

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ЭРОЗИОННАЯ ПЛАЗМА
КАК ЭФФЕКТИВНЫЙ УТРОИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯС.М. Г л а д к о в, А.М. Ж е л т и к о в,
Н.И. К о р о т е е в, А.Б. Ф е д о т о в

1. В настоящем письме мы сообщаем об эффективной генерации третьей гармоники излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1.06$ мкм в плазме оптического пробоя в когерентном (коллинеарном) режиме. В отличие от традиционных подходов [1-3], мы использовали новую экспериментальную схему, близкую к реализованной в работе [4], имеющую следующие отличительные черты: 1) для оптического пробоя и генерации гармоник используются независимые источники излучения: для создания плазмы - с длительностью импульса $\tau = 15$ нс, а для генерации гармоники - импульс с $\tau = 40$ пс с регулируемой оптической задержкой между ними; 2) энергия пикосекундного источника не превышает 50 мДж в импульсе; 3) плотность плазмы невысока, так что частоты излучений гораздо больше плазменных частот и среда почти полностью прозрачна для излучений. В результате удалось довести энергетический КПД преобразования в третью гармонику до 3%.

2. Схема экспериментальной установки для наблюдения генерации третьей гармоники, использовавшейся в наших экспериментах, приведена на рис. 1. Зондирующая система состояла из генератора на $Nd:YAG$ с пассивной синхронизацией мод, низковольтной системы выделения одиночного импульса (см. [5]), линии оптической задержки и двух каскадов усиления. Параметры излучения: длина волны $\lambda_0 = 1.06$ мкм, энергия одиночного импульса излучения - до 40 мДж, длительность импульса $\tau = 40$ пс, частота повторения импульсов генерации - 1.2 Гц.

Для создания лазерной плазмы служил независимый источник на $Nd:YAG$, работающий в режиме модуляции добротности ($\lambda = 1.06$ мкм, $W = 250$ мДж, $\tau = 15$ нс) и синхронизованный с пикосекундной системой.

Система синхронизации подобна описанной в работе [6]. Она служила для формирования импульса запуска модуляции добротности источника оптического пробоя и запускалась одним из первых импульсов цуга на выходе пикосекундного генератора.

Излучение источника оптического пробоя фокусировалось цилиндрической линзой на поверхность расплавленного свинца в воздухе (см. рис. 1). При просвечивании области плазменного сгустка излучением пикосекундной длительности наблюдалась ГТГ коллинеарно зондирующему лучу. При этом излучение гармоники было остронаправленным, с расходимостью, близкой к дифракционной. Излучение на длине волны $\lambda = 0.355$ мкм выделялось с помощью светофильтра.

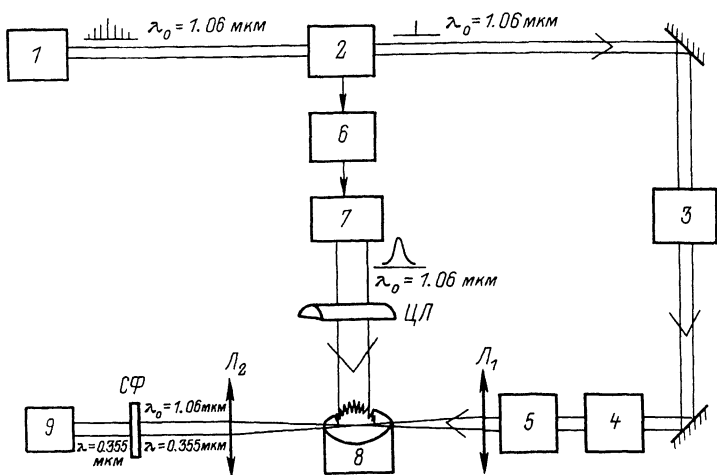


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для наблюдения ГТГ. 1 - генератор цуга пикосекундных импульсов на $Nd:YAG$ с пассивной синхронизацией мод, 2 - система выделения одиночного светового импульса, 3 - линия оптической задержки, 4 - 1-й каскад усиления, 5 - 2-й каскад усиления, 6 - система синхронизации, 7 - лазерная система на $Nd:YAG$ для создания плазмы, 8 - тигель с расплавом свинца, 9 - измеритель энергии, ЦЛ - цилиндрическая линза, Л1, Л2 - сферические линзы, СФ - светофильтр.

Оптимизация условий ГТГ производилась подбором временной задержки и перемещением свинцовой мишени в направлении, перпендикулярном оси зондирующего пучка. Полученный нами коэффициент преобразования в третью гармонику по энергии составил 3%. Максимальная энергия третьей гармоники в наших экспериментах была 1 мДж.

Отметим, что ГТГ, имевшая место в наших условиях при „самопробое“ воздуха самим излучением накачки, имела на один-два порядка меньшую эффективность.

На диаграмме рис. 2 представлены результаты выполненных к настоящему времени экспериментов по ГТГ в самопробое и пробое на поверхности металлов с использованием импульсов различных длительностей и энергий.

3. Теоретическое моделирование процесса генерации гармоник в наших условиях может быть выполнено на основе модели классической столкновительной плазмы [7]. В такой модели оптическая нелинейность плазмы обусловлена зависимостью частоты электрон-ионных соударений от напряженности поля накачки (см. также [8]). В работе [7] была предсказана возможность генерации третьей гармоники в нестационарном режиме с КПД до 1%.

По нашему мнению, более последовательный подход к описанию генерации оптических гармоник в условиях наших экспериментов

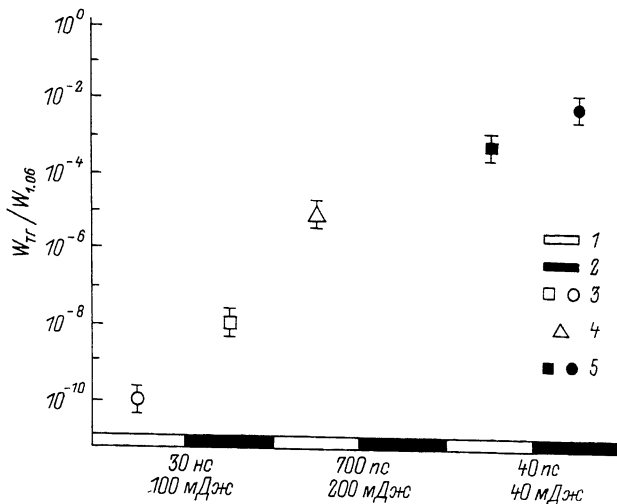


Рис. 2. Результаты экспериментов по ГТГ в условиях оптического пробоя. 1 - самопробой, 2 - пробой на поверхности металла, 3 - [4], 4 - [12], 5 - настоящая работа.

состоит в рассмотрении этого процесса как результата рассеяния электрона на ионе в присутствии сильного оптического поля. Мы предполагаем, что взаимодействие электрона со световым полем значительно сильнее, чем с ионом, и влияние последнего учитывается как малое возмущение (подробности расчета см. в [9]). Заметим, что в этом состоит отличие предлагаемого метода от обычно используемого метода расчета нелинейных восприимчивостей, которое предполагает вносимое световым полем возмущение малым по сравнению с кулоновским взаимодействием [10].

Волновая функция свободного электрона, имеющего волновой вектор \vec{K} , в поле $\vec{E}(t) = \vec{E} \sin \omega t$ может быть записана в виде [11]:

$$\psi_{\vec{k}} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp \left\{ i \left(\vec{k} \vec{r} - \frac{\hbar k^2}{2m} t + \frac{e \vec{k} \vec{E}}{m \omega^2} \sin \omega t - \frac{1}{4m\hbar} \left(\frac{eE}{\omega} \right)^2 \left(\frac{\sin 2\omega t}{2\omega} + t \right) \right) \right\}.$$

Предположим, что в начальный момент времени электрон локализован в области пространства с характерным размером $l = \alpha^{-1}$, и его невозмущенная волновая функция имеет вид:

$$\psi_{\vec{k}}^0 = \varphi_{\vec{k}} \exp(-\alpha r).$$

Тогда для проекции дипольного момента, осциллирующего на частоте $n\omega$, на направление поля в первом порядке теории возмущений для нечетных n имеем:

$$d^{nw} = -\frac{32i\alpha^2 k^2 e^3}{\pi^2 \hbar} \int_0^\infty \sum_{s=1}^\infty (V_s^{(+)} + V_s^{(-)}) \left(\frac{1}{\omega_k k + s\omega} - \frac{1}{\omega_k k - s\omega} \right) \frac{q^3 dq}{(\alpha^2 + q^2)^4}, \quad (1)$$

где $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$; $\omega_k k = \frac{\hbar}{2m_e} (k'^2 - k^2)$;

$$V_s^{(\pm)} = \frac{\left(\frac{e q E}{m \omega^2} \right)^{2s \pm n}}{2^{2s \pm n} (2s \pm n + 2) s! (s \pm n)!} {}_3F_4 \left(\frac{2s \pm n + 1}{2}, \frac{2s \pm n + 2}{2}, \frac{2s \pm n + 2}{2}; s+1, s \pm n + 1, 2s \pm n + 1, \frac{2s \pm n + 4}{2}; -\left(\frac{e q E}{m \omega^2} \right)^2 \right) \quad (2)$$

при $s > n$.

При $s < n$ для $V_s^{(+)}$ выражение (2) по-прежнему верно, для $V_s^{(-)}$ имеем:

$$V_s^{(-)} = \frac{(-1)^{n-s} \left(\frac{e q E}{m \omega^2} \right)^{2n}}{2^n (n+2) s! (n-s)!} {}_3F_4 \left(\frac{n+1}{2}, \frac{n+2}{2}, \frac{n+2}{2}; s+1, n-s+1, n+1, \frac{n+4}{2}; -\left(\frac{e q E}{m \omega^2} \right)^2 \right), \quad (3)$$

${}_3F_4(\alpha_3; \beta_4; z)$ - гипергеометрическая функция.

Для четных n составляющая дипольного момента вдоль поля равна нулю.

Выражения [1-3] позволяют произвести оценку интенсивности излучения третьей гармоники в наших условиях. Если используется излучение накачки с длиной волны $\lambda_0 = 1.06$ мкм, интенсивностью $I = 10^{13}$ Вт/см², плотность электронов составляет $N = 10^{19}$ см⁻³, то, предполагая выполненным условие фазового синхронизма на длине $L = 0.1$ см, получаем коэффициент преобразования в третью гармонику $\eta = 0.05$.

Как отмечалось ранее в работе [4], возрастание эффективности ГТГ при оптическом пробое может быть связано с квазирезонансным увеличением нелинейной кубической восприимчивости среды при заселении в плазме высоковозбужденных уровней атомов и ионов. Вопрос об относительной величине вкладов обоих указанных механизмов в ГТГ требует дополнительного исследования.

4. Таким образом, мы показали, что применение независимых синхронизованных источников зондирования и оптического пробоя позволяет осуществить ГТГ в плазме оптического пробоя с достаточно высокой эффективностью. Повышение мощности источников накачки позволит реально использовать плазму оптического пробоя как среду для преобразования частот оптических излучений. Отме-

тим, что особый интерес представляет исследование механизма насыщения ГТГ.

Отметим, что экспериментально полученный коэффициент преобразования в третью гармонику согласуется с результатом, к которому приводит предложенный нами метод расчета. На основании наших теоретических и экспериментальных оценок мы считаем возможным получение КПД порядка 10% и более.

В заключение авторы выражают благодарность профессору С.А. Ахманову, а также М.В. Рычеву за плодотворное обсуждение результатов, В.П. Михайлову и Г.А. Прибытку за помощь в изготовлении низковольтной системы выделения импульса.

Л и т е р а т у р а

- [1] M c L e a n E.A., S t a m p e r J.A., R i p i n B.H. - Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, N 12, p. 825-828.
- [2] B u r n e t t N.H., B a l d i s H.A., R i c h a r d s o n M.C. - Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, N 3, p. 172-177.
- [3] C a r m a n R.L., R h o d e s C.K., B e n j a m i n R.F. - Phys. Rev. A, 1981, v. 24, N 5, p. 2649-2663.
- [4] Г л а д к о в С.М., К о р о т е е в Н.И., Р ы ч е в М.В., Ф е д о р о в А.Б. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 20, с. 1272-1276.
- [5] Д е м ч у к М.И., Д м и т р и е в С.М., М и х а й л о в В.П. и др. - ПТЭ, 1987, № 3, с. 165-167.
- [6] Д е м и д о в А.А., Е с а я н Г.М., К а л а й д з и д и с Я.Л. - ПТЭ, 1984, № 3, с. 186-187.
- [7] S h a r m a A.K. - J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 3, p. 690-692.
- [8] Г и н з б у р г В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме, М.: Наука, 1967.
- [9] А х м а н о в С.А., Г л а д к о в С.М., К о р о т е е в Н.И., Ж е л т и к о в А.М. - Препринт МГУ, № 5, 1988.
- [10] Б л о м б е р г е н Н. Нелинейная оптика, М.: Мир, 1965.
- [11] Е л ю т и н П.В. Теоретические основы квантовой радиофизики, М.: МГУ, 1982.
- [12] Г л а д к о в С.М., Ж е л т и к о в А.М., К о р о т е е в Н.И. и др. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1988, т. 52, № 2, с. 443-452.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
18 апреля 1988 г.