

К ТЕОРИИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Е.М.Дианов, А.М.Прохоров, В.О.Соколов, В.Б.Сулимов

Рассмотрен возможный механизм фотоиндуцированной генерации второй гармоники в стеклянных волоконных световодах, основанный на возникновении ориентационного порядка в системе дефектов, обладающих локальной восприимчивостью второго порядка.

Несмотря на обилие публикаций (см., например ^{1 - 6}) посвященных фотоиндуцированной генерации второй гармоники в волоконных световодах на основе кварцевого стекла, природа и механизм этого явления остаются неясными. В настоящей статье предложена модель, позволяющая объяснить возникновение в стекле под действием интенсивного излучения накачки макроскопической диэлектрической восприимчивости второго порядка, отсутствующей в обычных условиях вследствие изотропности стекла.

Предположим, что в стекле существуют дефекты, не имеющие центра симметрии и обладающие поэтому ненулевой поляризуемостью второго порядка. Поскольку ориентация дефектов в стекле хаотична, средняя макроскопическая восприимчивость в обычном состоянии стекла обращается в нуль. Под влиянием поля лазерного излучения между этими дефектами возникает взаимодействие, вызывающее переход системы дефектов в упорядочное состояние, характеризующееся ненулевой макроскопической восприимчивостью второго порядка.

Пусть в стекле распространяется мощная волна накачки

$$E^\omega(t, \mathbf{r}) = E^\omega \exp [i(\mathbf{k}^\omega \mathbf{r} - \omega t)] .$$

За счет локальной восприимчивости второго порядка поле волны накачки индуцирует на дефектах дипольные моменты, имеющие на частоте второй гармоники этой волны компоненту $d_i^{2\omega} = b_{ijk} E_j^\omega E_k^\omega \exp(2i\mathbf{k}^\omega \mathbf{r}')$ (здесь и ниже подразумевается суммирование по повторяющимся индексам), и, следовательно, излучающие волну на частоте 2ω (иными словами, волна накачки рассеивается на дефектах во вторую гармонику). Переменный индуцированный дипольный момент на дефекте взаимодействует с полями той же частоты 2ω . В присутствии волны накачки в стекле существуют две волны частоты 2ω – рассеянная на дефектах волна второй гармоники и плоская волна второй гармоники, возникающая за счет квадратичных и других эффектов из волны накачки. Эффективный гамильтониан системы взаимодействующих индуцированных диполей в присутствии волны накачки и волны второй гармоники оказывается возможным привести к виду $H = U + V$, где слагаемые

$$U = - (NbI^\omega)^2 [J(\vec{\eta} \vec{\eta}) - J_k \frac{(\mathbf{k}^\omega \vec{\eta})(\mathbf{k}^\omega \vec{\eta})}{(k^\omega)^2}]$$

и

$$V = - \gamma NbI^\omega (\vec{\eta} \vec{E}^{2\omega}) \cos(\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

описывают взаимодействие диполей между собой и с полем волны второй гармоники соответственно, а макроскопическую восприимчивость второго порядка – к виду

$$\chi_{ijk}^{(2)} = Nb \vec{\eta}_i \delta_{jk} ,$$

где N – концентрация дефектов, $\vec{\eta}$ – единичный вектор (параметр порядка), b – размерный коэффициент, приблизительно равный локальной восприимчивости дефекта, I^ω – ин-

тенсивность волны накачки, k^ω — ее волновое число, γ — безразмерный множитель (для линейно поляризованного излучения равный единице), J , J_k — безразмерные коэффициенты, зависящие от взаимного распределения дефектов, $\Delta k = 2k^\omega - k^{2\omega}$, $k^{2\omega}$ — волновой вектор плоской волны второй гармоники. Гамильтониан H эквивалентен гамильтониану ферромагнетика, причем вектор $b\vec{\eta}$ играет роль намагниченности, а поле волны второй гармоники — роль внешнего магнитного поля. Итак, в системе дефектов возникает порядок, описываемый вектором $\vec{\eta}$ и приводящий к появлению макроскопической восприимчивости $\chi^{(2)}$.

Перераспределение электронной плотности в окрестности дефекта при возникновении упорядоченного состояния может сопровождаться необратимой релаксацией дефекта, благодаря которой порядок сохраняется и после выключения излучения накачки. Наиболее эффективно описанный механизм должен действовать для дефектов, обладающих большой поляризуемостью, низкой симметрией и легко релаксирующих. В связи с результатами работы ⁵ можно упомянуть вакансию кислорода $\equiv \text{Ge} - \text{Si} \equiv$; примером легко ориентирующихся дефектов являются связанные гидроксильные группы $\equiv \text{Si} - \text{OH}$, в которых релаксация при возникновении порядка сводится к поворотам группы OH (влияние примесей водорода на генерацию второй гармоники было обнаружено в работе ⁸). При этом вследствие пространственной периодичности взаимодействия V оказывается $\chi^{(2)} \sim \cos(\Delta k \cdot r)$, что обеспечивает фазовый синхронизм между волнами основной и второй гармоник при генерации последней в стекле с предварительно наведенной макроскопической восприимчивостью.

Сделаем численные оценки. Пусть силы осцилляторов дипольных переходов между состояниями дефекта равны $J \sim 10^{-3}$. Тогда матричные элементы дипольных переходов $d \sim 10^{-18}$ СГС, и на длине волны накачки $\lambda \approx 1$ мкм восприимчивость отдельного дефекта $b \approx 10^{-30}$ СГС. Следовательно, наблюдавшееся в эксперименте ¹⁻⁵ значение $\chi^{(2)} \approx 10^{-12}$ СГС достигается уже при концентрации дефектов $N \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Из очевидного условия возникновения порядка $H/T \sim 1$ при $T \approx 300$ К и той же концентрации находим критическое значение интенсивности накачки $I^\omega \approx 10^6$ СГС, что соответствует напряженности поля $E \approx 10^3$ СГС $\approx 10^5$ В/см, и потоку мощности 10^9 Вт/см². При площади освещенной области в световоде в 10 мкм^2 для этого требуется мощность порядка 100 Вт или около 10 Вт в импульсе для длительностей и периодов импульсов, использовавшихся в ¹⁻⁶. Таким образом, имеется вполне удовлетворительное согласие с экспериментом.

Отметим, что взаимодействие между дефектами, рассмотренное выше, в определенном смысле аналогично ван-дер-ваальсову взаимодействию между атомами или молекулами ^{7, 8}. Основное отличие заключается в природе электромагнитного поля, индуцирующего дипольные моменты: в нашем случае это — поле волны накачки, в случае взаимодействия Ван дер Ваальса — флуктуационное вакуумное поле ⁹.

Литература

1. Osterberg U., Margulis W. Opt. Lett., 1986, 11, 516.
2. Osterberg U., Margulis W. Opt. Lett., 1987, 12, 57.
3. Valk B. et al. Appl. Phys. Lett., 1987, 51, 722.
4. Saifi M.A., Andrejco M.J. Opt. Lett., 1988, 13, 773.
5. Ferrmann M.E. et al. Non-Linear Guide-Wave Phenomena: Physics and Applications. Int. Conf. Postdeadline papers. Houston, USA, Feb. 2 - 4, 1989. P.PD6 - 1.
6. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 562.
7. Бараш Ю.С. Силы Ван дер Ваальса. М.: Наука, 1988.
8. Del Guidice E. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1085.
9. Ouellette F. et al. Appl. Phys. Lett., 1989, 54, 1086.