

Исследование генерации параметрических неустойчивостей в лазерной плазме с использованием излучения с управляемой степенью когерентности*

Исследовалось распространение излучения через протяженные слои плазмы толщиной до 1 мм, имеющей плотность в четверть критической для длины волны 0,657 мкм. Изучены особенности генерации излучения $3/2\omega$ в плазменном слое. Коэффициент генерации составил $\approx(2-6) \cdot 10^{-4}$.

А. Ю. Воронин, В. Н. Деркач,
Н. В. Жидков, С. В. Калипанов,
А. И. Кедров, Н. А. Петражицкая,
К. В. Стародубцев, А. Е. Чаунин

Введение

Вблизи критической плотности наряду с классическим обратным тормозным механизмом поглощения важную роль играют резонансный и так называемые аномальные механизмы, связанные с развитием в плазме параметрических неустойчивостей. При этом действие параметрических процессов (ВРМБ, ВКР, двухплазменная неустойчивость, самофокусировка) в основном негативно, так как данные эффекты приводят к «паразитному» рассеянию излучения на плазменной короне, генерации быстрых частиц и жесткой части рентгеновского спектра [1]. В конечном счете, уменьшается однородность энерговыделения и эффективность передачи энергии лазерного излучения во внутреннюю энергию мишени и увеличивается ее энтропия.

С целью подавления параметрических неустойчивостей на многих действующих лазерных установках применяются системы декогерентизации излучения [2, 3]. Основным механизмом действия таких систем является снижение максимальной интенсивности излучения ниже порогов генерации параметрических неустойчивостей и обеспечение динамики лазерного поля, что приводит к нарушению резонансных условий процессов генерации.

Однако эффективность применяемых способов сильно ограничена характеристиками и возможностями лазерных систем с точки зрения усиления, формирования углового и пространствен-

* Доклад на VI школе по лазерной физике. Саров, 24–27 апреля 2012 г.

ного спектра излучения, модуляции временной формы импульса и требованиями по преобразованию излучения в высшие гармоники. Фактически характерная ширина спектра излучения мощных лазерных систем на неодимовом стекле для решения задач управляемого синтеза не превышает в настоящее время уровня нескольких десятков гигагерц.

Представляется интересным использовать для управления параметрами когерентности возмущающего на мишень излучения плазменное образование [4], вынесенное за пределы усиленной системы и расположенное непосредственно в области фокусировки. Критериями выбора источника плазменного образования являются динамический характер рассеяния проходящего излучения и минимальные потери в его энергии. Практическая реализация плазменного источника может быть получена в случае использования структурированных пен малой плотности.

Для декогерентизации лазерного потока необходимо использовать пены с плотностью много меньше критической, имеющие гомогенную структуру и ячейки открытого типа. Реализация такого способа управления параметрами лазерного излучения с использованием двумерных и трехмерных пенных структур продемонстрирована в работах [4, 5]. При толщине в несколько сотен микрометров и размером ячеек в десятки микрометров параметры таких пен определяются средними характеристиками, ионизация структуры происходит одновременно по всей глубине, что обуславливает большую эффективность рефракции, а процессы релаксации среды к однородному (одномерному) состоянию занимают соизмеримое с длительностью импульса время.

Для исследования особенностей генерации параметрических неустойчивостей в случае использования частично декогерентизированного излучения, полученного с использованием плазменного (пенного) образования, выбрана генерация $3/2\omega$ [6]. Генерация $3/2\omega$ является двухступенчатым параметрическим процессом и включает в себя распад фотона излучения на два плазменных колебания – плазмона (двухплазменная неустойчивость) с частотой $\omega = \omega/2 + \omega/2$ и собственно генерацию излучения за счет взаимодействия фотона излучения с плазмоном $3/2\omega = \omega + \omega/2$ или трехплазмонное взаимодействие $3/2\omega = \omega/2 + \omega/2 + \omega/2$. Генерация $3/2\omega$ является удачным маркером процессов, происходящих в плазме плотностью в четверть критической и ниже [6]. Двухплазменная неустойчивость имеет самый низкий порог генерации и наиболее опасна для схемы прямого облучения мишени.

Экспериментальный стенд

Для проведения экспериментов использовалось излучение одного из лазерных каналов установки «Искра-5» [7], преобразованное во вторую гармонику с длиной волны лазерного излучения 657,5 нм. Энергия в преобразованном излучении составила 170–250 Дж, приведенная к мишени – 80–150 Дж. Длительность импульса на полувысоте от максимального значения интенсивности 0,26–0,34 нс. Контраст импульса по энергии и мощности $>10^{-8}$ (в ряде случаев использовался преимпульс излучения с контрастом по отношению к основному импульсу $5 \cdot 10^{-2}$). Расходимость излучения – около $7 \cdot 10^{-5}$ радиан. Фокусировка излучения осуществлялась асферическим объективом с фокусным расстоянием $F = 60$ см, имеющим собственный кружок рассеяния 20 мкм.

В экспериментах регистрировались параметры излучения:

- приведенные к мишени (пространственная структура пучка, длительность и энергия в импульсе);
- прошедшие через мишень (структура пучка на выходе пены и на расстоянии 1000 мкм от нее, сечение вышедшего пучка с разрешением по пространству и времени на длинах волн 657,5 и 438,3 нм, энергия излучения указанных гармоник, интегральные измерения спектра прошедшего излучения).

С использованием набора камер-обскур диагностировалось также свечение плазмы пенной мишени в рентгеновском излучении.

Для устранения эффектов дисперсии в схемах регистрации использовалась зеркальная оптика.

Управление параметрами

Для формирования плазменного слоя, через который пропускалось излучение, использовались специальные плоские мишени из пены толщиной от 60 до 1000 мкм, выполненные из триацетата целлюлозы с ячейками открытого типа [8] с характерным размером 1–2 мкм и средней плотностью 2 мг/см^3 , что составляет примерно четверть критической плотности для излучения на длине волны 657,5 нм. Поглощение излучения в материале пенной мишени происходит сразу во всем объеме, что вместе с высокой степенью однородности мишени позволяет формировать профиль плотности плазмы заданным образом с использованием предимпульса излучения. В данной серии экспериментов предимпульс опережал импульс излучения примерно на 350 пс и обеспечивал полную ионизацию плазмы в области, соответствующей на мишени световой апертуре основного импульса.

Для облучения использовались режимы, определяемые смещением продольного положения пучка фокусировки относительно мишени. В ряде случаев использовался специальный линзовый растр [9], обеспечивающий в пятне распределение интенсивности с плоской огибающей и высокочастотными осцилляциями. За счет изменения структуры пятна облучения в эксперименте моделировалась функция PSD (power-spectral density) распределения интенсивности на входе плазменного слоя. Эффективность параметрической генерации излучения $3/2\omega$ в таком случае определялась интегрально произведением функций PSD и вероятности генерации. Использовались следующие режимы облучения:

- диаметр пучка 200–300 мкм при сохранении структуры распределения интенсивности ближней зоны пучка (интенсивность $(4\text{--}12)\cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, неоднородность распределения интенсивности 20–30 %);

- характерный размер пучка ~ 100 мкм в каустической области пучка (средняя интенсивность $50\cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, неоднородность распределения интенсивности 100 %, максимальная интенсивность до $300\cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, 30–40 % энергии пучка содержатся в спеклах с интенсивностью выше средней);

- диаметр пучка 200 мкм (интенсивность $(10\text{--}15)\cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, неоднородность распределения интенсивности 100 %, максимальная интенсивность до $60\cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, 10 % энергии пучка содержатся в спеклах с интенсивностью выше средней).

Для управления степенью когерентности излучения использовались дополнительные мишени, выполненные из органических нитей с двумерной плотностью $\approx 10^{-2} \text{ мг/см}^2$ [5], расположенные на расстоянии около 1000 мкм от пены и собранные вместе с ней в общую мишенную конструкцию. Применение таких мишеней, как показано в работе [4], обеспечивает уменьшение пространственной и временной когерентности излучения при прохождении слоя динамически разгружающейся плазмы, образованной при испарении нитей. Было показано, что эффективность данного способа для управления степенью когерентности излучения зависит от выбора вида функции PSD облучения. Так, в предельных случаях, когда существенное влияние на когерентность пучка оказывает самофокусировка излучения, была получена ширина спектра излучения до 2,5 ТГц и углы рассеяния до 10^{-3} радиан.

Экспериментальные результаты

Основными процессами, определяющими коэффициент пропускания через слой плазмы, являются тормозное поглощение излучения, статистически случайная рефракция на флуктуациях плотности и параметрическое рассеяние света, в том числе самофокусировка. Исследование распространения излучения на длине волны 657,5 нм через слой пены показало несколько интересных особенностей.

Во-первых, коэффициент пропускания излучения через пену оказывается заметно меньше полученного в расчете и в подобных экспериментах, где моделирование плазмы с определенной электронной концентрацией осуществлялось за счет использования газовой среды, находящейся под давлением [10]. Данный факт может объясняться наличием в плазме областей, где электронная концентрация равна или даже превышает критическую величину.

Во-вторых, для случаев, когда можно пренебречь параметрическим рассеянием света за счет самофокусировки, получено, что длительность и форма импульсов излучения, прошедшего через пену и упавшего на нее, совпадают (рис. 1). При этом коэффициент пропускания через слой пены экспоненциально убывает от ее толщины при толщинах слоев >100 мкм. Для толщины слоя плазмы 60 мкм наблюдается пропускание до $\approx 50\%$ от исходной энергии излучения, что в несколько раз больше, чем предсказывает наблюдаемая зависимость. Это свидетельствует о наличии фактора, отвечающего за рост поглощения с увеличением толщины, и объясняется тем, что в «тонких» слоях разгрузка пены происходит одномерно во внешние полупространства. Напротив, для «толстых» мишеней разгрузка имеет существенно двумерный характер и направлена в том числе и внутрь мишени, модулируя тем самым пространственное распределение плотности плазменного слоя. Этот вывод подтверждается сравнением двух характерных для данной серии изображений: прошедшего через пену пучка (рис. 2) и свечения области занятой плазмой в рентгеновском излучении (рис. 3), которая оказывается примерно на 400 мкм больше в последнем случае.

Внешнее кольцо образовано краем держателя мишени, на котором монтируется пена. Менее интенсивное свечение по центру мишени, по-видимому, свидетельствует о полной ионизации плазмы в области, где проходит лазерный пучок, в результате чего отсутствует свечение в линиях. «Горячие» точки в изображении возникают из-за присутствия пыли на поверхности мишени.

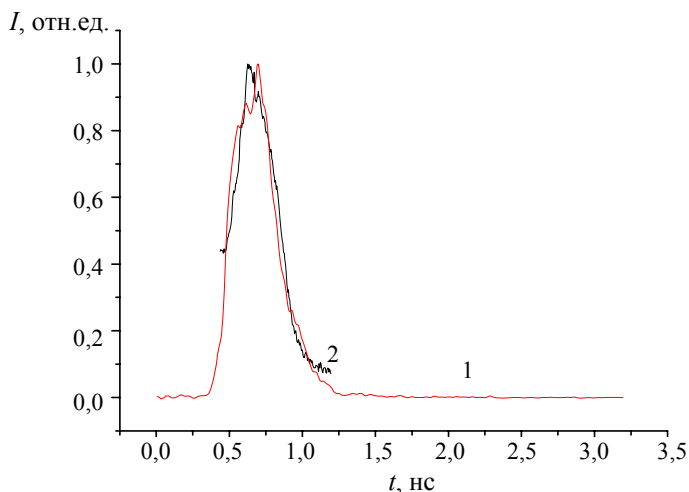


Рис. 1. Регистрации формы импульса, упавшего на мишень из пены (1) и вышедшего из нее (2) на длине волны 0,657 мкм

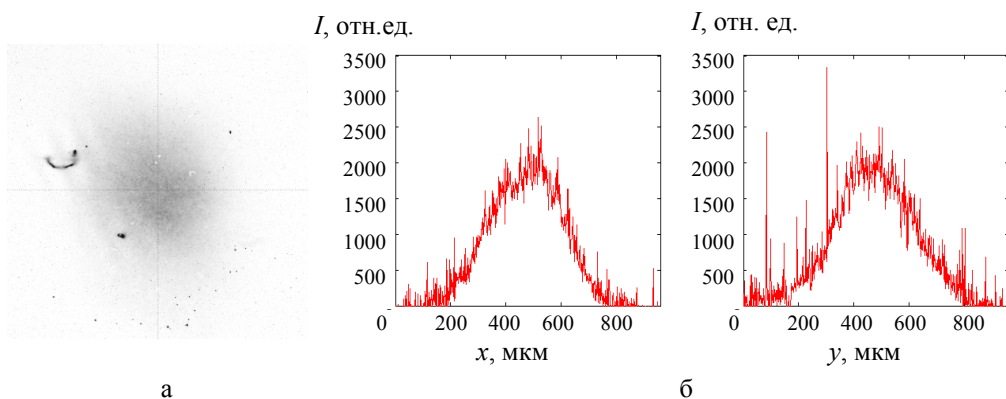


Рис. 2. Регистрация пучка на длине волны 0,657 мкм на выходе из пены (а), вертикальное и горизонтальное сечение пучка (б)

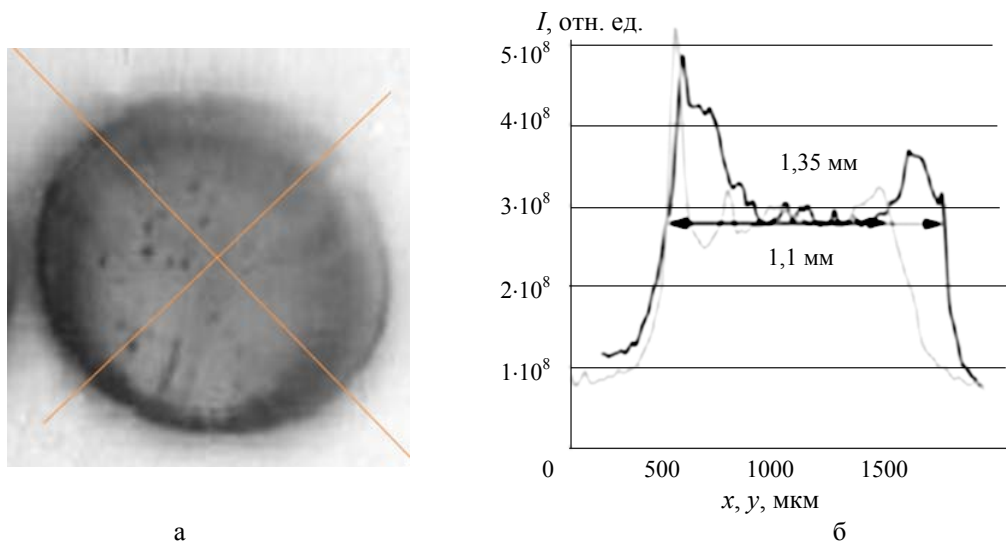


Рис. 3. Обскурограмма свечения мишени (а), вертикальное и горизонтальное сечение области свечения (б)

Наличие существующих гидродинамических потоков приводит к модуляции концентрации электронной плотности в объеме плазменного слоя, сохраняющейся на протяжении всей длительности импульса. Таким образом, можно говорить об увеличении доли рассеянного излучения и уменьшении пропускания воздействующего излучения за счет увеличения тормозного поглощения.

В-третьих, при использовании в экспериментах дополнительной мишени [5], применяемой для управления степенью когерентности излучения, наблюдается изменение формы импульса за счет действия самофокусировки и рассеяния наиболее интенсивной части импульса в углы, которые не перехватываются схемами регистрации. Доля энергии в рассеянной (не регистрируемой калориметрическим способом) компоненте составляет, по оценкам, более 70 % от полной энергии, прошедшей через мишень.

Высокий коэффициент поглощения излучения на длине волны облучения показывает, что толщина слоя, из которого происходит параметрическая генерация излучения $3/2\omega$, составляет всего несколько десятков микрон. При этом коэффициент генерации (отношение энергии

преобразованного излучения к энергии, введенной в пену) составляет примерно $(2-6) \cdot 10^{-4}$. Пространственное распределение преобразованного излучения совпадает со структурой пучка облучения и имеет примерно равную модуляцию распределения в поперечном направлении. На рис. 4 показана зависимость эффективности генерации гармоника от средней интенсивности в пучке облучения мишени.

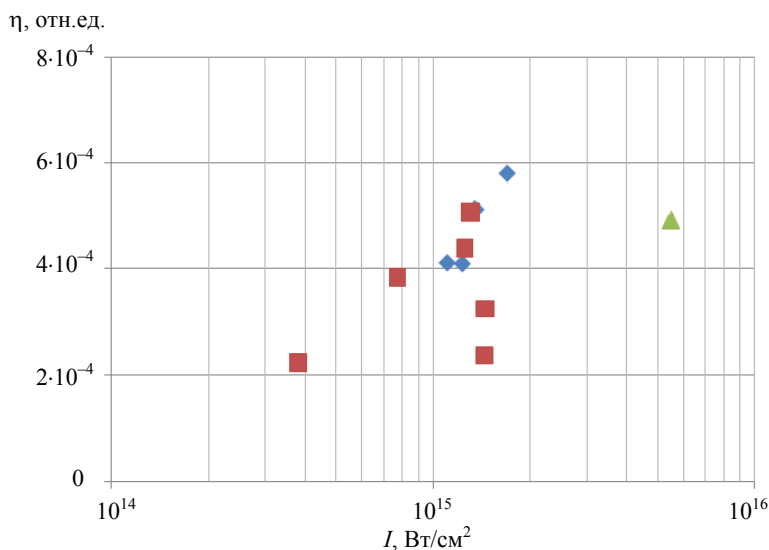


Рис. 4. Эффективность генерации $3/2\omega$ от средней интенсивности. Варианты структуры пятна облучения: ближней зоны пучка (■); с использованием линзового растра (◆), острая фокусировка (▲)

Исследована эффективность генерации $3/2\omega$ от PSD-распределения пучка. Показано, что генерация происходит на интервале времени, в течение которого локальные интенсивности в пучке превышают порог генерации. В предельном случае, когда локальные и средние интенсивности в пучке примерно совпадают, длительность импульса генерации уменьшается в несколько раз относительно длительности упавшего импульса и составляет примерно 150 пс. Напротив, в случае острой фокусировки длительности вошедшего в плазму и параметрически преобразованного импульса примерно совпадают. Следовательно, наблюдается корреляция эффективности преобразования в $3/2\omega$ от интенсивности. Однако с учетом относительно малой области пучка, занятой интенсивными спеклами, интегральные коэффициенты генерации оказываются примерно равными.

Часть из представленных экспериментов проведена с использованием техники [5] для управления степенью когерентности излучения. Спектральные особенности прошедшего через плазму излучения, полученные в типичных экспериментах, представлены на рис. 5. В первом случае использована комбинация из нитей и пены толщиной 100 мкм, получено однородное уширение линии до $\approx 0,2$ нм. Во втором случае использована относительно «толстая» мишень (500 мкм), при этом в спектре выделяется вторая компонента, сдвинутая в «красную» область спектра на 0,4 нм, что объясняется действием самофокусировки излучения и ВРМБ излучения вперед. Интегральная ширина спектра излучения, прошедшего через пену, составила 1,1 нм. Аппаратная функция прибора $\Delta\lambda < 0,003$ нм. Размер пятна на мишени из пены 200 мкм для обоих вариантов. В первом варианте для формирования пятна использован линзовый растр, во втором распределение интенсивности повторяет структуру пучка в ближней зоне.

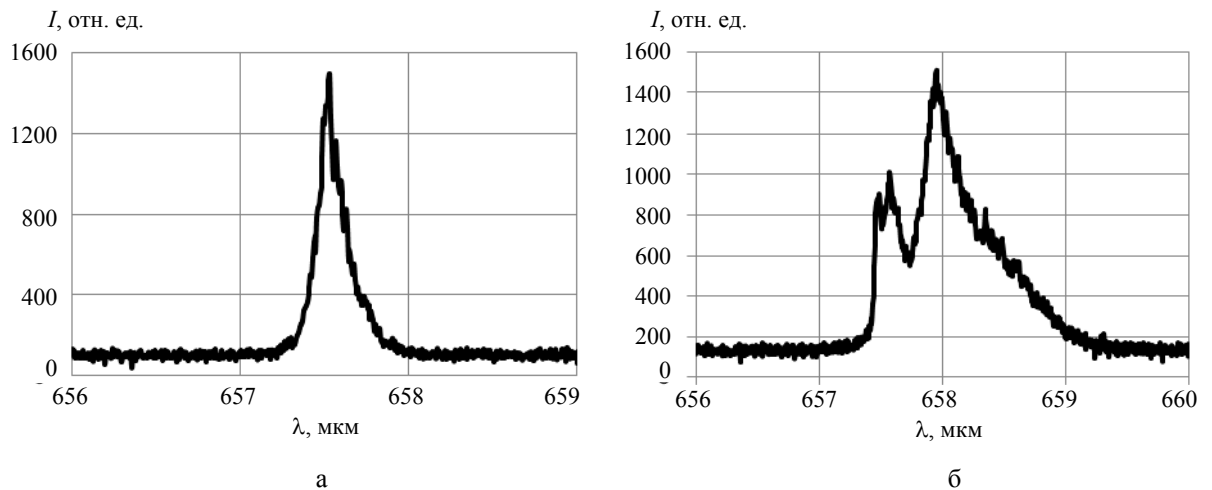


Рис. 5. Интегральные спектры излучения, рассеянного вперед при прохождении сборки из нитей и пены толщиной 100 мкм (а) и мишени из пены толщиной 500 мкм (б)

Вместе с тем в экспериментах, проведенных с использованием мишеней из нитей для пространственной и временной декогерентизации излучения, не зарегистрировано существенного увеличения ширины спектра, что несколько отличается от результатов, полученных ранее. Так, в работе [4] в сходных экспериментальных условиях были получены значения ширины спектра излучения, прошедшего через мишень из нитей, $>2-4$ нм. Напротив, для проведенной серии характерная ширина спектра прошедшего излучения составила менее 0,4 нм. Не наблюдается также и снижения кпд генерации $3/2 \omega$, который составил для всех случаев использования дополнительной мишени из нитей около $(4-5) \cdot 10^{-4}$, как и в экспериментах, когда такая мишень не использовалась.

Выявленные отличия объяснены тем, что в схемном решении экспериментов предимпульс излучения проходил также через мишень из нитей. Это вызывало их испарение на этапе, когда интенсивность основного импульса еще мала, а интенсивная его часть проходила через плазму, образованную испарением мишени из нитей в момент, когда ее плотность уменьшилась ниже порога самофокусировки, необходимого для эффективного управления параметрами рассеяния и когерентности проходящего излучения.

Список литературы

1. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. – М.: Наука, 1973.
2. Lehmberg R. H., Obenschain S. P. // Opt. Commun. 1983. Vol. 46. P. 27.
3. Skupsky S., Short R. W., Kessler T. S. et al. // Appl. Phys. 1989. Vol. 66. P. 3456.
4. Гаранин С. Г., Деркач В. Н., Шнягин Р. А. Формирование однородного облучения мишени на мощных лазерных установках // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 5. С. 427–446.

5. Гаранин С. Г., Деркач В. Н., Зарецкий А. И. и др. Пространственно-временное сглаживание распределения интенсивности лазерного пучка в области фокусировки за счет прохождения через динамическую плазму // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 11. С. 970–974.
6. Александров В. В., Вихарев В. Д., Зотов В. П. и др. Спектральные особенности гармоник 2ω и $3/2\omega$, генерируемых в создаваемой лазерным излучением плазме // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. Вып. 10. С. 551.
7. Анненков В. И., Багрецов В. А., Безуглов В. Г. и др. Импульсный лазер мощностью 120 ТВт ИСКРА-5 // Квантовая электроника. 1991. Т. 18, № 5. С. 536–537.
8. Khalenkov A. M., Borisenko N. G., Kondrashov V. N. et al. Experience of microheterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density // Laser and Particle Beams. 2005. Vol. 24, N 2. P. 283–290.
9. Voronin A. Yu., Garanin S. G., Derkach V. N. et al. Development of the systems for uniform target irradiation // Books of abstracts. ECLIM' XXXI, Budapest. 2010. P. 112.
10. Ng A., Cervenak M. R., Offenberger A. A. A gas target for the study of laser-induced parametric instabilities in plasmas // Opt. Commun. 1978. Vol. 5, N 1. P. 116–120.

Research in Generation of Laser Produced Parametric Instabilities in Plasma with Radiation Having a Controlled Level of Coherence

Yu. A. Voronin, V. N. Derkach, N. V. Zhidkov, S. V. Kalipanov, A. I. Kedrov,
N. A. Petrazhitskaya, K. V. Starodubtsev, A. E. Chaunin

Propagation of laser radiation at the wavelength of 0.657 microns have been investigated through the extensive plasma layers having thickness up to one millimeter and density of a quarter of critical. Features of $3/2\omega$ generation in plasma are probed. The gain is found to be about $(2-6) \cdot 10^{-4}$.