

Динамика установления автосинхронизации при генерации второй гармоники в BaTiO_3

© Э.В. Бурсиан, В.В. Рычгорский

Российский государственный педагогический университет,
191186 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bursian@AV3841.spb.edu

(Поступила в Редакцию 12 мая 2000 г.)

Модель автосинхронизации при генерации второй гармоники в квадратичной среде с малой длиной когерентности подтверждается исследованиями зависимостей интенсивности выхода от интенсивности и частоты следования импульсов возбуждения.

Работа поддержана РФФИ (грант № 00-02-16735) и Министерством образования РФ, которым авторы приносят благодарность.

При генерации второй гармоники вторичные волны частоты 2ω , родившиеся в точках 0 и x , имеют разность фаз $x(\mathbf{k}_{2\omega} - 2\mathbf{k}_\omega)$. Расстояние, на котором накапливается разность фаз π , есть длина когерентности $l_c = \pi/(k_{2\omega} - 2k_\omega)$. На расстоянии $x > l_c$ начинается обратная перекачка энергии $I_{2\omega}$ в I_ω . Благодаря дисперсии, обычно $k_{2\omega} > 2k_\omega$, и l_c получается небольшой, но учет двулучепреломления ($n_{e,2\omega} < n_{o,2\omega}$) в ряде кристаллов позволяет получить $k_{2\omega} = 2k_\omega$ и $l_c \rightarrow \infty$ (естественный волновой синхронизм). В титанате бария он отсутствует и l_c не превышает $10 \mu\text{m}$. Заметную генерацию 2ω в толстых кристаллах BaTiO_3 Miller [1] объяснил наличием периодической структуры с волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}_{2\omega} - 2\mathbf{k}_\omega$, которая и обеспечивает сохранение импульса (квазисинхронизм, quasi phase matching). Такая структура может быть создана и искусственно за счет внешних воздействий [2]. Это сейчас широко используется главным образом в устройствах на основе кристаллов LiNbO_3 , в которых создается такая микродоменная структура.

В [3] по наблюдениям углового рассеяния генерируемой волны 2ω (максимумы наблюдаются под углами $\pm 7^\circ$) было показано, что такой структурой в BaTiO_3 при комнатной температуре может быть 90-градусная почти периодическая структура.

Однако такое рассеяние волн 2ω наблюдается не во всех кристаллах и вообще исчезает при приближении к фазовому переходу. Тем не менее величина $I_{2\omega}$ на выходе из кристалла не уменьшается, а может даже в несколько раз возрасти. В [4] было показано, что при распространении мощной световой волны частотой ω и генерации в квадратичной среде волны частотой 2ω при отсутствии естественного волнового синхронизма (за счет двулучепреломления) и квазисинхронизма (за счет подходящей структуры) может осуществляться следующий трехступенчатый процесс, приводящий к накоплению энергии волны 2ω , несмотря на малую длину когерентности.

1) На расстояниях, кратных $\Lambda = 2l_c = 2\pi/(k_{2\omega} - 2k_\omega)$, образуются максимумы интенсивности $I_{2\omega}$. Между ними при отсутствии синхронизма величина $I_{2\omega}$ падает до нуля. В среде образуется (см. [4]) слоистая структура $I_{2\omega}(x) \sim (4/q^2) \sin^2(qx/2)$, где $q = 2\pi/\Lambda$.

2) Поле волны 2ω меняет свойства среды в каждой точке x , причем не только показатель преломления или восприимчивость первого порядка $\chi^{(1)}$ (фоторефрактивный эффект), но и восприимчивость второго порядка $\chi^{(2)}$ (фоторефрактивный эффект второго порядка). Образуется наведенная структура $\chi(x)$, период которой также будет $\Lambda = 2l_c$.

3) Индуцированная структура оказывается в точности такой, какая нужна для квазисинхронизма: $\mathbf{q} = \mathbf{k}_{2\omega} - 2\mathbf{k}_\omega$, т.е. обеспечивает накопление второй гармоники, несмотря на отсутствие синхронизма в исходном кристалле. Таким образом, рождающаяся волна 2ω сама создает в квадратичной среде рельеф $\chi(x)$, необходимый для распространения. Этот процесс был назван автосинхронизацией (auto quasi phase matching AQPM).

В данной работе сообщается о проверке модели AQPM путем измерения интенсивности второй гармоники $I_{2\omega}$ в зависимости от интенсивности волны накачки I_ω и от частоты следования импульсов накачки.

Установка состояла из импульсного ИК-лазера ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, длительность импульса 18 ns), ступенчатого калиброванного делителя излучения, ответвителя луча, нагреваемой кюветы с кристаллом, зеленого светофильтра, гибкого световода, монохроматора с фотоэлектронным умножителем на выходе, который регистрировал $I_{2\omega}$. Интенсивность I_ω фиксировалась высокочастотным фотодиодом в фотодиодном включении по отраженному от ответвителя свету. Рассеиватель обеспечивал работу фотодиода на линейном участке характеристики. Сигналы от приемников поступали на запоминающие осциллографы, где измерялись с точностью около 5%.

Сложность задачи заключалась в известной нестабильности работы лазера особенно большой в начале работы, пока лазер не вышел на стационарный режим, в частности, при использовании разовых импульсов. В то же время освещенные кристалла большим числом импульсов недопустимо, так как при этом кристалл нагревается. Поэтому использовался специальный затвор, который выделял из последовательности нужной скважности от заранее запущенного лазера один или несколько импульсов. Все управление — запуск лазера с нужной частотой

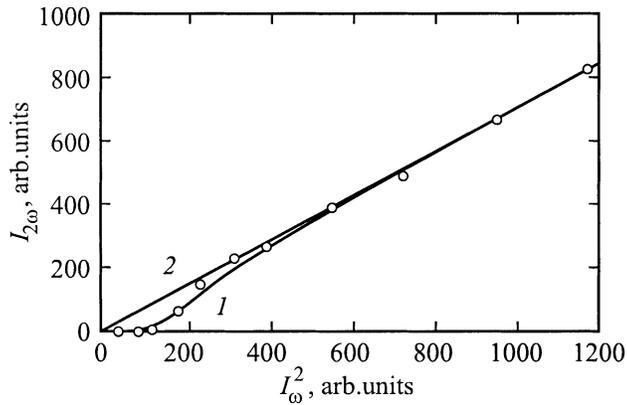


Рис. 1. Зависимость интенсивности генерируемой волны на выходе из кристалла от квадрата интенсивности возбуждающей волны. 1 — результат расчета при $\tau = 0.5$ s, $\nu = 1$ Hz, 2 — при $\tau = 0.5$ s, $\nu = 80$ Hz.

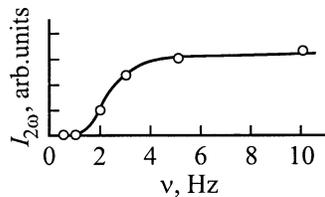


Рис. 2. Зависимость интенсивности генерируемой волны от частоты следования возбуждающих импульсов.

следования импульсов, работа затвора, синхронизация осциллографов, а также обработка получаемой информации — осуществлялось компьютером по определенной программе.

Для накопления структуры $\chi(x)$ необходима определенная доза облучения. В результате зависимость $I_{2\omega}$ от квадрата I_{ω} не должна быть линейной, как при обычных механизмах генерации второй гармоники с участием стационарных структур или при естественном синхронизме. На рис. 1 точками показана полученная на опыте зависимость $I_{2\omega}(I_{\omega}^2)$. Видно, что при малых интенсивностях итоговой интенсивности 2ω на выходе нет вообще, при некотором пороговом значении I_{ω} (и, следовательно, пороговом значении $I_{2\omega}$) наблюдается скачок, после чего точки ложатся на прямую линию, проходящую через начало координат. Это, по нашему мнению, подтверждает предположение об индуцировании необходимой структуры самой волной 2ω .

С другой стороны, если импульсы накачки следуют друг за другом достаточно редко, то наведенная структура каждый раз может релаксировать до нуля. Если же период следования импульсов T мал, то следующий импульс использует структуру $\chi(x)$, созданную предыдущим. Действительно, на опыте получены точки, показанные на рис. 2.

При частоте более 10 Hz и на зависимости $I_{2\omega}(I_{\omega}^2)$ исчезает S-образный участок, и точки ложатся на прямую линию (линия 2 на рис. 1).

В идеальном кристалле изменение χ под действием сильного поля очень мало. В сегнетоэлектрическом кристалле с примесями оно может оказаться достаточным для реализации предполагаемого механизма, так как связано с изменением валентного состояния примесных ионов или с процессами сегнетоэлектрической нелинейной поляризации (смещением доменных стенок). В этом случае следует полагать, что, во-первых, образование за счет фоторефрактивного эффекта и рассасывание рельефа $\chi(x)$ требуют времени (рис. 3), во-вторых, должно существовать насыщение и некоторое предельное χ_{lim} . Тогда в течение импульса в точке x , соответствующей максимуму, величина χ нарастает по закону

$$\frac{d\chi}{dt} = pI_{2\omega}\Delta t(\chi_{\text{lim}} - \chi),$$

$$\frac{\chi_{\text{lim}} - \chi_2}{\chi_{\text{lim}} - \chi_1} = \exp(-pI_{2\omega}\Delta t), \quad (1)$$

где χ_2 — восприимчивость в конце освещения, χ_1 — в конце промежутка между импульсами, Δt — длительность импульса (рис. 3), а p — параметр, характеризующий эффективность облучения. Между импульсами χ релаксирует, возвращаясь к значению χ_0 :

$$\frac{\chi_1 - \chi_0}{\chi_2 - \chi_0} = \exp(-1/(\nu\tau)), \quad (2)$$

где ν — частота следования импульсов, а τ — время релаксации. Если положить

$$I_{2\omega} \approx \chi_2(I_{2\omega}, \nu)I_{\omega}^2, \quad (3)$$

то совместное решение этих уравнений численными методами ведет к зависимостям $I_{2\omega}(I_{\omega}^2)$, показанным на рис. 1 сплошными кривыми. При удачном подборе параметров эти кривые можно удовлетворительно совместить с экспериментальными точками. Совпадение будет лучше, если учесть лавинообразный характер нарастания $I_{2\omega}(I_{\omega}^2)$, но выражения будут много сложнее.

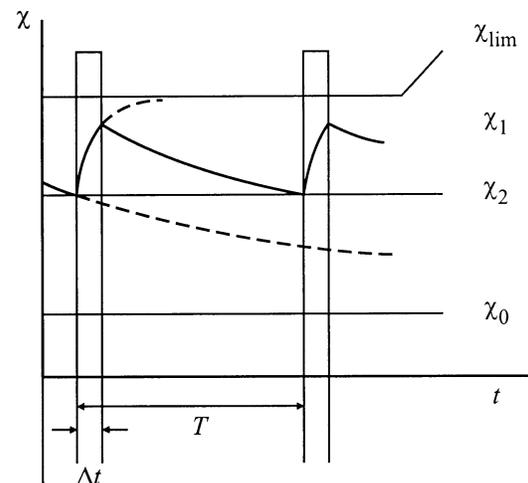


Рис. 3. Накопление и релаксация глубины рельефа χ .

Вычертив семейство таких кривых для различных ν и заданного I_ω , можно построить график $I_{2\omega}(\nu)$, который при удачном подборе параметров действительно воспроизводит экспериментальную S -образную зависимость (сплошная кривая на рис. 2).

Таким образом, полученный материал по крайней мере качественно подтверждает справедливость модели индуцируемой и релаксирующей структуры, обеспечивающей автоквазисинхронизацию (AQPM).

Список литературы

- [1] R.C.A. Miller. Phys. Rev. **134**, 5A, A1313 (1964).
- [2] S.K. Esayan, V.V. Lemanov, A.M. Arutunyan. Ferroelectrics Letters **1**, 13 (1983).
- [3] Э.В. Бурсиан, В.Г. Залесский. ФТТ **41**, 6, 1076 (1999).
- [4] Э.В. Бурсиан, В.В. Рычгорский. Изв. РАН. Сер. физ. **64**, 6, 1129 (2000).