

01;07

## Генерация $s$ -поляризованных волн, подобных поверхностным волнам, при нелинейном резонансном рассеянии света

© Б.Б. Авербух

Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск  
E-mail: aviwork@rambler.ru

Поступило в Редакцию 8 июня 2011 г.

Показано, что при определенных условиях возможно одновременное возбуждение двух неоднородных  $s$ -поляризованных волн, распространяющихся вдоль нелинейного дипольного монослоя с одинаковой фазовой скоростью и экспоненциально затухающих при удалении от него в обе стороны.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) представляют собой электромагнитное поле, локализованное вблизи поверхности раздела двух линейных сред и распространяющееся вдоль этой поверхности [1]. Хорошо известно, что ПЭВ с  $s$ -поляризацией (или  $E$ -волны, т.е. волны с вектором напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ , перпендикулярным к плоскости распространения волны [1]) невозможны, так как при этом не удовлетворяются граничные условия. Существование  $p$ -поляризованных (т.е. с вектором  $\mathbf{E}$ , лежащим в плоскости распространения волны) ПЭВ возможно, если у одной из сред диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  либо вещественна и отрицательна (волны Фано (Fano)), либо комплексна (волны Ценнека (Zenneck)). В первом случае фазовая скорость ПЭВ меньше скорости света в вакууме ( $v < c$ ), а во втором — больше ее ( $v > c$ ). Волны Фано хорошо наблюдаются экспериментально и широко используются в различных исследованиях. Ситуация с волнами Ценнека более сложная. Хотя экспериментально их, как сообщалось в работах [2,3], удалось наблюдать, некоторая неопределенность даже в вопросе их существования сохраняется и сейчас [4].

Естественно возникает вопрос о возможности возбуждения  $s$ -поляризованных полей, подобных поверхностным волнам и, в частности, волнам Ценнека, на границе линейной и нелинейной сред. Возможность возникновения  $s$ -поляризованных неоднородных волн в нелинейных процессах (на разностной частоте) при падении на среду двух монохроматических полей отмечалась еще в монографии [5]. Но тогда эти волны „не представляли большого интереса, поскольку быстро затухали при удалении от границы“ [5], а основное внимание уделялось полю излучения вдали от границы. В данной работе показана возможность возбуждения системы из двух неоднородных  $s$ -поляризованных волн, распространяющихся по обе стороны нелинейного дипольного монослоя и напоминающих поверхностную волну.

Рассмотрим прозрачный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(\omega)$ . Пусть внутри диэлектрика имеется нелинейный резонансный монослой не взаимодействующих между собой диполей, расположенных равномерно и неупорядоченно в плоскости  $xy$ , пересекающей ось  $z$  в точке  $z_1$ . Пусть на этот монослой со стороны  $z < z_1$  под углом  $\alpha$  падает поляризованное вдоль оси  $x$  классическое монохроматическое поле  $\mathbf{E}_0 \exp(i\omega_0 t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$  с частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_0$ . Вектор  $\mathbf{k}_0$  лежит в плоскости  $yz$  и имеет две ненулевые составляющие, т.е.  $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$ . Нелинейность взаимодействия атома с сильным когерентным падающим полем приводит к перестройке структуры атомных энергетических уровней. В результате спектр колебаний индуцированного атомного дипольного момента содержит три компоненты на частотах  $\omega_1 = \omega_0 - \Delta$ ,  $\omega_2 = \omega_0$ ,  $\omega_3 = \omega_0 + \Delta$  (триплет Моллоу (Mollow)) [6], где  $\Delta = \sqrt{\Omega^2 + |V_0|^2}$  — обобщенная частота Раби (Rabi),  $\Omega = \omega_0 - \omega_{mn}$  — расстройка частоты сильного поля  $\omega_0$  от частоты атомного перехода  $\omega_{mn}$ ,  $V_0 = \mathbf{D}_{mn} \mathbf{E}_0 / \hbar$  и  $\mathbf{D}_{mn}$  — матричный элемент оператора дипольного момента атомного перехода  $m-n$  между комбинирующими уровнями. (Аналогичная ситуация с триплетом в спектре возникает также, например, при вынужденном комбинационном рассеянии, когда индуцированный дипольный момент изотропной молекулы модулируется внутримолекулярными колебаниями).

Различные спектральные компоненты индуцированного дипольного момента излучают на частотах  $\omega_q$  ( $q = 1, 2, 3$ ) независимо друг от друга. Излучения разных атомов на каждой частоте интерферируют между собой. Нас интересуют поля, излученные компонентами дипольных моментов, параллельными  $\mathbf{E}_0$ , и распространяющиеся в плоскости  $yz$ .

Такая геометрия направлений соответствует, например, экспериментам, в которых наблюдался триплет Моллоу [7,8]. Рассеянный свет в этих работах регистрировался в направлении, перпендикулярном направлению поляризации сильного падающего поля.

Из граничных условий следует, что тангенциальные компоненты волновых векторов на плоской границе раздела двух сред должны сохраняться. Это справедливо и для нелинейных процессов [5]. В случае компонент по оси  $y$  это приводит к соотношениям

$$k_0 \sin \alpha = k_1 \sin \alpha_1 = k_2 \sin \alpha_2 = k_3 \sin \alpha_3,$$

где  $k_q = \frac{\omega_q}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega_q)}$  ( $q = 1, 2, 3$ ) — волновые векторы, соответствующие частотам  $\omega_q$ , а  $\alpha_q$  — углы между векторами  $\mathbf{k}_q$  и осью  $z$ . Для  $z$ -компонент волновых векторов  $\mathbf{k}_q$  получаем выражение  $k_{qz} = \sqrt{k_q^2 - k_{0y}^2}$ . Величины  $k_3^2 - k_{0y}^2$  и  $k_2^2 - k_{0y}^2$  положительны и, следовательно, на частотах  $\omega_3$  и  $\omega_2 = \omega_0$  формируются рассеянные вперед волны с волновыми векторами  $(0, k_{0y}, \sqrt{k_3^2 - k_{0y}^2})$  и  $(0, k_{0y}, \sqrt{k_2^2 - k_{0y}^2})$  соответственно. Величина  $k_1^2 - k_{0y}^2$  может быть и положительной и отрицательной. При  $k_1^2 - k_{0y}^2 > 0$  возможно формирование волны с частотой  $\omega_1$  и волновым вектором  $(0, k_{0y}, \sqrt{k_1^2 - k_{0y}^2})$ . В этом случае вперед будут распространяться волны на всех трех частотах. Формирование рассеянной вперед волны на частоте  $\omega_1$  невозможно при  $k_1^2 - k_{0y}^2 < 0$ , т.е. при  $\sin \alpha > \frac{\omega_1}{\omega_0} \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega_1)}{\varepsilon(\omega_0)}}$ . В этом случае поле на частоте  $\omega_1$  распространяется вдоль оси  $y$ , экспоненциально затухая вдоль оси  $z$ .

Ситуация симметрична относительно плоскости дипольного носителя  $z = z_1$ . Поэтому индуцированные на частотах  $\omega_q$  дипольные моменты одинаково излучают и вправо (рассеяние вперед), и влево (рассеяние назад или отражение) от плоскости носителя. Следовательно, при  $k_1^2 - k_{0y}^2 < 0$  поле на частоте  $\omega_1 = \omega_0 - \Delta$  представляет собой совокупность двух неоднородных волн, распространяющихся вдоль нелинейного резонансного носителя по обе стороны от него и экспоненциально затухающих с удалением от него. Фазовые скорости распространения этих волн вдоль оси  $y$  одинаковы и равны  $c / [\sqrt{\varepsilon(\omega_0)} \sin \alpha]$ . При  $\sqrt{\varepsilon(\omega_0)} \sin \alpha > 1$  эти скорости меньше скорости света в вакууме, а система двух неоднородных волн напоминает поверхностную волну Фано. При  $\sqrt{\varepsilon(\omega_0)} \sin \alpha < 1$  система двух неоднородных волн напоминает

поверхностную волну Ценнека. Этот случай фактически соответствует движущемуся со сверхсветовой скоростью источнику излучения, а именно перемещению точки пересечения волнового фронта падающей волны и плоскости монослоя [9].

Если диэлектрики слева и справа от нелинейного монослоя разные (т. е. имеют различные  $\varepsilon$ ), то условия возникновения и фазовые скорости неоднородных волн по разные стороны от монослоя будут различными и в принципе возможна ситуация, когда неоднородная волна существует только по одну сторону от монослоя.

## Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [2] Байбаков В.И., Дацко В.Н., Кистович Ю.В. // УФН. 1989. Т. 157. С. 722–724.
- [3] Дацко В.Н., Копылов А.А. // УФН. 2008. Т. 178. № 1. С. 109–110.
- [4] Кукушкин А.В. // УФН. 2009. Т. 179. № 7. С. 801–803.
- [5] Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966. 424 с. Bloembergen N. Nonlinear optics. New York–Amsterdam: W.A. Benjamin, Inc., 1965.
- [6] Mollow B.R. // Phys. Rev. 1969. V. 188. N 5. P. 1969–1975.
- [7] Shuda F., Stroud C.R.Jr., Hercher M. // J. Phys. 1974. V. B7. N 7. P. L198–L202.
- [8] Wu F.Y., Grove R.E., Ezekiel S. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 35. N 21. P. 1425–1429.
- [9] Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1975. 415 с.