

- [5] Polikarpov I.V., Skadrov V.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 143. P. 11-17.
- [6] Поликарпов И.В., Скадоров В.В. Изв. АН БССР. Сер. физ-мат. наук. 1988. № 3. С. 83.
- [7] Иоллин Е.М., Золотоябко Э.В., Райтман Э.А. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6(12). С. 2132.

НИИ ядерных проблем
При Белорусском государственном
университете им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

07

ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНЫХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ПО ЧАСТОТЕ ИМПУЛЬСОВ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ

И.А. Бегишев, А.А. Гуламов,
Е.А. Ерофеев, Ш.Р. Камалов,
Т. Усманов, А.Д. Хаджаев

Расширение диапазона перестройки когерентного излучения, особенно в ультрафиолетовой (УФ) области, является актуальной задачей лазерной техники. Высокая энергетика и мощность излучения параметрических генераторов света (ПГС) в ближнем инфракрасном диапазоне [1] вместе с высокоэффективной каскадной генерацией гармоник излучения неодимового лазера [2] позволяют посредством суммирования частот их излучения получать высокоэнергетичные перестраиваемые по длине волны в ультрафиолетовом диапазоне субнаносекундные импульсы. Эффективность процесса суммирования зависит от выполнения соотношения Мэнли-Роу в каждой точке пространственно-временного распределения излучения, что возможно при подобии профилей интенсивностей смешиваемых волн [3]. Раздельное формирование профилей интенсивности каждой из волн, например в двухканальном лазере, позволяет оптимально (с энергетической точки зрения) осуществить процесс суммирования частот. В данной работе сообщается о получении мощного перестраиваемого по частоте излучения вблизи пятой гармоники неодимового лазера.

Эксперимент проводился на двухканальном широкоапертурном лазере, созданном на основе активных элементов из фосфатного неодимового стекла [2]. Удвоенное по частоте излучение первого канала использовалось для накачки ПГС, излучение второго канала преобразовывалось в четвертую гармонику, а затем производилось суммирование излучения на оконечном кристалле. Оптическая схема лазера приведена на рис. 1. Диаметр каждого пучка на выходе лазера составлял 32 мм по полувысоте при расходимости излучения

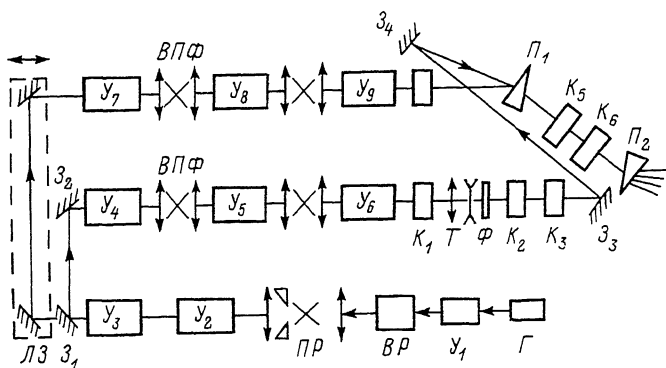


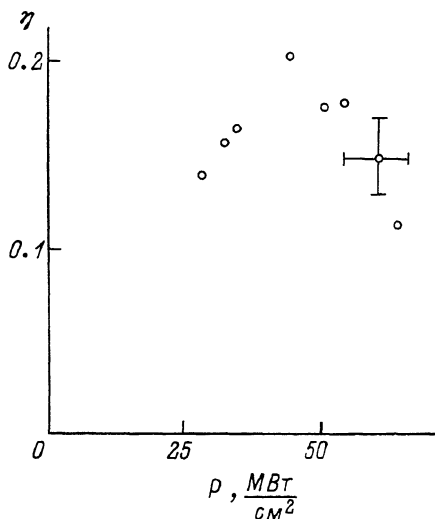
Рис. 1. Оптическая схема двухканального широкоапертурного лазера. Г - одночастотный задающий генератор; Y_1 - Y_9 - усилители; ВР - система формирования временного распределения интенсивности излучения; ПР - система формирования пространственного распределения интенсивности излучения; 3_1 - 3_4 - зеркала; ЛЗ - оптическая линия задержки; ВПФ - вакуумные пространственные фильтры; K_1 , K_4 - нелинейные кристаллы-удвоители частоты (\ddagger тип синхронизма); Т - телескоп; Ф - светофильтр СЗС-21; K_2 - K_3 - нелинейные кристаллы ПГС (П тип синхронизма); Π_1 , Π_2 - призмы; K_5 - нелинейный кристалл-удвоитель излучения второй гармоники; K_6 - нелинейный кристалл-смеситель частот (K_5 , K_6 - I тип синхронизма).

55 мкрад. Каждый из каналов усиления позволял получать плотность мощности излучения до 6 ГВт/см^2 в линейной поляризации при длительности импульса 0.5 нс. Профиль пространственного распределения интенсивности соответствовал гипергауссовой функции с параметром модуляции $N = 6$.

Излучение первого канала после удвоения частоты с эффективностью до 90% в кристалле КДР размером $50 \times 50 \times 30$ мм и сжатия двухкратным телескопом направлялось в однопроходный ПГС бегущей волны, собранный на двух кристаллах КДР длиной 40 мм и 60 мм. Для сужения спектральных и угловых характеристик излучения ПГС кристаллы были разнесены на расстояние 1 м. Энергия параметрических волн достигала 2 Дж при расходимости 2 мрад в плоскости, параллельной главной оптической плоскости нелинейных кристаллов, и 6 мрад в перпендикулярной плоскости. Ширина спектра составляла 6 см^{-1} . Диапазон перестройки ПГС 0.83-1.35 мкм.

Излучение второго канала дважды удваивалось по частоте в кристаллах КДР размерами $50 \times 50 \times 30$ мм и $50 \times 50 \times 10$ мм с эффективностью 90 и 92% соответственно и попадало в кристалл-смеситель АДР размером $50 \times 50 \times 10$ мм. Коллинеарно с излучением четвертой гармоники в кристалл-смеситель при помощи зеркал и поляризационной призмы заводилась холостая волна излучения ПГС

Рис. 2. Зависимость эффективности процесса суммирования частот от общей интенсивности излучения взаимодействующих волн.



из первого канала. Линия задержки позволяла в кристалле-смесителе совместить импульсы обоих каналов по времени. Дисперсионная призма из LiF разводила в пространстве излучение разных частот. Частота УФ излучения перестраивалась синхронным поворотом кристаллов ПГС и кристалла-смесителя. Дисперсионные

характеристики кристалла АДР позволяют при комнатной температуре получать в процессе суммирования четвертой гармоники излучения лазера на фосфатном стекле и холостой волны излучения ПГС перестраиваемое УФ излучение с коротковолновой границей $\lambda = 0.215$ мкм.

На рис. 2 приведена зависимость эффективности процесса суммирования частот от общей интенсивности излучения взаимодействующих волн. Ограничение эффективности процесса суммирования на уровне 20% связано прежде всего с тем, что спектральные и угловые характеристики излучения ПГС и излучения четвертой гармоники значительно отличались друг от друга. Зависимость, показанная на рис. 2, получена в условиях дефицита инфракрасной составляющей, точнее, той спектрально-пространственно ограниченной доли излучения ПГС, которая способна эффективно взаимодействовать с излучением четвертой гармоники в процессе суммирования частот. Это приводило к тому, что в кристалле-смесителе не выполнялось в существенной степени соотношение Мэнли-Роу для модулированных смешиваемых волн. Кроме того, в нелинейных кристаллах наблюдается значительное двухфотонное поглощение излучения УФ излучения [3].

четвертой гармоники и генерируемого в процессе суммирования УФ излучения [3].

Проведенные исследования и ранее полученные результаты по суммированию частот волн [2] позволяют надеяться на увеличение эффективности процесса суммирования при улучшении спектральных и угловых характеристик излучения ПГС, что возможно, в частности, при активной инжекции предварительно сформированного затравочного сигнала в параметрический усилитель [4].

- [1] Барейка Б.Ф., Бегишев И.А., Бурдулис Ш.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А., Пискарскас А.С., Сируткайтис В.А., Усманов Т. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 3. С. 186-189.
- [2] Бегишев И.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А., Редкоречев В.И., Усманов Т. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1983. Т. 47. № 10. С. 1910-1918.
- [3] Бегишев И.А., Ганеев Р.А., Гуламов А.А., Ерофеев Е.А., Камалов Ш.Р., Усманов Т., Хаджаев А.Д. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 2. С. 353-361.
- [4] Y u e r R.L., B a u m g a r t n e r R.A. // IEEE. J. Quant. Electron. 1979. QE-15. N 6. P. 432-444.

Институт электроники
им. У.А. Арипова УН УзССР,
Ташкент

Поступило в Редакцию
17 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

0.4

СПЕКТР ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ-ПОГЛОЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЯХ

А.Я. П о л и ш у к

Специфика процессов взаимодействия мощных потоков энергии с веществом состоит в том, что плотность и температура вещества меняются на многие порядки величин. Строгие теоретические методы слишком сложны для расчета физических свойств в необходимом широком диапазоне параметров, а современные гидродинамические программы предъявляют умеренные требования к точности расчета свойств материалов. Таким образом, наиболее целесообразны полутеоретические подходы, приводящие к достаточно простым широкодиапазонным аналитическим зависимостям. В настоящей заметке сообщается о разработке таких соотношений для спектра тормозного излучения-поглощения или, что эквивалентно, динамической проводимости плазмы.

Динамическая проводимость плазмы $\sigma(\omega)$ на частоте ω и эффективный (с учетом индуцированного излучения) коэффициент поглощения плазмы $\bar{\eta}(\omega)$ определяются эффективной частотой столкновений электронов с ионами $\nu(\omega)$: