

УДК 537.226 : 535.21

А. ПИЩЕВ

КОГЕРЕНТНАЯ ФОТОНАМАГНИЧЕННОСТЬ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОМ КРИСТАЛЛЕ

A. PISTSEV. KOHERENTNE FOTOMAGNEETUMUS MITTETSENTRAALSUMMEETRILISES KRISTALLIS

A. PISHCHEV. COHERENT PHOTOMAGNETIZATION IN A NONCENTROSYMMETRIC CRYSTAL

(Представил В. Хижняков)

Взаимодействие света с электронной подсистемой нецентросимметричного кристалла обуславливает целый ряд специфических нелинейных по амплитуде возбуждающего поля явлений. Так, например, генерация второй гармоники и оптическое выпрямление достаточно широко известны. В последнее время интенсивно исследуется аномальный фотовольтаический ток [1], механизм которого имеет две составляющие — баллистическую [2] и когерентную (сдвиговую) [3-6]. Последняя не зависит от времен релаксации носителей и определяется интерференцией амплитуд реальных и виртуальных квантовых переходов, что приводит к эффективному сдвигу носителей в реальном пространстве.

В настоящем сообщении будет рассмотрен новый фотовольтаический эффект — индуцирование линейно-поляризованным светом намагниченности в немагнитном кристалле без центра симметрии. Экспериментально этот эффект наблюдался в [7].

Исходим из общей формулы [8] для индуцированной намагниченности M

$$M = \sum_{\alpha, \beta} \left(\frac{\partial \epsilon_{\alpha\beta}}{\partial H} \right)_0 \frac{\epsilon_{\alpha} \epsilon_{\beta}}{8\pi}, \quad (1)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega)$ — тензор высокочастотной диэлектрической проницаемости, ϵ_{α} — амплитуда напряженности электрического поля световой волны, и значение производной берется при напряженности внешнего постоянного магнитного поля $H=0$. В отсутствии магнитного поля при линейной поляризации световой волны в направлении β $\epsilon_{\beta\beta}(\omega)$ определяется формулой

$$\epsilon_{\beta\beta}(\omega) - 1 = \frac{4\pi e^2}{V(m\omega)^2} \sum_{\epsilon=\pm 1} \sum_k \sum_{n,l} \frac{f_n(k) - f_l(k+\epsilon q)}{E_n(k) - E_l(k+\epsilon q) + \epsilon\omega} \times \\ \times |p_{nl}^{\beta}(k, k+\epsilon q)|^2, \quad (2)$$

где f_n — фермиевские числа заполнения, V — объем кристалла. Случай $q=0$ соответствует дипольному приближению.

Во внешнем постоянном магнитном поле матричные элементы переходов в (2) приобретают магнитные добавки

$$p_{nl}^{\beta}(k, k+\epsilon q) = p_{nl}^{\beta}(k, k+\epsilon q) - \frac{e}{2c} \frac{\partial}{\partial k_{\beta}} (L_{nl}(k, k+\epsilon q) H), \quad (3)$$

где L_{nl} — межзонный матричный элемент оператора орбитального момента $\hat{L} = \hat{r} \times \hat{p}$. Формула (3) получается дифференцированием по k недиагональных магнитониндуцированных орбитальных вкладов в элект-

ронный гамильтониан. Согласно (1)–(3) для средней плотности намагниченности имеем $(C = e^3(4\pi^2 m^2 c^2)^{-1}, I = \mathcal{E}^2/8\pi)$

$$M_\alpha = -\frac{CI m}{c\omega^2} \sum_{\varepsilon=\pm 1} \sum_{n,l} \int d^3k \frac{[f_n(k) - f_l(k+\varepsilon q)]}{E_n(k) - E_l(k+\varepsilon q) + \varepsilon\omega} \times \\ \times \left\{ p_{nl}^\beta(k, k+\varepsilon q) \frac{\partial L_{ln}^\alpha(k+\varepsilon q, k)}{\partial k_\beta} + p_{ln}^\beta(k+\varepsilon q, k) \frac{\partial L_{nl}^\alpha(k, k+\varepsilon q)}{\partial k_\beta} \right\}. \quad (4)$$

По симметричным соображениям для centrosимметричного кристалла M_α обращается тождественно в нуль вследствие свойств $p_{nl}^\beta(k, k+\varepsilon q) = -p_{ln}^\beta(k+\varepsilon q, k)$ и $L_{nl}^\alpha(k, k+\varepsilon q) = L_{ln}^\alpha(k+\varepsilon q, k)$. В не-centrosимметричном кристалле не зависящие от q и четные по q компоненты M_α выпадают из-за нечетности подынтегрального выражения в (4) по k . Не учтенное в (4) изменение зонных энергий, пропорциональное H , не является существенным, поскольку при суммировании по n и l эти вклады выпадают.

В двухзонной аппроксимации для матричных элементов $L_{nl}^\alpha = -\frac{1}{2} \sum_{\gamma, \sigma} \varepsilon_{\gamma\sigma} x_{nl}^\gamma (p_{nn}^\sigma + p_{ll}^\sigma)$ в линейном по q приближении главный вклад в формулу (4) будет давать член с $p_{ln}^\beta \frac{\partial p_{nl}^\gamma}{\partial k_\beta} \frac{\partial p_{ll}^\sigma}{\partial k_\sigma} q_\sigma$, так что в итоге ($\Delta_{nl} = E_n - E_l$ и зависимость от k подынтегральных величин не выписывается)

$$M_\alpha \simeq \frac{iCI}{2c\omega} \sum'_{n,l} \sum_{\gamma, \sigma} \varepsilon_{\gamma\sigma} q_\sigma \int d^3k \frac{f_n - f_l}{\Delta_{nl}(\Delta_{nl}^2 - \omega^2)} \times \\ \times \left[p_{nl}^\beta \frac{\partial p_{ln}^\gamma}{\partial k_\beta} - p_{ln}^\beta \frac{\partial p_{nl}^\gamma}{\partial k_\beta} \right] \frac{\partial}{\partial k_\sigma} (p_{ll}^\sigma - p_{nn}^\sigma). \quad (5)$$

Когерентная намагниченность M_α , изображенная формулами (4) и (5), имеет орбитальную природу и не ограничена в отличие от спиновой [7] (рассматриваются индуцированные светом реальные переходы электронов с переворотом спина) спектральной областью межзонных переходов. Ближе к краю поглощения M_α резко возрастает и затем в области собственного поглощения постепенно уменьшается. При этом дисперсионное поведение орбитальной и спиновой намагниченностей должно быть различным.

Автор благодарен Н. Кристофелю за внимание к настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики. М., Наука, 1979.
2. Белиничер В. И., Стурман Б. И. // Успехи физ. наук, 1980, 130, вып. 3, 415–458.
3. Кристофель Н., Гулбис А. // Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1979, 28, № 3, 268–271.
4. Baltz, R. von, Kraut, W. von // Phys. Rev. B., 1979, 19, № 3, 1548–1554; 1981, 23, № 10, 5590–5596.
5. Kristoffel, N., Baltz, R. von, Hornung, D. // Z. Phys. B., 1982, 47, № 2, 293–296.
6. Бурсиан Э. В., Гиришберг Я. Г., Трунов Н. Н. // Ж. эксперим. и теор. физ., 1982, 83, вып. 4, 1170–1175.
7. Бурсиан Э. В., Гиришберг Я. Г., Егоров В. А., Каллимуллин Р. Х. // Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, вып. 11, 520–522.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.