Б. И. Манцызов, Р. Н. Кузьмин, Самоиндуцированное подавление брэгговского рассеяния импульса резонансного излучения в периодической среде, *Письма в ЖТФ*, 1984, том 10, выпуск 14, 857–860

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 14 26 июля 1984 г.

САМОИНДУЦИРОВАННОЕ ПОДАВЛЕНИЕ БРЭГГОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ИМПУЛЬСА РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Б.И. Манцызов, Р.Н. Кузьмин

До настоящего времени оставался не исследованным вопрос о взаимодействии мощного импульса когерентного электромагнитного поля с периодической средой. В случае сплошных сред, когда длина волны $\lambda \gg a$, a – расстояние между излучателями, такое взаимодействие приводит к переизлучению поля средой только в направлении движения возбуждающего импульса, который осуществляет бегущую накачку и индуцированный срыв возбуждения (явление самоиндуцированной прозрачности) [1]. Какова же будет кинетика взаимодействия поля со средой в двухволновом случае, когда резонансные осцилляторы расположены лишь в плоскостях толщиной $l \ll \lambda$, а расстояние между ними удовлетворяет условию Брэгга $a = m\lambda/2$ (поле распространяется перпендикулярно плоскостям)? Очевидно, фактор бегущей когерентной накачки здесь способствует переизлучению поля в обоих направлениях, и вращение вектора Блоха на угол 2π само по себе уже не обеспечивает сохранение энергии и формы импульса. Необходимо учитывать перекачку энергии не только между полем и средой, но и между брэгговскими модами. Иными словами, помимо нелинейности взаимодействия и временной дисперсии на динамику процесса влияет и пространственная дисперсия.

Взаимодействие когерентного поля с периодической системой двухуровневых излучателей при точном выполнении условий Брэгга в рамках квазиклассического приближения описывается следующими двухволновыми уравнениями типа Максвелла–Блоха для медленных комплексных амплитуд поля правой и левой волн $(E^{\pm}(x,t)=\frac{\hbar}{2\mu}\Omega^{\pm}(x,t))$, а также для поперечной $(R(x,t))$ и продольной $(n(x,t))$ компонент нормированного вектора Блоха среды:

$$\begin{aligned} &\pm c\Omega^{\pm}_x+\Omega^{\pm}_t=\tau_c^{-2}R,\\ &R_t=n\left(\Omega^{+}+\Omega^{-}\right),\\ &n_t=-Re\left[R^{*}(\Omega^{+}+\Omega^{-}\right), \end{aligned} \tag{1}$$

$\tau_c^2=8\pi T/c\rho\lambda^2$, ρ – средняя плотность резонансных атомов, T – время жизни дипольного перехода.

Для простоты ограничимся случаем точного резонанса. Тогда все функции в (1) действительны, а величины $\Omega^{\pm}(x,t)=\theta^{\pm}_t(x,t)$ – угловые скорости вращения вектора Блоха под действием полей правой и левой волн. Они также характеризуют амплитуды этих полей. Функция же $\Omega(x,t)=\Omega^{+}+\Omega^{-}$ не является характеристикой амплитуды определенной моды, но она суть полная скорость вращения блоховского вектора: $\Omega=\theta_t(x,t)$. Преобразуем систему (1) в уравнение для блоховского угла $\theta(x,t)$:

$$c^2\theta_{xx}-\theta_{tt}=-2\tau_c^{-2}\sin\theta. \tag{2}$$

Невозмущенное синус-уравнение Гордона (2) имеет солитонное решение в бесконечной среде:

$$\theta(\xi)=4\,\mathrm{arctg}\,\exp(\xi/\tau)+\pi. \tag{3}$$

Это стационарное решение, зависящее только от переменной $\xi=t-x/v$ и удовлетворяющее следующим граничным условиям на бесконечности: $\theta(\xi=-\infty)=\pi$, $\theta(\xi=\infty)=3\pi$ в (3) $\tau=(\tau_c/\sqrt{2}u)(1-u^2)^{1/2}$, $u=v/c$, v – постоянная скорость перемещения возбуждения. Из физического смысла блоховского угла θ и решения (3) ясно, что до и после прохождения возбуждения осцилляторы находятся в основном невозбужденном состоянии. Энергия импульса возбуждения среды не меняется. Следовательно, и импульс двухволнового поля в брэгговской среде тоже должен быть локализован. Действительно, используя решение (3) (оно соответствует случаю перемещения солитона вправо), из уравнений поля (1) получим

$$\Omega^{\pm}(x,t)=\pm\frac{1\pm u}{2u}\Omega(x,t),\quad \Omega(x,t)=\frac{2}{\tau}\,\mathrm{sech}(\xi/\tau). \tag{4}$$

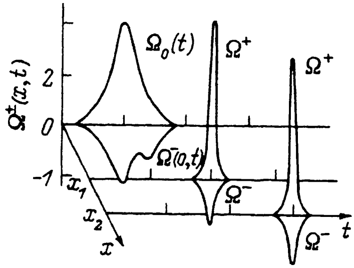
Решение (4) описывает динамику локализованного стационарного импульса поля, движущегося с постоянной скоростью v. Структура поля ясно видна из (4): в импульсе одновременно существует как правая, так и левая волны, причем их амплитуды имеют противоположные знаки, а огибающая одной из мод (здесь – Ω^-) движется в направлении, противоположном собственному волновому вектору. Это наглядно демонстрируют два графика временной зависимости амплитуд $\Omega^{\pm}(t)$ в точках x_1 и $x_2>x_1$, соответствующие динамике поля в бесконечной среде (4) (см. рисунок).

Решения (3) и (4) позволяют заключить, что в периодической среде возможно самоиндуцированное подавление брэгговского рассеяния благодаря образованию стационарного импульса „возбуждение среды + двухволновое поле" (назовем его d-солитоном). Не останавливаясь подробно на количественных отличиях параметров d-солитона и традиционного одноволнового солитона в сплошной среде, отметим только, что скорость и энергия d-солитона в $\sqrt{2}\tau/\tau_c$ раз больше.

Рассмотрим физическую причину необычной динамики моды Ω^-. Полное поле в среде, полученное суммированием полей обоих мод

$$E(x,t)=\frac{\hbar}{\mu}\big(\Omega(x,t)\cos(kx-\omega t)-2\Omega^-(x,t)\sin(kx)\sin(\omega t)\big), \tag{5}$$

представляется в виде суперпозиции 2π-импульса (Ω, см. (4)) и „стоячей" волны с амплитудой $2\Omega^-$. В брэгговском случае узлы поля стоячей волны приходятся на резонансные плоскости, поэтому эффективное взаимодействие поля со средой осуществляется только посредством „бегущей" компоненты поля (5), которая в свою очередь взаимодействует с периодической средой как со сплошной. Таким образом, поле E делится на активное поле Ω и пассивное, плененное средой поле стоячей волны $2\Omega^-$. Отсутствие эффективного взаимодействия поля стоячей волны со средой безусловно не означает, что какая-то часть фотонов проходит через среду без резонансного взаимодействия. Сама структура поля (5) формируется в результате постоянного обмена энергией между полем и средой в области локализации возбуждения. О коллективном характере взаимодействия свидетельствует и необычное движение огибающей амплитуды стоячей волны со скоростью σ вдоль среды.



Формальное появление d-солитона как решения уравнений (1) в бесконечной среде конечно не убеждает в его физической реальности. Поэтому была решена задача рождения d-солитона в ограниченной среде. Численное интегрирование системы (1) для случая падения внешнего импульса $\Omega_0(t)$ (формы секанса гиперболического) на границу среды $x=0$ показало, что образование d-солитона внешним возбуждением возможно (см. рисунок). Однако для этого необходима достаточно большая интенсивность импульса $\Omega_0(t)$, чтобы за время $t \lesssim 2\tau_c$ блоховский вектор успел совершить полный оборот на 2π. Дополнительное по отношению к одноволновой задаче требование к величине интенсивности внешнего поля (а не просто к его площади) связано с необходимостью формирования d-солитона на глубине $x < l_c/\sqrt{2}$, т.е. не превышающей характерную глубине отражения. В противном случае отражение происходит быстрее, чем нелинейный процесс формирования локализованного импульса. Отсюда следует, что резонансная брэгговская структура может служить в качестве селектора-формирователя мощных коротких пиков заданной формы из импульсов произвольного вида. Причем важной особенностью этого процесса является полное возвращение (отражение) средой „несолитонного" поля в вакуум. Как видно из численного решения (см. рисунок), падающий импульс $\Omega_0(t)$ после взаимодействия со средой разделяется на солитонную составляющую поля, прошедшую внутрь среды, и отраженное поле $\Omega^-(x=0,t)$. Возбуждение среды локализовано лишь в d-солитоне, поэтому вся энергия не сосредоточенная в нем уносится импульсом Ω^- обратно к источнику. Эти рекуперационное и селективное свойства системы являются чрезвычайно важными.

В результате численного решения обобщенной системы уравнений Максвелла-Блоха при неточном выполнении условий Брэгга ($a = m\lambda/2 + \delta$) установлено, что d-солитон сохраняет устойчивость, если $\delta \leq \lambda/4N$, где $N \gg 10$ – число плоскостей в области коллективного возбуждения.

Явления самоиндуцированного селективного подавления брэгговского отражения на границе и подавления рассеяния импульса поля внутри среды экспериментально можно наблюдать при исследовании взаимодействия лазерного излучения с резонансными атомами (молекулами) в слоистых кристаллах.

Авторы благодарят А.В. Андреева, В.А. Бушуева, А.М. Леонтовича и В.В. Рогульского за внимание и плодотворное обсуждение результатов, а также С.Л. Серебрякова за составление программ численного решения уравнений.

Литература

[1] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 15 апреля 1984 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 14 26 июля 1984 г.

РОСТ СКОПЛЕНИЙ КОМПЕНСИРУЮЩИХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГАММА-ОБЛУЧЕНИЯ

Н.А. Витовский, О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Т.В. Машовец, О. Рахимов

Обнаружено, что если атомы компенсирующих примесей (всегда присутствующие в полупроводниках) распределены неоднородно, а частично собраны в скопления, то под действием гамма-облучения с энергией квантов, большей, чем пороговая энергия механизма упругих смещений, имеющиеся скопления увеличиваются в размерах.

Исследованы так называемые „квазиточечные" скопления [1–3] компенсирующих примесных и дефектных центров, характеризующиеся тем, что максимальный размер области, в которой сосредоточены эти центры (ядра скопления), много меньше, чем радиус области пространственного заряда – $R_{опз}$. Свойства таких скоплений определяются числом z входящих в них компенсирующих центров и не зависят от формы ядра. В свойствах полупроводникового материала такие скопления могут проявляться двояким образом: 1) если число z достаточно мало ($z < z_{кр}$), так что $R_{опз} < L$ – длины свободного пробега основных носителей заряда в матрице, то скопления играют роль эффективных рассеивающих центров; 2) если