

## О ВОЗМОЖНОСТИ СИЛЬНОГО ПОВЫШЕНИЯ ЧАСТОТЫ ИОНИЗУЮЩЕГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ГАЗЕ

В.Б. Гильденбург, А.В. Ким, А.М. Сергеев

Показано, что механизм туннельной ионизации атомов полем электромагнитной волны может быть использован для эффективного управления спектром высокоинтенсивного лазера излучения.

Успехи в области генерации и усиления субпикосекундных лазерных импульсов<sup>1</sup> открывают широкие возможности для экспериментального изучения взаимодействия света с веществом при напряженностях поля, достигающих внутриаомных значений<sup>2</sup>. В таких полях резко возрастает вероятность подбарьерного туннелирования электронов с внешних атомных оболочек и полевая ионизация, сопровождаемая взаимодействием волны с возникающей плазмой, становится доминирующим механизмом нелинейности при распространении мощного лазерного излучения в газе.

Как известно<sup>3-7</sup>, в процессе изменения показателя преломления образующейся плазмы происходит сдвиг частоты ионизирующего излучения. При этом конечная картина преобразования спектра зависит не только от темпа ионизации газа при данной амплитуде электромагнитного поля, но и от величины потерь энергии лазерного импульса на формирование плазмы. Эти потери в диапазоне так называемых сверхсильных полей (с энергией осцилляций свободных электронов  $\omega_{\sim} \gg U$ ;  $U$ -потенциал ионизации атома) определяются, в первую очередь, не столкновениями электронов и не расходом энергии на ионизацию атомов, а затратами на сообщение кинетической энергии рождающимся электронам. Наряду с переменной составляющей скорости, адиабатически перестраиваемой вместе с амплитудой волны, электроны приобретают также и постоянную составляющую, зависящую от фазы поля в момент их рождения и сохраняющуюся после прохождения импульса. Туннельная ионизация оказывается уникальным механизмом, который позволяет минимизировать потери (в отличие, например, от ионизации электронным ударом<sup>5</sup>) и обеспечить тем самым принципиальную возможность перекрытия целых частотных диапазонов за счет непрерывной трансформации спектра лазерного излучения.

Для анализа данного эффекта воспользуемся одномерной моделью взаимодействия, основанной на уравнении для электрического поля  $E(x, t)$  волны

$$E_{,tt} - c^2 E_{,xx} + \frac{4\pi e^2}{m} NE = 0, \quad (1)$$

и выражении для скорости роста электронной концентрации  $N(x, t)$ <sup>8</sup>

$$N_t = W = \gamma N_m \exp(-E_a/\hbar E) \quad (\omega_{\sim} \gg U \gg \hbar\omega), \quad (2)$$

в котором плотность нейтрального газа  $N_m$ , характерное внутриаомное поле  $E_a = 4(\sqrt{2m} \times U^{3/2})/3\hbar e$  и максимальная вероятность ионизации  $\gamma \approx U/\hbar$  считаются заданными величинами<sup>1)</sup>.

Как видно из структуры нелинейности в уравнениях (1), (2), при ионизации среды в локально квазигармоническом поле с линейной поляризацией  $E = A \cos \varphi$  ( $\varphi_t = \omega \gg \tau^{-1}$ ,  $-\varphi_x = k \gg l^{-1}$ ,  $\tau$  и  $l$  — временной и пространственный масштабы огибающей), концентрация элект-

<sup>1)</sup> Отметим, что уравнение (1) справедливо при произвольной скорости нарастания концентрации заряженных частиц; важно лишь, чтобы распределение свободных электронов по скоростям в момент их рождения было изотропным.

тронов, наряду с плавно растущей составляющей, содержит осциллирующие четные гармоники  $N = N_0 + \frac{1}{2} (N_2 e^{2i\varphi} + \text{к.с.}) + \dots$ . Замыкание уравнений через вторую гармонику концентрации  $N_2$  (в рассматриваемом квазигармоническом приближении  $N_2/N_0 \sim 1/\omega\tau \ll 1$ ) приводит к следующей системе:

$$(A^2/8\pi)_t + (VA^2/8\pi)_x = -F, \quad (3)$$

$$(\omega^2)_t + V(\omega^2)_x = \frac{4\pi e^2}{m} (N_0)_t, \quad (4)$$

$$(N_0)_t = \langle W \rangle = \frac{2}{\pi} \gamma N_m Ki_1(E_a/A), \quad (5)$$

$$F = \langle W \sin^2 \varphi \rangle \frac{e^2 A^2}{2m\omega^2} = \gamma \omega_{pm}^2 A^2 [Ki_1(E_a/A) - Ki_3(E_a/A)] / 4\pi^2 \omega^2. \quad (6)$$

Здесь  $V = c(1 - 4\pi e^2 N_0/m\omega^2)^{1/2}$  – групповая скорость волны,  $\omega_{pm}^2 = 4\pi e^2 N_m/m$ , угловые скобки означают усреднение по периоду поля,  $Ki_{1,3}$  – кратные интегралы модифицированной функции Бесселя  $K_0$ <sup>9</sup>.

Уравнение переноса интенсивности (3) с правой частью (6) существенно отличается от получаемого в приближении геометрической оптики<sup>5</sup>, поскольку учитывает наличие быстрых осцилляций концентрации ( $N_2$ ), обуславливаемых неравномерностью рождения электронов на периоде поля. Правая часть  $F$ , определяющая скорость диссипации энергии волны, будет сильно снижена по сравнению с соответствующей геометрической величиной  $\langle W \rangle e^2 A^2 / 4m\omega^2$ , если ионизация происходит преимущественно в фазе максимума поля ( $\cos \varphi = \pm 1$ ), где постоянная составляющая скорости вновь рождающихся электронов равна нулю<sup>2)</sup>. Именно такая ситуация реализуется для рассматриваемой нами зависимости  $W(|E|)$  при  $A/E_a \ll 1$ . Правые части уравнений (5) и (3) преобразуются при этом соответственно к виду  $\gamma B N_m$  и  $-\gamma B \omega_{pm}^2 A^2 / 8\pi \omega^2 E_a$ , где  $B = \sqrt{2A/\pi E_a} \exp(-E_a/A)$ . Остановимся на двух примерах решения системы (3)–(6) в этом случае.

Если ионизация "включается" одновременно на всем протяжении однородного длинного импульса, частота волны возрастает по закону

$$\omega = \omega_0 [1 + 3\gamma t (\omega_{pm}^2 / \omega_0^2) \sqrt{A_0 / 2\pi E_a} \exp(-E_a/A_0)]^{1/3}, \quad (7)$$

а амплитуда подвержена лишь слабому изменению:

$$A = A_0 / [1 + (A_0/E_a) \ln(\omega/\omega_0)]$$

( $\omega_0$  и  $A_0$  – значения частоты и амплитуды в начальный момент времени ( $t = 0$ )). Для характерного времени удвоения частоты имеем следующее выражение

$$\tau_1 \approx 6\gamma^{-1} \sqrt{E_a/A_0} (\omega_0^2 / \omega_{pm}^2) \exp(E_a/A_0).$$

Для короткого (с длительностью  $\tau_u \ll \tau_1$ ) прямоугольного импульса, входящего в среду и медленно (в масштабе  $\tau_u$ ) изменяющего свои параметры вследствие ионизации, получаем

<sup>2)</sup> В предельном случае "дельтаобразной" зависимости  $W \sim \delta(|E| - A)$  рассматриваемый механизм диссипации полностью отсутствует ( $F = 0$ ) и в расчет должны приниматься неучитываемые здесь малые потери на ионизацию атомов, на соударения электронов и на их ускорение усредненной пондеромоторной силой.

другое решение:

$$\omega = \omega_0 (A_0^2/E_a^2) \ln^2(\xi \ln^{-7/2} \xi), \quad (8)$$

где  $\xi = \gamma t \omega_{pm}^2 E_a^4 / \sqrt{8\pi} \omega_0^2 A_0^4 \gg 1$ . Соответствующее время удвоения частоты

$$\tau_2 \approx 17\gamma^{-1} \sqrt{A_0/E_a} (\omega_0^2/\omega_{pm}^2) \exp(\sqrt{2}E_a/A_0).$$

Связь амплитуды с частотой (8) определяется здесь не передачей энергии волны электронам (как в предыдущем случае), а расширением импульса в образующейся плазме вследствие различия групповых скоростей волны на его переднем и заднем фронтах: пространственная протяженность импульса  $L = L_0 \omega/\omega_0$ . Полная энергия импульса  $\epsilon = LA^2/8\pi$  при этом практически не изменяется, ее относительное уменьшение на любой трассе составляет  $(\Delta\epsilon/\epsilon)_{max} \approx 2A_0/E_a$ . Другим важным свойством рассматриваемого режима преобразования является сужение спектральной линии излучения по мере увеличения частоты поля в прямоугольном импульсе: ширина линии  $\Delta\omega \sim \omega^{-1}$ .

В заключение приведем оценки обсуждаемого эффекта для двух случаев, способных представлять в настоящее время достаточный практический интерес и укладывающихся в рамки использованных выше идеализаций: 1) импульс CO<sub>2</sub>-лазера с длительностью  $\tau_u < 1$  пс, плотностью потока энергии  $S = 4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в атомарном газе с  $U \approx 15$  эВ при давлении  $p = 300$  торр; 2) импульс KrF-лазера с  $\tau_u < 0,1$  пс,  $S = 3 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $U \approx 25$  эВ (He),  $p = 30$  атм. В первом случае имеем  $\tau_1 \approx 2,5$  пс,  $\tau_2 \approx 25$  пс; во втором —  $\tau_1 \approx 5$  пс,  $\tau_2 \approx 25$  пс. Это означает, что в обоих случаях импульсы удваивают свою частоту на трассе длиной  $ct_2 \approx 0,7$  см. Возможность значительного увеличения частоты на короткой трассе с одновременной компрессией спектра излучения при минимальных энергозатратах на создание плазмы позволяет рассматривать предлагаемый механизм преобразования как весьма перспективный.

#### Литература

1. Ахманов С.А. и др. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
2. Rhodes C.K. Science, 1985, 229, 1345.
3. Bloembergen N. Opt. Comm., 1973, 8, 285.
4. Corcum P.V. IEEE J. Quant. Electron., 1985, QE-21, 216.
5. Гильденбург В.Б. и др. Письма в ЖТФ, 1988, 14, 1695.
6. Yablonovitch E. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 795.
7. Wood W.M. et al. Opt. Lett., 1988, 13, 984.
8. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 1964, 47, 1945.
9. Справочник по специальным функциям. Под ред. М.Абрамовица и И.Стигана М.: Наука, 1979, гл. 11.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
21 ноября 1989 г.