GOSPODARKA I INNOWACJE

LABORATORIUM WIEDZY Artur Borcuch

Volume: 41 | 2023
Economy and Innovation
ISSN: 2545-0573

For more information contact: editor@gospodarkainnowacje.pl

РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА С ОПТИЧЕСКИМИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ РЕШЕТОК

Коканбаев И. М.

(доц.). Кокандский государственный педагогический институт, Узбекистан

A R T I C L E I N F O.

Ключевое Слово: Диэлектрик, кристалл, пъезоэлектрик, тензор, тензора деформации, импуль, фонон.

Абстрактный

Рассчитаны температурные зависимости времени релаксации импульса и подвижности носителей тока в полупроводниках с простой зоной при учете рассеяния носителей тока а пьезоэлектрических колебаниях подрешеток элементарной ячейки кристалла.

В ряде кристаллов без центра инверсии механическая деформация сопровождается их поляризацией и возникновением пъезоэлектрического поля. Последнее приводит к дополнительному механизму рассеяния носителей тока в пъезоэлектрических кристаллах (см., например, [1]). Для описания этого вида рассеяния введем следующего оператора электрон – фононного взаимодействия

$H = e\varphi$, (1)

где e – элементарный заряд ($e\rangle 0$- для дырок, $e\langle 0$- для электронов), φ- потенциал пъезоэлектрического поля. В дальнейшем предположим, что концентрация носителей тока достаточна мала, т.е. можно пренебрегать эффектами экранирования и пользуясь уравнением Пуассона и линейным соотношением между компонентами векторов электростатистической индукции и напряженности пъезоэлектрического поля нетрудно получить уравнения

$$\varepsilon_{\alpha\beta}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} + 4\pi\chi_{\lambda,\mu\nu}\frac{\partial u_{\mu\nu}}{\partial x_\lambda} = 0 \text{ , (2)}$$

$\varepsilon_{\alpha\beta}$ -тензор диэлектрической проницаемости кристалла, $\chi_{\lambda,\mu\nu}$- пъезоэлектрический тензор, индексы $\alpha,\beta,\lambda,\mu,\nu$ - принимают значения x,y,z, а по повторяющемуся индексам подразумывается суммирование, $u_{\mu\nu}$- тензор деформации [1].

Как известно [1], что связь между компонентами длинноволновой части оператора смещения атомов при оптическом пъезоэлектрическм колебании

$$\vec{Q} = \sum_{\vec{q}<s,n}\left[\frac{\hbar}{2\rho\omega_{\vec{q},s}}\right]^{1/2}\left(\vec{\xi}^{(n)} b_{\vec{q},s} e^{i\vec{q}\vec{r}} + \text{э.с.}\right) \text{, (3)}$$

и тензора деформации $u_{\mu\nu}$ описывается выражением

$$u_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial Q_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial Q_\nu}{\partial x_\mu} \right), (4)$$

где $1 \langle n \langle \zeta$, ζ- число атомов в элементарной ячейке кристалла, $\hat{b}_{\vec{q},s}$ и $\hbar\,\omega_{\vec{q},s}$- оператор уничтожения и энергия фонона пьезоэлектрического колебания подрешеток друг относительно друга (ветви s с импульсом $\hbar\vec{q}$), $\vec{\xi}^{(n)}$-единичный вектор смещения атома с номером n, ρ-плотность кристалла[4,5].

Для удобства видоизменим потенциала φ как

$$\varphi = \sum_{\vec{q}<s,n} \left(\varphi_{\vec{q},s}\, e^{i\vec{q}\vec{r}} + э.с. \right), (5)$$

Тогда подставляя (3) в (4) и полученной в (2) с учетом (5) находим [2]

$$\varphi_{\vec{q},n} = \frac{2\pi\chi_{\lambda,\mu\nu}}{\varepsilon_{\varepsilon\beta} q_\alpha q_\beta} q_\lambda \left[\frac{\hbar}{2\rho\omega_{\vec{q},n}} \right]^{1/2} \left(\xi_\mu{}^{(n)} q_\nu + \xi_\nu{}^{(n)} q_\mu \right), (6)$$

С учетом последнего соотношения перепишем (1) в виде

$$H = \sum_{\vec{q}<s,n} \left(H_{\vec{q},s}\, b_{\vec{q},s} e^{i\vec{q}\vec{r}} + э.с. \right), (7)$$

где

$$H_{\vec{q},s} = \sum_n \frac{2\pi\, e\chi_{\lambda,\mu\nu}}{\varepsilon_{\varepsilon\beta} q_\alpha q_\beta} q_\lambda \left[\frac{\hbar}{2\rho\omega_{\vec{q},n}} \right]^{1/2} \left(\xi_\mu{}^{(n)} q_\nu + \xi_\nu{}^{(n)} q_\mu \right), (8)$$

Заметим, что для кристаллов типа A_3B_5 (кристаллическая симметрия T_d), для которых имеется лишь одна отличная от нуля компонента пьезотензора $\chi_{\lambda,\mu\nu}$ ($\chi_{yzx} = \chi_{zxy} = \chi_{xyz} = \chi$), в линейном по $u_{\mu\nu}$ и по напряженности электрического поля приближение носители тока взаимодействуются только с поперечными оптическими пьезоэлектричесими фононами. Для гиротропных кристаллов симметрии D_3 (например, теллур) имеет место и взаимодействие носителей тока с продольными оптическими фононами [6]. Для кристалллов, в элементарной ячейке у которых имеется по два атома[1], (8) перепишем как:

$$H_{\vec{q},s}^{(opt)} = \frac{2\pi e}{\varepsilon_{\alpha\beta} q_\alpha q_\beta} \beta_{\lambda,\mu\nu} \left(\xi_\mu{}^{(n)} q_\nu + \xi_\nu{}^{(n)} q_\mu \right) \frac{M_2 - M_1}{\sqrt{M_1 M_2}} \left[\frac{\hbar}{2\rho\omega_{\vec{q},n}} \right]^{1/2}, (9)$$

Известно, что время релаксации импульса носителей тока определятся по формуле

[1] В этом случае подрешетки колеблется почти по противоположным направлениям.

$$(\tau_{piezo}^{(opt)})^{-1} = \sum_{\vec{k}'} W_{\vec{k}',\vec{k}} \text{ , (10)}$$

где $W_{\vec{k}',\vec{k}}$ - вероятность перехода из состояния $\vec{k}$ в $\vec{k}'$ с испусканием или поглощением оптического фонона, $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$ - волновой вектор фонона.

В сферическом приближении энергетического спектра носителей тока $\left(E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right)$ в кристаллах типа арсенида галлия с простой зоной температурная зависимость время релаксации импульса определяется соотношением [2]

$$\tau_{piezo}^{(opt)})^{-1} = \left(\frac{e\beta}{\varepsilon\hbar} \right)^2 \frac{m}{\rho\Omega} \sum_{t=\pm1} \left(n_\Omega + \frac{1+t}{2} \right) \frac{(M_1 - M_2)^2}{M_1 M_2} \times k \text{ , (11)}$$

Где $k = \int 2 d\vec{k}' \delta\left(k'^2 - k^2 \pm k_\Omega^2\right) \times q^{-4} \left(\xi_x q_y q_z + \xi_y q_z q_x + \xi_z q_x q_y \right)^2$,

$k_\Omega^2 = 2m\Omega\hbar^{-1}$, $\Omega = \omega_{\vec{q},s}(\vec{q} = 0)$ - усредненная частота пъезоэлектрических колебаний подрешеток, n_Ω - функция распределения оптических фононов, δ -функция описывает закона сохранения энергии[7,8.].

Отметим, что последний интеграл аналитически не решается и поэтому его будем анализировать в двух предельных областей температур: $\hbar\Omega \rangle\rangle k_B T$ и $\hbar\Omega \langle\langle k_B T$, k_B -постоянная Больцмана, T-температура. В этих областях температур имеем:

$$\mathbf{k}_1 = {4\pi k_\Omega}/{3} \quad \text{и} \quad k_2 = 104\pi k_\Omega / 15$$

Соответственно, а время лаксации импульса определяется выражениями [2,9]:

$$\tau_{piezo}^{(opt)}{}^{-1} = C_\Omega k_1^{-1} n_\Omega^{-1} \quad \text{и} \quad \tau^*{}_{piezo}^{(opt)}{}^{-1} = C_\Omega^{-1} k_2^{-1} \operatorname{th}\left(\frac{\hbar\Omega}{2k_B T} \right) \text{, (12)}$$

$$\text{где } C_\Omega^{-1} = \left(\frac{e\beta}{\varepsilon\hbar} \right)^2 \frac{m}{\rho\Omega} \frac{(M_1 - M_2)^2}{M_1 M_2} .$$

Ради полноты задачи ниже приводим выражение для температурной зависимости подвижности носителей тока в рассмотренных нами областях температуры: $\mu = \frac{e\tau}{m}$, где τ определяется соотношениями для величин: $\tau_{piezo}^{(opt)}$ и $\tau^*{}_{piezo}^{(opt)}$, где надо произвести замену $k_{1,2} \to k_T$. Здесь $k_T^2 = \frac{\pi m k_B T}{2\hbar^2}$. Заметим здесь, что определение температурной зависимости τ и μ легко обобщается для изотропного кристалла со сложной зоной. В этом случае при расчетах надо иметь в виду, что и волновые функции носителей тока также зависят от номера ветвей зоны.

Также отметим, что этот случай немаловажную роль играет при исследованиях как классических (например, эффект Дембера), так и поляризационных фотогальванических эффектов, последний из которых зависит от состояния поляризации возбуждающего света [3, 10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекти в полупроводниках. - М.: Наука, -1972. – 584 -С.
2. **И.М.Коканбоев**. Р.Я.Расулов, Д.Камбаров. Взаимодействие носителей тока с оптическими пьезоэлектрическими колебаниями решеток //Узбекский физический журнал. -2001. -Т.3. - № (3-4). -С. 237-240.
3. Р.Я. Расулов. Дисс. д. ф.- м.н. (Санкт.Петербург,1993). 228с.
4. **Коканбаев И.М.**, Расулов Р.Я., Камбаров Д. В.Р.Расулов. О поглощении поляризованного излучения в структурах с размерно - индуцированными состояниями //Узбекский физический журнал. -2002. -Т.4. - № 2. -С.80-86
5. Расулов Р.Я., Ганиев У.Г., Мирзарахимов М. **КоканбаевИ.М.** Локализованные состояния носителей в сверхрещетках на основе полупроводников со сложной зонной структурой //Узбекский физический журнал. -1992. - №4. -С. 79-84.
6. B. Mamadaliyev, **I.M. Kokanbayev**, B.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov. On absorbtion of linearly polarized radiation in a semiconductor-based nanostructure // Ukr. J. Phys. -2006. -V.51. -N.2. –P. 192-199.
7. **I.M. Kokanbayev**, B.R.Rasulov.K.Ya.Rasulov Однофотонное поглощение свето и его линейно – циркулярный дихроизм в полипроводниках с горбообразной зоной, Uzbekskiy fizicheskiy jurnal T.4. № 3 2002 y. S 141 – 145
8. **I.M. Kokanbayev**, B.R.Rasulov, K.Ya.Rasulov. Феноменоменологическая теория поверхностного магнитофотоголваничсего эффекта в плубесконечном оргаиченном многодалин-ном полипроводнике. Uzbekskiy fizicheskiy jurnal T.4, № 4, 2002 y. S. 254-258
9. **I.M. Kokanbayev.** К теори эффекта увеличения в полупроводниках со сложной валентной зоной при нелинейном поглощениии света. DAN Respublika Uzbekistan. № 1.2005. S.21 -24.
10. **Kokanbayev I.M**, Rasulov R.Ya,Mamadaliyev B. Rasulov V.R On the theory of the drag effect upon nonlinear light absorption in semiconductors with complicated valence band. Ukr. J. Phys. V.50. N 7. 2005. C 694 -698