

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՓԼԶՄԱ ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՄԸ
ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ն. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Էլեկտրոնային փնջի կենտրոնական առանցքին ղուգահեռ ուղղված հաստատուն մագնիսական դաշտում ստացված է արտահայտություն շերենկովյան լազերի ուժեղացման գործակցի համար, հաշվի առնելով լույսային փնջի տարածական չափերը: Յույց է տրված, որ լույսային փնջի անկյունային տարամիտումը ուժեղ ազդեցություն է ունենում ուժեղացման երեւույթի վրա:

AMPLIFICATION OF A SPATIALLY-LIMITED LIGHT BEAM
BASED ON THE STIMULATED CHERENKOV EFFECT

N. H. SARGSYAN

The gain factor of a Cherenkov laser allowing for the three-dimensional size of the beam of light in a constant magnetic field directed parallel to the central axis of an electron beam is obtained. The angular divergence of the beam of light is shown to have strong influence on the process of amplification.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 153—157 (1990).

УДК 535:621.373

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ И УДАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. Л. АКОПЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

Рассмотрено образование ударных волн огибающей импульса с учетом поляризации. Приведены результаты исследования взаимодействия линейных составляющих поля в резонансной среде.

При распространении электромагнитного излучения через резонансную среду наряду с другими нелинейными явлениями происходит образование ударных волн огибающей импульса. Это явление возникает в результате зависимости групповой скорости распространения импульса от интенсивности волны. Теоретически это впервые было предсказано в работе [1]. Экспериментальному исследованию этого явления посвящены работы [2, 3]. Во всех указанных работах рассмотрен скалярный случай. Представляет интерес выяснить к чему приводит поляризация волны. Этому вопросу посвящена работа [4], где подробно рассматривалось взаимодействие круговых составляющих поля в режиме ударного распространения.

В данной работе рассмотрена аналогичная задача для линейных составляющих поля.

Исходная система уравнений для линейных составляющих поля в случае перехода $j_1 \rightarrow j_2$ следующая:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_x}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \xi_x}{\partial t} = & -iQ\xi_x + i\frac{\varepsilon}{3} [a(|\xi_x|^2 + 2\xi_x|\xi_y|^2 - \\ & - \xi_x^* \xi_y^2) + 2b(\xi_x|\xi_x|^2 + \xi_x^* \xi_y^2)] - \frac{Q}{\varepsilon} \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + \\ & + \left[a(|\xi_x|^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + |\xi_y|^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + \xi_x \xi_y^* \frac{\partial \xi_y}{\partial t} - \xi_x^* \xi_y \frac{\partial \xi_y}{\partial t}) + \right. \\ & \left. + 2b \left(|\xi_x|^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + \xi_x^* \xi_y \frac{\partial \xi_y}{\partial t} \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_y}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \xi_y}{\partial t} = & -iQ\xi_y + i\frac{\varepsilon}{3} [a(\xi_y|\xi_y|^2 + 2\xi_y|\xi_x|^2 - \\ & - \xi_y^* \xi_x^2) + 2b(\xi_y|\xi_y|^2 + \xi_y^* \xi_x^2)] - \frac{Q}{\varepsilon} \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + \\ & + \left[a(|\xi_y|^2 \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + |\xi_x|^2 \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + \xi_y \xi_x^* \frac{\partial \xi_x}{\partial t} - \xi_y^* \xi_x \frac{\partial \xi_x}{\partial t}) + \right. \\ & \left. + 2b \left(|\xi_y|^2 \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + \xi_y^* \xi_x \frac{\partial \xi_x}{\partial t} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\xi_{x,y} = \frac{d E_{x,y}}{2\hbar\varepsilon}, \quad Q = \frac{2\pi N\omega |d|^2}{3(2j_1+1)\hbar\varepsilon c},$$

где N — плотность атомов, ε — расстройка резонанса, d — приведенный матричный элемент дипольного перехода

$$\begin{aligned} a = \frac{6}{5} \frac{Q}{\varepsilon(2j_1+1)} & \left[\frac{4j_1^2+4j_1+2}{j_1(j_1+1)} \delta_{j_1/2} + \frac{12j_1^2-2}{j_1(2j_1-1)} \delta_{j_2/j_1-1} + \right. \\ & \left. + \frac{12j_1^2+24j_1+10}{(2j_1+3)(j_1+1)} \delta_{j_2/j_1+1} \right], \\ b = \frac{6}{5} \frac{Q}{\varepsilon(2j_1+1)} & \left[\frac{4j_1^2+4j_1-3}{j_1(j_1+1)} \delta_{j_1/2} + \frac{2j_1^2+3}{j_1(2j_1-1)} \delta_{j_2/j_1-1} + \right. \\ & \left. + \frac{2j_1^2+4j_1+5}{(j_1+1)(2j_1+3)} \delta_{j_2/j_1+1} \right]. \end{aligned}$$

Уравнения (1, 2) получены в кубическом приближении при адиабатическом распространении импульса.

В общем случае уравнения (1,2) учитывают одновременно и параметрические и ударные эффекты. К сожалению, нам не удалось проанализировать их в таком общем виде, поэтому мы рассмотрели два предельных

случая: параметрические эффекты без учета ударных волн и образование ударных волн без учета их параметрического взаимодействия.

В первом случае система уравнений (1,2) упрощается и принимает вид:

$$\frac{\partial \xi_x}{\partial z} + \left(\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \xi_x}{\partial t} = -iQ \left[1 - \frac{\varepsilon}{3Q} (a + 2b) |\xi_x|^2 \right] \xi_x, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \xi_y}{\partial z} + \left(\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \xi_y}{\partial t} = -iQ \left(1 - \frac{2\varepsilon}{3Q} a |\xi_x|^2 \right) \xi_y - i \frac{\varepsilon}{3} (a - 2b) \times \xi_y^* \xi_x^2. \quad (4)$$

Здесь мы предполагаем составляющую поля ξ_x сильной, а ξ_y — слабой, поэтому система линеаризована по полю. Отметим, что параметрическое четырехфотонное взаимодействие, описываемое уравнениями (3, 4) имеет место только для линейной поляризации (см. рис. 1) и отсутствует для волн круговой поляризации (см. рис. 2).

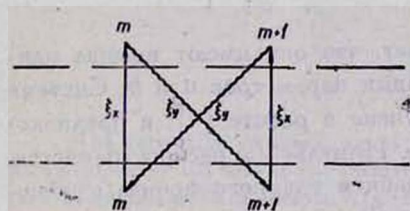


Рис. 1.

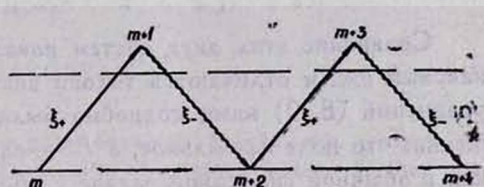


Рис. 2.

Как видно из рис. 1, в случае линейной поляризации, параметрическое взаимодействие начинается и заканчивается на одном и том же подуровне в то время, как для круговых компонент процесс начинается на одном подуровне, а заканчивается на другом (рис. 2). И поскольку мы в задаче предполагаем, что состояния магнитных подуровней некогерентны, то в случае круговой поляризации матричный элемент параметрического взаимодействия обращается в нуль.

Решение системы уравнений (3, 4) имеет вид:

$$\xi_x = \xi_x(0; \tau) \exp \left\{ -iQ \left[1 - \frac{\varepsilon}{3Q} (a + 2b) |\xi_x|^2 \right] \eta \right\},$$

$$\xi_y = [\xi_y(0; \tau) + iQ\eta(a - b)(f(\tau))^2 \xi_y(0; \tau) - f^2(\tau) \xi_y^*(0; \tau)] \times \exp \{ -iQ[1 - (a + b)|f(\tau)|^2] \eta \}, \quad (5)$$

$$\tau = t - \frac{z}{c + \frac{Q}{\varepsilon}}, \quad \eta = z.$$

Как видно, экспоненциальное усиление ξ_y отсутствует. Это связано с тем, что волны ξ_x и ξ_y имеют одну и ту же частоту, которая является граничной частотой для области синхронизма. Но тем не менее, как показывает формула (5), происходит линейный, в зависимости от расстояния, рост поля ξ_y , что нетрудно обнаружить в эксперименте.

Теперь рассмотрим ударные эффекты без учета их параметрического взаимодействия. В этом случае из уравнений (1,2) можно получить следующую систему уравнений для безразмерных интенсивностей $J_{x,y}$:

$$J_{x,y} = |\xi_{x,y}|^2,$$

$$\frac{\partial J_x}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - (a+2b)J_x \right] \frac{\partial J_x}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial J_y}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - aJ_x \right] \frac{\partial J_y}{\partial t} = aJ_y \frac{\partial J_x}{\partial t}. \quad (7)$$

Сравним систему уравнений (6,7) с аналогичными уравнениями для круговых компонент поля

$$\frac{\partial J_+}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - aJ_+ \right] \frac{\partial J_+}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial J_-}{\partial z} + \left[\frac{1}{c} + \frac{Q}{\varepsilon} - bJ_+ \right] \frac{\partial J_-}{\partial t} = bJ_- \frac{\partial J_+}{\partial t}. \quad (9)$$

Сравнение этих двух систем показывает, что они имеют внешне одинаковый вид и отличаются только значениями параметров a и b . Система уравнений (8, 9) нами подробно была изучена в работе [4], в предположении, что поле J_+ сильное, а J_- — слабое. Импульс J_+ распространяется, как в обычной скалярной задаче с образованием ударного фронта огибающей. Импульс J_- испытывает, в случае $a < 2b$, ударное усиление и сокращение.

Например, если на входе в среду $J_+(t; 0) = \mu J_-(t; 0) = A e^{-\frac{|t|}{T}}$,

то на переднем и заднем фронтах импульса имеем:

$$t = \left(\frac{1}{V} - aJ_+ \right) z \pm T \ln \frac{J_+}{A},$$

$$J_- = \frac{1}{\mu} J_+ \left(1 \mp \frac{b}{T} J_+ z \right) \frac{a - 2b}{b}. \quad (10)$$

Здесь $\mu \ll 1$ постоянная величина.

Как видно из (10), в случае $a < 2b$, J_- усиливается и сокращается по длительности.

Эффект особенно значителен при $b=a$, когда длительность стремится к нулю, а усиление становится бесконечно большим. Условие $a < 2b$ удовлетворяется при $j_1=j_2 > 1$.

В случае линейной поляризации картина аналогична, однако усиление имеет место уже при $a > 2b$, что возможно в случаях: $j_1 = j_2 + 1$ для $j_1 > 1$; $j_1 = j_2 - 1$ при всех j_1 ; $j_1 = j_2$ для $j_1 < 1$.

Таким образом, для тех значений момента количества движения, когда ударное усиление отсутствует для волн круговой поляризации, оно имеет место для волн линейной поляризации. Этот результат является важным, поскольку показывает, что для любых значений моментов J_1, J_2 , подбором соответствующей поляризации, можно достичь ударного усиления и укорочения импульса.

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
2. Grischkowsky D. 7, 2096 (1973)
3. Grischkowsky D., Courents E., Armstrong I. A. 31, 422 (1973)
4. Арутюнян В. М., Акопян А. Л., Канеуян Э. Г. Оптика и спектроскопия, 67, 222 (1989).

ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԵՎ
ՀԱՐՎԱԾԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Լ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ

Քննարկված է հարվածային ալիքների ստեղծումը իմպուլսի պարուրից, հաշվի առնելով քանդակումը: Բերված են ռեզոնանսի պայմաններում դաշտի գծային զարժակիցների փոխազդեցության հետազոտության արդյունքները:

PARAMETRIC AND SHOCK INTERACTION OF POLARIZED
PULSES

A. L. HAKOPYAN

The formation of shock waves of the pulse envelope taking into account the polarization of the waves is considered. The results of an investigation of the interaction of linear field components in a resonant medium are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 163—165 (1990)

УДК 535.343.2:538.219.1

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПРИМЕСНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА ЦИНКОВОЙ ОБМАНКИ

С. К. АВЕТИСЯН

Ереванский политехнический институт

А. Э. ЕНОКЯН

Армянский педагогический институт

Э. М. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

В статье теоретически исследован спектр межпримесного двухфотонного поглощения в полупроводниках типа цинковой обманки. Основной вклад в поглощение дают переходы через возбужденные состояния примесей и через зону проводимости (валентную зону), при этом области частот, где преобладает каждый из этих механизмов, различные.

В твердых телах двухфотонное поглощение наиболее полно теоретически и экспериментально изучено в полупроводниках типа цинковой обманки [1—3]. В легированных полупроводниках двухфотонные процессы, обусловленные переходами примесь-зона, рассмотрены в [4, 5].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию двухфо-