

УДК 621.315.592

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СРЕДАХ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НОСИТЕЛЕЙ С КРАЕВЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

А. М. КАЗАРЯН, Г. Г. КОСТАНЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 8 февраля 1991 г.)

Во втором порядке теории возмущений вычислен коэффициент внутризонного поглощения света невырожденным электронным газом в полупроводниках. Задача решена с учетом взаимодействия носителей заряда с краевыми дислокациями. Получены явные зависимости коэффициента поглощения от частоты света и температуры кристалла.

Во втором порядке теории возмущений вычислен коэффициент внутризонного поглощения света невырожденным электронным газом в полупроводниках. Задача решена с учетом взаимодействия носителей заряда с краевыми дислокациями. Получены явные зависимости коэффициента поглощения от частоты света и температуры кристалла.

Как известно [1], в пределах одной зоны свободные носители не могут поглощать фотон без взаимодействия с дефектами решетки (примесь, фонон, дислокация и др.). Поэтому, в отсутствие резонанса в задачах поглощения, рассмотрение трехчастичных процессов становится принципиально необходимым. В полупроводниковых средах внутризонное поглощение связано с рассеянием носителей заряда на локальных дефектах. Наличие какого-либо дефекта, скажем фонона или примесного центра, уже обеспечивает одновременное выполнение законов сохранения импульса и энергии. В данном сообщении предполагается, что роль третьего тела играет краевая дислокация. Как известно, краевые дислокации в полупроводниках с долей ковалентной связи действуют как акцепторные центры. Поэтому в кристаллах n -типа дислокационная линия становится заряженной отрицательно, а вокруг нее образуется область положительного пространственного заряда. Падающие на дислокацию электроны испытывают отталкивание, приводящее к их рассеянию. Бонч-Бруевич и Коган [2] учли экранировку заряженной линии дислокации свободными носителями и показали, что экранированный потенциал заряженной дислокации равен

$$U = \frac{2efK_0(p/\lambda)}{\epsilon a}, \quad (1)$$

где K_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, a — расстояние между акцепторными центрами вдоль дислокационной линии,

f —вероятность заполнения акцепторного центра, e —заряд электрона, ϵ —диэлектрическая проницаемость среды, ρ —двумерный радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной к дислокации, и λ —длина экранирования Дебая

$$\lambda = \left(\frac{\epsilon K_B T}{4\pi e^2 n_{\text{эл}}} \right)^{1/2} \quad (2)$$

где n — концентрация носителей заряда.

Поглощение света внутри зоны проводимости электронами проводимости является эффектом второго порядка, поэтому будем пользоваться вторым порядком теории возмущений.

Для исследования коэффициента внутризонного поглощения света воспользуемся соответствующей теорией Фена [3, 4]. Вычислим коэффициент поглощения по известной формуле [4]

$$\alpha = \frac{V\epsilon}{c} \sum_{o,f} n_o P_{of} \quad (3)$$

где c —скорость света. В (3) предлагается бoльцмановское усреднение по начальным состояниям. Число переходов в единицу времени P_{of} дается выражением

$$P_{of} = \frac{2\pi}{\hbar} \left[\sum_i \frac{|H_{oi}^D H_{if}^{op}|^2}{(E_o - E_i)^2} + \sum_l \frac{|H_{ol}^{op} H_{lf}^D|^2}{(E_o - E_l)^2} \right] \delta(E_f - E_o) \quad (4)$$

где H_{oi}^D , H_{if}^D , H_{if}^{op} , H_{ol}^{op} —матричные элементы оператора возмущений, связанных с расстоянием электрона на краевых дислокациях или с взаимодействием со светом. E —энергия системы электрон+фотонное поле, индексы o, f, i, l нумеруют соответственно начальное, конечное и промежуточные состояния системы. Суммирование в (4) идет по всем промежуточным состояниям.

Волновая функция и спектр энергии электрона имеют вид

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{v}} \exp(ikr), \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (5)$$

где v —объем образца, k —волновой вектор электрона, m —эффективная масса.

Для оптического матричного элемента, вычисленного по функциям (5) имеем

$$H_{oi}^{op} = - \frac{e\hbar A}{mc} \sqrt{k_{\parallel o}^2 + k_{\perp o}^2} \cos(\xi \hat{k}) \delta_{k_{\parallel o}, k_{\parallel i}} \delta_{k_{\perp o}, k_{\perp i}} \quad (6)$$

где A —вектор-потенциал электромагнитной волны, ξ —вектор поляри-

зации падающей волны. $k_{\parallel,0}$, $k_{\parallel,i}$ — двумерные волновые векторы электрона до и после взаимодействия со светом, $k_{x,0}$, $k_{x,i}$ — проекции волновых векторов на оси Z . Нетрудно убедиться, что матричный элемент оператора возмущения (1) между состояниями (5) равен

$$H_{oi}^D = - \frac{2\pi e^2 f L \delta_{k_{x,0}, k_{x,i}}}{\epsilon a v [\lambda^{-2} + (k_{\parallel,0} - k_{\parallel,i})^2]}. \quad (7)$$

L — размер образца по оси Z . Как видно из (4) при вычислении коэффициента поглощения необходимо учесть два типа процессов — с первоначальным рассеянием на примесном центре и последующим поглощением фотона и наоборот, с первоначальным поглощением фотона.

Для первого типа процессов имеем, например,

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{\hbar^2 k_{\parallel,0}^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{x,0}^2}{2m} + \hbar\omega, \\ E_i &= \frac{\hbar^2 k_{\parallel,i}^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{x,i}^2}{2m} + \hbar\omega = \frac{\hbar^2 k_{\parallel,f}^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{x,0}^2}{2m} + \hbar\omega, \\ E_f &= \frac{\hbar^2 k_{\parallel,i}^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{x,f}^2}{2m}. \end{aligned} \quad (8)$$

Используя выражения (4), (6), (7) — для числа переходов P_{oi} получим

$$P_{oi} = \frac{32\pi^3 A^2 e^6 f^2 L^2 \cos^2(\xi k_0) (k_{\parallel,i}^2 + k_{x,0}^2)}{\hbar^3 c^2 \epsilon^2 a^2 v^2 m [\lambda^{-2} + (k_{\parallel,0} - k_{\parallel,i})^2]^2} \delta(k_{\parallel,i}^2 - k_{\parallel,0}^2 - 2m\omega/\hbar). \quad (9)$$

Суммирование (9) по конечным состояниям дает

$$\begin{aligned} P_0 = \sum_f P_{of} &= \frac{4\pi A^2 e^6 f^2 L \cos^2(\xi k_0)}{\hbar^3 c^2 \epsilon^2 a^2 \omega^2 m v} \int_0^\infty \left(k_{\parallel,f}^2 + k_{x,0}^2 \right) \delta(k_{\parallel,f}^2 - k_{\parallel,0}^2 - \\ &- \frac{2m\omega}{\hbar}) dk_{\parallel,f}^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{[\lambda^{-2} + k_{\parallel,f}^2 + k_{\parallel,0}^2 - 2k_{\parallel,f} k_{\parallel,0} \cos \varphi]^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Интеграл по φ в (10) дает полином Лежандра первой степени [5]. Окончательно для P_0 будем иметь

$$P_0 = \frac{A^2 \pi^2 e^6 f^2 \lambda^3 L \cos^2(\xi k_0) (k_{\parallel,0}^2 + k_{x,0}^2 + 2m\omega/\hbar) (2k_{\parallel,0}^2 + \lambda^{-2} + 2m\omega/\hbar)}{c^2 \epsilon^2 a^2 \hbar^3 \omega^2 m v \left[\frac{m^2 \omega^2 \lambda^2}{\hbar^2} + \frac{\lambda^{-2}}{4} + \frac{m\omega}{\hbar} + k_{\parallel,0}^2 \right]^{3/2}}. \quad (11)$$

* $\hbar$ — постоянная Планка с чертой.

После усреднения (11) по больцмановскому распределению для коэффициента поглощения получим следующее выражение

$$\alpha = \frac{e^2 f^2 \pi^3 \lambda^3 n_{\text{эл}} N_D}{\varepsilon^{2.5} a^2 \hbar^2 \omega^3 m c} \left(I_2 + \frac{\hbar^2}{m k_B T} I_1 \right), \quad (12)$$

где N_D — поверхностная плотность дислокаций, а I_1 и I_2 даются выражениями:

$$I_1 = \left\{ 2\beta^{\frac{1}{4}} \mu^{-\frac{1}{4}} W_{-1\frac{3}{4}, \frac{3}{4}}(\beta\mu) + \left(\frac{\lambda^{-2}}{2} + \frac{3m\omega}{\hbar} \right) \beta^{-\frac{1}{4}} \mu^{-\frac{3}{4}} W_{-1\frac{1}{4}, \frac{1}{4}}(\beta\mu) + \right. \\ \left. + \left(\frac{m\omega}{\hbar\lambda^2} + \frac{2m^2\omega^2}{\hbar^2} \right) \beta^{-\frac{3}{4}} \mu^{-\frac{1}{4}} W_{-\frac{3}{4}, -\frac{1}{4}}(\beta\mu) \right\} \exp(\mu\beta/2), \quad (13)$$

$$I_2 = \left\{ \left(\frac{\lambda^{-2}}{2} + \frac{m\omega}{\hbar} \right) \beta^{-\frac{3}{4}} \mu^{-\frac{1}{4}} W_{-\frac{3}{4}, -\frac{1}{4}}(\mu\beta) + \right. \\ \left. + \beta^{-\frac{1}{4}} \mu^{-\frac{3}{4}} W_{-1\frac{1}{4}, \frac{1}{4}}(\mu\beta) \right\} \exp(\mu\beta/2). \quad (14)$$

В (13) и (14) W — функция Уиттекера, а через β и μ обозначены следующие величины

$$\beta \equiv \frac{m^2 \omega^2 \lambda^2}{\hbar^2} + \frac{\lambda^{-2}}{4} + \frac{m\omega}{\hbar}; \quad \mu \equiv \frac{\hbar^2}{2m K_B T}$$

Рассмотрим некоторые предельные случаи:

$$1. \hbar\omega \gg K_B T, \quad \alpha(\omega) \sim \omega^{-4}.$$

Заметим, что при условии (1) α — не зависит от T и имеет место сильная частотная зависимость коэффициента поглощения (сильное поглощение в области малых частот света), связанная с уменьшением области пространственного заряда при низких ($k_B T \ll \hbar\omega$) температурах.

$$2. \hbar\omega \rightarrow 0, \quad K_B T \rightarrow 0, \quad \hbar\omega \gg K_B T, \quad \text{при этом } \alpha(\omega, T) \sim \omega^{-2} T^2.$$

$$3. \hbar\omega \rightarrow 0, \quad K_B T \gg \hbar^2 \lambda^{-2} / 2m, \quad \alpha(\omega, T) \sim \omega^{-3} T^2.$$

В заключение выражаем благодарность В. С. Сардаряну за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978, с. 404.
2. Бонч-Бруевич В. Л., Козан С. М. К теории электронной плазмы в полупроводниках. ФТТ, 1, 1221 (1959).

3. Fan H. Y., Spitzer W., Collins R. J., Phys. Rev., 101, 566 (1956).
4. Բանի Н. И. Поглощение инфракрасного излучения в полупроводниках. УФН, 64, 315 (1958).
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблица интегралов, сумм, рядов и производных. М., 1971, с. 1108.

ԼՈՒՅՍՆ ՆԵՐՋՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՀԱՇՎԻ ԱՆՆԵԼՈՎ ԼԻՅՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ՓՈՆԱՋԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՋՐԱՅԻՆ ԴԻՍԼՈԿԱՅԻԱՆԵՐԻ ՀԵՏ

Ա. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Գ. Գ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ

Գրգռման տեսության երկրորդ մոտավորությամբ հաշվված է ոչ ալյասերված էլեկտրոնային դադի կողմից կիսահաղորդիչներում լույսի ներդրնալին կլանման գործակիցը: Խնդիրը լուծված է հաշվի առնելով լիցքակիրների փոխազդեցությունը եզրային դիսլոկացիաների հետ: Ստացված է կլանման գործակիցի բացահայտ կոստանը լույսի հաճախությունից և բյուրեղի շերտառիմանից:

INTERBAND ABSORPTION OF LIGHT IN SEMICONDUCTOR MEDIA TAKING INTO ACCOUNT THE INTERACTION OF CARRIERS WITH EDGE DISLOCATIONS

A. M. KAZARIAN, G. G. KOSTANIAN

The factor of interband absorption of light by a non-degenerated electron gas in semiconductors is calculated in the second-order approximation of the perturbation theory. The problem was solved taking into account interactions of charge carriers with edge dislocations. The dependencies of absorption ratio on the frequency of light and the temperature of a crystal are obtained in an explicit form.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 3, с. 137—142 (1991)

УДК 535.21.218

ИЗМЕНЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЛЕГИРОВАННОГО КРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ СВЕТОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

Р. Е. МОВСЕСЯН, А. А. ОГАНИСЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 5 декабря 1990 г.)

Исследованы сигналы ЭДС в кристалле ниобата лития, легированного ионами железа, никеля и меди под действием импульсного рубинового лазера. Получены зависимости сигналов ЭДС от интенсивности, поляризации и направления распространения оптического излучения в кристалле, концентрации и вида примесных ионов. Сделанные временные, амплитудные и поляризационные оценки показывают, что механизмом появления ЭДС легированного кристалла ниобата лития является его намагничивание.