

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ОДИНАКОВОЙ ЧАСТОТЫ

Н.В. Табириян

Предсказывается возможность энергообмена между волнами одинаковой частоты в средах с реактивной (непоглощающей) нелинейностью. Механизм явления связан с пространственной модуляцией интерферирующими световыми полями вектора гирации магнитной среды. Коэффициент усиления имеет пороговую зависимость от плотности мощности сильной волны и зависит от степени ее циркулярности. Усиление максимально при линейной поляризации сильной волны и отсутствует, когда поляризация круговая.

В работе ¹ на основе законов сохранения была показана невозможность энергообмена между световыми волнами, когда они распространяются навстречу друг другу и имеют одинаковые частоты. Действительно, наличие такого энергообмена в изотропной, реактивной среде означало бы нарушение закона сохранения импульса.

В настоящей работе предсказывается явление параметрического взаимодействия световых волн распространяющихся навстречу друг другу и имеющих одинаковые частоты, механизм которого связан с присутствием в среде взаимодействия постоянного магнитного поля \mathbf{H} . Это может быть приложенное извне поле, либо поле, связанное со спонтанной намагниченностью среды \mathbf{M} .

Диэлектрическая проницаемость такой среды имеет вид ²

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_0 \delta_{ik} + i e_{ikl} g_l, \tag{1}$$

где e_{ikl} — единичный антисимметричный тензор, \mathbf{g} — вектор гирации, связанный с магнитным полем соотношением $\mathbf{g} = f \mathbf{H}$, f — константа, характеризующая свойства среды.

Пусть световые волны распространяются вдоль направления z навстречу друг другу. Комплексную напряженность \mathbf{E} электрического поля этих волн, связанную с вещественным вектором напряженности $\mathbf{E}_{\text{вещ}}$ соотношением $\mathbf{E}_{\text{вещ}} = 0,5 [E(z, t) + \mathbf{E}^*(z, t)]$, запишем в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & e^{-i\omega t - ikz} [\mathbf{e}_+ E_{L+}(z) e^{i\Phi z} + \mathbf{e}_- E_{L-}(z) e^{-i\Phi z}] + \\ & + e^{-i\omega t + ikz} [\mathbf{e}_+ E_{S+}(z) e^{-i\Phi z} + \mathbf{e}_- E_{S-}(z) e^{i\Phi z}]. \end{aligned} \tag{2}$$

В (2) введены обозначения для циркулярных оргов поляризации $\mathbf{e}_{\pm} = (\mathbf{e}_x \pm i \mathbf{e}_y) / \sqrt{2}$; $\Phi = (\omega / 2 c \sqrt{\epsilon_0}) (\mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_z)$. Для определенности будем считать $k > 0$, т.е. сигнальная волна E_S распространяется в положительном направлении оси z . Медленная зависимость амплитуд E_{L+}, E_{S+} от z обусловлена нелинейным взаимодействием.

В простейшем случае изменение диэлектрической проницаемости (1) из-за воздействия на магнитные свойства среды светового поля (2) будет

$$\delta \epsilon_{ik} = i e_{ikl} \delta g_l \equiv i e_{ikl} \eta_l \left\{ E_{L+}^* E_{S+} e^{2i(k - \Phi)z} + E_{L-}^* E_{S-} e^{2i(k + \Phi)z} \right\} + \dots \tag{3}$$

В (3) мы явно выписали только интересующие нас слагаемые возмущений диэлектрической проницаемости, рассеяние на которых волн накачки E_L дает нелинейную добавку к индукции волны E_S , $\delta D_{Si} = \delta \epsilon_{ik} E_{Lk}$. Записав $\delta \mathbf{D}_S$ в виде $\delta \mathbf{D}_S = \mathbf{e}_+ \delta D_+ + \mathbf{e}_- \delta D_-$ из (3) можно получить

$$\delta D_+ = - (\vec{\eta} \cdot \mathbf{g}) \left\{ |E_{L+}|^2 E_{S+} + E_{L+} E_{L-}^* E_{S-} e^{4i\Phi z} \right\},$$

$$\delta D_{-} = (\vec{\eta} \mathbf{g}) \left\{ |E_{L-}|^2 E_{s-} + E_{L+}^* E_{L-} E_{s+} e^{-4i\Phi z} \right\}. \quad (4)$$

Укороченные уравнения для сред с реактивной нелинейностью с учетом (4) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{dE_{s+}}{dz} &= i\rho \left\{ |E_{L+}|^2 E_{s+} + E_{L-}^* E_{L+} E_{s-} e^{4i\Phi z} \right\}, \\ \frac{dE_{s-}}{dz} &= -i\rho \left\{ |E_{L-}|^2 E_{s-} + E_{L+} E_{L-}^* E_{s+} e^{-4i\Phi z} \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\rho = (\omega^2/2c^2k)(\vec{\eta} \mathbf{g})$.

Считая $|E_{L\pm}|^2 \approx \text{const}$ ищем решение уравнения (5) в виде

$$E_{s+} = A e^{(l+2i\Phi)z}, \quad E_{s-} = B e^{(l-2i\Phi)z}. \quad (6)$$

Подстановка (6) в (5) приводит к алгебраической системе однородных уравнений для A и B ; условие существования нетривиального решения которой определяет величину l .

$$l_{1,2} = \frac{i}{2} \rho \zeta \left[|E_L|^2 \pm \sqrt{2\Phi\rho |E_L|^2 - 4\Phi^2 - \frac{1}{4}\rho^2 \zeta^2 |E_L|^4} \right], \quad (7)$$

где $\zeta = (|E_{L+}|^2 - |E_{L-}|^2)/|E_L|^2$ — есть степень эллиптичности волны накачки E_L . Коэффициент усиления связан с l соотношением $g_s = 2 \max \text{Re}(l_{1,2})$. При нестационарном возмущении среды световыми полями с отличающимися частотами $\delta\hat{\epsilon}$ содержит мнимую часть из-за инерционности отклика среды. В нашем случае возмущения $\delta\hat{\epsilon}$ являются статическими и, поэтому, ρ является действительной величиной. Таким образом коэффициент усиления может быть отличным от нуля только благодаря положительности подрадикального выражения. В случае линейно поляризованной волны накачки $\zeta = 0$ и из (7) имеем

$$g_s = 2|\Phi| \sqrt{\frac{P}{P_{\text{кр}}} - 1}, \quad (8)$$

где P — плотность мощности волны накачки E_L , $P_{\text{кр}}$ — критическая мощность, при превышении которой g_s становится отличным от нуля:

$$P_{\text{кр}} = \frac{c\sqrt{\epsilon_0}}{4\pi} \left| \frac{\Phi}{\rho} \right|. \quad (9)$$

Таким образом, перекачка энергии может быть только из волны, интенсивность которой превышает пороговое значение (9). При этом для существования усиления необходимо выполнение условия положительности $\Phi\rho$. Поскольку $\text{sign}(\Phi\rho) = \text{sign}\left\{(\mathbf{e}_z \mathbf{g})(\vec{\eta} \mathbf{g})\right\}$ и $\vec{\eta} \propto \delta\mathbf{g}$, это условие можно выполнить соответствующим выбором ориентации \mathbf{g} относительно \mathbf{e}_z .

В отличие от ¹, наш вид нелинейной индукции не может быть получен варьированием какого-либо выражения свободной энергии (лагранжиана) по полю E . Поэтому общий вывод из ¹ о том, что трансляционная инвариантность влечет за собой сохранение потока импульса относящийся только к системам с лагранжианом, к нашему случаю не применим. Одновременно отсюда же следует, что рассматриваемая нами нелинейность может быть обусловлена только процессами, связанными с поглощением света. Это поглощение может быть настолько слабым, чтобы можно было пренебречь изменением световой энергии на всей длине образца. Оно, однако, принципиально для создания требуемой тензорной структуры нелинейности, допускающей четырехволновый энергообмен между встречными волнами с отдачей потока импульса от излучения к среде.

В случае $\xi \pm 1$, т.е. когда волна E_L является циркулярно поляризованной, I становится чисто мнимым и усиление зануляется. В этом случае имеет место только нелинейный набег фазы E_{s+} (при $\xi = 1$) или E_{s-} (при $\xi = -1$) компоненты поля сигнальной волны. Отметим также, что имеет место и нелинейный набег фазы сильной волны, приводящий к самофокусировке или самодефокусировке в зависимости от знака циркулярности волны и направления ее распространения относительно магнитного поля.

Таким образом в настоящей работе предсказывается новый вид параметрического взаимодействия световых волн. Он может найти интересные применения, например, может быть использован для обращения волнового фронта света ³.

Мы не остановились на конкретных механизмах влияния светового поля на вектор гирации, однако отметим, что перспективным представляется неоднородный нагрев интерферирующими полями ферромагнетиков. В этом случае $\eta \propto \partial g / \partial T \propto (T_i - T)^{-1/2}$ и критически возрастает при приближении к температуре Кюри T_c .

Автор глубоко благодарит Б.Я.Зельдовича и И.И.Собельмана за стимулирующие беседы и ценные замечания.

Литература

1. Зельдович Б.Я. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1970, № 5, 20.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред М.: Изд. Физ.-Мат. Лит., 1959.
3. Зельдович Б.Я., Пилипчук Н.Ф., Шкунов В.В. УФН, 1982, 138, 249.

Ереванский государственный университет

Поступила в редакцию

3 ноября

После переработки

28 декабря 1982 г.