01;05;06;07

Пространственные солитоны в фоторефрактивных полупроводниках с эффектом Франца–Келдыша

© В.Н. Белый, Н.А. Хило, П.А. Хило

Институт физики АН Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 26 июля 1996 г. В окончательной редакции 2 июля 1997 г.)

Исследованы особенности бездифракционного распространения световых пучков в фоторефрактивных полупроводниках в условиях проявления эффекта Франца–Келдыша. Показано, что в таких материалах совместное влияние электрорефракции и электропоглощения приводит к формированию неоднородных пространственных солитонов, для которых направления распространения энергии и фазовой скорости различны. Установлена зависимость формы солитона от параметров фоторефрактивного полупроводника и величины внешнего электрического поля.

Введение

Нерасходящиеся световые пучки, или пространственные солитоны, являются предметом интенсивных теоретических и экспериментанльных исследований [1–5]. Пространственные солитоны возникают благодаря нелинейному изменению показателя преломления материала, когда дифракционная расходимость пучка в точности компенсируется эффектом нелинейной рефракции. К настоящему времени большинство работ по пространственным солитонам выполнено применительно к средам с керровской нелинейностью. Данная нелинейность влияет непосредственно на фазу светового поля, что позволяет компенсировать также фазовый дифракционный эффект. Однако нелинейная восприимчивость χ_3, ответственная за эффект Керра, относительно мала, поэтому для формирования нерасходящихся пучков требуются интенсивности света $\geq 1\,\mathrm{MW/cm^2}$. В данном отношении значительные преимущества имеют открытые и исследованные недавно [1–9] пространственные солитоны в фоторефрактивных (ФР) кристаллах. В отличие от сред с керровской нелинейностью образование солитонов за счет механизма фоторефракции происходит уже при интенсивностях $< 1\,\mathrm{W/cm^2}$.

К настоящему вермени установлено существование трех различных типов пространственных ФР солитонов. Первый тип обусловлен нелокальной природой ФР эффекта, который состоит в зависимости возмущения δn показателя преломления от поперечного градиента интенсивности $I(r)$ светового пучка $\delta n \sim \nabla_{\perp} I(r)/I(r)$. Рассмотрение солитонов этого типа основано на использовании функции отклика двухволнового смешения применительно к каждой паре плосковолновых компонент, составляющих пучок [1]. Солитоны первого типа являются квазистационарными, поскольку они существуют во временно́м окне от момента формирования ФР решеток до момента закорачивания внешнего электрического поля токами проводимости. Кроме того, квазистационарные солитоны существуют внутри строго определенной области напряженности внешнего электрического поля, выход за пределы которой приводит к их разрушению [1,2].

Второй тип ФР солитонов, который был назван скрининг-солитонами [3], является локальным по механизму формирования и существует в стационарных условиях [4,5]. В образовании скрининг-солитона определяющую роль играют токи проводимости, а вкладом диффузионного тока можно пренебречь. Физически образование скрининг-солитона объясняется тем, что неоднородная по поперечному сечению интенсивность пучка возбуждает также неоднородную концентрацию носителей заряда (электронов), которые дрейфуют во внешнем электрическом поле, приложенном к кристаллу, и захватываются в глубокие ловушки. Это приводит к образованию в поперечном сечении пучка неоднородного поля объемного заряда и, следовательно, к неоднородному закорачиванию внешнего электрического поля (неоднородный скрининг). В итоге из-за линейного электрооптического эффекта в кристалле индуцируется самосогласованный оптический волновод [3].

Третий тип солитонов существует в ФР кристаллах с сильным фотовольтаическим эффектом, таких как ниобат лития [6,7]. Световое поле в данных кристаллах индуцирует фотовольтаические токи, которые вызывают изменение показателя преломления, по функциональному виду совпадающее с нелинейностью насыщающего поглотителя. Фотовольтаические солитоны чувствительны к отношению I/I_d (интенсивности света I к эквивалентной темновой интенсивности I_d), что существенно отличает их от солитонов первого типа, которые определяются, как отмечалось выше, нелинейностью градиентного типа.

Формирование пространственных солитонов первого типа в ФР кристаллах с нелокальной нелинейностью в общем случае затруднено из-за эффектов перекачки энергии между плосковолновыми компонентами светового пучка при дифракции на фазовосмещенных дифракционных решетках. Поэтому в работах [1,2] пространственные солитоны исследовались в условиях подавления фазового сдвига ФР решеток внешним электрическим полем. Однако, как показано в работах [8,9], пространственные солитоны в ФР кристаллах с дрейфовым механизмом нелинейности существуют и при наличии фазового смещения световых и индуцируемых ими ФР решеток. Процессы же энергообмена приводят в данном случае к изменению пространственной формы солитона, а именно к появлению поперечной асимметрии [8].

Рассмотренные в [1–5,7–9] типы солитонов существуют в ФР сегнетоэлектриках с сильным линейным электрооптическим эффектом. При этом из рассмотрения выпадает широкий класс оптических материалов — ФР полупроводники, в которых возможно двухволновое взаимодействие за счет эффекта Франца–Келдыша [10]. Если частота светового пучка ω лежит вблизи края собственного поглощения ω_g полупроводника и в то же время выполняется неравенство $\omega < \omega_g$, то поле пространственного заряда E_{sc}, индуцируемое интерференционным световым полем, формирует как решетку показателя преломления (электрорефракция), так и решетку показателя поглощения (электропоглощение).

В связи с этим возникает важный вопрос о возможности существования пространственных солитонов в ФР полупроводниках с амплитудно-фазовым типом фотоиндуцируемых дифракционных решеток. Таким образом, целью настоящей работы является исследование пространственных солитонов в ФР полупроводниках в условиях проявления эффекта Франца–Келдыша.

Основные уравнения

Следуя [1], рассмотрим модуль двумерного светового пучка, распространяющегося в ФР полупроводнике вдоль оси Z и дифрагирующего в направлении оси X. Дифракционными эффектами вдоль оси Y пренебрегаем. Для усиления ФР эффекта вдоль оси X приложено внешнее электрическое поле E. Система координат XYZ выбирается таким образом, что для заданной поляризации пучка линейный электрооптический эффект не проявляется и за формирование солитона целиком ответствен электрорефракционный эффект. Так, для кубического кристалла GaAs необходимо выбрать $Z \parallel [110]$, $X \parallel [001]$ и поляризацию пучка, совпадающую с направлением [001].

Уравнение эволюции светового поля в ФР полупроводнике с нелокальным откликом имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k_0\bar{n}}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)A(x,z) = ik_0\delta\bar{n}(x,z)A(x,z), \qquad (1)$$

где $A(x,z)$ — двумерная амплитуда поля, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $\bar{n} = n' + in''$ — невозмущенный комплексный коэффициент преломления.

Уравнение (1) с нулевой правой частью описывает дифракционное и диффузионное расплывание светового пучка в линейной поглощающей среде. Нелинейная добавка $\delta\bar{n}(x,z)$ получается путем рассмотрения процессов смешения пар плосковолновых компонент пучка [1,8]

$$\delta\bar{n}(x,y) = \frac{1}{|A(x,z)|^2}\int A(x-\rho,z)A^* \times (x+\rho',z)\chi(\rho,\rho')d\rho d\rho', \qquad (2)$$

где

$$\chi(\rho,\rho') = \frac{1}{(2\pi)^2}\int \hat{\chi}(q,q')\exp[i(q\rho+q'\rho')]d\rho d\rho'$$

— функция нелинейного нелокального отклика, которая определяется параметрами ФР кристалла, а также величиной и направлением внешнего электрического поля; двумерное фурье-преобразование $\hat{\chi}(q,q')$ функции нелокального отклика пропорционально обычно используемому фоторефрактивному коэффициенту связи в теории двухволнового смешения.

Перейдем в (1) от интегродифференциального к дифференциальному уравнению, разлагая амплитуды $A(x-\rho,z)$, $A^*(x+\rho',z)$ в ряды по малым смещениям ρ, ρ' и ограничиваясь членами второго порядка. Тогда

$$\begin{aligned}\delta\bar{n}(x,z) = &\int \chi(\rho,\rho')d\rho d\rho' + \frac{\partial A(x,z)}{\partial x}\frac{1}{A(x,z)}\\ &\times\int \rho\chi(\rho,\rho')d\rho d\rho' - \frac{\partial A^*(x,z)}{\partial x}\frac{1}{A^*(x,z)}\\ &\times\int \rho\chi(\rho,\rho')d\rho d\rho' + \frac{\partial^2 A(x,z)}{\partial x^2}\frac{1}{2A(x,z)}\\ &\times\int (\rho')^2\chi(\rho,\rho')d\rho d\rho' + \frac{\partial^2 A^*(x,z)}{\partial x^2}\\ &\times\frac{1}{2A^*(x,z)}\int \rho^2\chi(\rho,\rho')d\rho d\rho' - \frac{\partial A(x,z)}{\partial x}\\ &\times\frac{\partial A^*(x,z)}{\partial x}\frac{1}{|A(x,z)|^2}\int \rho\rho'\chi(\rho,\rho')d\rho d\rho'. \qquad (3)\end{aligned}$$

Значения интегралов, входящих в (3), существенно зависят от симметрии функции $\chi(\rho,\rho')$. Для определения симметрии удобно исходить из анализа фурье-компонент $\hat{\chi}(q,q')$, описывающих нелокальный отклик кристалла при взаимодействии пары плоских волн. Применительно к рассматриваемым здесь полупроводниковым кристаллам с эффектом Франца–Келдыша можно записать [11,12]

$$\hat{\chi}(q,q') = r'E^2(q,q') + ir''E^m(q,q'), \qquad (4)$$

где r', r'' — постоянные, описывающие электрорефракцию и электропоглощение; $E(q,q') = -\big(E_1(q,q') + iE_2(q,q')\big)$; $E_1(q,q')$ и $E_2(q,q')$ — напряженности электрического поля в кристалле, ответственные за формирование синфазной и смещенной на $\pi/2$ дифракционных решеток, зависящих от поперечных составляющих q и q' волновых векторов пары взаимодействующих волн.

Для большинства полупроводников в широком диапазоне изменения электрического поля эффект электрорефракции квадратичен по нулю. В частности, для GaAs в диапазоне полей вплоть до 600 kV/cm, при длинах волн $0.9 < \lambda < 1.55\,\mu$m эмпирически найденное $r' \approx 3.45 \cdot 10^{-16} \exp(3/\lambda^3)$ в единицах $(\mathrm{cm/V})^2$ [11]. В то же время зависимость электропоглощения от поля более сложная [11]. Для GaAs в диапазоне изменения поля от нескольких десятков kV/cm до ~ 300 kV/cm показатель степени в (4) меняется от $m \approx 7$ до 3.

Симметрия функции $\hat{\chi}(q, q')$ в (4) легко может быть определена при любом значении m исходя из известных свойств симметрии полей $E_1(q, q')$ и $E_2(q, q')$

$$E_1(q, q') = E_1(q', q) = E_1(-q, -q'),$$

$$E_2(q, q') = E_2(q', q) = -E_2(-q, -q'). \qquad (5)$$

Учитывая соотношения (5), функция $\hat{\chi}(q, q')$ может быть представлена в виде суммы двух слагаемых различной симметрии $\hat{\chi}(q, q') = \hat{\chi}_c(q, q') + \hat{\chi}_a(q, q')$, где симметрия $\hat{\chi}_c(q, q')$ и $\hat{\chi}_a(q, q')$ совпадает с симметрией $E_1(q, q')$ и $E_2(q, q')$ соответственно. Так, с случае $m = 3$ имеем

$$\hat{\chi}_c(q, q') = r'\big(E_1^2(q, q') - E_2^2(q, q')\big) + ir''\big(E_1^3(q, q') - 3E_2^2(q, q')E_1(q, q')\big),$$

$$\hat{\chi}_a(q, q') = r''\big(E_2^3(q, q') - 3E_1^2(q, q')E_2(q, q')\big) + 2ir'E_1(q, q')E_2(q, q').$$

Возвращаясь к координатному представлению отклика, получим аналогично предыдущему $\chi(\rho, \rho') = \chi_c(\rho, \rho') + \chi_a(\rho, \rho')$, где

$$\chi_c(\rho, \rho') = (2\pi)^{-2} \int \hat{\chi}_c(q, q') \cos(q\rho + q'\rho') dq dq',$$

$$\chi_a(\rho, \rho') = i(2\pi)^{-2} \int \hat{\chi}_a(q, q') \sin(q\rho + q'\rho') dq dq', \quad (6)$$

Далее, используя (6), могут быть найдены значения интегралов, входящих в (3), для каждого конкретного случая зависимости $\hat{\chi}(q, q')$ от $E(q, q')$.

Решение и анализ

Переходя к решению уравнения (1) заметим, что наибольший практический интерес представляет случай слабого поглощения. При характерной длине ФР кристалла $L \sim 1$ cm и для сохранения приемлемого уровня выходного сигнала необходимо принять, что коэффициент поглощения $2k_0 n'' \le 1\,\mathrm{cm}^{-1}$. Далее, при характерном поперечном размере пучка $d \sim 10^{-2}$ cm влияние поглщения на дифракционное расплывание можно оценить множителем $\exp(-k_0 n'' d^2/L) \approx 1 - 2.5 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, в рассмотренных типичных условиях распространения пространственного солитона его диффузионное расплывание мало́. Аналогичный вывод можно сделать и относительно влияния электроиндуцированного поглощения на распространение пучка. Исходя из данной оценки, будем пренебрегать далее мнимыми частями интегралов в (3), квадратичными по ρ и ρ'. Решение уравнения (1) ищем в виде

$$A(\rho, z) = \alpha\big[(\rho - \mathrm{tg}(\Theta) z)\big] \exp(i\gamma z), \qquad (7)$$

где $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ — комплексная постоянная распространения солитона, $\mathrm{tg}(\Theta)$ учитывает возможное несовпадение направлений потока энергии и фазовой скорости.

Подставляя (7) в (1), получим после разделения вещественной и мнимой частей два уравнения

$$\frac{1}{k_0}\frac{\partial\alpha}{\partial\rho} - I'_{00} - \left(\frac{1}{2k_0^2 n'} + I'_{20}\right)\frac{1}{\alpha}\frac{\partial^2\alpha}{\partial\rho^2} - \frac{2I'_{01}}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial\rho} + \frac{I'_{11}}{\alpha^2}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial\rho}\right)^2 = 0, \qquad (8)$$

$$\frac{\gamma''}{k_0} - I''_{00} + \left(\frac{\mathrm{tg}(\Theta)}{k_0} + 2I''_{01}\right)\frac{1}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial\rho} = 0, \qquad (9)$$

где

$$I_{00} = \int \chi_c(\rho, \rho') d\rho d\rho',$$

$$I_{01} = \int \rho' \chi_a(\rho, \rho') d\rho d\rho',$$

$$I_{20} = \int \rho^2 \chi_c(\rho, \rho') d\rho d\rho',$$

$$I_{11} = \int \rho\rho' \chi_c(\rho, \rho') d\rho d\rho', \qquad (10)$$

причем $I'_{mn} = \mathrm{Re}\,(I_{mn})$, $I''_{mn} = \mathrm{Im}\,(I_{mn})$.

Решение уравнения (8) имеет вид

$$\alpha(x, z) = \alpha_0 \exp\left[\frac{P'_{01}(x - \mathrm{tg}(\Theta) z)}{2(P'_{11} - P'_{20})}\right] \times \big[\sec h(P'(x - \mathrm{tg}(\Theta) z))\big]^D \times \exp(i\gamma' z - \gamma'' z), \qquad (11)$$

где

$$P'_{01} = 2k_0 I'_{01}, \quad P''_{11} = k_0 I'_{11},$$

$$P'_{20} = k_0 I'_{20} + \frac{1}{2k_0 n'}, \quad D = \frac{P'_{20}}{P'_{11} - P'_{20}},$$

$$P' = \frac{1}{2P'_{20}}\sqrt{(P'_{01})^2 + 4(P'_{11} - P'_{20})\gamma'},$$

$$\bar{\gamma}' = k_0 I'_{00} - \gamma'. \qquad (12)$$

Кроме того, из (9) находим параметры поглощения γ'' и сноса $\mathrm{tg}(\Theta)$ энергии

$$\gamma'' = k_0 I''_{00}, \quad \mathrm{tg}(\Theta) = 2k_0 I''_{10}. \qquad (13)$$

Из (11), (13) следует, что наличие электропоглощения приводит к двум особенностям в поведении пространственного солитона. Во-первых, индуцируется дополнительное затухание солитона с коэффициентом γ'' и, во-вторых, снос энергии пучка под углом $\operatorname{arctg}(2k_0 I''_{10})$ к направлению фазовой скорости. Важно при этом, что оба эффекта влияния поглощения не разрушают солитон.

Выясним на физическом уровне происхождение эффекта сноса энергии солитона. Для этого выделим из (3) добавку $\delta n''$ к коэффициенту поглощения, пропорциональную I''_{10}. Тогда с учетом явного вида поля $A(x,z)$ получим

$$\delta n''(x,z) = \left(\frac{P'_{01}}{2(P'_{11} - P'_{20})} + \frac{P'}{2(P'_{11} - P'_{20})} \times \operatorname{th}\left[p'\left(x - z\operatorname{tg}(\Theta)\right)\right] \right) I''_{01}. \qquad (14)$$

Из (14) видно, что $\delta n''(x,z)$ содержит пространственно-асимметричный по отношению к оси пучка вклад $\sim \operatorname{th}\left[p'(x - z\operatorname{tg}(\Theta))\right]$. За счет этого слагаемого уменьшение энергии пучка в одной его половине компенсируется увеличением энергии в другой. Таким образом, имеет место перекачка энергии внутри пучка, сопровождающаяся его сносом как целого. Для оценки $\operatorname{tg}(\Theta)$ из (10), (6) найдем $I''_{10} = \left(\partial\hat{\chi}_a(q,q')/\partial q\right)_{q,q'=0}$. Подставляя сюда $\hat{\chi}_a(q,q')$ из (4) и явный вид функций $E_{1,2}(q,q')$ (см., например, [1,13]) и проводя дифференцирование, получим $\operatorname{tg}(\Theta) = 4\pi r'' E_0^{m+1}/P\lambda$, где E_0 — напряженность внешнего электрического поля, $P = eN/\varepsilon_0\varepsilon_r$, N — концентрация ловушек в ФР кристалле, ε_r — диэлектрическая постоянная. Для GaAs:$EL2$ $\varepsilon_r = 12$ и примем $N = 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Тогда при $E_0 = 10^5\,\mathrm{V/cm}$ $\Delta n'' \approx 1 \cdot 10^{-4}$ [11] и угол сноса энергии $\Theta \approx 1^\circ$. Величина угла сноса сильно зависит от приложенного поля. Так, уже при $E_0 = 5 \cdot 10^4\,\mathrm{V/cm}$ получим $\Theta \approx 0.01^\circ$. Как видно, при относительно низких полях эффект сноса энергии незначителен и представляет интерес в плане исследования устойчивости солитона к малым потерям. В случае же, когда $\Theta \sim 1^\circ$, данный эффект имеет практический интерес для управления направлением движения солитона путем изменения внешнего поля.

Возвращаясь к решению (11), отметим, что, кроме сноса энергии, характерной чертой пространственного солитона в ФР полупроводниках является его пространственная асимметрия. Появление асимметрии вызвано самовоздействием в пучке при дифракции на фазовосмещенных решетках. В условиях, когда влиянием фазовосмещенных дифракционных решеток можно пренебречь (см. экспериментальные работы [2]), $P'_{01} = 0$ и форма солитона, согласно (11), является симметричной функцией поперечной координаты.

Заключение

В работах исследованы особенности бездифракционного распространения световых пучков (пространственных солитонов) в фоторефрактивных полупроводниках в условиях проявления эффекта Франца–Келдыша. Показано, что, несмотря на наличие решеток поглощения, т. е. амплитудно-фазовый характер функции нелинейного нелокального отклика, в полупроводнике формируются электрофракционные пространственные солитоны. Наличие электропоглощения вызывает дополнительное затухание солитона как целого, а также поперечный снос его направления потока энергии. Кроме сноса энергии характерной чертой электрорефракционного солитона является его пространственная асимметрия, вызванная самовоздействием в пучке при дифракции на фазовосмещенных решетках.

В условиях проявления эффекта Франца–Келдыша эффективное формирование солитонов осуществляется в ближней ИК области спектра. Это важно для оптической обработки информации с применением полупроводниковых лазеров, так как расширяет возможности осуществления оптических межсоединений в схемах обработки информации и связи. Следует подчеркнуть, что электрорефракционные солитоны существуют в полупроводниках произвольной симметрии, включая обширный класс центросимметричных кристаллов и поликристаллических материалов, при условии наличия в этих материалах ловушек для поддержания фотоиндуцированных полей пространственного заряда. Наряду с этим важными достоинствами солитонов в полупроводниках являются: а) высокая скорость их формирования в сравнении с сегнетоэлектрическими кристаллами, б) бóльшая сравнительно с линейным электрооптическим эффектом электрорефракционная нелинейность.

Список литературы

[1] *Crosignani B., Segev M., Engin D.* et al. // J. Opt. Soc. Am. 1993. Vol. 10B. N 3. P. 446–453.

[2] *Duree G., Shultz J.L., Salamo G.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. N 4. P. 533–536. Opt. Lett. // 1995. Vol. 74. N 11. P. 1978–1982.

[3] *Segev M., Valley G.C., Crosignani B.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. N 24. P. 3211–3214.

[4] *Christodoulides D.N., Carvalho M.I.* // J. Opt. Soc. Am. 1995. Vol. 12. N 9. P. 1628–1633.

[5] *Iturbe Castillo M.D., Marquez Anguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 62. N 4. P. 408–410.

[6] *Gu C., Hong J., Hsin-Yu* et al. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 3. P. 1167–1172.

[7] *Valley G.C., Segev M., Crosignani B.* et al. // Phys. Rev. 1994. Vol. 50A. N 6. P. R4457–R4460.

[8] *Белый В.Н., Хило Н.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 18. С. 40–44.

[9] *Belyi V.N., Kazak N.S., Pavlenko V.K.* et al. // 15th Intern. Conf. Coherent and Nonlinear Optics. St. Peterburg, 1995. Vol. 1. P. 385–386.
[10] *Partovi A., Kost A., Garmire E.M.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. N 12. P. 1089–1091.
[11] *Mendoza J.G., Coldren L.A., Apling A.* et al. // J. Lightwave Technol. 1983. Vol. 6. N 6. P. 793–807.
[12] *Bennett B.R., Soref R.A.* // IEEE J. Quant. Electr. Vol. 23. N 12. P. 2159–2166.
[13] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л., 1983. 270 с.