbf{k})\,P_z(\mathbf{k}-\mathbf{q})\right)\right\}. \tag{7}$$

Так как здесь уже нельзя ограничиться малыми значениями q, то необходимо обобщить выражение (3), принимая во внимание дисперсию ε. Полагая, как обычно, $\varepsilon(\mathbf{k}) = 1 + 4\pi/(A + Dk^2)$, находим приближенно выражение для интенсивности

$$I(\mathbf{q}) \backsim e^4NQ_S\left(D^{-1} + \xi N/(q + r_D^{-1})\right), \tag{8}$$

где ξ — безразмерный коэффициент порядка единицы. При выполнении условий (4) и для $Nd^3 < 1$, где d имеет порядок величины межатомного рассеяния (мы полагаем, что коэффициенты в (5) имеют их «нормальные» или «атомные» значения), эта оценка справедлива для всех геометрий рассеяния. Температурная зависимость $I(\mathbf{q})$ при $r_D < q^{-1}$ связана со вторым слагаемым в (8). Иными словами, не слишком близко к T_c, $I \sim c_1 + c_2(T - T_c)^{-1/2}$. В случае $r_D > q^{-1}$ величина $I(\mathbf{q})$ практически не зависит от $T - T_c$, что позволяет оценить r_D по смене температурной зависимости $I(\mathbf{q})$. Так как $D \approx d^2$, первое слагаемое в (8) доминирует при насыщенном значении I, $T \approx T_c$, если $N \approx 10^{18}$ см$^{-3}$ и рассеяние происходит на угол $90°$. Но оба слагаемых в (8) могут быть сравнимыми при малоугловом рассеянии.

Аналогичные заключения справедливы также и для рассеяния на флуктуациях других компонент тензора ϵ_{ij}.

В сегнетофазе для большинства геометрий рассеяния главный вклад в интенсивность связан с линейным электрооптическим эффектом, который появляется при $T < T_c$. Пусть спонтанная поляризация $\mathbf{P}_s$ направлена вдоль оси z. Тогда, например, линейная связь компоненты $\Delta\epsilon_{yz}$ с поляризацией определяется соотношением: $\Delta\epsilon_{yz} = aP_yP_z$ и выражение для соответствующей интенсивности рассеяния принимает вид

$$I(\mathbf{q}) = VQ_S\langle|\Delta\epsilon_{yz}(\mathbf{q})|^2\rangle = 16\pi^2a^2NQ_Se^2P_s^2\frac{\varkappa^{-4}\chi_{\parallel}^2q_y^2}{(1 + q_\perp^2r_{D\perp}^2 + q_z^2r_{D\parallel}^2)^2}, \tag{9}$$

где $r_{D\parallel}^2 \equiv \varkappa^{-2}\varepsilon_{\parallel}$, $r_{D\perp}^2 \equiv \varkappa^{-2}\varepsilon_{\perp}$, $\varepsilon_{\parallel} \equiv \varepsilon_{zz}$, $\varepsilon_{\perp} \equiv \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$, $\chi_{\parallel} \equiv (\varepsilon_{\parallel} - 1)/4\pi$. Если $\max\{q_z^2r_{D\parallel}^2,\ q_\perp^2r_{D\perp}^2\} \ll 1$, интенсивность $I(\mathbf{q}) \backsim (T_c - T)^{-1}$. В противоположном случае $I(\mathbf{q}) \backsim T_c - T$. В промежуточной области температур интенсивность достигает максимума. Эти результаты справедливы также и для других геометрий рассеяния, за исключением рассеяния на флуктуациях $\Delta\epsilon_{xy}$.

4. Сегнетоэлектрики с двухкомпонентным параметром порядка. Линейный электрооптический эффект в неполярной фазе

К такого рода кристаллам относятся, например, иодат калия и прустит.

Интенсивность рассеяния за счет линейного электрооптического эффекта дается здесь формулой, получаемой аналогично выражению (9)

$$I(\mathbf{q}) = VQ_S\langle|\Delta\epsilon_{yz}(\mathbf{q})|^2\rangle = b^2Q_SNe^2\frac{16\pi^2\chi_\perp^2\varkappa^{-4}q_y^2}{(1 + q_z^2r_{D\parallel}^2 + q_\perp^2r_{D\perp}^2)^2}. \tag{10}$$

Здесь мы предположили, что z — неполярная ось; выражения для $\chi_\perp$, $r_{D\perp}$ и $r_{D\parallel}$ те же, что и в (9), в частности $\chi_\perp \backsim (T - T_c)^{-1}$. Формула (10) справедлива при условиях

$$Be^2D^{-2}qr_c \ll 1 \text{ для } qr_{D\parallel} \gg 1, \tag{11а}$$
$$Be^2D^{-2}r_{D\parallel}^{-1}r_c \ll 1 \text{ для } qr_{D\parallel} \ll 1, \tag{11б}$$

где $r_c = \sqrt{D/A}$ — корреляционный радиус параметра порядка.

Так как $r_{D\perp} \backsim \chi_{\perp}^{1/2}$, то аномалия рассеяния наиболее ярко выражена для $\mathbf{q}$ приблизительно параллельных оси z, но не строго параллельных. При $q_{\perp}^2 r_{D\perp}^2 \ll 1 + q_z^2 r_{D\parallel}^2$ интенсивность $I \backsim (T - T_c)^{-2}$, и она не зависит от температуры при $q_{\perp}^2 r_{D\perp}^2 \gg 1 + q_z^2 r_{D\parallel}^2$. В последнем случае особенности угловой зависимости $I(\mathbf{q})$ аналогичны случаю кубического сегнетоэлектрика.

Конечно, экспериментальное наблюдение рассеяния, возникающего из-за линейного электрооптического эффекта, возможно только при определенном выборе поляризаций падающего и рассеянного света. В то же время однократное рассеяние, обусловленное квадратичным электрооптическим эффектом, и многократное рассеяние [10] за счет линейной связи $\mathfrak{E}_{ij}$ с $\mathbf{P}$ могут давать вклад в наблюдаемую интенсивность рассеяния. Вклад квадратичного электрооптического эффекта обсуждается ниже. Интенсивность двукратного рассеяния оценим для $\mathbf{q} \perp z$ и $qr_{D\perp} \gg 1$

$$I^{(2)}(\mathbf{q}) \sim I(\mathbf{q})\, b^2 e^2 N L k_{I0}^2 \ln(k_{I0} r_{D\perp}), \tag{12}$$

где $k_{I0} = 2\pi/\lambda_{I0}$, L — характерный размер рассеивающего объема, величина $I(\mathbf{q})$ определяется формулой (10) с заменой q_y^2 на $q_{\perp}^2$. При получении (12) мы предположили, что рассеяние происходит без изменения поляризации света.

Сравнивая (12) с оценкой для некритической части интенсивности рассеяния (см. обсуждение после (14)), можно заключить, что при условиях, когда однократное рассеяние практически не зависит от T, наблюдаемое рассеяние может все еще зависеть от T благодаря вкладу двукратного рассеяния. Обратим внимание на тот факт, что при $r_{D\parallel} \to \infty$, т. е. для нескоррелированных заряженных дефектов, интенсивность $I^{(2)} \to \infty$. Это означает на самом деле, что зависимость $I^{(2)}$ от L не является линейной.

Возможны и такие геометрии рассеяния, для которых однократное рассеяние через квадратичный электрооптический эффект отсутствует, а однократное рассеяние за счет линейного электрооптического эффекта от T практически не зависит. Полная интенсивность содержит температурно-зависящую часть также и в этом случае за счет двукратного рассеяния. Однако, как показывают оценки, температурно-зависящая часть рассеяния начинает доминировать только в очень узкой области вблизи T_c.

В случае кристаллов с трехкомпонентным параметром порядка двукратное рассеяние не зависит аномально от $T - T_c$ и не представляет интереса.

5. Сегнетоэлектрики с двухкомпонентным параметром порядка. Квадратичный электрооптический эффект в неполярной фазе

При $T > T_c$ оценки для интенсивностей не отличаются для рассеяний на флуктуациях любых из компонент $\mathfrak{E}_{ij}$, квадратично связанных с P_x, P_y (оси x и y рассматриваются как сегнетоэлектрические).

Оценки для интенсивности приведем для двух случаев: большой ($qr_{D\parallel} \gg 1$) и малый ($qr_{D\parallel} \ll 1$) дебаевский радиус $r_{D\parallel}$ (напомним, что $r_{D\parallel}$ здесь не зависит аномально от T).

Для $qr_{D\parallel} \gg 1$ интенсивность рассеяния максимальна при $\mathbf{q} \parallel z$

$$I(\mathbf{q}) \sim Q_S a^2 N^2 e^4 \varepsilon_{\parallel}^{-1} \varepsilon_{\perp} q^{-1}, \tag{13}$$

где a — соответствующий электрооптический коэффициент. Мы полагаем, что условия (11)выполнены и

$$Be^2 D^{-1} N r_c \ll 1. \tag{14}$$

Из (13) следует, что $I(\mathbf{q}) \backsim (T-T_c)^{-1}$. На самом деле интенсивность $I(\mathbf{q})$ содержит также температурно-независящую часть, которая может быть оценена как $a^2Q_Se^4ND^{-1}$. При $\varepsilon_\perp \gg 1$ этот вклад меньше вклада, даваемого выражением (13). При $\mathbf{q} \perp z$ температурно-зависящая часть интенсивности равна по порядку величины

$$I(\mathbf{q}) \sim a^2Q_SN^2q^{-1}e^4 \ln (r_c^2/D). \tag{15}$$

Видно, что температурная зависимость в этом случае довольно слабая и множитель перед логарифмом сравним с вкладом температурно-независящей части при $N \sim 10^{18}$ см$^{-3}$, $q \sim 10^5$ см$^{-1}$. Таким образом, температурно-зависящая часть интенсивности может быть выделена на эксперименте при малых углах рассеяния и для высоких концентраций заряженных дефектов.

В случае $qr_{D\parallel} \ll 1$ вдали от $T_c \left(qr_{D\parallel} < \varepsilon_\perp^{-1/2}\right)$ имеем для всех направлений вектора $\mathbf{q}$

$$I(\mathbf{q}) \sim a^2Q_SN^2e^4 \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_\parallel} r_{D\parallel}, \tag{16}$$

а вблизи $T_c \left(qr_{D\parallel} > \varepsilon_\perp^{-1/2}\right)$ находим, что для $\mathbf{q} \parallel z$ справедлива формула (16), в то время как для $\mathbf{q} \perp z$ температурно-зависящая часть интенсивности принимает вид

$$I(\mathbf{q}) \sim a^2Q_SN^2e^4q^{-2}r_{D\parallel}^{-1} \ln (r_c^2/D). \tag{17}$$

Примечания к формуле (15) справедливы также и для этого случая.

Выше предполагалось, что $r_{D\parallel} > r_c$. Это предположение довольно реалистично для всей экспериментально достижимой температурной области вблизи T_c.

В сегнетофазе рассеяние за счет линейного электрооптического эффекта, который появляется при $T < T_c$, доминирует в достижимой на эксперименте температурной окрестности T_c. Вполне аналогично выражению (9) имеем в данном случае

$$I(\mathbf{q}) = VQ_S \langle |\Delta\varepsilon_{zz}(\mathbf{q})|^2 \rangle = a^2Q_SNe^2P_s^2 \times \\ \times 16\pi^2\chi_\perp^2\varkappa^{-4}q_z^2/(1 + q_z^2r_{D\parallel}^2 + q_x^2r_{Dx}^2 + q_y^2r_{Dy}^2)^2, \tag{18}$$

где $r_{Dx}^2 \equiv \varepsilon_{xx}\varkappa^{-2}$, $r_{Dy}^2 \equiv \varepsilon_{yy}\varkappa^{-2}$.

6. Сегнетоэлектрики с однокомпонентным параметром порядка. Линейный электрооптический эффект в неполярной фазе

Этот случай неоднократно обсуждался [1, 3–5, 11–13] в связи с исследованиями аномалии упругого рассеяния в *DKDP*. Что касается результатов для рассеяния посредством линейного электрооптического эффекта, то они здесь вполне аналогичны результатам, следующим из формулы (10), с учетом очевидных изменений в обозначениях: $\varepsilon_\parallel \backsim (T-T_c)^{-1}$, а $\varepsilon_\perp$ не зависит от температуры. Подчеркнем, что интенсивность рассеяния проявляет здесь температурную зависимость только для векторов $\mathbf{q}$, приближенно перпендикулярных полярной оси z. Сделанные ранее выводы о роли многократного рассеяния справедливы, вообще говоря, и в этом случае.

7. Сегнетоэлектрики с однокомпонентным параметром порядка. Квадратичный электрооптический эффект в неполярной фазе

Оценки величины $I(\mathbf{q})$ для этого случая проводятся так же, как для сегнетоэлектрика с двухкомпонентным параметром порядка.

Для большого радиуса Дебая ($qr_{D\perp} \gg 1$, $r_{D\perp} \sim r_{Dx} \sim r_{Dy}$, где оси x и y являются главными осями диэлектрического эллипсоида), имеем

$$I(\mathbf{q}) \sim a^2 Q_S N^2 e^4 q^{-1} (\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp)^{3/2}, \quad \mathbf{q} \perp z, \tag{19}$$

$$I(\mathbf{q}) \sim a^2 Q_S N^2 e^4 q^{-1} (\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp)^{1/2}, \quad \mathbf{q} \parallel z. \tag{20}$$

При $\varepsilon_\perp \sim 1$ полученные выражения совпадают с результатами работы [1]. Наряду с интенсивностью рассеяния квадратичной по N имеет место линейное по N слагаемое

$$I'(\mathbf{q}) \sim a^2 Q_S N e^4 D^{-1} \ln^2 (\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp), \tag{21}$$

которое лишь логарифмически зависит от $T-T_c$. Степенна́я аномалия $I(\mathbf{q})$ позволяет выделить ее на фоне $I'(\mathbf{q})$ даже в случае $I(\mathbf{q}) < I'(\mathbf{q})$. Заметим, что при $N \sim 10^{18}$ см$^{-3}$ $I(\mathbf{q})$ всегда превышает $I'(\mathbf{q})$.

Для малых значений $r_{D\perp}$ $(qr_{D\perp} \ll 1)$ вдали от T_c $(qr_{D\perp} < \varepsilon_\parallel^{-1/2})$ получаем [5]

$$I(\mathbf{q}) \sim a^2 Q_S N^2 e^4 (\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp)^{3/2} r_{D\perp}, \tag{22}$$

а вблизи $T_c \left(qr_{D\perp} > \varepsilon_\parallel^{-1/2}\right)$ находим, что для $\mathbf{q} \perp z$ остается верным выражение (22), а для $\mathbf{q} \parallel z$

$$I(\mathbf{q}) \sim a^2 Q_S N^2 e^4 (\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp)^{1/2} r_{D\perp}^{-1} q^{-2}. \tag{23}$$

Таким образом, вывод относительно роли экранирования [1] несправедлив по крайней мере для $\mathbf{q} \parallel z$.

Из проведенного рассмотрения следует, что упругое рассеяние света на заряженных дефектах может быть экспериментально отделено от упругого рассеяния другой природы. Действительно, интенсивность рассеяния на нейтральных неполярных дефектах не превышает величины, оцениваемой первым слагаемым в (8), т. е. при сравнимых концентрациях эта интенсивность меньше интенсивности рассеяния на зарядах. Что касается полярных дефектов, то, хотя вблизи T_c их вклад в рассеяние может быть значительным, специфические зависимости интенсивности рассеяния на зарядах от T и $\mathbf{q}$ позволяют в принципе выделить вклад последних и получить оценку для величины r_D.

Естественно, в реальном кристалле заметный вклад в упругое рассеяние света могут давать дислокации или скопления точечных дефектов. Поэтому для выявления возможностей данного метода изучения заряженных дефектов необходимы дополнительные экспериментальные исследования. Однако результаты работы позволяют надеяться, что достаточно полное экспериментальное изучение упругого рассеяния света в сегнетоэлектриках, включающее определение зависимости интенсивности от температуры, длины волны, угла рассеяния, сопоставление интенсивностей упругого рассеяния и рассеяния Мандельштама—Бриллюэна, даст возможность оценить концентрацию точечных заряженных дефектов и выяснить характер их распределения в образце.

Авторы благодарны Н. И. Лебедеву за стимулирующие дискуссии.

Литература

[1] *Лебедев Н. И., Леванюк А. П., Морозов А. И., Сигов А. С.* ФТТ, 1983, т. 25, № 10, с. 2979—2983.

[2] *Lebedev N. I., Levanyuk A. P., Morosov A. I., Sigov A. S.* Ferroelectrics, 1984, vol. 55, N 1—4, p. 317—320.

[3] *Леванюк А. П., Морозов А. И., Сигов А. С.* ФТТ, 1986, т. 28, № 2, с. 436—439.

[4] *Лебедев Н. И., Леванюк А. П., Сигов А. С.* ФТТ, 1987, т. 29, № 9, с. 2666—2670.

[5] *Морозов А. И., Сигов А. С.* Изв. АН СССР. Сер. физ., 1987, т. 51, № 10, с. 1671—1673.

[6] *Рывкин В. А.* Автореф. канд. дис. М., Ин-т кристаллографии АН СССР, 1987.

[7] *Ginzburg V. L., Levanyuk A. P., Sobyanin A. A.* Phys. Rep., 1980, vol. 57, N 3, p. 151—240.

[8] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976, ч. I. 584 с.

[9] *Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.* Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
[10] *Лакоза Е. Л., Чалый А. В.* УФН, 1983, т. 140, № 3, с. 393—428.
[11] *Sawafuji M., Tokunaga M., Tatsuzaki I.* J. Phys. Soc. Jap., 1979, vol. 47, N 6, p. 1860—1869.
[12] *Sawafuji M., Tokunaga M., Tatsuzaki I.* J. Phys. Soc. Jap., 1979, vol. 47, N 6, p. 1870—1878.
[13] *Tokunaga M.* J. Phys. Soc. Jap., 1984, vol. 53, N 8, p. 2845—2850.

Московский институт
радиотехники, электроники и автоматики
Москва

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.