

О фокусировке лазерного излучения аксиконом

А.А.Малютин

Рассмотрено влияние осесимметричных возмущений интенсивности и фазы лазерного пучка на его фокусировку с помощью аксикона. Показано, что подобные возмущения приводят к появлению на оси аксикона изменений плотности энергии излучения с двумя периодами: L/γ и L^2/λ , где L – период возмущений интенсивности лазерного пучка, а γ – угол сходимости фокусируемых лучей.

Ключевые слова: аксикон, фокусировка лазерного излучения, лазерная искра.

1. Введение

Впервые фокусировка лазерного пучка с помощью аксикона для получения бесселевых пучков с высокой интенсивностью излучения обсуждалась в [1]. Позже была выполнена работа [2], целью которой являлось получение в газе сплошного лазерного пробоя с продольным линейным размером, много большим поперечного. Однако было обнаружено, что вместо однородной плазмы вдоль оси фокона «формируется ряд точечно-пунктирных пробоев». О наблюдениях аналогичных квазипериодических плазменных структур, получаемых с использованием аксиконов, сообщалось также авторами других работ. Подробный обзор этих работ сделан в [3].

Для объяснения указанной квазипериодической структуры плазмы предложены, по крайней мере, две теоретические модели. В первой из них рассматривается нелинейный процесс самомодуляции излучения бездифракционных лазерных пучков в плазме [4], а во второй учитывается пространственная модуляция греющего излучения при интерференции падающего и отраженного света на границе плазмы [5]. В настоящей работе предлагается более простое объяснение, связанное, прежде всего, с различиями в фокусирующих свойствах аксиконов и обыкновенных линз.

2. Фокусировка лазерного излучения аксиконом

В приближении геометрической оптики некоторому кольцевому элементу пучка радиусом r на входе в аксикон (рис. 1) в предположении малости угла преломления α может быть поставлена в соответствие точка на оси аксикона с координатой $L = r/[\alpha(n-1)] = r/\gamma$, где n – показатель преломления материала аксикона; α – угол между образующими его поверхностями; γ – угол сходимости фокусируемых лучей. Точно так же, пренебрегая дифракци-

ей, ширине кольцевой зоны dr можно поставить в соответствие элемент фокальной линии на оси аксикона $dL = dr/\gamma$. Количество энергии, приходящейся на элемент dL , определяется плотностью энергии пучка $Q(r)$ в соответствующем кольцевом элементе: $dE = 2\pi Q(r)rdr$. Отсюда следует, что если $Q(r) = \text{const}$, а диаметр лазерного пучка ограничен ($r \leq w$), то плотность энергии на оси аксикона будет максимальной в точке $z_F = w/\gamma$, которую поэтому можно условно считать фокусом аксикона. В теневой зоне, т. е. при $z > z_F$, максимум плотности энергии излучения достигается вне оси аксикона. Для гауссова пучка с $Q(r) = A \exp(-2r^2/w_G^2)$ после элементарных вычислений получим, что фокус аксикона лежит в точке $z_G = w_G/(2\gamma)$.

Чисто геометрически можно оценить и протяженность фокального пятна вдоль оси аксикона. Если считать, что границы фокального пятна соответствуют снижению плотности энергии излучения на 10% от максимального значения, то для гауссова пучка получим $\Delta z_G = 0.32w_G/\gamma$. Для аксикона с $\alpha = 1^\circ$, $n = 1.5$ в случае гауссова пучка радиусом $w_G = 1.1$ см это дает $\Delta z_G \approx 40$ см при $z_G \approx 62$ см. Для линзы с фокусным расстоянием $F = 62$ см длина перетяжки (рэлеевская длина) составит в этом случае всего 0.2 см.

Приведенные значения для положения и протяженности фокальной области аксикона, вычисленные в приближении геометрической оптики, хорошо совпадают с результатами дифракционного численного расчета, выполненного с использованием программы «Френель» (рис. 2) для гауссова пучка радиусом $w_G = 1.1$ см и пучка с пло-

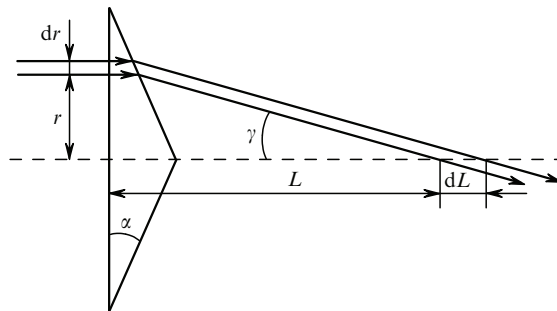


Рис. 1. К расчету плотности энергии излучения на оси аксикона.

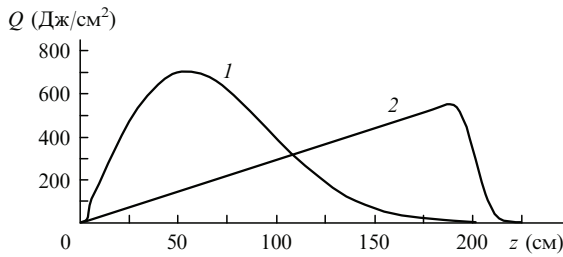


Рис.2. Плотность энергии излучения на оси аксикона для гауссова пучка (1) и пучка с плоской вершиной (2). Параметры аксикона и пучка приведены в тексте.

ской вершиной диаметром $2w = 4$ см (сглаживание на краях с масштабом 0.1 см).

Единственная цель всего сказанного выше – подчеркнуть, что тогда как поле в фокальной области обыкновенной линзы определяется полем во всей входной апертуре, для аксикона плотность энергии излучения в каждой точке вдоль оптической оси зависит главным образом от величины поля в соответствующей кольцевой зоне. Это позволяет пользоваться геометрической оптикой и для расчета векторного поля излучения за аксиконом [6]. Поэтому, если на входе в аксикон присутствуют осесимметричные возмущения интенсивности или фазы лазерного пучка, это не может не сказаться на распределении плотности энергии излучения вдоль его оси.

3. Осесимметричные возмущения интенсивности и фазы излучения

Дифракционные вычисления, результаты которых приведены в этом разделе, выполнены для лазерного пучка с плоской вершиной диаметром $2w = 4$ см, имеющего сглаживание на краях с масштабом 0.1 см и энергию импульса 1 Дж при длине волны излучения 1.06 мкм. Расчеты проведены для стеклянного аксикона с $n = 1.5$ и $\alpha = 1^\circ$.

3.1. Влияние модуляций интенсивности

Плотность энергии на входе в аксикон задавалась функцией

$$Q(r) = F(r) \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{A(r)} r \right) \right], \quad (1)$$

где $F(r)$ – стандартное для программы «Френель» распределение интенсивности лазерного пучка с плоской вершиной; m – глубина модуляции интенсивности; $A(r)$ – период радиальных возмущений, который в случае дифракции на апертурах обычно является переменным. Расчет выполнялся как для постоянного $A(r) = A_1 = 0.1$ см, так и для $A(r) = A_2 = 0.5(1 + r)$ (в см). Величина m выбиралась в диапазоне 0.01–0.33.

Распределение плотности энергии излучения на оси z аксикона $Q(z)$ при периоде A_1 и $m = 0.08$ показано кривой 1 на рис.3,а. Более наглядно искажения, вызванные модуляцией интенсивности входного пучка, отражает величина

$$\frac{dQ}{Q_0} = \frac{Q(z) - Q_0(z)}{Q_0(z)}, \quad (2)$$

где $Q_0(z)$ – распределение плотности энергии излучения на оси аксикона для невозмущенного пучка. Зависи-

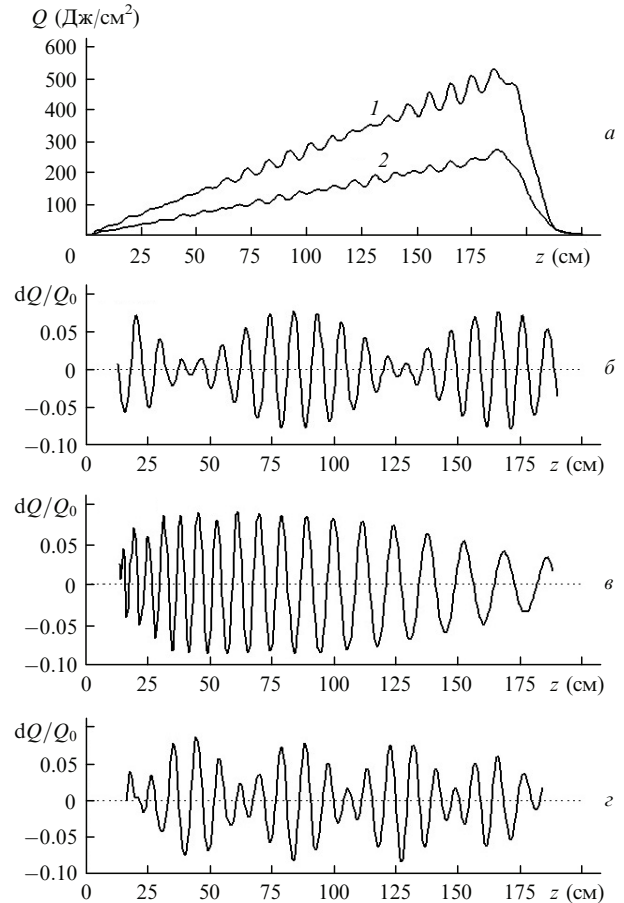


Рис.3. Плотность энергии на оси аксикона $Q(z)$ при осесимметричных возмущениях интенсивности пучка с плоской вершиной (а) и ее изменения $dQ(z)/Q_0$ при $m = 0.08$ (б–в) для $A_1 = 0.1$ см (б, в), $A_2 = 0.5(1 + r)$ (в), $\lambda = 1054$ (1; б, в) и 2108 мкм (2; в).

мость $dQ(z)/Q_0$ при постоянном A_1 и $m = 0.08$ показана на рис.3,б, а при переменном периоде A_2 и $m = 0.08$ – на рис.3,в. В обоих случаях максимальная относительная амплитуда осцилляций с периодом $A(z) \approx A_{1,2}/\gamma$ почти точно равна глубине модуляции m . Это соотношение сохраняется во всем диапазоне значений m (0.01–0.33).

Обратим внимание на то, что зависимость на рис.3,б помимо осцилляций с основным периодом A_1/γ имеет также дополнительную модуляцию плотности энергии излучения $Q(z)$ с несколько большим периодом.

Разложение идеального бесселева пучка на плоские волны представляется в k -пространстве кольцом с проекцией волнового вектора $k_z \equiv (2\pi/\lambda) \cos \gamma$. Для пучка вида (1) в отсутствие модуляции на оси аксикона имеем квазибесселев пучок, в разложении которого присутствуют гармоники с пространственными частотами, определяемыми только формой апертуры. Ограничение диаметра и резкость границы пучка дают в этом случае уширение спектра k_z , проявляющееся разве что в характере спада кривой 1 на рис.2 при $z \approx 200$ см. Небольшая особенность вблизи $z = 0$ объясняется невозможностью при численном расчете с ограниченной дискретностью описать вершину конической поверхности*. Такая же проблема возникает и при изготовлении аксикона [7].

Периодическое возмущение интенсивности (или фазы) приводит к появлению за аксиконом еще двух пучков

* Расчет проводился на сетке из 2048×2048 точек.

с проекциями волнового вектора $k'_z = (2\pi/\lambda) \cos(\gamma - \lambda/A)$ и $k''_z = (2\pi/\lambda) \cos(\gamma + \lambda/A)$ на ось z . Интерференция трех пучков с k'_z , k''_z и k_z приводит к появлению на оси аксикона модуляции с основным (A/γ) и дополнительным (A^2/λ) периодами. При параметрах расчета, соответствующих рис.3,б, отношение этих периодов $\lambda/(\gamma A_1) \approx 0.116$.

Зависимость периода дополнительной модуляции от длины волны излучения демонстрирует рис.3,г, на котором приведен результат расчета при длине волны лазерного излучения, вдвое большей $(\lambda/(\gamma A_1) \approx 0.232)$, чем для рис.3,б. В какой-то мере дополнительный период интерференции проявляется и на рис.3,в при переменном периоде A_2 .

Изменение длины волны позволяет продемонстрировать еще одно существенное различие в фокусировках излучения линзой и аксиконом. Как известно, максимальная интенсивность в фокусе линзы пропорциональна λ^{-2} , а в фокусе аксикона $-\lambda^{-1}$ (рис.3,а). Радиус главного максимума и в том и в другом случае пропорционален длине волны, поэтому количество энергии в центральном максимуме для линзы постоянно и равно $\sim 86\%$, а для аксикона оно меняется пропорционально λ .

3.2. Влияние модуляций фазы

Модуляция фазы в наших расчетах задавалась фазовым экраном

$$\Phi(r) = i \frac{\psi}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{A(r)} r\right), \quad (3)$$

где ψ – разность максимального и минимального отклонений фазы в длинах волн. Величина ψ изменялась от $\lambda/250$ до $\lambda/5$. Полученные в результате расчета зависимости $Q(z)$ и $dQ(z)/Q_0$ полностью аналогичны приведенным на рис.3. При модуляции фазы с переменным периодом A_2 в зависимости $Q(z)$ также прослеживаются как соответствие периода модуляции плотности энергии периоду возмущений, так и интерференционные эффекты (рис.4,а,б). При этом в выбранном диапазоне ψ выполняется примерное равенство $\max(dQ/Q_0) \approx 5.5\psi$, т. е. фазовые возмущения $\psi \geq \lambda/5.5$ при некоторых z вызывают почти 100%-ное увеличение или уменьшение плотности энергии на оси аксикона по сравнению с соответствующими значениями $Q_0(z)$ (рис.4,а).

Был выполнен также расчет при случайных флуктуациях фазы в апертуре пучка. Зависимость $dQ(z)/Q_0$ для флуктуаций фазы $\pm\lambda/20$ и радиуса корреляции 0.1 см показана на рис.4,в. Видно, что хотя изменения плотности энергии по сравнению с $Q_0(z)$ наблюдаются и в этом случае, они почти на два порядка меньше, чем при аналогичных осесимметричных возмущениях.

Осесимметричные периодические возмущения существенным образом меняют радиальное распределение плотности энергии излучения на оси аксикона. Если в идеальном случае оно является функцией Бесселя J_0 (рис.5,а), то при наличии возмущений распределения $Q(r)$ ни при каком значении z таковыми не являются. Более того, как показано на рис.5,б,в, они оказываются различными в окрестностях максимумов и минимумов кривой $Q(z)$.

4. Обсуждение результатов

Как следует из выполненного расчета, осесимметричные периодические возмущения интенсивности и фазы

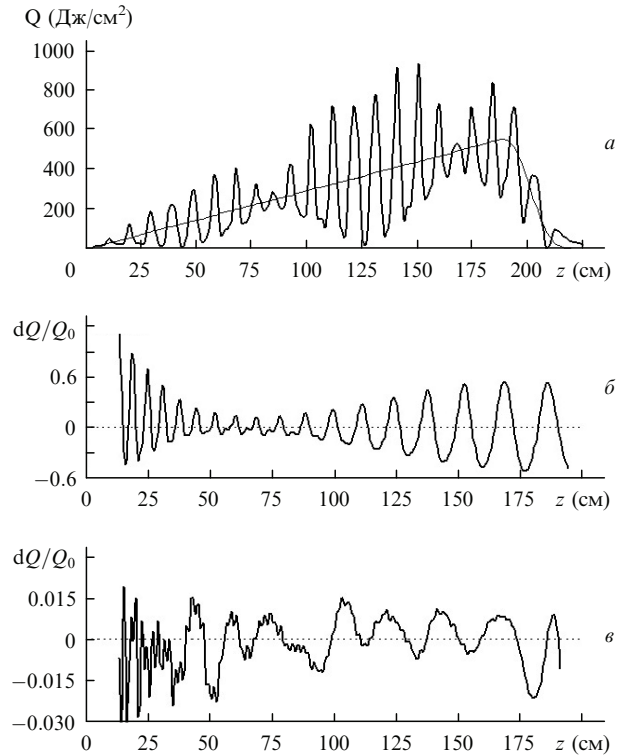


Рис.4. Плотность энергии на оси аксикона $Q(z)$ при возмущениях фазы пучка с плоской вершиной $\psi = \lambda/10$ (а) и ее изменения $dQ(z)/Q_0$ (б, в): осесимметричные возмущения с периодами $A_1 = 0.1$ см (а) и $A_2 = 0.5(1+r)$ (б), а также случайные возмущения с радиусом корреляции 0.1 см (в).

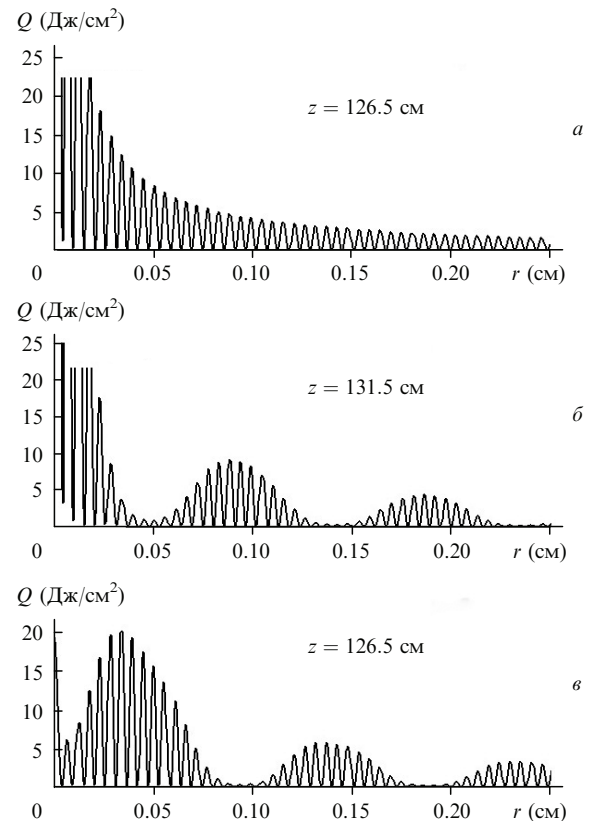


Рис.5. Плотности энергии излучения $Q(r)$ в окрестности оси аксикона в отсутствие (а) и при наличии (б, в) фазовых возмущений вблизи минимума (а, в) и максимума (б) функции $Q(z)$. Максимальные значения $Q(r)$ на рис.5,а и б не показаны

лазерного пучка приводят к появлению на оси аксикона изменений плотности энергии излучения с двумя периодами: основным (L/γ) и дополнительным (L^2/λ). В экспериментах по лазерному пробою газов с помощью аксикона [3] также отмечается наличие двух, различающихся примерно на порядок периодов структуры плазмы искры. Более того, как отмечается в работе [8], при использовании одного и того же аксикона для фокусировки излучения на разных лазерных установках структура искры оказалась одинаковой. Поскольку возмущения интенсивности, как правило, всегда связаны с самим лазерным пучком, то маловероятно, чтобы они были ответственны за появление наблюдаемой структуры искры. С учетом результата работы [8] то же самое можно сказать и о фазовых возмущениях лазерных пучков.

Таким образом, возможной причиной появления наблюдаемой структуры лазерной искры являются фазовые возмущения, связанные с деформацией конической поверхности аксикона. Сам тип этой поверхности может приводить при изготовлении к появлению осесимметричных возмущений ее формы. Даже если эти возмущения аperiодические, всегда может быть выделена основная частота модуляции или ее гармоники. Расчет же показывает, что даже при осесимметричных периодических возмущениях фазы $\sim \lambda/10$, т. е. при точности изготовления и тестирования, рутинной лишь для плоских и сферических поверхностей, модуляция плотности энергии излучения на оси аксикона может превышать 50 %.

5. Заключение

Насколько верно сделанное в настоящей статье предположение о роли качества поверхности аксикона в формировании структуры искры при фокусировке аксиконном, можно выяснить экспериментально с помощью прямых измерений распределения плотности энергии излучения $Q(z)$ либо по появлению периодической структуры в радиальном распределении $Q(r)$. Можно также сравнивать структуры искры для двух длин волн излучения, полученные при использовании одного и того же аксикона. Согласно работам [4, 5] период структуры искры должен меняться как λ/γ^2 . В нашем случае (по крайней мере, пока $L \gg \lambda$) один из периодов (L/γ) не зависит от длины волны излучения, а другой равен $\sim L^2/\lambda$.

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **9**, 95 (1966).
2. Зельдович Б.Я., Мульченко В.Ф., Пилипецкий Н.Ф. *ЖЭТФ*, **58**, 794 (1970).
3. Пятницкий Л.Н. *УФН*, **180**, 165 (2010).
4. Андреев Н.Е., Батенин В.М., Марголин Л.Я. и др. *Письма в ЖТФ*, **15** (3), 83 (1989).
5. Марголин Л.Я. *Квантовая электроника*, **26**, 246 (1999).
6. Zhang Y. *Appl. Phys. B*, **90**, 93 (2008).
7. Brzobohatý O., Čížmár T., Zemánek P. *Opt. Express*, **16**, 12688 (2008).
8. Камушкин А.А., Клинков В.К., Коробкин В.В. и др. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 40 (1988).

ПОПРАВКА

Т.В.Аулова, И.И.Золотоверх, Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, С.Н.Чекина. Неизохронность частоты автомодуляционных колебаний в твердотельном кольцевом лазере («Квантовая электроника», 2010, т. 40, № 3, с. 199–202).

В число соавторов этой статьи был ошибочно включен И.И.Золотоверх. Приводим правильный перечень фамилий: Т.В.Аулова, Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, С.Н.Чекина.