

04

## Результаты экспериментов по исследованию диаграммы направленности рассеянного лазерной плазмой излучения на установке „Искра-5“

© Л.М. Лавров, Е.В. Поздняков, В.М. Ямщиков, М.А. Ямщикова

РФЯЦ-ВНИИЭФ,

607190 Саров, Нижегородская обл., Россия

e-mail: feynman94@yandex.ru

Поступило в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 6 ноября 2024 г.

Принято к публикации 6 ноября 2024 г.

На установке Искра-5 проведены исследования зависимости направленности рассеянного лазерной плазмой излучения от плотности мощности лазерного излучения с длиной волны  $1.315\ \mu\text{m}$  на мишени, от размеров и формы фокального пятна. Показано, что при плотности мощности от  $2 \cdot 10^{13}$  до  $2 \cdot 10^{14}\ \text{W/cm}^2$  интегральная (в  $4\pi$ ) величина потерь на рассеяние составляет  $\sim 50\%$  от энергии накачки при различных формах фокального пятна и его размерах в диапазоне от 0.2 до 14 мм. При этом характер диаграммы направленности существенно зависит от интенсивности излучения, формы, размеров фокального пятна и направленности вектора поляризации.

**Ключевые слова:** диаграмма направленности, нелинейное рассеяние, фотобумага, лазерная плазма.

DOI: 10.61011/JTF.2025.04.60003.136-24

### Введение

Роль нелинейных процессов в лазер-плазменных взаимодействиях в последнее время широко исследуется во многих лабораториях мира. Этот интерес связан с тем, что ряд нелинейных процессов, возникающих в лазерной плазме, приводит к негативным последствиям, существенно осложняя возможность достижения эффективного зажигания в экспериментах, связанных с лазерно-термоядерным синтезом [1,2]. К числу таких последствий можно отнести нелинейное рассеяние лазерного излучения плазмой, приводящее к потерям лазерного излучения и опасности нарушения симметрии сжатия капсулы с  $D-T$ -смесью.

Процессы нелинейного рассеяния излучения лазерной плазмой изучаются уже более 50 лет, тем не менее количественного совпадения теории и эксперимента пока не наблюдается [2]. Обусловлено это, по-видимому, следующими обстоятельствами. Во-первых, вклад в рассеяние излучения в неоднородной плазме одновременно дают несколько механизмов, каждый из которых имеет свои специфические особенности и имеет различные диаграммы направленности. Во-вторых, используемые приемники излучения в большей части не обладают требуемой пространственной и угловой селекцией. В-третьих, существует сложность экспериментальных исследований, связанная с тем, что лазерное излучение, взаимодействуя с плазмой, частично трансформируется в широкий частотный спектр, включающий в себя гармоники и субгармоники греющего излучения, а также комбинации плазменных частот с лазерным излучением [2]. Это при-

водит к необходимости использования фотоприемников с широким спектральным диапазоном.

Несмотря на обширные теоретические исследования, проведенные ранее, основной интерес исследователей был сосредоточен на изучении вынужденного рассеяния Мандельштамма–Брюллиена, связанное со взаимодействием лазерного излучения (ЛИ) с ионно-звуковой волной и приводящее к рассеянию лазерного излучения назад в фокусирующую оптику, и на стимулированном комбинационном рассеянии (ВКР) назад [1,2], возникающем за счет взаимодействия ЛИ с плазменными волнами и приводящем к рассеянию энергии в виде излучения. Это связано, в первую очередь, с экспериментальной сложностью измерений рассеянной энергии в боковые направления. В то же время результаты работ [1,2] показывают возможности появления значительного по величине бокового рассеяния в области углов  $45^\circ$ – $90^\circ$  при диаметре фокального пятна больше продольного (в направлении греющего излучения) размера плазмы.

Обширный экспериментальный материал и его теоретический анализ, проведенный в 90-е годы прошлого столетия, результаты которого приведены в обзоре [3], получены на основе использования относительно низкоэнергетических лазерных установок с короткой (субнано-секундной) длительностью импульсов и с острой фокусировкой лазерного излучения в фокальные пятна диаметром 50–100  $\mu\text{m}$ . При этом продольный и поперечные размеры образующейся плазмы не превышают величины  $150$ – $200\ \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны накачки. При таких величинах масштаба плазмы нелинейные процессы в условиях конвективной неустойчивости не создают достаточно интенсивные потоки рассеянного

излучения в боковые (в области углов свыше  $45^\circ$ ) направления [1,4].

В случае острой фокусировки ЛИ, когда продольный размер плазмы превышает фокальный размер пучка, наименьший порог для развития нелинейного рассеяния имеет обратное по отношению к лазерному пучку направление, так что основная часть рассеяния происходит назад. Это позволяет осуществлять регистрацию рассеянного назад излучения с помощью имеющейся системы фокусировки, что упрощает схему экспериментов. При этом для регистрации излучения, идущего в боковые направления, обычно используется небольшое количество фотоприемников, устанавливаемых под углом  $30^\circ$ – $45^\circ$  к оптической оси. В случае наклонного падения лазерного излучения на мишень проводятся также измерения энергии зеркально отраженного излучения.

Для определения диаграммы направленности рассеянного излучения обычно используют калориметры или фотоэлектронные приборы, которые устанавливают в определенных местах внутри камеры взаимодействия [5,6]. С целью увеличения углового диапазона регистрации предложено [1,7] использовать волоконные световоды, выводящие рассеянное излучение из камеры взаимодействия на фотоприемники. Используя даже относительно большое количество таких регистраторов, невозможно получить картину рассеяния в широком диапазоне углов с высоким пространственным разрешением. Как отмечается в работе [1], для получения более детальной картины рассеяния в широком диапазоне углов необходимо использовать специально сконструированную камеру взаимодействия, содержащую большое количество световодов (200 и более). В случае применения ограниченного количества фотоприемников для оценки величины энергии излучения, рассеянной во все направления, проводят экстраполяцию полученных результатов на  $4\pi$  [6], считая, что рассеяние происходит изотропно или в соответствии с законом Ламберта. Это может не соответствовать картине нелинейного рассеяния, наблюдаемой в ряде работ [8–10]. Об этом ранее сообщалось в работе [9]. Если индикатриса рассеянного излучения является существенно анизотропной, то такой подход к определению величины рассеянной энергии может привести к значительным ошибкам и неверному пониманию физики лазер-плазменных процессов.

С повышением мощности лазерных установок и с увеличением длительности импульсов ЛИ до 3–10 ns в условиях фокусировки в пятна миллиметрового размера создаются условия для интенсивного рассеяния лазерного излучения в боковые направления [8,9], в том числе в области углов  $75^\circ$ – $90^\circ$ . Наиболее сложная картина рассеяния образуется в случае возникновения ряда нелинейных процессов в плазме при достаточно высокой плотности мощности лазерного импульса. Для их понимания большое значение имеет знание диаграммы направленности рассеянного излучения, по которой можно судить о механизмах рассеяния и о местах их возникновения в плазме.

Целью настоящей работы является определение диаграммы направленности рассеянного из лазерной плазмы излучения и оценка энергетических потерь на рассеяние с помощью методики, изложенной в работах [9,11].

## 1. Методика измерений

Эксперименты по измерению нелинейного рассеяния производились на установке Искра-5 с использованием иодного лазера [12] на длине волны  $1.315 \mu\text{m}$  с мишенями из различных материалов (медь, цинк, германий) при различных размерах фокальных пятен.

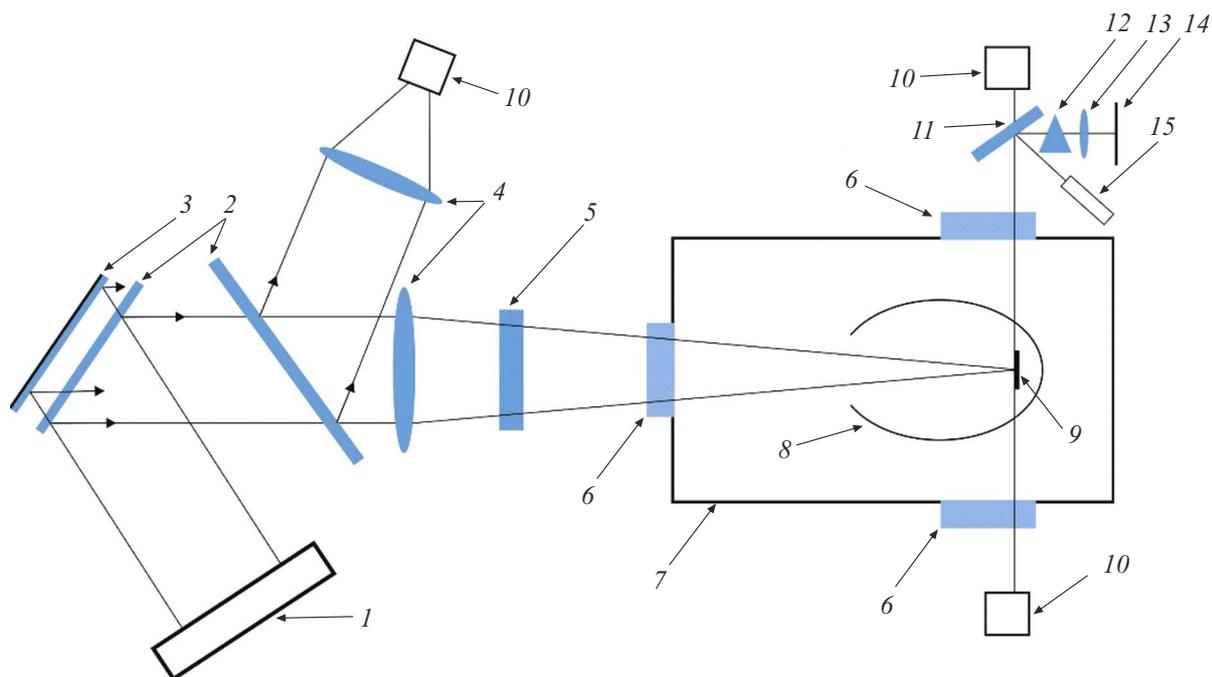
Для построения пространственной картины рассеяния излучения из плазмы в телесном угле  $\sim 4\pi$  использовалась засвеченная и проявленная фотобумага (ФБ) [9,11]. С ее помощью можно регистрировать излучение в широком диапазоне частот от УФ до ИК области при пороговой величине плотности энергии  $0.05 \text{ J/cm}^2$ , требуемой для образования видимого ожога. С целью количественного определения величины рассеянной энергии в различных направлениях была выполнена калибровка чувствительности ФБ. Описание методики калибровки чувствительности ФБ приведена в работе [11], где показано, что динамический диапазон регистрации плотности энергии равен 10 при длительности излучения  $\sim 1 \text{ ns}$ .

Пространственное разрешение методики определяется качеством ФБ и для используемых образцов составляет 100 штрихов в одном миллиметре. К достоинствам такого метода регистрации рассеянного излучения также следует отнести нечувствительность к помехам, простота и доступность применения.

Для получения достаточно большого поперечного размера плазмы при обеспечении плотности мощности ЛИ, превышающей  $\sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$  (пороговая плотность мощности для достижения нелинейных процессов для  $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ ), использовалась фокусировка лазерного излучения на мишени в виде узкой линии (строчки) длиной 2–14 mm и шириной 170–200  $\mu\text{m}$ . Это позволяло при энергии излучения 150–200 J с длиной волны  $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$  в импульсе с длительностью 350 ps достигать требуемой плотности мощности ЛИ.

С целью моделирования экспериментов, связанных с лазерно-термоядерным синтезом при длительности ЛИ несколько наносекунд, на установке Искра-5, у которой длительность лазерного импульса 0.4 ns, использовался предимпульс, опережающий основной импульс на 2–7 ns. Это делается для обеспечения пространственного масштаба плазменного образования в направлении ЛИ.

Оптическая схема экспериментов по исследованию нелинейного рассеяния приведена на рис. 1. Камера взаимодействия 7 имела цилиндрическую форму диаметром 500 mm и длиной 1100 mm. Давление остаточного газа в ней не превышало величины  $10^{-2} \text{ Pa}$ . Для формирования фокального пятна в виде строчки



**Рис. 1.** Оптическая схема измерений (вид сверху): 1 — генератор лазерного импульса; 2 — плоские пластины из стекла; 3 — зеркало; 4 — сферические линзы; 5 — цилиндрическая линза; 6 — окна камеры; 7 — камера взаимодействия; 8, 14 — ФБ; 9 — мишень; 10 — калориметры; 11 — оптический клин; 12 — призма; 13 — фокусирующая линза; 15 — фотодиод.

использовалась комбинация из сферической 4 и цилиндрической 5 линз. За счет изменения расстояния между ними устанавливалась требуемая длина строчки. Путем вращения цилиндрической линзы вокруг оси можно изменять направление строчки. В проводимых экспериментах вектор поляризации был перпендикулярен направлению строчки.

Для получения предимпульса перед отражающим зеркалом 3 устанавливалась плоская пластина 2. В качестве мишени 9 использовались стеклянные пластинки размером  $10 \times 20$  мм и толщиной 2 мм, на поверхность которых напылялся слой меди (германия или цинка) толщиной  $1.5\text{--}2$  мкм. Мишень располагалась в камере взаимодействия на специальном подвесе, позволяющем осуществлять точную юстировку по положению и по углу. При этом плоскость мишени относительно пучка устанавливалась по нормали в вертикальном направлении и поворачивалась на  $3.5^\circ$  в правую (со стороны мишени) сторону, чтобы избежать попадания отраженного пучка обратно в усилитель. Измерение величины рассеянной энергии в боковые направления и в фокусирующую оптику осуществлялось с помощью калориметров 10 и ФБ 8.

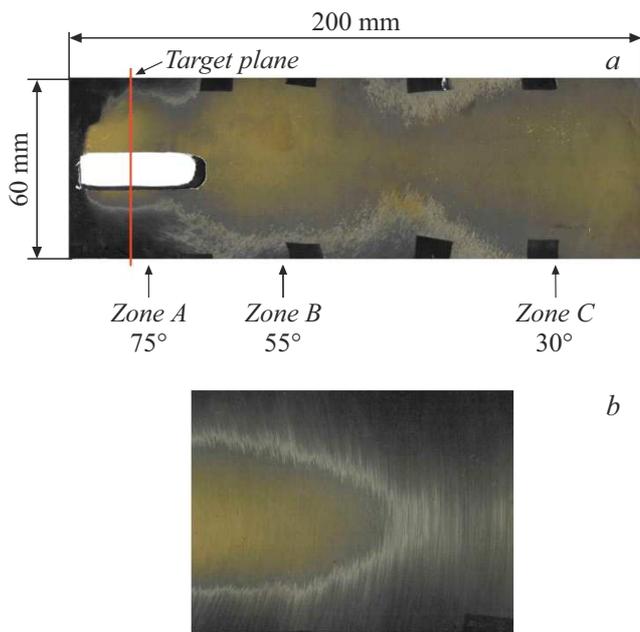
Для измерения спектрального состава излучения, идущего вдоль строчки, использовался призмный спектрограф и спектрограф с дифракционной решеткой 12. Рассеянное излучение, провзаимодействовав со спектральным прибором 12, фокусировалось с помощью линзы 13 на фотобумагу 14, оставляя на ней ожог.

ФБ 8 располагалась по внутренней поверхности цилиндра диаметром 190 мм и длиной 200 мм. Для вывода излучения, идущего вдоль строчки, в цилиндре и ФБ были проделаны отверстия.

Типичная картина рассеяния излучения в боковые направления, полученная в экспериментах с предимпульсом и со строчкой длиной 14 мм при плотности мощности  $(2\text{--}5) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, приведена на рис. 2.

Как видно на рис. 2, а, в направлении строчки (зона А) излучение, идущее в диапазоне углов  $75^\circ\text{--}90^\circ$  к оптической оси, на расстоянии 100 мм от мишени создает равномерный ожог на ФБ в виде пятна размером  $\sim 30$  мм. В зоне В с углом  $\sim 55^\circ$  к оптической оси распределение излучения носит линейчатый характер в виде узких радиальных полос, радиус кривизны которых определяется их расстоянием до осевой линии, проходящей вдоль строчки. Вид радиальных полос в зоне В представлен на рис. 2, б. На рис. 2, а радиальных полос не видно, так как из-за высокой интенсивности рассеянного излучения они слились в единый ожог. При углах меньше  $40^\circ$  в зоне С распределение имеет равномерный характер.

В горизонтальной плоскости в угловом распределении рассеянного излучения достаточно четко выявляется направленность под углами  $\sim 30^\circ$ ,  $55^\circ$  и  $75^\circ\text{--}90^\circ$ . В вертикальном направлении угловой размер рассеянного излучения зависит от длины строчки и при ее длине 14 мм составляет  $\sim 15^\circ$ . С уменьшением длины строчки



**Рис. 2.** Ожоги на фотобумаге: *a* — характер распределения излучения на левой (со стороны мишени) части экрана в экспериментах со строчкой длиной 14 мм; *b* — распределение излучения в виде узких радиальных полос.

до 2 мм угол рассеяния в вертикальном направлении увеличивается до 25°.

Характер картины рассеяния, приведенной на рис. 2, существенно не изменялся с уменьшением длины строчки в диапазоне от 14 до 3 мм. Однако при снижении длины строчки наблюдалось уменьшение силы ожога в зонах *A* и *B*. Качественное изменение картины рассеянного излучения возникло при уменьшении длины строчки до 2 мм, когда произошло смыкание всех областей ожогов. При длине строчки 1.5 мм и ширине 0.5 мм возникло излучение в направлении, перпендикулярном строчке, и картина рассеяния стала более равномерной в горизонтальной плоскости в области углов от 45° до 70°, однако еще далекой от закона Ламберта.

При плотности мощности ЛИ на мишени свыше  $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  отчетливо регистрировался ожог от рассеянного назад в сторону фокусирующей системы излучения в виде конуса, как это представлено на рис. 3.

Как видно на рис. 3, величина пороговой плотности мощности ЛИ с длиной волны  $1.315 \mu\text{m}$ , требуемая для возникновения нелинейного рассеяния назад, составляет  $1.4 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . При плотности мощности свыше  $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  характер диаграммы направленности назад рассеянного плазмой излучения приобретает вид конуса, угловой размер которого увеличивается от 30° до 55° с ростом плотности мощности ЛИ от  $2 \cdot 10^{12}$  до  $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  на мишени.

Характер диаграммы направленности рассеяния в горизонтальной плоскости при постоянной величине

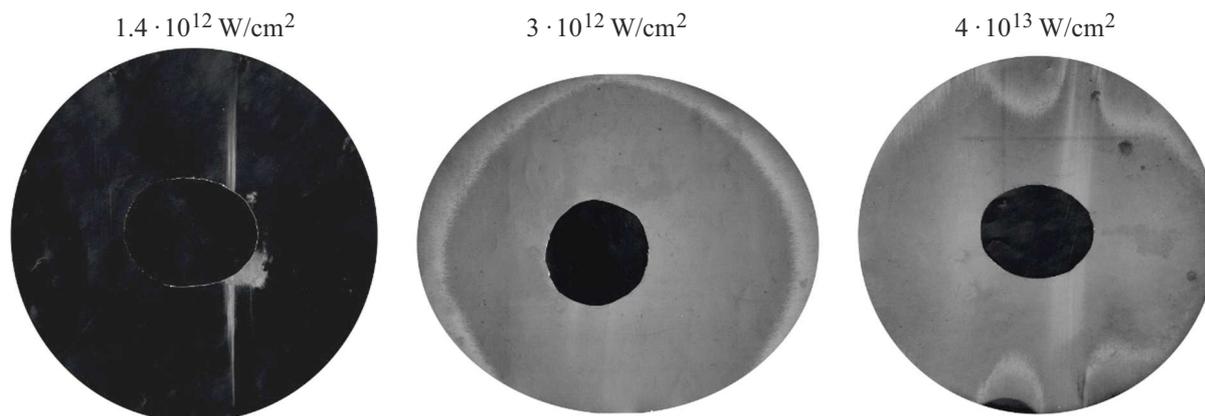
задержки предимпульса зависит от плотности мощности ЛИ на мишени, и динамика ее изменения представлена на рис. 4. Необходимо отметить, что приведенная выше картина динамики рассеяния соответствует экспериментам с длиной строчки 14 мм. С уменьшением длины строчки порог возникновения бокового рассеяния в области углов 75°–90° увеличивается. Так, при длине строчки 8 мм боковое рассеяние возникает при плотности мощности ЛИ свыше  $1.2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , в то время, как при длине строчки 14 мм этот порог составляет  $9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . С уменьшением длины строчки до 3.5 мм боковое излучение появляется при плотности мощности ЛИ равной  $4 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ . Как уже отмечалось выше, порог возникновения рассеяния назад в виде конуса не зависит от размеров и формы фокального пятна и соответствует величине  $2 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ .

Необходимо также отметить, что характер диаграммы направленности рассеянного излучения в существенной мере зависит от взаимной направленности строчки и вектора поляризации. В условиях проведения экспериментов на установке Искра-5 вектор поляризации всегда был направлен вертикально, так что при горизонтальном положении строчки их направления были взаимно перпендикулярны. В этом случае основная часть бокового рассеянного излучения распространялась в горизонтальной плоскости перпендикулярно вектору поляризации. В случае вертикального направления строчки боковое рассеянное излучение также распространялось перпендикулярно вектору поляризации. Проведенные эксперименты показывают, что основное влияние на характер диаграммы рассеяния оказывает направление вектора поляризации, а не положение строчки. Полученный результат подтверждает выводы работы [10], где также показано, что боковое рассеяние направлено перпендикулярно плоскости поляризации лазера.

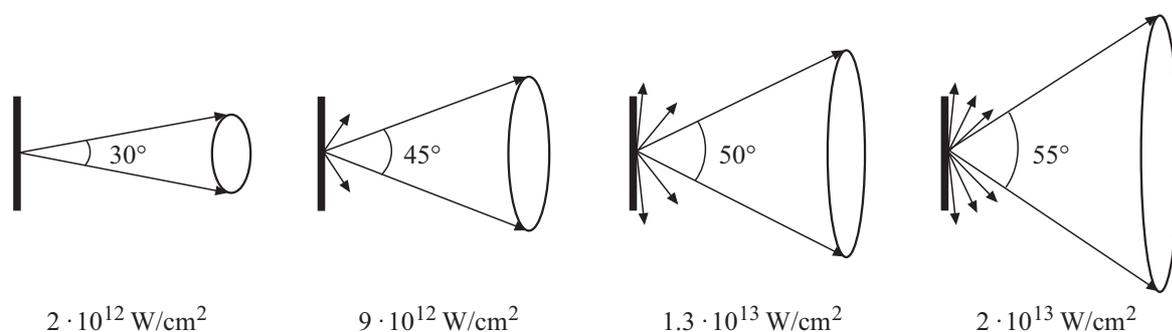
Схематично направленность рассеянного излучения в горизонтальной плоскости при фокусировке ЛИ в горизонтальную строчку длиной 14 мм, при наличии предимпульса и при плотности мощности свыше  $10^{13} \text{ W/cm}^2$  приведена на рис. 5.

При фокусировке ЛИ в круглое пятно диаметром 0.2 мм без предимпульса при плотности мощности  $\sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$  получалась картина ожогов на ФБ, представленная на рис. 6. Отверстие в середине нижней части изображения ФБ выполнено для ввода держателя мишени, а отверстия слева и справа — для вывода рассеянного излучения, идущего вдоль строчки на калориметры. Боковое рассеяние происходит в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации, и направлено под углом  $\sim 50^\circ$ . Достаточно интенсивное рассеяние в виде конуса происходит также назад в сторону фокусирующей оптики (рис. 3).

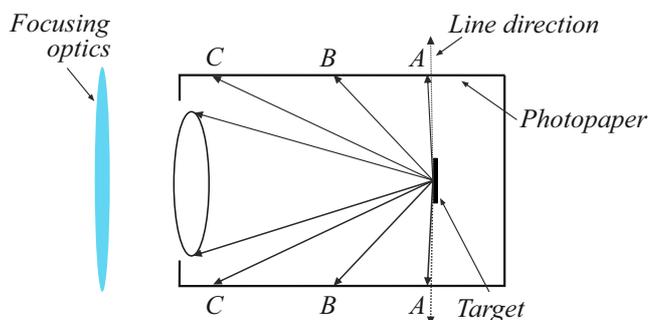
С использованием метода сканирования ожога, полученного на ФБ, и на основании результатов калибровки ее чувствительности к действию светового излу-



**Рис. 3.** Картины ожогов на ФБ, размещенной в плоскости, перпендикулярной лазерному пучку при различной плотности мощности на мишени.



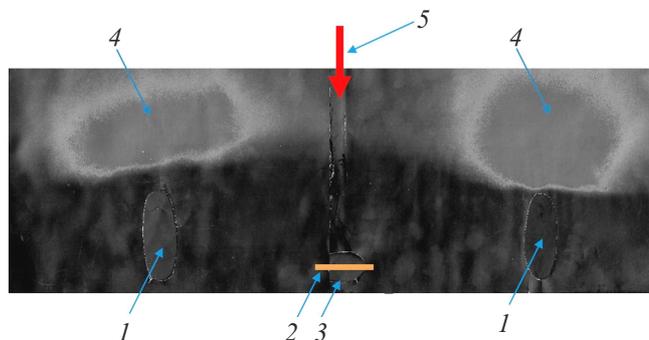
**Рис. 4.** Динамика изменения диаграммы направленности рассеянного излучения с ростом плотности мощности ЛИ на мишени при длине строчки 14 mm.



**Рис. 5.** Основные направления рассеяния излучения в горизонтальной плоскости.

чения [11] определена величина энергии, рассеянной в различных направлениях. Как показали результаты экспериментов, в условиях развитых нелинейных процессов при плотности мощности ЛИ свыше  $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  величина рассеянной энергии излучения в зону A составляет  $\sim 10\%$  от энергии накачки, в зону B  $\sim 5\%$ , в зону C  $\sim 5\%$ . С учетом того что рассеяние шло симметрично относительно лазерного пучка, то суммарное боковое рассеяние составляет  $\sim 40\%$ . В сторону фокусирующей оптики рассеялось  $\sim 10\%$ . При

плотности мощности ниже  $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  доля энергии, рассеиваемая в боковые направления, снижается, а идущее излучение назад усиливается. Полученное значение рассеяния в  $4\pi$ , равное  $50\%$ , соответствует результатам работ [9–11,13–16], в которых приводятся близкие значения величины потерь на рассеяние в лазер-плазменных экспериментах.



**Рис. 6.** Развернутая картина изображения ожогов ФБ, размещенной на внутренней поверхности цилиндра, при фокусировке ЛИ в круглое пятно: 1 — отверстия для вывода рассеянного излучения в области углов  $75^\circ\text{--}90^\circ$ ; 2 — плоская мишень; 3 — отверстия для подвеса мишени; 4 — ожоги в зоне B; 5 — направление распространения ЛИ.

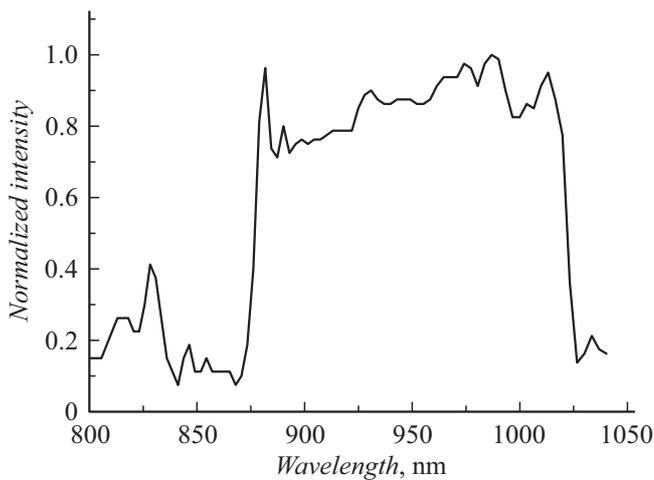


Рис. 7. Спектр рассеянного плазмой излучения от медной мишени в области углов  $75^\circ$ – $90^\circ$ .

## 2. Спектр рассеянного излучения в области углов $75^\circ$ – $90^\circ$

В проведенных экспериментах исследовался спектр излучения, идущего в области углов  $75^\circ$ – $90^\circ$ . Особенностью использования спектрометрической аппаратуры в этих условиях является наличие высокоинтенсивного излучения, распространяющегося вдоль строчки. При фокусировке излучения на входную щель спектрометра происходил оптический пробой и разрушение щели. Для исключения этого явления в спектрографе убрана входная щель. В этом случае спектральное разрешение прибора определялось отношением размера плазменного образования к расстоянию от призмы до мишени и угловой дисперсией призмы. В исследуемой области спектра разрешающая способность измерительной системы составляет  $\sim 20$ . В качестве реперов для калировки шкалы спектрометра использовались лазеры с длинами волн 532 и 633 nm. За счет высокой интенсивности бокового излучения регистрация спектра осуществлялась с помощью ФБ, размещенной в плоскости изображения линзы, расположенной после призмы, как это показано на рис. 1.

Полученный в экспериментах спектр излучения медной мишени приведен на рис. 7.

Из рисунка следует, что в направлении углов  $75^\circ$ – $90^\circ$  спектр рассеянного излучения находится диапазоне от 875 до 1025 nm, который определяется процессом ВКР [2], приводящим к возникновению комбинации частот плазменных и световой волны.

## 3. Анализ картины рассеяния

Результаты проведенных экспериментов указывают на существенно анизотропный характер рассеяния излучения, далекий от закона Ламберта. Анализ картины ожо-

гов на ФБ позволяет сделать ряд выводов о характере нелинейного рассеяния излучения:

1) наличие достаточно четко выраженной угловой направленности диаграммы рассеяния как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях, зависящей от плотности мощности ЛИ и формы фокального пятна;

2) в зоне *A* картина ожога представляет собой круглое пятно, имеющего диаметр  $\sim 30$  mm на расстоянии 100 mm от мишени, что видно на рис. 2, и существенно не изменялась с уменьшением длины строчки в диапазоне от 14 до 3 mm;

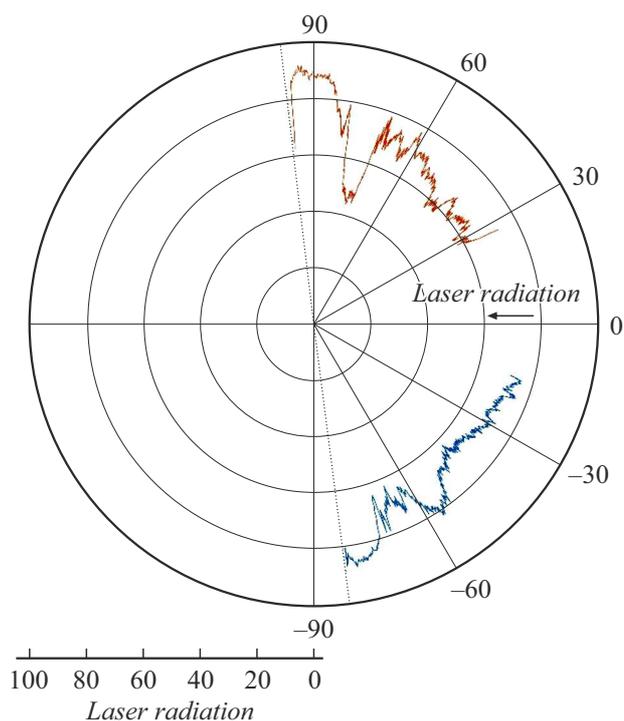
3) в зоне *B* картина ожога состоит из узких ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) радиальных полос, радиус которых увеличиваются по мере удаления от зоны *A*;

4) в зоне *C* характер ожога носит равномерный характер и его размер по вертикали увеличивается по мере удаления от зоны *A* и *B*.

В направлении фокусирующей оптики диаграмма направленности рассеянного излучения имеет вид конуса с четко очерченной границей. Размеры конуса и его форма сильно зависят от плотности мощности греющего излучения на мишени и от направления строчки, как это продемонстрировано на рис. 3.

При фокусировке ЛИ в круглое пятно диаметром 0.2 mm с плотностью мощности  $\sim 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> и без предимпульса рассеянное излучение в боковые направления в области углов  $75^\circ$ – $90^\circ$  не было зарегистрировано в пределах чувствительности используемых фотоприемников. Основная часть рассеянного излучения была направлена в правую и левую стороны под углом  $45^\circ$ – $50^\circ$  в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации. Для сравнения в эксперименте с фокусировкой в горизонтальную строчку длиной 2 mm и шириной 0.3 mm при плотности мощности ЛИ  $3 \cdot 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> наблюдалось достаточно сильное боковое излучение в направлении строчки.

Наибольший интерес в рассматриваемой картине рассеяния ЛИ при фокусировке в строчку представляет наличие весьма интенсивного излучения, направленного вдоль плоскости мишени. Как уже отмечалось выше, исходя из показаний калориметров, регистрирующих излучение вдоль строчки, в плоскости мишени в угловом секторе  $75^\circ$ – $90^\circ$  при длине строчки 14 mm и при наличии предимпульса в обе стороны излучается до 40 J энергии при энергии накачки 200 J. Считая, что длительность импульсов рассеянного излучения  $\sim 100$  ps, то на расстоянии 15–20 cm от мишени средняя интенсивность излучения достигает  $\sim 10^{10}$ – $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>, что может привести к разрушению оптических элементов. Такое явление неоднократно наблюдалось в проводимых экспериментах, когда происходило разрушение поверхности зеркал с алюминиевым покрытием, находящихся вне камеры взаимодействия на расстоянии 55 cm от мишени, а также происходило разрушение поверхности двух дифракционных решеток, используемых в спектрометре. Кроме того, в эксперименте с фокусировкой в строчку длиной 7 mm при значении интенсивности ЛИ



**Рис. 8.** Вид диаграммы направленности рассеянного излучения в горизонтальной плоскости, полученной в результате сканирования ожогов на фотобумаге.

равной  $2.4 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  наблюдалось локальное разрушение стеклянной поверхности призмы как на входе, так и на выходе излучения из нее.

На рис. 8 приведена интегральная диаграмма направленности рассеянного излучения в горизонтальной плоскости при фокусировке в строчку длиной 14 мм на мишень ЛИ с плотностью мощности  $3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  и при наличии предимпульса, полученная путем сканирования яркости ожогов на ФБ в горизонтальной плоскости. Яркость ожогов приведена в относительных единицах. Приведенная диаграмма направленности повернута относительно оси лазерного пучка на  $7^\circ$  против часовой стрелки из-за наклона мишени в горизонтальной плоскости. Следует отметить, что полученные в ходе экспериментов диаграммы направленности излучения из плазмы качественно соответствуют картине рассеяния лазерного излучения, полученной в работе [10].

Наблюдаемый в экспериментах с фокусировкой ЛИ в строчку специфический характер диаграммы направленности, характеризующийся наличием зон А, В и С, возможно, свидетельствует о наличии рассеяния лазерного излучения на дифракционной структуре. Эта гипотеза, выдвинутая более 10 лет тому назад в работе [9], находит свое подтверждение, например, в работах [17,18], где экспериментально обнаружено появление дифракционной решетки в лазерной плазме. Механизм формирования объемной периодической структуры, аналогичной брэгговской [19], в лазерной плазме связан

с воздействием на электроны электромагнитного поля стоячей волны, образующейся за счет суперпозиции падающей и отраженной волн накачки от критического слоя. Под действием пондеромоторных сил происходит модуляция показателя преломления оптической среды с образованием структуры с периодом, равным длине волны. При этом вне зависимости от формы фокального пятна за счет брэгговского рассеяния на образовавшейся дифракционной структуре формируется излучение, идущее назад в виде конуса, как это показано на рис. 3.

## Заключение

В рамках проведенных исследований можно сделать выводы, что при фокусировке ЛИ с длиной волны  $1.315 \mu\text{m}$  в горизонтальную линию (строчку) длиной более 3 мм при плотности мощности излучения выше  $\sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$  в процессе лазер-плазменного взаимодействия происходит интенсивное боковое рассеяние излучения в области углов  $45^\circ - 90^\circ$ , уносящее до 40% лазерной энергии. Излучение, рассеянное назад в виде конуса с углом  $30^\circ - 60^\circ$ , уносит  $\sim 10\%$  от энергии накачки.

Требуемая для возникновения бокового рассеяния плотность мощности ЛИ зависит от длины строчки и с увеличением ее длины снижается. Так, при длине строчки 3 мм боковое рассеяние возникает при плотности мощности ЛИ свыше  $3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , а при длине строчки 14 мм при плотности мощности ЛИ  $9 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . При этом боковое рассеяние имеет симметричный характер в горизонтальной плоскости.

Во всех реализованных в работе случаях облучения мишени индикатриса рассеянного из плазмы излучения является существенно анизотропной.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликтов интересов.

## Список литературы

- [1] K. Glize, Zhao Hu, Yihang Zhang, Lian Changwang, Shang Tan, Fuyuan Wu, Chengzhuo Xiao, Rui Yan, Zhe Zhang, Xiaohui Yuan, Jie Zhang. *Phys. Plasmas*, **30**, 122706 (2023). DOI: 10.48550/arXiv.2209.08251
- [2] M.J. Rosenberg, J.E. Hernandez, N. Butler, T. Filkins, R.E. Bahr, R. Jungquist, M. Bedzyk, G. Swadling, J.S. Ross, P. Michel, N. Lemos, J. Eichmiller, R. Sommers, P. Nyholm, R. Boni, J.A. Marozas, S. Craxton, P.W. McKenty, A. Sharma, P.B. Radha, D.H. Froula, P. Datte, M.Gorman, J. Moody, J. Heinmiller, J. Fornes, P. Hillyard, S. Regan. *Rev. Sci. Instruments*, **92**, 033511 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0040558>.
- [3] В.Т. Тихончук. *Квант. электрон.*, **18** (2), 15 (1991).

- [4] G. Cristoforetti, L. Antonelli, S. Atzeni, F. Baffigi, F. Barbato, D. Batani, G. Boutoux, A. Colaitis, J. Dostal, R. Dudzak, L. Juha, P. Koester, A. Marocchino, D. Mancelli, Ph. Nicolai, O. Renner, J. Santos, A. Schiavi, M.M. Skoric, M. Smid, P. Straka, L.A. Gizzi. *Phys. Plasmas*, **25**, 012702 (2018). DOI: 10.1063/1.5006021
- [5] S. Depierreux, C. Neuville, C. Vaccou, V. Tassin, M. Casanova, P.-E. Masson-Laborde, N. Borisenko, A. Orekhov, A. Colaitis, A. Debayle, G. Duchateau, A. Heron, S. Huller, P. Loiseau, Ph. Nicolai, D. Pesme, C. Riconda, G. Tran, R. Bahr, J. Katz, C. Stoeckl, W. Seka, V. Tikhonchuk, C. Labaune. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 235002 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.235002
- [6] О.Н. Крохин, В.П. Силин, В.В. Пустовалов, Г.В. Склизков, Ю.А. Михайлов, А.А. Рупасов, А.С. Шиканов. *ЖЭТФ*, **69**(1(7)), 206 (1975).
- [7] А.Н. Стародуб, С.И. Федотов, А.А. Фроня. (Препринт ФИАН. № 25. М., 2007)
- [8] P. Michel, M.J. Rosenberg, W. Seka, A.A. Solodov, R.W. Short, T. Chapman, C. Goyon, N. Lemos, M. Hohenberger, J. Moody, S. Regan, J.F. Myatt. *Phys. Rev. E*, **99**, 033203 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevE.99.033203
- [9] Л.М. Лавров, А.А. Андреев, А.В. Бессараб, Д.И. Марцovenко, Ф.А. Стариков. *Опт. и спектр.*, **III**(2), (2011).
- [10] K. Glize, X. Zhao, Y.H. Zhang, C.W. Lian, S. Tan, F.Y. Wu, C.Z. Xiao, R. Yan, Z. Zhang, X.H. Yuan, J. Zhang. *Phys. Plasmas*, **30**, 122706 (2023). DOI: 10.1063/5.0180607
- [11] Л.М. Лавров, Е.В. Поздняков, Е.А. Ульмов, В.М. Ямщиков, М.А. Ямщикова. *Приборы и техника эксперимента*, **6**, 35 (2023). DOI: 10.31857/S0032816223050324
- [12] С.Г. Гаранин, Л.А. Душина, И.П. Елин, Н.В. Жидков, В.М. Изгородин, Н.А. Калмыков, В.П. Коваленко, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, С.Ю. Петров, Е.В. Поздняков, В.Г. Рогачев, К.В. Стародубцев, Н.А. Суслов, Г.В. Тачаев, А.Е. Чаунин. *ЖЭТФ*, **155**(4), 759 (2019). DOI: 10.1134/s0044451019040199
- [13] R. Sigel. *J. Phys.* (1977).
- [14] О.Б. Ананьин, Ю.В. Афанасьев, Ю.А. Быковский, О.Н. Крохин. *Лазерная плазма. Физика и применения* (МИФИ, М., 2003)
- [15] Д.А. Борисевичус, В.В. Забродский, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян. *Письма в ЖТФ*, **43**(1), 53 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.01.44089.16254
- [16] Ю.Ю. Протасов, В.В. Христофоров. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, **3** (2008).
- [17] G. Cristoforetti, A. Colaitis, L. Antonelli, S. Atzeni, F. Baffigi, D. Batani, F. Barbato, G. Boutoux, R. Dudzak, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, Ph. Nicolai, O. Renner, M. Skoric, V. Tikhonchuk, L.A. Gizzi. *Europhys. Lett.*, **117**, 35001 (2017). DOI: 10.1209/0295-5075/117/35001
- [18] S.E. Schrauth, A. Colaitis, J.M. Nicola. *Phys. Plasmas*, **26**, 073108 (2019). DOI: 10.1063/1.5087734
- [19] С.В. Варжель. *Волоконные брэгговские решетки* (Университет ИТМО, СПб., 2015)