

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян О. А., Чубарян Э. В. *Астрофизика*, 23, 177 (1985).
2. Avakian R. M. et al. *Ap. and Sp. Sci.*, 68, 347 (1980).
3. Авакян Р. М., Саркисян А. В., Чубарян Э. В. *Ученые записки ЕГУ*, № 1 (164), 69 (1987).
4. Чубарян Э. В., Саркисян А. В. *Астрофизика*, 20, 585 (1984).
5. Авакян Р. М., Чубарян Э. В. Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума «Движение тел в релятивистской теории гравитации». Вильнюс, 1986, с. 12.
6. Градштейн И. С., Рыжик И. М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*. Изд. физ.-мат. лит., М., 1962.
7. Седракан Д. М., Чубарян Э. В. *Астрофизика*, 4, 551 (1968).
8. Бейтмен Г., Эрдейи А. *Высшие трансцендентные функции*, т. 1. Изд. Наука, М., 1965.

**ՔԻՄԵՏՐԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՆՑՔԱ-ՀԱՄԱԶԱՓ
ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԱՆԱԼԻՏԻԿ ԼՈՒԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ**

Ռ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆ, Հ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Է. Վ. ՉՈՒՐԱՐՅԱՆ

*Վիճակի $\rho = aP$ մոդելային հավասարման լուծումը ձգողության բիմետրիկ տեսության
անհամապատասխանությունների և անհամապատասխանության հավասարումների անալիտիկ լուծումը:*

ON THE ANALYTICAL SOLUTION OF AXIALLY SYMMETRIC EQUATIONS IN THE BIMETRIC THEORY

R. M. AVAKIAN, H. A. GRIGORIAN, E. V. CHUBARIAN

An analytical solution of axially symmetric equations in the bimetric theory of gravitation is obtained for the $\rho = aP$ equation of state.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 258—262 (1987)

УДК 621.315.592

ЭФФЕКТ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. М. АРУТЮНЯН, Г. А. ЕРИЦЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 2 января 1986 г.)

Рассмотрены особенности эффекта самовоздействия интенсивного электромагнитного излучения в полупроводниках, когда кроме дипольно разрешенных межзонных переходов учитывается также влияние внутризонного движения носителей в зонах.

Нелинейные оптические эффекты, связанные с самовоздействием интенсивных электромагнитных волн в различных средах, исследуются довольно давно [1]. Эффект самовоздействия связан с зависимостью ди-

электрической проницаемости среды от интенсивности электромагнитной волны. Подобная зависимость в разных средах связана с различными механизмами взаимодействия света с веществом.

В настоящей работе получен аналитический вид диэлектрической проницаемости и рассмотрены особенности эффекта самовоздействия в полупроводниках, когда кроме дипольно разрешенных межзонных переходов учитывается влияние внутризонного движения носителей в зонах под действием интенсивного электромагнитного излучения. Учет последнего необходим в системах без центра инверсии [2, 3].

Состояние полупроводника в поле интенсивной электромагнитной волны напряженности $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ с учетом внутризонного движения носителей вблизи N -фотонного резонанса ранее рассматривалось в [4–6]. Так, для волновой функции Ψ_v в поле интенсивной волны имеем [6]

$$\Psi_v = \left\{ \alpha \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z_v) e^{in\omega t} \varphi_v e^{-\frac{i}{\hbar}(E_v + 2\hbar\delta)t} + \beta \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z_c) e^{in\omega t} \varphi_c e^{-\frac{i}{\hbar}E_c t} \right\} e^{-\frac{i}{\hbar}\lambda_1 t}, \quad (1)$$

где $\varphi_{v,c}$, $E_{v,c}$ — не возмущенные электромагнитным полем состояния в зонах, $\hbar\delta = (p^2 - p_N^2)/4\mu$ — расстройка резонанса ($|\delta|/\omega \ll 1$, μ — приведенная масса, $p_N = [2\mu(N\hbar\omega - \Delta)]^{1/2}$ — резонансный квазиимпульс), $J_n(z)$ — функция Бесселя; введены также обозначения:

$$\lambda_1 = -\delta(1 + \sqrt{1 + \xi_N}), \quad \xi_N = |\Lambda_N|^2/\delta^2, \quad (2)$$

$$\alpha = \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \xi_N}}{2\sqrt{1 + \xi_N}} \right)^{1/2}, \quad \beta = \frac{\alpha\delta(\sqrt{1 + \xi_N} - 1)}{\Lambda_N^*}.$$

Здесь $\hbar\Lambda_N$ — энергия переходов в поле волны вблизи N -фотонного резонанса, осциллирующая из-за наличия внутризонного движения носителей,

$$\hbar\Lambda_N = 2V_{cv} N \frac{J_N(z)}{z}, \quad z = z_{cc} - z_{vv}, \quad (3)$$

$$V_{cv} = \frac{e(\mathbf{E}_0 \mathbf{v}_{cv})}{\omega}, \quad z_{cc,vv} = \frac{V_{cc,vv}}{\hbar\omega} = \frac{e(\mathbf{E}_0 \mathbf{v}_{cc,vv})}{\hbar\omega^2},$$

z — безразмерный параметр, характеризующий отношение энергии внутризонного движения электрона и дырки к энергии фотона ($\mathbf{v}_{cv}$ — межзонный матричный элемент оператора скорости, а $\mathbf{v}_{cc,vv} = \mathbf{v}_{e,h}$ — скорости носителей в зонах).

Для выявления особенностей эффекта самовоздействия удобно представить вектор индукции $\mathbf{D}$ в виде

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}, \quad (4)$$

где ϵ_0 — нерезонансная часть диэлектрической проницаемости среды, $\mathbf{P}$ — резонансная часть вектора поляризации. Для вектора $\mathbf{P}$ с помощью (1) можно получить

$$\mathbf{P} = |d_{cv}|^2 F_N(z_{c,v}) \sum_p \frac{f(p)}{2\hbar\delta \sqrt{1 + \xi_N}} \mathbf{E}, \quad (5)$$

где $d_{cv} = e v_{cv} / \omega$, $f(p)$ — функция распределения, а функция F_N есть

$$F_N(z_{c,v}) = 2N \frac{J_N(z)}{z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z_c) [J_{n-N-1}(z_v) + J_{n+N-1}(z_v)]. \quad (6)$$

Нас интересует случай, когда в системе отсутствует рекомбинация, а процессы релаксации формируют новое стационарное состояние — состояние насыщения [7]*. Проведя в (5) интегрирование, для поляризованности получим

$$P = \frac{\mu p_N |d_{cv}|^2}{\pi^2 \hbar^3} F_N(z_{c,v}) \operatorname{Ar sh} \left(\frac{1}{x_N} \right) E, \quad (7)$$

где параметр нелинейности x_N характеризуется отношением энергии взаимодействия в условиях многофотонного резонанса к энергии Ферми:

$$x_N = \frac{4 |\hbar \Lambda_N| N}{N \hbar \omega - \Delta} \frac{J_N(z)}{z}. \quad (8)$$

Из (4)–(6) следует выражение диэлектрической проницаемости полупроводника в поле интенсивной электромагнитной волны с учетом внутризонного движения носителей:

$$\epsilon = \epsilon_d + \epsilon_n, \quad (9)$$

$$\epsilon_d = \epsilon_0 + \beta F_N(z_{c,v}) \ln \frac{2}{x_N}, \quad (10)$$

$$\epsilon_n = \beta F_N(z_{c,v}) \sum_{v=1}^{\infty} \frac{(-1)^{v+1} (2v)!}{2^{2v} (v!)^2 2v} x_N^{2v}, \quad (11)$$

$$\beta = \frac{2 (2\mu)^{3/2} |d_{cv}|^2 \sqrt{N \hbar \omega - \Delta}}{\pi \hbar^3}, \quad 0 \leq x_N < 1.$$

При получении (9)–(11) мы воспользовались представлением функции $\operatorname{Ar sh} x$ в виде ряда [9]. В (9) члены, описывающие нелинейное взаимодействие (и пропорциональные четным степеням напряженности поля), представлены в виде бесконечной суммы (11). Именно это обстоятельство дает основание принять в такой модели в качестве линейной диэлектрической проницаемости ϵ_d сумму (10) ϵ_0 и члена, содержащего логарифмическую функцию. Нетрудно показать, что ряд в (11) абсолютно сходится при любых значениях интенсивности волны.

Рассмотрим частный случай, когда внутризонное движение носителей отсутствует ($z_{v,c} = 0$). Тогда (9) вместе с (10) и (11) описывает диэлектрическую проницаемость кристалла с центром инверсии в случае однофотонного резонанса ($N=1$, $\hbar \omega > \Delta$), а параметр $x_{N=1}$ (8) есть заданная величина, определяемая свойствами материала и излучения.

В случае $z_{v,c} \neq 0$, когда возможен многофотонный резонанс ($N > 1$, $N \hbar \omega > \Delta$), нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости яв-

* В [8] рассмотрен эффект самовоздействия в полупроводнике в режиме внезапного включения сильного поля.

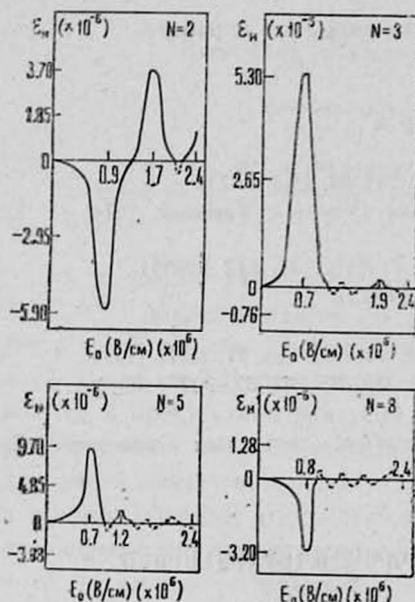
ляется осциллирующей функцией амплитуды поля E_0 . При этом нелинейный параметр можно переписать в виде

$$\chi_N = \frac{2N\hbar\omega}{N\hbar\omega - \Delta} \frac{V_{cv}}{V_{ce} - V_{cv}} J_N \left(\frac{V_{ce} - V_{cv}}{\hbar\omega} \right). \quad (12)$$

Здесь фактор $V_{cv}/(V_{ce} - V_{cv}) \sim v_{cv}/(v_e + v_h)$ и не зависит от E_0 , поэтому зависимость $\chi_N(E_0)$ полностью определяется поведением функции Бесселя, осциллирует и его величина ограничена сверху значением

$$\chi_{N,\max} = \frac{2N\hbar\omega}{N\hbar\omega - \Delta} \frac{v_{cv}}{v_e + v_h} \left| J_N \left(\frac{eE_0(v_e + v_h)}{\hbar\omega^2} \right) \right|_{\max}, \quad v_{||} = (vE_0)/|E_0|. \quad (13)$$

Осциллирующее поведение параметра χ_N , а значит и нелинейной добавки $\epsilon_{||}$ является следствием появления в кристалле нового дополнительного периода — $2\pi\hbar/p_N$, возникающего из-за наличия электронно-дырочной волны поляризации под действием света (см., например, [5]).



На рисунке изображены графики зависимости величины нелинейной добавки к диэлектрической проницаемости от напряженности поля E_0 для кристалла $PbSe$ ($\Delta = 0,165$ эВ), облучаемого CO_2 -лазером ($\hbar\omega = 0,14$ эВ) при $N = 2, 3, 5, 8$. Отметим, что для участков графиков, изображенных пунктирной кривой, масштаб по вертикали не выдержан (в этих областях численные значения $\epsilon_{||}$ меньше 10^{-6}). Численные значения $|\chi_{N,\max}|$ при $N = 2, 3, 5, 8$ равны соответственно $-0,296, 0,121, 0,057, 0,033$.

Из-за наличия внутризонного движения зависимость χ от E_0 является

осциллирующей (12), причем для ряда значений E_0 , χ полностью за нулется. Нули имеются также в зависимости $\epsilon_{||}$ от E_0 . Следует, однако, обратить внимание на то, что нули в $\epsilon_{||}$ не всегда совпадают с нулями χ и, соответственно, их максимумы смещены друг относительно друга.

При воздействии интенсивного излучения на полупроводник, когда внутризонное движение отсутствует, вообще говоря, имеет место непосредственное межзонное многофотонное поглощение. При этом вероятность перехода (или матричный элемент) определяется лишь матричным элементом межзонных переходов (например, при некотором N -фотонном процессе вероятность $\sim |d_{cv}|^{2N}$), причем для centrosymmetric кристаллов это — единственный механизм многофотонного взаимодействия ($N > 1$), когда $\hbar\omega < \Delta$.

В рассматриваемом нами случае, когда учитывается внутризонное движение, наряду с указанным механизмом появляется новый механизм

многофотонного возбуждения. Он обусловлен тем, что при внутризонном движении носители поглощают $M = 1, 2, \dots, N - 1$ квантов (оставаясь в пределах зоны) и совершают переход зона-зона, поглощая недостающие $(N - M)$ квантов за счет межзонного поглощения.

Соотношение вкладов этих механизмов зависит в общем случае от отношения V_{cv} к $V_{cc, vv}$, числа N и интенсивности излучения. Если $V_{cv}/(V_{cc} - V_{vv}) < 1$, то переход с участием внутризонного движения оказывается доминирующим. Поскольку отношение $V_{cv}/(V_{cc} - V_{vv}) = [\mu\Delta/m_e(N\hbar\omega - \Delta)]^{1/2} < 1$, как правило, хорошо выполняется для узкозонных полупроводников, то полученный вид (9) для ϵ хорошо описывает нелинейные оптические свойства таких образцов (отметим, что выражение (9) получено в пренебрежении механизмом непосредственного межзонного перехода при $N > 1$).

Применимость выражения в случае широкозонных полупроводников зависит от конкретных значений частоты, интенсивности излучения, а также от числа фотонов N .

Авторы благодарят А. Ж. Мурадяна за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. П. УФН, 93, 19 (1967).
2. Коварский В. А. Многоквантовые переходы. Изд. Штиинца, Кишинев, 1974, гл. 1, с. 226.
3. Киндяк А. С., Хасанов О. Х., Грибковский В. П. ЖПС, 42, 812 (1985).
4. Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М. ФТТ, 17, 2312 (1975).
5. Блажин В. Д. ФТТ, 17, 2325 (1975).
6. Harutyunyan G. M., Shahinyan S. M. Phys. Stat. Sol. (b), 77, K171 (1976).
7. Галицкий В. М., Гореславский С. П., Елесин В. Ф. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
8. Арутюнян С. А. ФТТ, 20, 270 (1978).
9. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. Наука, М., 1971.

ԻՆՔՆԱՋԻԵՑՈՒԹՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Հ. ԵՐԻՏՅԱՆ

Քննարկված է կիսահաղորդչում տարածվող ինտենսիվ էլեկտրամագնիսական ալիքի ինքնազդեցության երևույթը, երբ դիպոլային թույլատրելի միջզոնային անցումներին զուգընթաց հաշվի է առնվում նաև հոսանքակիրների ներզոնային շարժումը:

THE EFFECT OF SELF-ACTION IN SEMICONDUCTORS

G. M. HARUTYUNYAN, H. H. ERITSYAN

Some peculiarities of the effect of self-action of intense electromagnetic radiation in a semiconductor are considered for the case when besides the dipole-allowed interband transitions, the influence of intraband motion of carriers in bands is taken into account. The consideration of the latter is necessary in systems with no centre of inversion.