

$(I_{AI}-\varphi)\sqrt{m_{AI}}$ , причем если первая величина больше, то сдвиг происходит вправо, если наоборот — то влево. Измерения энергетических распределений ионов  $\text{Sr}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Na}^+$ , для которых  $I_i=6,76$ ;  $5,14$  и  $4,34$  эВ, показали соответствующие изменения энергоспектров (рис. 5). Возможные изменения энергии связи  $U$  для примесных элементов не могут привести к наблюдаемым изменениям ЭРВИ.

В заключение подчеркнем, что впервые были проведены совместные исследования зависимости угловых распределений от энергии вторичных ионов и угловой зависимости ЭРВИ разных типов в условиях динамически чистой поверхности. Установленные закономерности позволяют сделать вывод, что наиболее последовательное описание экспериментальных результатов достигается, если использовать теорию распыления, учитывающую анизотропию каскада столкновений [9] и механизм вторичной ионной эмиссии, основанный на электронном тунелировании [10].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Васильев М. А. // Металлофизика. 1978. № 72. С. 3. [2] Williams P. // Appl. Surf. Sci. 1982. 13, N 1/2. P. 241. [3] Falcone G., Oliva A., Sroubek Z. // Surf. Sci. 1986. 177. P. 221. [4] Komori K., Okano J. // Int. J. Mass Spectr. Ion. Phys. 1978. 27. P. 379. [5] Garret R. F., MacDonald R. J., O'Connor D. J. // Surf. Sci. 1984. 138. P. 432. [6] Андреев А. А., Бачурин В. И., Линник С. П., Черныш В. С. // Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия. Харьков, 1983. С. 309. [7] Миннебаев К. Ф., Черныш В. С. // Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия. Харьков, 1988. Ч. 2. С. 141. [8] Зигмунд П. // Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. М., 1984. Т. 1. С. 23. [9] Roosendaal H. E., Sanders J. B. // Rad. Eff. 1980. 52. P. 137. [10] Norskov J. K., Lundquist B. J. // Phys. Rev. 1979. B19. P. 5661. [11] Shroer J. M., Rhodin J. N., Bradley R. C. // Surf. Sci. 1973. 34. P. 571. [12] Sroubek Z. // Surf. Sci. 1974. 44. P. 47. [13] Sroubek Z. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1982. 194. P. 533. [14] Garret R. F., MacDonald R. J., O'Connor P. J. // Ibid. 1983. 218. P. 333.

Поступила в редакцию  
22.12.88

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 548.0:535.42

### ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ РЕШЕТКАХ, ВОЛНОВОДНЫЙ РЕЖИМ

А. Л. Александровский, В. В. Тарасенко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Учет возмущения волнового числа, которому соответствует «размазывание» волновой поверхности, позволяет выделить волноводный режим дифракции. Волноводный режим реализуется, когда возмущение перекрывает расстройки.

**Введение.** В последнее время дифракцию света на объемных фазовых решетках стали обсуждать на языке, принятом в нелинейной оптике. Дифракция на акустических волнах, объемных голограммах, сегнетоэлектрических доменах анализировалась с применением векторных схем процесса и «укороченных» уравнений для связанных волн [1, 2]. Эффективность этого подхода оказалась не ниже традиционных, разработанных Бриллюэном, Раманом и Натом, Рытовым [3]

и др. Его наглядность возрастает, если воспользоваться такими понятиями, как волновая расстройка, нелинейная и когерентная длина [4], а также возмущение волнового числа. С помощью этих понятий в настоящей работе проведена классификация дифракционных явлений, выделен волноводный режим дифракции в оптически изотропной и анизотропной средах.

#### Волновые числа и характерные длины.

Рассмотрим вначале дифракцию в классической геометрии Брэгга (рис. 1). Примем следующие ограничения: 1) среда оптически изотропна, характеризуется средним показателем преломления  $n$ , поглощения нет; 2) в среде создана дифракционная решетка, ограниченная двумя параллельными плоскостями; 3) решетка или является статической, или имеет низкую частоту (если это, например, акустическая волна) по сравнению с оптической частотой; 4) решетка образована периодическими изменениями показателя преломления, имеет гармонический профиль, а следовательно, ей отвечает вектор обратной решетки  $\mathbf{K}$ , причем  $|\mathbf{K}| = K = 2\pi/\Lambda$ , где  $\Lambda$  — период решетки; 5) падающая на решетку световая волна плоская, монохроматическая, с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ , волновое число  $k_0 = 2\pi n/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме; 6) вектор  $\mathbf{K}$  параллелен плоскостям, ограничивающим решетку, и лежит в плоскости падения света; 7) углы дифракции малы, т. е.

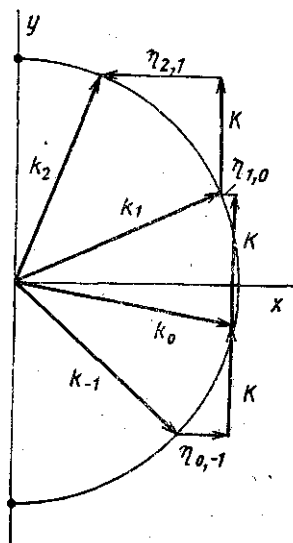


Рис. 1. Векторная схема дифракции света в классической геометрии Брэгга

$$\lambda/(n\Lambda) \ll 1 \quad (K/k_0 \ll 1); \quad (1)$$

8) возмущение показателя преломления в решетке (амплитуда решетки) мало:

$$\delta n/n \ll 1 \quad (\delta k/k_0 \ll 1), \quad (2)$$

где  $\delta k$  — возмущение волнового числа, фактически — константа связи волн; 9) параметр дифракции  $Q$  [4] велик:

$$Q \equiv \frac{2\pi l}{n\Lambda^2} \gg 2\pi, \quad (3)$$

где  $l$  — расстояние между плоскостями, ограничивающими решетку (толщина решетки). Именно последнее условие считается критерием предела Брэгга, когда возникает одна дифрагирующая волна с большой амплитудой и только при угле падения света на решетку, равном углу Брэгга  $\varphi_B$ :  $\sin \varphi_B = \lambda/(n\Lambda)$ . Противоположное по отношению к (3) условие  $Q \ll 2\pi$  соответствует области дифракции Рамана—Ната, когда одновременно возбуждается много дифракционных максимумов сравнимой интенсивности [3].

Смысл брэгговского предела (3) как геометрического условия, разрешающего синхронное взаимодействие только двух волн, иллюстрируется на рис. 1. Волновые расстройки  $\eta_{-1,0}$  и  $\eta_{2,1}$  при малых углах

дифракции (см. [1]) при падении света под углом Брэгга (заметим, что  $\eta_{-1,0} = -\eta_{0,-1}$ ) определяются соотношениями

$$\eta_{-1,0} = \eta_{2,1} \approx K^2/k_0 = 2\pi\lambda/n\Lambda^2,$$

как следует из элементарного геометрического расчета. Условие (3) поэтому эквивалентно условию

$$\eta_{-1,0}l = \eta_{2,1}l \gg 2\pi \quad (4)$$

и означает большую величину фазовых расстройк  $\eta l$  для взаимодействий минус первого и нулевого, а также второго и первого порядков дифракции. Только нулевой и первый порядки взаимодействуют синхронно, так как соответствующая фазовая расстройка мала:

$$\eta_{1,0}l \approx \frac{K^2}{2k_0} \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_B}\right) l \ll 2\pi \quad (5)$$

при  $\varphi \approx \varphi_B$ .

Интенсивность брэгговского рефлекса определяется (кроме геометрических параметров  $Q$  и  $\varphi/\varphi_B$ ) амплитудным параметром дифракции [3]

$$v = (2\pi/\lambda) \delta n l.$$

Параметр  $v$  связан с возмущением волнового числа соотношением  $v = \delta k l$ . Интенсивность первого брэгговского максимума при  $\varphi \approx \varphi_B$  обычно дают выражением [3], аналогичным следующему:

$$I_1 = \frac{\delta k^2}{\delta k^2 + \eta_{1,0}^2} \sin^2 \left( \sqrt{\delta k^2 + \eta_{1,0}^2} \frac{l}{2} \right). \quad (6)$$

Однако еще в работе [5] отмечалось, что при  $\varphi = \varphi_B$  интенсивности  $I_{-1}$  и  $I_2$  имеют величину порядка  $(v/Q)^2$ , а в работе [6] найдено сильное отклонение зависимости  $I_1(v)$  от синусоидальной при  $v/Q > 1$ .

Причины этих отклонений будут обсуждены в следующем разделе, а теперь рассмотрим интерпретацию смысла приведенных выше соотношений на основе двух характерных длин, когерентной и нелинейной:  $l_c = \pi/\eta$ ,  $l_n = \pi/(\delta k)$ . Название этих длин и их определения перенесены из нелинейной оптики. Есть и некоторые отличия. Когерентная длина характеризует область синхронного взаимодействия двух связанных волн, а поскольку в процессе дифракции может участвовать много дифрагировавших волн, каждой их паре будет соответствовать своя когерентная длина. Поэтому величины  $l_c$  придется снабжать индексами: например,  $l_{c(1,0)} = \pi/\eta_{1,0}$ . Нелинейная длина — это расстояние, на котором происходит полный перенос энергии из одной волны в другую, если выполняется условие фазового синхронизма. Нелинейная длина так же, как и  $l_c$ , зависит от выбранной пары связанных волн, но в рассматриваемом упрощенном случае (малые углы дифракции, изотропная среда)  $l_n$  — одна для всех пар, поэтому индексы не нужны. На языке характерных длин ряд приведенных выше оценок и выражений формулируется следующим образом: условие (2) обращается в  $l_n \gg \lambda$  — очевидное условие применимости «укороченных» уравнений для волн с медленно меняющейся амплитудой, условие (3), (4) — в

$$l \gg l_{c(0,-1)}; l_{c(2,1)}, \quad (7)$$

выражение для интенсивности (6) становится таким:

$$I_1 = \frac{1}{1 + (l_n/l_{c(1,0)})^2} \sin^2 \left[ \frac{\pi}{2} \sqrt{\left(\frac{l}{l_n}\right)^2 + \left(\frac{l}{l_c}\right)^2} \right]. \quad (8)$$

**Волноводный режим.** Смысл брэгговского режима в форме (7) очевиден: минус первый и второй порядки дифракции возбуждаются волнами с большой амплитудой некогерентно. Очевидно и другое: как в нелинейной оптике, взаимодействие, для которого  $l_c < l_n$ , идет неэффективно, так как сбой фазы наступает раньше, чем значительное изменение амплитуд. Поэтому полный перенос энергии из волны с большой амплитудой в волну с малой невозможен, а амплитуда «слабой» волны имеет порядок  $l_c/l_n$  по отношению к «сильной», из которой происходит «перекачка». Но если при увеличении  $\delta n$  нелинейная длина становится меньше когерентной, то заметный перенос энергии успевает совершиться до того, как наступает фазовое рассогласование. Все это имеет непосредственное отношение к возбуждению второго и минус первого порядков в брэгговском режиме дифракции. Два порядка (нулевой и первый) будут доминировать, а формулы (6), (8) выполняются только при условии

$$l_n \gg l_{c(0,-1)}; l_{c(2,1)}, \quad (9)$$

т. е. при

$$\delta k \ll \eta_{-1,0}; \eta_{2,1}, \quad (10)$$

или при

$$v/Q \ll 1. \quad (11)$$

Неравенство (10) имеет наглядную геометрическую интерпретацию: волны слабо связаны между собой, если возмущенная поверхность волновых векторов (поверхность, «размазанная» на область волновых чисел  $k \pm \delta k$ ) не перекрывает расстройку (рис. 2, а). При выполнении условия (10), (11) амплитуды минус первого и второго максимумов имеют порядок  $l_c/l_n = v/Q$ , что согласуется с данными работ [5, 6], о которых упоминалось в предыдущем разделе. Если возмущение  $\delta k$  становится настолько большим, что перекрывает расстройки (рис. 2, б)  $\eta_{0,-1}$  и  $\eta_{2,1}$ , то амплитуды минус первого и второго порядков дифракции становятся сравнимыми с амплитудами нулевого и первого порядков. Брэгговская дифракция выглядит при этом необычно и напоминает раман-натовскую дифракцию, при которой существует много максимумов сравнимой интенсивности. Изменяется при нарушении условия (9) — (11) и зависимость интенсивности порядков дифракции от толщины решетки  $l$ . Вместо двух характерных периодов изменения интенсивности  $l_c$  и  $l_n$  у второго и минус первого порядков начинает доминировать  $l_n$ , как и у основных брэгговских порядков.

Покажем, что эта трансформация дифракционной картины связана с переходом в волноводный режим дифракции. Рассмотрим волновое поле в среде с решеткой, создаваемое всеми дифракционными порядками. При  $v/Q \ll 1$  поле складывается из двух плоских волн, угол между которыми  $2\varphi_B$ , поэтому оно перекрыто интерференционными полосами с периодом  $\Lambda$ :

$$I = 1 + \sin(\delta k x) \cos(Ky + \pi/2). \quad (12)$$

Интерференционный множитель  $\cos(Ky + \pi/2)$  отвечает сдвигу интер-

ференционной картины на четверть периода относительно решетки  $\delta n(y) = \delta n \cos Ky$ . Если же учесть поля, соответствующие минус первому и второму максимумам, то к правой части формулы (12) добавится ряд знакопеременных по  $x$  слагаемых и слагаемое  $(v/Q) \cos Ky$ . Последнее слагаемое отвечает за концентрацию световой энергии у максимумов показателя преломления. Кроме того, расчет показывает, что фазы нулевого и первого максимумов растут при увеличении  $v/Q$  так,

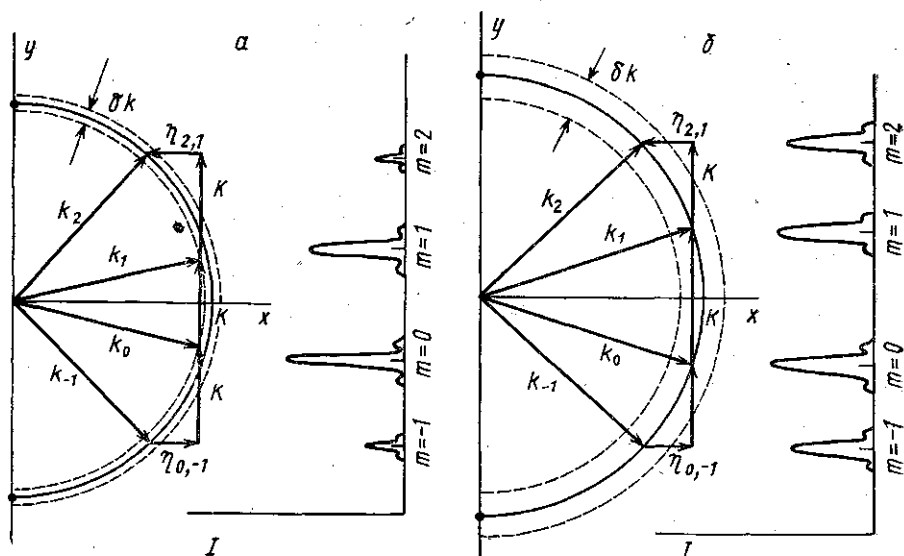


Рис. 2. а — Схема брэгговской дифракции:  $\eta_{2,1} = \eta_{0,-1} > \delta k$ ;  $I_{-1}, I_2 \ll I_0 + I_1$ .  
 б — Волноводная брэгговская дифракция:  $\eta_{2,1} = \eta_{0,-1} \approx \delta k$ ;  $I_{-1} \approx I_2 \approx I_0 \approx I_1$ .

как будто средний показатель преломления среды увеличился на величину  $(v/Q)\delta n$ . Эти явления характерны для захвата световой волны слоем с повышенным показателем преломления — волноводом. Само условие (9) — (11), записанное в виде

$$v/Q = n\delta n \Lambda^2 / \lambda^2 \ll 1,$$

аналогично условию «отсечки» для плоского волновода толщиной  $\Lambda$ , показатель преломления в котором на величину  $\delta n$  превышает показатель преломления подложки. Заметим, что  $v/Q > 1$  — это условие полного внутреннего отражения на границе слоев решетки при малых углах падения ( $\varphi_B \ll 1$ ).

Может возникнуть вопрос: существует ли волноводный режим в классической геометрии Рамана—Ната, при так называемой анизотропной дифракции света, при брэгговском отражении от решетки [2]. В работе [3] отмечено, что при дифракции в области Рамана—Ната  $Q \ll 1$  необязательно только фаза световой волны возмущена на выходе из решетки. Если

$$Qv > 1, \tag{13}$$

то появляется и амплитудная модуляция. При условии  $Q \ll 1$  можно использовать геометрическую оптику, рассматривая распространение света в среде с решеткой, и показать, что амплитудная модуляция возникает за счет фокусировки световой волны на изменениях пока-

зателя преломления. Запишем условие (13) в виде  $v/Q > 1/Q^2$ . Правая часть при дифракции Рамана—Ната много больше единицы, следовательно, и величина  $v/Q$  должна быть большой. Таким образом, фокусировка возникает при  $v/Q \gg 1$ , как и волноводный режим при дифракции Брэгга. Отметим, что при этом  $v > 1/Q \gg 1$  и количество дифракционных максимумов примерно равной интенсивности  $m$  велико ( $m \approx 1/Q^2$ ). Если режим фокусировки считать волноводным режимом дифракции Рамана—Ната, то можно утверждать следующее: при фиксированном  $v/Q > 1$ , т. е. при большом фиксированном значении  $\delta n$ , с увеличением толщины решетки волноводный режим раман-натовской дифракции перейдет в волноводный режим брэгговской дифракции. Количество возбужденных дифракционных максимумов будет расти в области Рамана—Ната по закону  $m \approx (v)^{1/2} \sim (l)^{1/2}$  и достигнет значения  $Q/v$  в области Брэгга. Закон  $m \approx (v)^{1/2}$  связан с «диффузионным» распылением световой энергии от нулевого порядка по порядкам с возрастающими номерами. Значение  $m \approx v/Q$  является предельным, так как для этого номера  $l_{c(m+1, m)}$  становится меньше  $l_n$ .

Таким образом, спектр дифракции Брэгга в волноводном режиме состоит из большого числа максимумов, как в случае раман-натовской дифракции. Другая особенность брэгговской дифракции — угловая селективность. Это свойство считается признаком брэгговской дифракции и означает, что заметный процесс дифракции происходит только при падении света на решетку под углом Брэгга  $\varphi_B$ . При отклонении от  $\varphi_B$  расстройка  $\eta_{1,0}$  возрастает (5). В приближении заданного поля (при  $\delta kl \ll \pi$ , т. е.  $l_n \gg l$ ) зависимость интенсивности  $I_1$  от расстройки  $\eta_{1,0}$ :

$$I_1 \approx \left( \frac{\delta kl}{2} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{\eta_{1,0} l}{2} \right).$$

Поэтому угловая полуширина брэгговского максимума

$$\Delta\varphi_B/\varphi_B \approx 4\pi/Q,$$

а при изменении  $\varphi$  от  $\varphi_B$  до  $-\varphi_B$  можно насчитать  $Q/2\pi$  максимумов на зависимости  $I_1(\varphi)$  (в случае раман-натовской дифракции изменение угла падения в таких пределах не приводит к заметному изменению дифракционной картины). Но с увеличением амплитуды решетки минимумы на зависимости  $I_1(\varphi)$  смещаются в сторону  $\varphi_B$ , причем расстояние между ними увеличивается. Число минимумов в интервале от  $\varphi_B$  до  $-\varphi_B$  уменьшается и при  $v/Q \sim 1$  минимумы исчезают, исчезает и угловая селективность дифракции.

Анизотропная дифракция света может возникнуть, например, в оптически одноосной среде, если решетка связывает обыкновенную и необыкновенную волны (рис. 3). Решетка должна быть образована поворотами собственных направлений поляризации среды на некоторый угол  $\gamma$ , а не изменениями показателей преломления [2]. Условием появления волноводных свойств у такой решетки будет по-прежнему  $l_n \ll l_{c(-1,0)}$ ;  $l_{c(2,1)}$ , иначе  $\delta k \gg \eta_{-1,0}$ ;  $\eta_{2,1}$ , но возмущение  $\delta k$  пропорционально не  $\delta n$ , а  $\Delta n \operatorname{tg}(2\gamma)/2$ , где  $\Delta n$  — разность показателей преломления для невозмущенных волн. Считая двупреломление среды малым ( $\Delta n/n \ll 1$ ), углы дифракции малыми и обозначив угол между вектором решетки  $\mathbf{K}$  и осью  $x$  буквой  $\theta$ , получим (при условии синхронизма нулевого и первого порядков дифракции  $\eta_{1,0} = 0$ )

$$\eta_{-1,0} \approx \eta_{2,1} \approx 2K \cos \theta \approx (4\pi/\lambda) \Delta n.$$

Тогда условие волноводного режима

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta n}{2} \operatorname{tg} 2\gamma \gg \frac{4\pi}{\lambda} \Delta n,$$

или

$$\operatorname{tg} 2\gamma \gg 4.$$

Следовательно, угол  $\gamma$  должен быть близок к  $45^\circ$ . При этом условии решетка ведет себя как совокупность анизотропных волноводов. Требуемых углов поворота можно достичь в акустической волне или голограмме только при малых значениях дупреломления  $\Delta n \ll 10^{-4}$ . В работе [7], по-видимому, наблюдалась анизотропная дифракция света в волноводном режиме на жидком кристалле. Дифракционный спектр состоял из ряда максимумов с чередующимся направлением поляризации. Углы  $\gamma = 45^\circ$  достигались, так как решетка была образована вращением оптической индикатрисы жидкого кристалла.

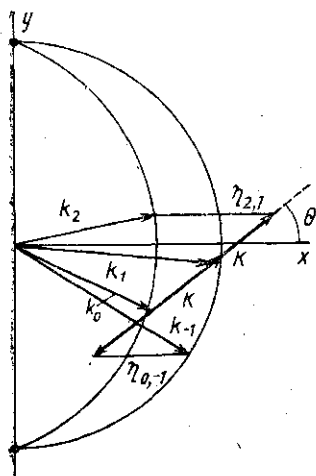


Рис. 3. Схема анизотропной дифракции в оптически одноосной среде

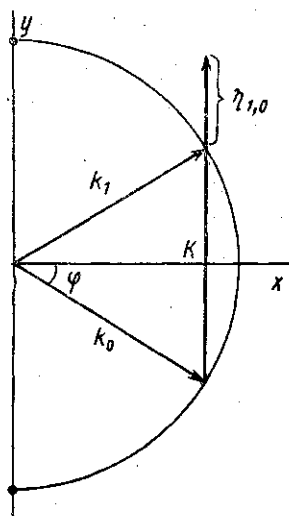


Рис. 4. Векторная схема брэгговского отражения

Брэгговское отражение от решетки во многом подобно брэгговской дифракции (рис. 4). Единственное отличие в геометрии процесса: поверхность, ограничивающие решетку, ориентированы перпендикулярно вектору решетки. В результате изменено направление отсчета расстройек, и условие  $\delta k > \eta_{-1,0}, \eta_{2,1}$ , справедливое и в этом случае, выполнить невозможно. При нормальном падении света на решетку оно превращается в  $\delta n > 2n$ . Если же угол падения  $\varphi_B$  мал, условие принимает обычный вид:  $v/Q > 1$  или  $n\delta n\Lambda^2/\lambda^2 > 1$ , т. е. происходит полное внутреннее отражение от первого же слоя решетки, волноводного режима нет.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. [2] Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М., 1987. [3] Рытов С. М. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1937. 2. С. 223. [4] Справочник по

УДК 535.3

## ВЛИЯНИЕ РАМАНОВСКОГО ВКЛАДА В НЕЛИНЕЙНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СОЛИТОНА

В. А. Выслух, А. Н. Матвеев, И. Ю. Петрова

(кафедра общей физики для физического факультета)

Методами численного эксперимента исследовано влияние рамановского вклада в нелинейную восприимчивость на распространение фемтосекундных оптических солитонов в волоконных световодах. Выявлены зависимости смещения частоты солитонного импульса от параметров линии комбинационного рассеяния.

Интерес к исследованию процессов формирования оптических солитонов в волоконных световодах обусловлен возможностями их применения для сверхскоростной передачи информации и анализа быстропротекающих процессов. В последнее время основное внимание уделяется выявлению закономерностей распространения солитонов предельно малой (фемтосекундной) длительности, когда заметную роль начинают играть такие возмущающие факторы, как инерционность нелинейного отклика, линейная дисперсия высших порядков, нестационарность нелинейной поляризации [1].

В настоящей работе мы сосредоточимся на анализе влияния существенно инерционного рамановского вклада в нелинейную восприимчивость на динамику спектральных и временных характеристик фемтосекундных солитонов. Такая постановка задачи стимулирована экспериментами Мишке и Молленауэра [2], в которых обнаружен сдвиг центральной частоты односолитонных импульсов в низкочастотную (красную) область спектра, пропорциональный пройденному расстоянию. При начальной длительности солитонного импульса в 100 фс величина частотного сдвига на расстоянии в 100 м достигает значения 9 ТГц. Теория этого эффекта, основанная на феноменологическом учете инерционности нелинейного отклика, развита в [3].

Цель данной работы состоит в разработке адекватных методов описания и анализе динамики комбинационного самопреобразования частоты односолитонных импульсов методами численного эксперимента. Наши исследования направлены на выявление возможностей управления частотой фемтосекундных солитонов.

**1. Математическое описание.** Для адекватного описания комбинационного самопреобразования частоты фемтосекундного солитона наряду с малоинерционным электронным эффектом Керра необходимо учесть и существенно инерционный рамановский вклад в нелинейную восприимчивость. При этом анализ процесса распространения солитона в волоконном световоде базируется на нелинейном уравнении Шрёдингера для комплексной амплитуды поля  $\psi(z, \tau)$  и на классическом