

РЕШЕТОЧНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СЛАБОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРИСУТСТВИИ РЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. С. АМИРЯН, В. Г. ГРИГОРЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Исследуется поглощение дополнительной электромагнитной волны фоновой подсистемой, находящейся в поле резонансного разностного лазерного излучения. Взаимодействие фононов с сильной электромагнитной волной учитывается в резонансном приближении и с помощью канонического преобразования задача решается точно. Особенности новых квазичастиц является наличие щели в их спектре. На основе феноменологического учета действия термостата (через затухание и ланжевеновские случайные силы) найдены числа заполнения квазичастиц в стационарном случае. Взаимодействие новых фононов с зондирующей волной учитывается по теории возмущений. Показано, что коэффициент поглощения $\alpha(\omega_0)$ претерпевает существенные изменения в области частот $|\omega - \omega_0|$ порядка оптического матричного элемента.

В в е д е н и е

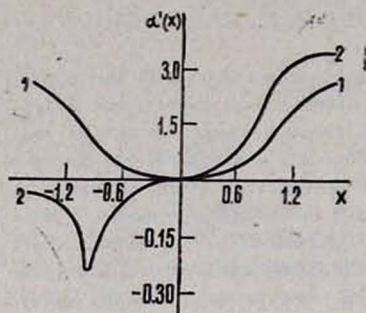
Создание мощных источников когерентного излучения в видимом и инфракрасном диапазонах поставило проблему всестороннего исследования взаимодействия такого излучения с веществом, причем особый интерес представляют условия, при которых лазерное излучение, не вызывая разрушения вещества и изменения его агрегатного состояния, существенно влияет на его свойства.

Теория взаимодействия резонансного лазерного света с электронной подсистемой развивалась в работах [1, 2]. В настоящей работе на основе методики, развитой в [1], исследуется поглощение слабого света с частотой ω_0 коротковолновыми фононами, находящимися в поле сильного резонансного разностного излучения с частотой $\omega \simeq \omega_0$, $\omega \simeq \omega_{k,2} - \omega_{k,1}$, где $\omega_{k,1}$ и $\omega_{k,2}$ — частоты фононов из ветвей 1 и 2 и с импульсом k (в случае суммарной резонансной частоты $\omega \simeq \omega_{k,1} + \omega_{k,2}$, $2\omega \simeq \omega_{k,1} + \omega_{k,2}$, $2\omega_{k,1(2)}$), как было показано в работах [3], возможна параметрическая генерация коротковолновых фононов). Для конкретности мы будем рассматривать полупроводники с симметрией типа алмаза, т. е. будем считать, что связь излучения с фононами осуществляется через электрический момент второго порядка [4], который является универсальным. В общем случае при наличии ионной связи существует еще другой механизм для взаимодействия света с фононами, связанный с моментом первого порядка и ангармонизмом (указанный механизм является доминирующим, например, в полупроводниках $A^{III}B^V$ [5], в то время как для кристаллов типа каменной соли доминирующей является связь через электрический момент второго

порядка [4]), однако учет последнего привел бы в конечном итоге только к перенормировке оптического матричного элемента.

В первой части настоящей работы исследуется влияние лазерного излучения на фононный спектр. С помощью канонического преобразования точно находятся собственные состояния гамильтониана фононов, находящиеся в поле сильной монохроматической волны. Особенностью новых квазичастиц, представляющих собой смесь фононов из разных ветвей,

является наличие щели в их спектре.



Во второй части находятся числа заполнения для новых квазичастиц в стационарном случае. При этом действие термостата учитывается феноменологически — путем введения в уравнения движения для гейзенберговских операторов затухания и ланжевеновских дельта-коррелированных случайных сил.

И, наконец, в последней части показывается, что наличие щели существенно образом изменяет коэффициент поглощения дополнительной электромагнитной волны, в частности, появляется область прозрачности, а также анизотропия в $\alpha(\omega_0)$ (кривая поглощения начинает существенно зависеть от угла между векторами поляризации сильного и слабого света) даже для сферически-симметричной фононной модели.

Очевидно, полученные результаты будут справедливы при выполнении условия сильного поля, когда частота переходов фононов под действием лазерного света больше затухания:

$$\lambda_{12} \gg \gamma_1, \gamma_2 \quad (1)$$

где λ_{12} — матричный элемент перехода между ветвями 1 и 2, γ_1 (γ_2) — коэффициент затухания фононов.

1. Диагонализация гамильтониана.

Спектр новых квазичастиц

Рассмотрим фононную подсистему, находящуюся в поле сильной монохроматической электромагнитной волны с напряженностью

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{g}\mathbf{r}), \quad \mathbf{g}\mathbf{E}_0 = 0. \quad (2)$$

Будем исходить из следующего гамильтониана нулевого приближения в соответствии со сделанным предположением о сильном взаимодействии фононов с лазерным светом ($\hbar = 1$):

$$\hat{H} = \sum_k \left[\sum_{s=1,2} \omega_{k,s} a_{k,s}^+ a_{k,s} + \lambda_{12}^k (a_{k,2}^+ a_{k,1} e^{-i\omega t} + a_{k,2} a_{k,1}^+ e^{i\omega t}) \right]. \quad (3)$$

В (3) оставлены только резонансные члены,

$$\lambda_{12}^k = \frac{|\mathbf{H}_{12}^k \mathbf{E}_0|}{2M(\omega_{k,1}\omega_{k,2})^{1/2}}, \quad (4)$$

M — масса ядра, H_{12}^k — матричный элемент, связывающий ветви 1 и 2 при данном значении k [4], $a_{k,1}$ и $a_{k,2}^+$ — соответственно операторы уничтожения и рождения фононов в резонирующих ветвях. Без ограничения общности примем $\lambda_{12}^k > 0$.

С целью исключения временной зависимости в гамильтониане (3) перейдем с помощью унитарного преобразования к новому представлению:

$$\tilde{H} = \hat{T}^+ \hat{H} \hat{T} - i \hat{T}^+ \frac{\partial}{\partial t} \hat{T}, \quad (5)$$

$$\hat{T} = \exp \left\{ \sum_k \left[-i \left(\omega_{k,1} + \frac{\Delta_k}{2} \right) t a_{k,1}^+ a_{k,1} - i \left(\omega_{k,2} - \frac{\Delta_k}{2} \right) t a_{k,2}^+ a_{k,2} \right] \right\}.$$

В новом представлении будем иметь

$$\tilde{H} = \sum_k \left[-\frac{\Delta_k}{2} (a_{k,1}^+ a_{k,1} - a_{k,2}^+ a_{k,2}) + \lambda_{12}^k (a_{k,2}^+ a_{k,1} + a_{k,1}^+ a_{k,2}) \right], \quad (6)$$

где $\Delta_k = \omega_{k,2} - \omega_{k,1} - \omega$.

С помощью канонического преобразования

$$a_{k,1} = \alpha_{1k} \beta_{k,1} + \alpha_{2k} \beta_{k,2}, \quad a_{k,2} = \alpha_{3k} \beta_{k,1} + \alpha_{4k} \beta_{k,2} \quad (7)$$

диагоналируем гамильтониан (6). Без ограничения общности можно положить $\alpha_{3k} = -\alpha_{2k}$, $\alpha_{1k} = \alpha_{4k}$. Кроме того, коэффициенты α_{1k} и α_{2k} должны удовлетворять дополнительным соотношениям

$$\lambda_{12}^k (\alpha_{1k}^2 - \alpha_{2k}^2) - \Delta_k \alpha_{1k} \alpha_{2k} = 0, \quad \alpha_{1k}^2 + \alpha_{2k}^2 = 1. \quad (8)$$

Второе условие в (8) необходимо для сохранения коммутационных соотношений для операторов β . Оно автоматически удовлетворяется, если $\alpha_{1k} = \cos \varphi_k$, $\alpha_{2k} = \sin \varphi_k$. Используя первое из соотношений (8), получаем

$$\alpha_{1k} = \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta_k/2}{\sqrt{(\lambda_{12}^k)^2 + \left(\frac{\Delta_k}{2} \right)^2}} \right) \right]^{1/2},$$

$$\alpha_{2k} = \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Delta_k/2}{\sqrt{(\lambda_{12}^k)^2 + \left(\frac{\Delta_k}{2} \right)^2}} \right) \right]^{1/2}. \quad (9)$$

В β -представлении гамильтониан (6) диагонален:

$$\tilde{H} = \sqrt{(\lambda_{12}^k)^2 + \left(\frac{\Delta_k}{2} \right)^2} (\beta_{k,2}^+ \beta_{k,2} - \beta_{k,1}^+ \beta_{k,1}). \quad (10)$$

Из вида (10) следует, что в спектре новых квазичастиц появляется щель величиной $2\lambda_{12}^{kp}$ ($\Delta_k = 0$), зависящая от угла между направлением H_{12}^k и направлением электрического поля в волне. Что касается условия сильного поля (1), то для $M \sim 10^{-22}$ г, $\omega_{k,1} \simeq \omega_{k,2} \simeq 10^{13}$ с⁻¹,

$|N_{12}^k| = 2,5 \cdot 10^{-2}$ ед СГСЭ* [6] и среднего времени жизни фононов в полупроводниках типа германия порядка $10^{-9} \div 10^{-10}$ с [7] для граничной амплитуды напряженности электрического поля получается значение $\approx 10^4 \div 10^5$ В/см, величина, которая достигается в современных квантовых генераторах.

2. Вычисление чисел заполнения

Вычислим числа заполнения для рассмотренных выше новых квазичастиц, учитывая тот факт, что энергии фононов, эффективно взаимодействующих со светом, лежат в узком энергетическом слое $\approx \lambda_{12}^k$ вблизи резонансной поверхности. В соответствии с этим можно считать, что все остальные фононы образуют термостат для вышеуказанной подсистемы. Следуя работе Ю. Швингера [8], взаимодействие интересующих нас фононов с термостатом будем описывать феноменологически — путем введения в уравнения движения для гейзенберговских операторов рождения и уничтожения фононов затухания и дельта-коррелированных случайных ланжевеновских сил (аналогичный подход использовался в [9], где была вычислена зависимость декремента затухания классической монохроматической волны от ее амплитуды в трехволновых процессах слияния и распада).

Соответствующие уравнения движения для операторов a_{1k} и a_{2k} в представлении (5) будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{da_{1k}}{dt} &= i \frac{\Delta_k}{2} a_{1k} - \gamma_{1k} a_{1k} - i \lambda_{12}^k a_{k,2} + f_{k,1} e^{i(\omega_k, 1 + \frac{\Delta_k}{2})t}, \\ \frac{da_{k,2}}{dt} &= -i \frac{\Delta_k}{2} a_{k,2} - \gamma_{k,2} a_{k,2} - i \lambda_{12}^k a_{k,1} + f_{k,2} e^{i(\omega_k, 2 - \frac{\Delta_k}{2})t}. \end{aligned} \quad (11)$$

Эту систему будем решать методом спектрального разложения:

$$a_{(12)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{(12)\omega} e^{-i\omega t} d\omega, \quad f_{(12)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{(12)\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (12)$$

Для удобства в дальнейшем (где это не будет приводить к недоразумениям) будем опускать фиксированный индекс k и введем обозначения: $\lambda_{12} \equiv \lambda$,

$$f_1 e^{i(\omega_1 + \frac{\Delta}{2})t} \equiv f'_1, \quad f_2 e^{i(\omega_2 - \frac{\Delta}{2})t} \equiv f'_2.$$

Из уравнений (11) с учетом разложений (12) легко получить

$$a_{(12)\omega} = \frac{-i \lambda f'_{2(1)\omega} + f'_{1(2)\omega} \left[\gamma_{2(1)} - i \left(\omega \mp \frac{\Delta}{2} \right) \right]}{\lambda^2 + \left[\gamma_1 - i \left(\omega + \frac{\Delta}{2} \right) \right] \left[\gamma_2 - i \left(\omega - \frac{\Delta}{2} \right) \right]}, \quad (13)$$

где нижний знак в числителе соответствует индексу в скобках.

* По мнению авторов [6] эта величина занижена.

Используя тот факт, что средние фурье-компонент случайных сил имеют вид

$$\langle f_{l\omega} f_{l'\omega'} \rangle = \frac{\gamma_l n_l^0}{\pi} \Delta(l-l') \delta(\omega - \omega') \quad (14)$$

(здесь индекс l нумерует одновременно номер ветви и волновой вектор, n_l^0 — равновесная функция распределения фононов), обратным интегрированием по ω , используя (13), можно определить следующие средние (интегрирование проводится с использованием теории вычетов):

$$\langle a_1^+ a_1 \rangle = \frac{n_1^0 \gamma_1 [\gamma_1^2 (\gamma_1 + \gamma_2)^2 + \Delta^2 \gamma_2 + \lambda^2 (\gamma_1 + \gamma_2)] + n_2^0 \gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{\gamma_1 \gamma_2 \left[\Delta^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \left(1 + \frac{\lambda^2}{\gamma_1 \gamma_2} \right) \right]} \quad (15)$$

(выражение для $\langle a_2^+ a_2 \rangle$ получается заменой индексов 1 $\leftrightarrow$ 2),

$$\langle a_1^+ a_2 \rangle = \frac{\lambda [\Delta + i(\gamma_1 + \gamma_2)(n_2^0 - n_1^0)]}{\left[\Delta^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \left(1 + \frac{\lambda^2}{\gamma_1 \gamma_2} \right) \right]} \quad (16)$$

Используя связь операторов a с операторами β (формулы (7), (9)), легко получить средние значения чисел заполнения $N_1 = \langle \beta_1^+ \beta_1 \rangle$ и $N_2 = \langle \beta_2^+ \beta_2 \rangle$ для новых квазичастиц. Так как нас в дальнейшем будет интересовать разность $N_1 - N_2$, выпишем окончательное выражение для этой разности:

$$N_1 - N_2 = \frac{\Delta (n_1^0 - n_2^0) [(\gamma_1 + \gamma_2)^2 + 4\Omega^2]}{2\Omega \left[\Delta^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \left(1 + \frac{\lambda^2}{\gamma_1 \gamma_2} \right) \right]}, \quad \Omega = \sqrt{\lambda^2 + \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2} \quad (17)$$

3. Поглощение слабой волны

Одним из мощных методов изучения фононного спектра наряду с рамановским рассеянием и нейтронной спектроскопией является исследование решеточного поглощения света [10]. В связи с наличием щели в спектре квазичастиц (10) представляет определенный интерес рассмотрение задачи о поглощении дополнительной электромагнитной волны с частотой $\omega_0 \simeq \omega$.

Коэффициент поглощения $\alpha(\omega_0)$ будем вычислять по формуле

$$\alpha(\omega_0) = \frac{nW}{cN}, \quad (18)$$

где n — показатель преломления среды, c — скорость света, N — число фотонов слабого света в кристалле, W — вероятность переходов в единицу времени под действием возмущения

$$\begin{aligned} \dot{H}_{int} = & \sum_k (\lambda_{12}^k)_0 [e^{i(\omega_0 - \omega)t} (a_{1k}^2 \beta_{k,1}^+ \beta_{k,2} - a_{2k}^2 \beta_{k,2}^+ \beta_{k,1}) + \\ & + e^{i(\omega - \omega_0)t} (a_{1k}^2 \beta_{-k,2}^+ \beta_{-k,1} - a_{2k}^2 \beta_{-k,1}^+ \beta_{-k,2})]. \end{aligned} \quad (19)$$

С учетом (19) для вероятности переходов W получаем следующее выражение:

$$W = 2\pi \sum_k |(\lambda_{12}^k)_0|^2 [\alpha_{1k}^4 (N_{1k} - N_{2k}) \delta(\omega_0 - \omega - 2\Omega_k) + \alpha_{2k}^4 (N_{2k} - N_{1k}) \delta(\omega_0 - \omega + 2\Omega_k)]. \quad (20)$$

Как и следовало ожидать, при $\lambda_{12}^k \rightarrow 0$ (20) переходит в известное выражение для вероятности переходов в отсутствие сильного поля.

Влияние сильной электромагнитной волны на решеточное поглощение слабого света можно выявить, ограничиваясь в дальнейших вычислениях сферически-симметричной фононной моделью. Качественная картина спектральной кривой поглощения, полученная для такой модели, в основном будет соответствовать действительности, так как реальная анизотропия в полупроводниках 4/4 все же мала, а при вычислении фононных спектров на основе оболочечной модели эффекты анизотропии полностью отсутствуют для поперечных фононов [10]. Таким образом, предположим, что $\omega_k = \omega_{|k|} = \omega_k$. Очевидно также, что матричный элемент H_{12}^k в такой модели направлен вдоль вектора k , т. е. $\lambda_{12}^k = \lambda_{12}^k \cos \theta$, где θ — угол между направлением вектора k и вектором поляризации сильного поля. В интересующей нас узкой энергетической области справедливы следующие разложения:

$$\Delta_k = \beta(k - k_p), (\lambda_{12}^k)_0 \simeq (\lambda_{12}^{k_p})_0 \equiv \lambda_0, \gamma_{1(2)k} \simeq \gamma_{1(2)k_p} \equiv \gamma_{1(2)}. \quad (21)$$

После несложных вычислений для коэффициента поглощения в области $|\omega - \omega_0| \leq 2\lambda$ получаем следующее выражение:

$$\alpha(\omega_0) = \frac{\pi \hbar (n_1^0 - n_2^0) \omega_0 k_p^2 (\lambda^0)^2 a^2}{|\beta| c n} (A \cos^2 \Phi + B \sin^2 \Phi),$$

$$A = \frac{|l|^3}{\lambda^3 b^4} (V \sqrt{a^2 + b^2} - a)^2,$$

$$B = \frac{|l|}{2 \lambda b^3} (V \sqrt{a^2 + b^2} - a) \left[\frac{2}{a} - \frac{l^2}{\lambda^2 b^2} (V \sqrt{a^2 + b^2} - a) \right], \quad (22)$$

$$a^2 = 4l^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2, \quad b^2 = l^2 \frac{(\gamma_1 - \gamma_2)^2}{\gamma_1 \gamma_2}, \quad l = \frac{\omega_0 - \omega}{2}.$$

Здесь Φ — угол между векторами поляризации сильной и слабой волн, $\lambda_0 = \lambda^0 |E^0|$ ($|E^0|$ — амплитуда напряженности слабой волны).

Переходя к анализу полученной формулы для коэффициента поглощения, с самого начала заметим, что усиления волн не происходит, однако так же, как и в электронной подсистеме [11], появляются анизотропия в поглощении и область прозрачности вблизи $|l| \simeq 0$. В частном случае $\Phi = 0$ и при $|l| \rightarrow 0$ или $\lambda \gg |l| \gg \gamma_1, \gamma_2$ $\alpha(\omega_0) \simeq |l|^3$.

Легко видеть, что при $\beta \rightarrow 0$, то есть в случае, когда при $|k| = k_p$ резонансные поверхности одновременно экстремальны или имеют одинаковый наклон, в разложении (21) для расстройки надо удерживать квадра-

тичный член, т. е. $\Delta k = d(k - k_p)^2$. В этом случае наряду с поглощением возможно и усиление слабой волны. Действительно, пусть, для определенности, $d > 0$. Тогда вследствие того, что расстройка всегда положительна, первый член в (20) ответствен за поглощение ($\omega_0 > \omega$), а второй — за испускание ($\omega_0 < \omega$).

Для коэффициента поглощения (усиления) в интервале $|\omega - \omega_0| \leq 2\lambda$ получаем следующее выражение:

$$\alpha(\omega_0) = \frac{4\sqrt{2}h\omega_0(l^0)^2(n_1^0 - n_2^0)k_p^2 a^2 |l|^{1/2}}{c\pi\sqrt{d}\lambda(a^2 + b^2)} \times \left[\pm \frac{l^2}{\lambda^2} J_0^\pm \cos^2 \Phi \pm \left(J_1^\pm - \frac{l^2}{\lambda^2} J_0^\pm \right) \frac{\sin^2 \Phi}{2} \right], \quad (23)$$

$$J_0^\pm = \int_0^1 \frac{(1-t^4)^{1/2} (1 \pm t^2)^2 t^2 dt}{(1 - mt^4)}, \quad J_1^\pm = \int_0^1 \frac{(1 \pm t^2)^2 t^2 dt}{(1 - mt^4)(1 - t^4)^{1/2}},$$

где

$$m = \frac{b^2}{a^2 + b^2},$$

$J_{0,1}^\pm$ сложным образом выражаются через линейные комбинации полных эллиптических интегралов I, II и III родов, значения которых протабулированы (см., например, [12]). Здесь знак «+» относится к случаю $\omega_0 \geq \omega$, а знак «-» — к случаю $\omega_0 \leq \omega$; в случае $d < 0$ области усиления и поглощения меняются местами.

Для качественной иллюстрации полученных результатов на рисунке приводятся графики зависимости коэффициента поглощения $\alpha'(x)$ в безразмерных единицах от отношения $x = l/\lambda$. Графики приведены для случая $\Phi = 0$, $\lambda = 5\gamma_2$ и характерного соотношения $\gamma_2 = 10\gamma_1$. Кривые 1 и 2 относятся соответственно к случаям $\beta \neq 0$ и $\beta = 0$ ($d > 0$); масштаб между графиками не выдержан, кроме того, из соображений наглядности он увеличен в 10 раз для отрицательных значений $\alpha'(x)$. Как видно из рисунка, коэффициент поглощения (усиления) практически равен нулю в области $|\omega_0 - \omega| \simeq \lambda$. Указанную особенность в поглощении слабого света можно будет, по-видимому, использовать для создания и совершенствования оптических узкополосных фоновых фильтров и селективных детекторов. По виду спектральной кривой поглощения можно также определить локальное (в данной точке зоны Бриллюэна) значение важного параметра λ , в то время как в [6], например, говорится об усредненной по всей зоне Бриллюэна величине λ .

В заключение отметим, что метод квазичастиц, примененный в настоящей работе для исследования решеточного поглощения дополнительной волны, может оказаться полезным и при решении других задач, связанных с прохождением резонансного импульса через среду, таких как, например, генерация гармоник, определение нелинейного показателя среды и т. д.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарности В. С. Львову за ценные советы, а также Р. А. Сурису и А. О. Меликян за полезные обсуждения различных аспектов настоящей работы.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Поступила 19. XI. 19

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 17, 2321 (1975).
В. Д. Блажин. ФТТ, 17, 3225 (1975).
Э. М. Казарян, А. О. Меликян, Г. Р. Минасян. ФТП, 13, 423 (1979).
3. С. А. Буладаев, Б. Н. Каплан, И. Б. Левинсон. ЖЭТФ, 70, 1550 (1976).
В. Г. Григорян, Э. М. Казарян, А. О. Меликян. ФТТ, 21, 629 (1979).
В. Г. Григорян. ФТТ, 21, 1907 (1979).
4. M. Lax, E. Burstein. Phys. Rev., 97, 39 (1955).
5. D. A. Kleinman. Phys. Rev., 118, 118 (1960).
D. A. Kleinman, W. G. Spitzer. Phys. Rev., 118, 110 (1960).
6. B. N. Brockhouse, P. K. Jyengar. Phys. Rev., 111, 747 (1958).
7. Л. Э. Гуревич, И. П. Ипатова. ФТТ, 4, 2065 (1962).
8. J. Schwinger. J. Math. Phys., 2, 407 (1961) (перевод: Ю. Швингер. Броуновское движение квантового осциллятора, ИЛ, М., 1962).
9. В. С. Львов. ЖЭТФ, 68, 308 (1975).
10. F. A. Johnson. Progr. Semicond., 9, 179 (1965).
11. С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. Письма ЖЭТФ, 10, 491 (1969).
12. Справочник по специальным функциям, Изд. Наука, М., 1979.
В. М. Беляков и др. Таблицы эллиптических интегралов, Изд. АН СССР, М., 1961.
т. 1, 2.

ԹՈՒՅՆ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՑԱՆՑԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃՍՈՒՊԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Ս. ԱՄԻՐՅԱՆ, Վ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Հետազոտվում է լրացուցիչ էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը ֆոնոնային ենթախմբում կոդմից, որը գտնվում է ռեզոնանսային լազերային ճառագայթման դաշտում: Ֆոնոնների փոխազդեցությունը ուժեղ դաշտի հետ հաշվի է առնվում ռեզոնանսային մոտավորությամբ և կանոնիկ ձևափոխությամբ խնդիրը լուծվում է ճշգրիտ: Արդյունքում ստացվում են նոր քվադրմասնիկներ, որոնց էներգետիկ սպեկտրում կա ճեղք: Գտնված են նոր քվադրմասնիկների լրացման ֆվերը ստացիոնար դեպքում: Ցույց է տրված, որ թույլ դաշտի կլանման գործակիցը $\alpha(\omega_0)$ էպպես փոփոխվում է աֆոնոնային ճառագայթման տիրույթում, որոնց համար $|\omega - \omega_0|$ օպտիկական մատրիցական էլեմենտի կարգի է:

LATTICE ABSORPTION OF WEAK ELECTROMAGNETIC WAVE IN THE PRESENCE OF RESONANCE LASER RADIATION

A. S. AMIRYAN, V. G. GRIGORYAN, E. M. KAZARYAN

The absorption of a weak electromagnetic wave by phonon subsystems in the presence of resonance laser radiation $\omega \simeq \omega_{k,2} - \omega_{k,1}$ (where $\omega_{k,1}$ and $\omega_{k,2}$ are the frequencies of phonons with momentum k from branches "1" and "2") is investigated. The allowance for the interaction between phonons and a strong electromagnetic field is made in the resonance approximation. As a result there arise new quasiparticles which are mixtures of phonons from different branches and are characterized by the presence of gap in their spectrum. The occupation numbers of these particles for stationary case are obtained. It is shown that due to the presence of the gap the constant of weak wave absorption $\alpha(\omega_0)$ essentially varies in the frequency range for which $|\omega - \omega_0|$ is of the order of optical matrix element.