

## ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

# Эффективная генерация излучения среднего ИК диапазона за счёт доплеровского эффекта при отражении интенсивных лазерных импульсов от околоскритической плазмы

Н.А.Михейцев, А.В.Коржиманов

*Рассмотрена возможность генерации излучения среднего ИК диапазона за счёт эффекта Доплера при отражении релятивистски интенсивного лазерного излучения планируемой установки XCELS от плазмы околоскритической плотности. Показано, что наибольшая эффективность порядка десятых долей процента наблюдается при максимально короткой длительности падающего лазерного импульса и его сверхстрой фокусировке в пятно диаметром менее 2 мкм. Использование двух импульсов позволяет увеличить эффективность в 1.5–2 раза. Таким образом, возможна генерация импульсов излучения в области свыше 3 мкм с энергией в несколько джоулей.*

**Ключевые слова:** релятивистская лазерная плазма, многопучковая лазерная система, фемтосекундный импульс, средний ИК диапазон, релятивистский эффект Доплера.

## 1. Введение

Релятивистская лазерная плазма, возникающая при воздействии сверхинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов на вещество, является эффективным конвертером энергии лазерного излучения в энергию высокоэнергетичных частиц и излучения в широком диапазоне частот. В частности, большое внимание уделено возможности генерации пучков электронов [1], ионов [2], а также рентгеновского и гамма-излучения [3, 4]. В последнее время предложены методы генерации излучения низкочастотных диапазонов: среднего ИК (сИК) [5–8] и терагерцевого [9–13]. Источники интенсивного излучения сИК диапазона могут найти применение в ряде спектроскопических приложений [14–16], и при этом их сложно реализовать на основе стандартных методов генерации излучения оптического диапазона, таких как лазерная генерация и оптическая параметрическая генерация, хотя последним методом и были достигнуты релятивистские интенсивности излучения [17, 18]. В настоящей работе анализируется возможность генерации ещё более интенсивных импульсов сИК диапазона при взаимодействии ИК излучения мультипетаваттной мощности планируемой к постройке установки XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) с веществом.

Для генерации излучения сИК диапазона в процессе взаимодействия с веществом интенсивных оптических импульсов была предложена схема, основанная на снижении частоты при распространении исходного импульса в прозрачной, но относительно плотной плазме [5–7]. В рамках нашей работы предлагается рассмотреть альтер-

нативный вариант, основанный на доплеровском смещении частоты излучения, падающего на плазму околоскритической плотности [19, 20]. В этом случае под действием пондеромоторной силы в плазме формируется тонкий слой электронов повышенной плотности, которые способны эффективно отражать падающее излучение и при этом движутся в глубь плазмы со скоростью порядка групповой скорости лазерного излучения. Эта скорость может быть порядка скорости света, что обеспечивает эффективное смещение частоты в низкочастотную область за счёт эффекта Доплера.

## 2. Постановка (схема) эксперимента

Для генерации импульсов сИК диапазона методом доплеровского смещения необходимо, с одной стороны, обеспечить высокий коэффициент отражения падающего на мишень лазерного импульса, а с другой – высокую скорость движения точки отражения в глубь плазмы. Следовательно, плазма должна быть прозрачной и при этом максимально плотной. Оптимальные условия, таким образом, достигаются в плазме околоскритической плотности. Скорость движения точки отражения также зависит от длительности лазерного импульса. Чем быстрее происходит нарастание его амплитуды, тем быстрее нарастает пондеромоторное давление на электроны плазмы и тем быстрее они должны отодвигаться от границы плазмы, чтобы создать компенсирующее электростатическое натяжение.

Таким образом, для достижения максимальной эффективности предлагается посылать предельно короткие импульсы оптического диапазона на слой плазмы околоскритической плотности. При длине волны падающего излучения 910 нм критическая концентрация электронов в линейном режиме взаимодействия  $N_{cr} = \epsilon_0 m \omega^2 / e^2 = 1.34 \times 10^{27} \text{ м}^{-3}$ , где  $m$  – масса электрона,  $\omega$  – частота падающего излучения,  $\epsilon_0$  и  $e$  – электрическая постоянная и элементарный заряд соответственно. Для релятивистски интенсивных лазерных импульсов следует учесть эффект релятивистски индуцированной прозрачности, приводя-

Н.А.Михейцев, А.В.Коржиманов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: artem.korzhimanov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

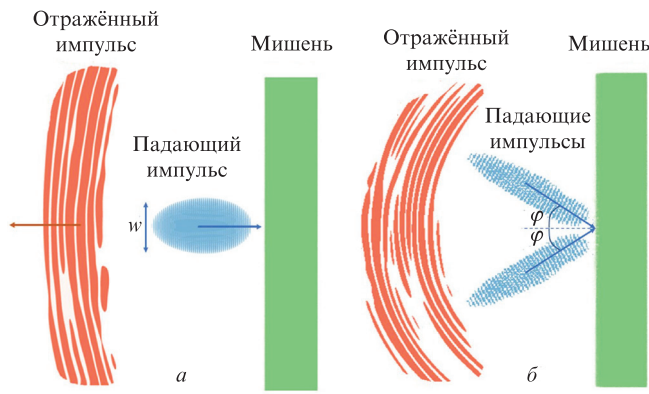


Рис.1. Схема генерации импульса СИК диапазона при облучении мишени одним (а) и двумя (б) лазерными импульсами. Отражённые лазерные импульсы отфильтрованы в области длин волн свыше 3 мкм;  $\varphi$  – угол падения,  $w$  – диаметр пятна фокусировки.

щий к увеличению эффективной концентрации, при которой плазма становится прозрачной, как правило, в  $a_0$  раз, где  $a_0 = eE/(mc\omega)$  – релятивистский параметр электромагнитной волны ( $E$  – напряжённость электрического поля падающего излучения). В условиях установки XCELS параметр  $a_0$  может достигать десятков и даже нескольких сотен, что позволяет наблюдать прозрачность плазмы для концентраций до  $10^{29} \text{ м}^{-3}$ .

При облучении мишени лазерный импульс распространяется в ней, вызывая формирование на его переднем фронте тонкого электронного слоя повышенной плотности, обусловленное действием пондеромоторной силы. Отражённый от этого слоя сигнал оказывается доплеровски-сдвинутым в область низких частот (рис.1.а).

Для увеличения сигнала можно использовать два и более падающих лазерных импульса, облучающих одну и ту же точку мишени под несколько различающимися углами (рис.1.б). При этом движение отражающего слоя будет определяться совместным действием всех импульсов.

### 3. Моделирование эксперимента

Моделирование предлагаемого эксперимента проводилось полностью электродинамическим методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) с применением программного комплекса PICADOR [21]. Исследовались одномерная и двумерная задачи.

Параметры лазерного импульса во всех расчётах были выбраны близкими к планируемым для установки XCELS. Энергия импульса составляла 400 Дж, длина волны – 910 нм, импульс имел гауссову форму по обеим координатам и длительность 25 фс по полной ширине на уровне половины интенсивности.

Одномерное моделирование проводилось в области размером 120 мкм на сетке размером 30000. Шаг по времени был равен  $6.67 \times 10^{-3}$  фс, а полное время моделирования составляло 1000 фс. Плазма в начальный момент времени представляла собой однородный плоский слой толщиной 20 мкм. Число частиц в ячейке в начальный момент времени равнялось 100. Левая граница плазмы располагалась на расстоянии 80 мкм от левой границы расчётной области. Считалось, что плазма состоит из ионов золота  $\text{Au}_{197}^{71+}$ . Плотность плазмы варьировалась так, чтобы параметр критичности  $n_0 = N_e/N_{cr}$  ( $N_e$  – концентрация электронов) изменялся в пределах 1–40. Лазерный

импульс предполагался сфокусированным в пятно диаметром 6 мкм по уровню половины интенсивности, что обеспечивало амплитуду импульса в максимуме  $a_0 = 105$ .

В двумерном моделировании использовалась область размером  $80 \times 80$  мкм на сетке размером  $4000 \times 4000$ . Шаг по времени был равен 0.034 фс, а полное время моделирования составляло 800 фс. Плазма в начальный момент времени представляла собой однородный плоский слой толщиной 20 мкм. Число частиц в ячейке в начальный момент времени равнялось 2. Левая граница плазмы находилась на расстоянии 40 мкм от левой границы расчётной области. Плазма предполагалась состоящей из ионов золота  $\text{Au}_{197}^{71+}$ . Плотность плазмы была зафиксирована, при этом концентрация электронов в ней составляла  $1.6 \times 10^{28} \text{ м}^{-3}$ , что соответствовало параметру критичности  $n_0 = 12$ . Такой выбор был сделан на основе одномерного моделирования для оптимальной генерации излучения СИК диапазона. В первой серии расчётов использовался один лазерный импульс, падающий по нормали к поверхности, диаметр фокального пятна которого варьировался в пределах 1–10 мкм. Плоскость фокусировки лазерного импульса располагалась на левой границе плазмы. Во второй серии расчётов использовались два лазерных импульса, сфокусированные в пятно диаметром 2 мкм по уровню половины интенсивности и падающие на поверхность мишени симметрично относительно нормали. Угол падения при этом изменялся в пределах  $\pi/40 - \pi/6$ .

Анализ отражённого излучения СИК диапазона выполнялся путём фурье-преобразования с фильтрацией излучения с длиной волны более 3 мкм. В двумерном случае излучение регистрировалось на окружности радиусом 38 мкм с центром в центре расчётной области и результаты пересчитывались в дальнюю зону, где уже проводился фурье-анализ.

### 4. Результаты анализа и моделирования

Целью одномерного моделирования был поиск оптимальной концентрации электронов в мишени с точки зрения эффективности генерации излучения СИК диапазона. Для этого была зафиксирована амплитуда падающего лазерного импульса и варьировалась концентрация электронов в плазме. На рис.2 приведена зависимость эффективности генерации отражённого излучения в области свыше 3 мкм от параметра критичности плазмы. Видно, что, как и ожидалось, с уменьшением параметра  $n_0$  эффективность растёт за счёт увеличения скорости движения точки отражения, достигает максимума в 2%–3% при  $n_0 = 16$  и не меняется до  $n_0 = 5$ , после чего начинает резко уменьшаться. Это связано с уменьшением отражательной способности плазмы.

Таким образом, в качестве оптимального выбран параметр критичности  $n_0 = 12$ , для которого были проведены двумерные расчёты. В первой серии расчётов варьировался диаметр пятна фокусировки лазерного импульса при фиксированной энергии и длительности. В этом случае с уменьшением диаметра пятна фокусировки растёт амплитуда импульса и, как следствие, скорость движения границы отражающего слоя электронов в плазме. Однако для сверхострой фокусировки фронт лазерного импульса начинает сильно отличаться от плоского, что приводит к эффективному уменьшению пондеромоторного давления, а также к значительной деформации отражающего слоя

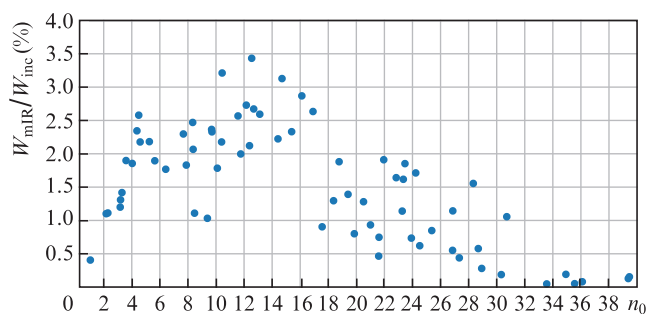


Рис.2. Зависимость эффективности конверсии энергии падающего на мишень лазерного импульса  $W_{\text{inc}}$  в энергию отражённого излучения в области длин волн свыше 3 мкм  $W_{\text{mIR}}$  от параметра за критичности плазмы  $n_0$ , полученная для серии одномерных расчётов.

электронов, вызывающей снижение эффективности доплеровского смещения. Из рис.3 видно, что до диаметра  $\sim 2$  мкм эффект увеличения амплитуды является доминирующим и эффективность конверсии достигает 0.4%, но при дальнейшем уменьшении диаметра пятна фокусировки эффективность меняться перестаёт. Следовательно, диаметр пятна фокусировки  $\sim 2$  мкм можно считать оптимальным.

Отметим, что в двумерном моделировании эффективность генерации ниже, чем в одномерном, что, по всей видимости, связано с неоднородностью лазерного импульса в поперечном направлении. Это, с одной стороны, приводит к эффективному уменьшению амплитуды поля лазерного излучения, двигающего отражающий электронный слой, а с другой – к искривлению этого слоя, что тоже снижает эффективность конверсии.

Для оптимального диаметра пятна фокусировки и оптимальной плотности плазмы была также исследована возможность увеличения отражённого сигнала сИК диапазона за счёт использования двух одинаковых импульсов, сфокусированных в одно пятно симметрично относительно нормали к мишени. При этом исследовалась зависимость эффективности генерации от угла падения импульсов на поверхность мишени. Результаты приведены на рис.4. Как видно, эффективность генерации для двух импульсов при небольших углах падения выше, чем для одного импульса, что, по всей видимости, связано с увеличением амплитуды поля и, как следствие, скорости движения отражающего электронного слоя. Однако для углов, превышающих  $\pi/10$ , начинает сказываться отклонение от квазиодномерной модели, что приводит к сни-

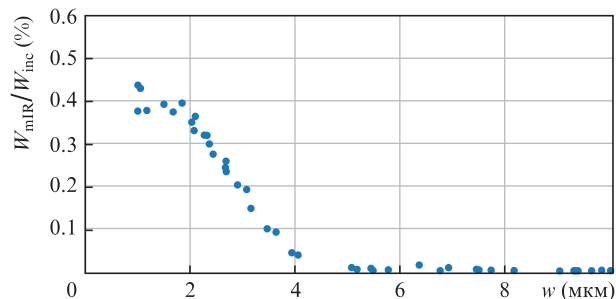


Рис.3. Зависимость эффективности конверсии энергии падающего на мишень лазерного импульса  $W_{\text{inc}}$  в энергию отражённого излучения в области длин волн свыше 3 мкм  $W_{\text{mIR}}$  от диаметра пятна фокусировки  $w$ , измеренного на уровне половины интенсивности импульса.

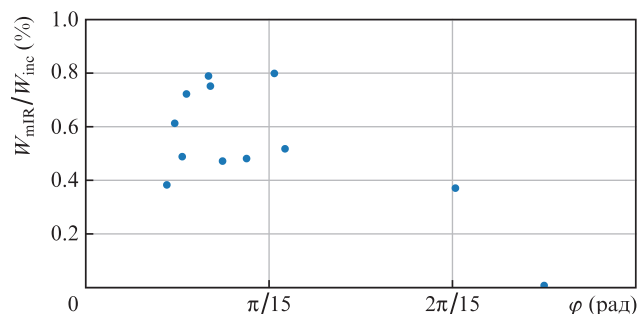


Рис.4. Зависимость эффективности конверсии энергии падающих на мишень двух лазерных импульсов  $W_{\text{inc}}$  в энергию излучения в области длин волн свыше 3 мкм  $W_{\text{mIR}}$  от угла падения  $\varphi$ .

жению эффективности, которая при углах  $\sim \pi/6$  становится меньше 0.1%.

Важным с практической точки зрения вопросом является влияние на эффективность генерации возможной неоднородности плазмы, вызванной, например, её предварительным разлётом под действием предимпульса. В рамках нашей работы соответствующее исследование не проводилось, но, как было показано ранее [19], наличие слоя предплазмы с характерной толщиной  $\sim 1$  мкм не оказывает значительного отрицательного влияния на процесс генерации низкочастотного излучения. Однако это требует достаточно хорошего контраста лазерного импульса.

## 5. Требования к эксперименту

Основной сложностью при проведении эксперимента будет подготовка мишени, которая должна иметь околокритическую плотность. При концентрации электронов порядка  $10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$ , которая является оптимальной для наблюдения эффекта, плотность вещества должна составлять  $\sim 1/10$  от твердотельной плотности. Достичь такой плотности можно либо при использовании предварительно разреженной мишени, например за счёт вспенивания или наноструктурирования, либо в динамическом режиме, например при использовании расширяющейся плазмы, плотность которой уменьшается со временем с характерным масштабом релаксации, значительно большим пикосекунды: такая плазма может быть инициирована, в частности, воздействием мощного наносекундного импульса на тонкую фольгу. Тогда при определённом выборе задержки между инициирующим разлётом наносекундным импульсом и основным фемтосекундным импульсом основной импульс будет взаимодействовать с плазмой нужной плотности.

Лазерный импульс должен иметь максимально короткую длительность и фокусироваться в пятно как можно меньшего диаметра, вплоть до дифракционного предела. Использование нескольких импульсов, сфокусированных в одно и то же пятно, увеличивает эффективность конверсии. При этом следует стремиться к наименьшему возможному углу падения этих импульсов, который во всяком случае не должен превышать  $\pi/6$ .

Излучение сИК диапазона генерируется в обратном направлении по отношению к падающему излучению и имеет из-за большей длины волны большую расходимость. Спектральный анализ этого излучения можно проводить стандартными методами, помещая детектор в

произвольную точку с облучаемой стороны мишени: за счёт высокой расходимости излучение может быть зарегистрировано практически в любом направлении. Однако для измерения эффективности конверсии требуется собрать энергию излучения с максимально возможного числа направлений, что может быть достигнуто с помощью металлического концентратора, установленного на облучаемой стороне мишени и фокусирующего излучение на детектор на некотором расстоянии от мишени.

Для диагностики плазмы в процессе взаимодействия можно использовать электронную радиографию с фемтосекундным разрешением, аналогичную той, которая применялась в экспериментах по визуализации кильватерных волн, возбуждаемых фемтосекундными драйверами [22–24]. Необходимые для этого электроны могут быть получены с помощью дополнительного лазерного импульса, взаимодействующего с газовой мишенью.

## 6. Заключение

Нами продемонстрировано, что при воздействии лазерных импульсов системы XCELS на мишени околоритической плотности возможна генерация отражённого излучения СИК диапазона с длинами волн более 3 мкм за счёт доплеровского сдвига частоты. Эффективность генерации при использовании одиночных импульсов может достигать десятых долей процента, что соответствует энергии импульса  $\sim 1$  Дж, и не имеет аналогов. При использовании двух импульсов возможно увеличение эффективности генерации в 1.5–2 раза, что позволит увеличить энергию генерируемых импульсов до 3–4 Дж.

При этом в настоящей работе не проводилась полноценная оптимизация по всем доступным параметрам. В частности, плотность плазмы оптимизировалась для одномерных расчётов в предположении, что диаметр лазерного пучка равен 6 мкм, в то время как в двумерных расчётах наиболее оптимальной оказалась фокусировка в пятно диаметром около 2 мкм. Для такого пучка оптимальная плотность может несколько отличаться, особенно с учётом многомерных эффектов. Дальнейшая оптимизация может улучшить полученные результаты.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение №075-15-2022-316), Министер-

ством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ННГУ (проект №0729-2020-0035) и государственного задания ИПФ РАН (проект №0030-2021-0012). Численное моделирование проводилось с использованием ресурсов, предоставленных Межведомственным суперкомпьютерным центром РАН.

1. Esarey E., Schroeder C., Leemans W. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
2. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 751 (2013).
3. Corde S. et al. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 1 (2013).
4. Gonoskov A., Blackburn T.G., Marklund M., Bulanov S.S. *Rev. Mod. Phys.*, **94**, 045001 (2022).
5. Nie Z. et al. *Nat. Photonics*, **12**, 489 (2018).
6. Nie Z. et al. *Nat. Commun.*, **11**, 2787 (2020).
7. Голованов А.А., Костюков И.Ю. *Квантовая электроника*, **51**, 850 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 850 (2021)].
8. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А., Гупта Д.Н., Сак Х. *Квантовая электроника*, **51**, 323 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 323 (2021)].
9. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R.W. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2725 (1993).
10. Yoshii J., Lai C.H., Katsouleas T., Joshi C., Mori W.B. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 4194 (1997).
11. Bakunov M.I., Bodrov S.B., Maslov A.V., Sergeev A.M. *Phys. Rev. E*, **70**, 016401 (2004).
12. Leemans W.P. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 074802 (2003).
13. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А., Гупта Д.Н., Сак Х. *Квантовая электроника*, **49**, 788 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 788 (2019)].
14. Pullen M.G. et al. *Nat. Commun.*, **6**, 7262 (2015).
15. Chang H.-T. et al. *Phys. Rev. B*, **103**, 064305 (2021).
16. Мещеринов В.В., Спиридонов М.В., Казаков В.А., Родин А.В. *Квантовая электроника*, **50**, 1055 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 1055 (2020)].
17. Митрофанов А.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **112**, 22 (2020) [*JETP Lett.*, **112**, 17 (2020)].
18. Митрофанов А.В. и др. *УФН*, **185**, 97 (2015) [*Phys. Usp.*, **58**, 89 (2015)].
19. Mikheytev N.A., Korzhimanov A.V. *Matter. Radiat. Extrem.*, **8**, 024001 (2023).
20. Korzhimanov A.V., Mikheytev N.A., in *Frontiers in Optics / Laser Science* (Washington, Optical Society of America, 2020, paper JT1B.41).
21. Surmin I.A. et al. *Comput. Phys. Commun.*, **202**, 20 (2016).
22. Schumaker W. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 015003 (2013).
23. Zhang C.J. et al. *Sci. Rep.*, **6**, 29485 (2016).
24. Zhang C.J. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 044013 (2018).