ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA
ДОКЛАДЫ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ REPORTS

Հատոր Том Volume 108 2008 № 3

ФИЗИКА

УДК 621.315.592

С. Л. Арутюнян

К теории многофотонного резонансного взаимодействия сильной электромагнитной волны с полупроводниками

(Представлено академиком Э.М. Казаряном 8/V 2008)

Ключевые слова: *резонансное взаимодействие, щель, ускорение, выброс электронов*

1. Введение. Благодаря уникальным свойствам лазеров нового поколения в последнее время возобновился интерес к исследованию нелинейных явлений. В настоящее время удалось существенно расширить список исследуемых объектов и одновременно наблюдать ряд новых своеобразных нелинейных эффектов, которые имеют концептуальный характер и, несомненно, представляют определенный практический интерес (см. например [1, 2]).

В таких условиях для непосредственного сравнения теории и эксперимента необходимо по возможности точно учитывать взаимодействие мишени с электромагнитной волной. В противном случае, когда это невозможно, следует использовать методику теории возмущений, учитывая как можно более высокие порядки приближения. Необходимо также, чтобы избранная модель адекватно описывала все физические свойства (например, зонную структуру и эффективные массы в зонах полупроводника), так как точный учет этих свойств непосредственно отражается на всех характеристиках образца, в том числе и на оптических [3,4].

Еще в работе [5] предпринималась попытка исследовать влияние внутризонного ускорения носителей зарядов на резонансную перестройку квазиэнергетического спектра прямозонного полупроводника. Однако в дальнейшем [6-8] были критически проанализированы методика и подход работы [5] и показано, что в указанном приближении квадратичный член взаимодействия частицы с полем лазерного излучения отсутствует. Одновременно показано, что квадратичный член возникает, если учитывать также влияние нерезонансных зон. В результате доказано, что высокочастотные квадратичные штарковские сдвиги квазиэнергии полупроводника определяются перенормированными эффективными массами.

Отметим, что в указанных работах [5-8] в качестве базисных состояний выбраны невозмущенные функции Блоха $-$ $\psi_n(\vec{r},t) = U_{n,p}(\vec{r}) \exp -\frac{i}{\hbar}(E_n t - \vec{p}\vec{r})$, где $U_{n,p}(\vec{r})$ $-$ периодический модулирующий множитель, E_n и $\vec{p}$ $-$ соответственно квазиимпульс и энергия электрона, а индексом n обозначены резонирующие зоны ($n = c$ $-$ зона проводимости, $n = v$ $-$ валентная зона).

В данной работе исследовано резонансное взаимодействие прямозонного полупроводника с использованием базисных волновых функций волковского типа

$$\psi_{n,p(t)}(\vec{r},t) = U_{n,p(t)}(\vec{r},t) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int\limits_0^t E_n(p(\tau))d\tau\right), \qquad (1)$$

которые изначально точно описывают внутризонное ускорение в зонах под действием возмущения $V(t) = \dfrac{e\vec{A}\hat{\vec{p}}}{m_0 c} + \dfrac{e^2\vec{A}^2}{2m_0c^2}$, где $\vec{A}(t) = \vec{A}_0 \cos\Omega t$ $-$ вектор-потенциал лазерного излучения, m_0 $-$ масса свободного электрона, а $\vec{p}(t) = \vec{p} + \dfrac{e}{c}\vec{A}(t)$ (см. например [2])

2. Учет влияния нерезонансных зон и обсуждение результатов. С целью учета воздействия нерезонансных зон на перестройку квазиэнергии в поле волны разложим волновую функцию частицы в поле волны по базисным функциям (1)

$$\psi(\vec{r},t) = \sum_n C_n(t) U_{n,p(t)}(\vec{r},t) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int\limits_0^t E_n(p(\tau))d\tau\right). \qquad (2)$$

Подставляя (2) в уравнение Шредингера, после стандартных преобразований для определения коэффициентов $C_n(t)$ будем иметь систему уравнений

$$\frac{dC_n}{dt} + \frac{e}{c}\sum_{n'} C_{n'}(t)\left(\frac{d\vec{A}}{dt}\cdot\vec{U}_{n,n'}\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\int\limits_0^t (E_n(p(\tau)) - E_{n'}(p(\tau)))d\tau\right), \qquad (3)$$

где $\vec{u}_{n,n'} = \int U^*_{n,p(t)} \dfrac{\partial}{\partial\vec{p}} U_{n',p(t)} d\vec{r}$.

Модифицируя известную методику, предложенную в [9], подставим в уравнение (3) выражения $C_c(t) = C_1(t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}a_c(t)\right)$, $C_v(t) = C_2(t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}a_v(t)\right)$ (для резонансных зон $n = c, v$) и $C_k(t) = C_k(t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}a_k(t)\right)$

(для остальных нерезонансных), причем параметры $a_c(t)$, $a_v(t)$, $a_k(t)$ учитывают влияние нерезонансных зон на соответствующие состояния.

Будем предполагать также, что параметр адиабатичности Келдыша удовлетворяет соотношению $\gamma = \dfrac{\hbar\Omega}{eE_0a_0} \gg 1$ ($E_0 = \dfrac{c}{\Omega}A_0$ — напряженность лазерного излучения, a_0 — постоянная кристаллической решетки), в этом случае многофотонные процессы доминируют над процессами туннельной фотоионизации (см. например [1,2]). Кроме того при выполнении этого условия с точностью до $\dfrac{1}{\gamma^2}$ в блоховском множителе временной зависимостью квазиимпульса можно пренебречь, заменяя $\vec{p}(t) = \vec{p} + \dfrac{e}{c}\vec{A}(t)$ на $\vec{p}$.

В указанных условиях из (3) получаем следующую систему уравнений:

а) для резонирующих зон

$$\frac{dC_1}{dt} + C_2\frac{e}{c}\frac{d\vec{A}}{dt}\vec{u}_{c,v}\exp\frac{i}{\hbar}\left(\int\limits_0^t E_{cv}dt + a_{cv}(t)\right) = 0, \tag{4}$$

$$\frac{dC_2}{dt} + C_1\frac{e}{c}\frac{d\vec{A}}{dt}\vec{u}^*_{c,v}\exp-\frac{i}{\hbar}\left(\int\limits_0^t E_{cv}dt + a_{cv}(t)\right) = 0; \tag{5}$$

б) для нерезонансных зон

$$\begin{gathered}\frac{dC_m}{dt} + C_1\frac{e}{c}\frac{d\vec{A}}{dt}\vec{u}_{m,c}\exp\frac{i}{\hbar}\left(\int\limits_0^t E_{m,c}dt + a_{m,c}(t)\right) + \\ + C_2\frac{e}{c}\frac{d\vec{A}}{dt}\vec{u}_{m,v}\exp\frac{i}{\hbar}\left(\int\limits_0^t E_{m,v}dt + a_{m,v}(t)\right) = 0,\end{gathered} \tag{6}$$

где введены следующие обозначения: $E_{ij} = E_i - E_j$, $a_{ij}(t) = a_i(t) - a_j(t)$ и учтено также соотношение $\vec{u}_{i,j} = \int U_i^*\dfrac{\partial}{\partial\vec{p}}U_jd\vec{r} = \dfrac{\int U_i^*\dfrac{\hat{\vec{p}}}{m_0}U_jd\vec{r}}{E_j - E_i}$. Причем параметры $a_i(t), a_j(t)$ для резонансных и нерезонансных зон определяются уравнениями

$$C_i(t)\frac{da_i}{dt} + i\hbar\frac{e}{c}\frac{dA}{dt}\sum_{k\neq c,v}u_{mk}C_k(t)\exp\frac{i}{\hbar}(E_{m,k} + a_{mk}(t)) \ (i = 1, 2, m). \tag{7}$$

Выберем закон дисперсии в зонах квадратичным — изотропным: $E_{c,v} = \pm\dfrac{\Delta}{2} + \dfrac{p^2}{2m_{c,v}}$, где эффективные массы определяются обычным образом $\dfrac{1}{m_n} = \dfrac{1}{m_0} + \dfrac{2}{m_0^2}\sum\limits_{n'\neq n}\dfrac{\langle U_{n,0}|\vec{e}_p\vec{p}|U_{n',0}\rangle}{E_n(O) - E_{n'}(O)}$, $\vec{e}_p$ — единичный вектор по направлению импульса электрона, Δ — ширина запрещенной зоны, и отдельно рассмотрим следующие случаи.

1. Резонансное приближение. В этом случае, если пренебречь влиянием нерезонансных зон, полагая $a_i(t), a_j(t) = 0$, то при n-фотонном резонансе ($n\hbar\Omega = \Delta + \dfrac{p_0^2}{2\mu} + \dfrac{e^2E_0^2}{4\mu\Omega^2}$, p_0 — резонансный импульс) из уравнений (4), (5) получаются уточненные результаты работы [5]:

$$\psi_v = C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_v^1 t + if\right) U_{v,p}(r) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right) - C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_c^1 t - if\right) U_{c,p}(r) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right),$$

$$\psi_c = C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_v^2 t + if\right) U_{v,p}(r) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right) + C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_c^2 t - if\right) U_{c,p}(r) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right),$$

здесь $E_v^{1,2}$ и $E_c^{1,2}$ — квазиэнергии полупроводника с учетом внутризонного ускорения частиц,

$$E_c^{1,2} = \frac{\Delta}{2} + \frac{p_0^2}{2\mu} + \frac{e^2E_0^2}{4\mu\Omega^2} \mp \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2\mu}\right)^2 + \hbar^2|\Lambda|^2},$$

$$E_v^{1,2} = -\frac{\Delta}{2} - \frac{p_0^2}{2\mu} - \frac{e^2E_0^2}{4\mu\Omega^2} \mp \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_0^2}{2\mu}\right)^2 + \hbar^2|\Lambda|^2},$$

$\Lambda_n(p) \equiv \Lambda = (-1)^{n+1} 2\lambda_p z_1^{-1} \sum\limits_l (n+2l)\cdot J_{n+2l}(z_1)\cdot J_1(z_2)$ и $\lambda_p = \dfrac{eE_0}{2\hbar\omega m_0}\displaystyle\int U_{c,p}\hat{p}U_{v,p}d\vec{r}$ — величины энергетической щели с учетом и без учета внутризонного ускорения частиц соответственно, $J_n(z)$ — функция Бесселя вещественного аргумента, $\varepsilon = \dfrac{p^2 - p_0^2}{4\mu\hbar}$ — расстройка резонанса, $C_{1,2} = \dfrac{\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + |\Lambda|^2}}{2\sqrt{\varepsilon^2 + |\Lambda|^2}}$, $f = \dfrac{z_1}{2}\sin\Omega t + \dfrac{z_2}{2}\sin 2\Omega t$, $z_1 = \dfrac{e\vec{p}\vec{E}_0}{\mu\hbar\Omega^2}$, $z_2 = \dfrac{e^2E_0^2}{8\mu\hbar\Omega^3}$ — параметры, учитывающие внутризонное ускорение, $\mu^{-1} = m_c^{-1} - m_v^{-1}$ — эффективная масса перехода.

2. Учет влияния нерезонансных зон. Следуя методике работы [9], роль нерезонансных зон будем учитывать, используя теорию возмущений. Тогда из формул (4-7) с учетом условия $\Omega \ll \Omega_{v,k}, k \neq c$ ($\Omega_{v,k}$ — частота нерезонансных переходов $v \to k$) для параметров $a_n(t)$ будем иметь

$$a_c(t) = \frac{e^2E_0^2}{2\hbar\Omega^2\tilde{m}_c}t - \frac{e^2E_0^2}{4\hbar\Omega^3\tilde{m}_c}\sin 2\Omega t,\ a_v(t) = \frac{e^2E_0^2}{2\hbar\Omega^2\tilde{m}_v}t - \frac{e^2E_0^2}{4\hbar\Omega^3\tilde{m}_v}\sin 2\Omega t, \tag{8}$$

где величины $\tilde{m}_c$ и $\tilde{m}_v$, имеющие размерность массы, определяются выражениями

$$\frac{1}{\tilde{m}_c} = \sum_{k\neq c}\left(\frac{\Omega}{\Omega_{c,k}}\right)^3 \frac{|\vec{e}_0\vec{p}_{ck}|^2}{\hbar\Omega_{c,k}},\ \frac{1}{\tilde{m}_v} = \sum_{k\neq v}\left(\frac{\Omega}{\Omega_{v,k}}\right)^3 \frac{|\vec{e}_0\vec{p}_{v,k}|^2}{\hbar\Omega_{v,k}}, \tag{9}$$

где $\vec{e}_0$ — единичный вектор по направлению поляризации лазерного излучения.

Сравнивая полученные результаты с результатами работ [5-8], можно отметить следующие особенности:

1) в отличие от [5] в матричный элемент резонансного перехода входит масса свободного электрона, в результате чего ширина щели значительно уменьшается (на это впервые было обращено внимание в [6-8]);

2) базисные функции типа (1) позволяют в рамках резонансного приближения точно учитывать внутризонное ускорение электронов, в результате чего в параметр z_2, который учитывает влияние квадратичного члена возмущения $V(t)$ на внутризонное ускорение, входит эффективная масса перехода $\mu^{-1} = m_c^{-1} - m_v^{-1}$, а не перенормированная эффективная масса, приведенная в работах [6-8],

3) если учитывать влияние нерезонансных зон, решая уравнения (4,5) с учетом (8,9), то получаются те же результаты, что и в случае резонанса. Однако в параметре z_2 эффективная масса перехода перенормируется и приобретает вид $\tilde{\mu}^{-1} = \mu^{-1} + \Delta\mu^{-1}$, где $\Delta\mu^{-1} = \dfrac{1}{\tilde{m}_c} - \dfrac{1}{\tilde{m}_v}$ определяется по формулам (9) и является малой поправкой из-за наличия множителя $\left(\dfrac{\Omega}{\Omega_{n,k}}\right)^3 \ll 1$ $(n = c, v)$.

Автор благодарен профессору А.О. Меликяну за интерес и доброжелательную критику в ходе выполнения работы.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника"

Государственный инженерный университет Армении, Гюмрийский филиал

С. Л. Арутюнян

К теории многофотонного резонансного взаимодействия сильной электромагнитной волны с полупроводниками

Предложен новый более корректный подход для исследования взаимодействия лазерного излучения с полупроводником в условиях многофотонного резонанса. Изначально внутризонное ускорение носителей зарядов точно учтено при помощи базисных функций обобщенного волковского типа. Показано, что в рамках резонансного приближения в параметрах, характеризующих взаимодействие лазерного излучения с зонными электронами, фигурирует обычная эффективная масса.

Учет же нерезонансных зон приводит к перенормировке соответствующих масс, которая зависит от характеристик лазерного излучения.

Ս. Լ. Հարությունյան

Կիսահաղորդիչների հետ ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի բազմաֆոտոն ռեզոնանսային փոխազդեցության տեսության վերաբերյալ

Առաջարկված է ավելի ճշգրիտ մոտեցում կիսահաղորդչի եւ լազերային ճառագայթների փոխազդեցության ուսումնասիրման համար բազմաֆոտոն ռեզոնանսի պայմաններում: Ի սկզբանե լիցքակիրների ներզոնային արագացումը ճշգրիտ հաշվառված է վոլկովյան տեսակի հենքային ալիքային ֆունկցիաների օգնությամբ: Ցույց է տրված, որ ռեզոնանսային մոտավորությամբ, բոլոր պարամետրերում, որոնք բնութագրում են գոտիական էլեկտրոնների եւ լազերային ճառագայթների փոխազդեցությունը, մտնում է գոտիական արդյունարար զանգվածը: Ոչ ռեզոնանսային գոտիների հաշվարկի արդյունքում համապատասխան զանգվածները, վերանորմավորվելով, դառնում են կախված լազերային ճառագայթի բնութագրիչներից:

S. L. Harutyunyan

On the Theory of Multi-Photon Resonant Interaction of Strong Electromagnetic Wave with Semiconductors

A novel and more accurate approach is offered to study the interaction of the laser radiation with the semiconductor in the condition of multi-photon resonance. From the very beginning, the interband acceleration of charge carriers is exactly taken into account by means of generalized Volkov-type basis functions. It is shown that within the framework of resonance approximation in the parameters characterizing interactions of the laser radiation with band electrons the common effective mass appears. Taking into account the non-resonant bands leads to renormalisation of corresponding masses, which depend on the characteristics of the laser radiation.

Литература

1. *Попов В.С.* - УФН. 2004. Т. 174. N 9. С. 921.
2. *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М. Физматлит. 2001.
3. *Гореславский С.П., Елесин В.Ф.* - Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 431.
4. *Арутюнян Г.М., Казарян Э.М.* - Изв. АН АрмССР. Физика. 1973. Т. 8. N 5. С. 339.

5. *Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М.* - ФТТ. 1975. Т. 17. С. 2312-2314.

6. *Казарян Э.М., Меликян А.О., Минасян Г.Р.* - Тезисы докладов IX Всесоюзного совещания по теории полупроводников. Тбилиси. 1978.

7. *Григорян В.Г., Казарян Э.М., Меликян А.О., Минасян Г.Р.* Резонансное взаимодействие сильной электромагнитной волны с полупроводником. Препринт ИФИ-79-88. Аштарак. 1979.

8. *Казарян Э.М., Меликян А.О., Минасян Г.Р.* - ФТП. 1979. Т. 13. С. 423.

9. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М. Гос. изд-во физ.-мат. лит. 1963.