

Фокусировка фемтосекундного излучения аксиконной линзой

А.А.Бабин, Д.В.Карташов, Д.И.Кулагин

В рамках второго приближения теории дисперсии методом Кирхгофа–Френеля проведено теоретическое моделирование фокусировки фемтосекундного излучения преломляющей аксиконной линзой. Показано, что для рассмотренных нами углов (до 0.2 рад) основное влияние на исследуемое распределение поля оказывает увеличение длительности импульса из-за его дисперсионного расплывания внутри материала аксикона, а угловая дисперсия в этом случае достаточно мала.

Ключевые слова: аксикон, фокусировка, дисперсия материала, фемтосекундный импульс.

Использование аксикона (конической линзы) для фокусировки фемтосекундного излучения тераваттной мощности в объем прозрачных диэлектриков позволяет создавать протяженные каналы с аспектным отношением более 10^4 [1]. Однако, несмотря на то что такая линза известна достаточно давно, многократно применялась в лазерных экспериментах [2–5] и фокусировка с ее помощью для монохроматического излучения детально исследована теоретически и экспериментально [5, 6], формирование каустики аксикона при падении на его вход импульса фемтосекундной длительности не рассматривалось. В то же время фокусировка короткого светового импульса имеет ряд особенностей. В частности, большая ширина частотного спектра фемтосекундного лазерного импульса приводит к увеличению влияния дисперсионных эффектов на характеристики фокальной области, как это имеет место для обычной линзы [7].

В настоящей работе рассчитаны продольное и поперечное распределения интенсивности поля на оси преломляющего аксикона с прямолинейной образующей при падении на его вход фемтосекундного лазерного импульса. Расчет проведен с учетом влияния дисперсии материала аксикона.

Для моделирования фокусировки фемтосекундного излучения воспользуемся результатами, полученными в статье [5] методом Кирхгофа–Френеля. В этой работе было найдено распределение поля в каустике для монохроматического пучка с плоским фазовым фронтом, падающим на оптически тонкий аксикон. Поскольку рассматривается линейная задача, то для нахождения пространственного распределения поля $E(z, r, t)$ короткого импульса можно, воспользовавшись результатами работы [5], сразу записать аналитическое выражение для $E(z, r, t)$, формируемого аксиконной линзой:

$$E(z, r, t) = -\frac{i\alpha}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega (n_\omega - 1) (2\pi k z)^{1/2} E_\omega(0, r, \omega)$$

$$\times J_0[k\alpha(n_\omega - 1)r] \exp \left[ik \left\{ z + \frac{r^2}{2z} + \alpha(n_\omega - 1) \times [R - \alpha(n_\omega - 1)z/2] \right\} - i\omega t \right], \quad (1)$$

где z и r – продольная и поперечная координаты; t – время; ω – частота; α – угол в основании аксикона; n_ω – показатель преломления аксикона; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны излучения; R – радиус аксикона; $E_\omega(0, r, \omega)$ – спектр поля, падающего на аксикон; J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. В (1) подынтегральное выражение, за исключением множителя $\exp(-i\omega t)$, представляет собой поле гармонического сигнала в произвольной точке r, z за аксиконом [5].

Рассмотрим вначале наиболее простой случай, когда $n(\omega) = \text{const}$. Это приближение соответствует длинному импульсу, когда влиянием дисперсии материала конической линзы можно пренебречь. Очевидно, что такое приближение выполняется для отражательного аксикона и фемтосекундного импульса, если коэффициент отражения рабочей поверхности не зависит от частоты. Анализ выражения (1) показывает, что в этом приближении фемтосекундный импульс фокусируется аксиконом практически так же, как и непрерывное излучение, до тех пор, пока длительность импульса не составит нескольких периодов поля. Другими словами, параметры каустики и напряженность поля в ней практически одинаковы для монохроматического сигнала и не очень короткого фемтосекундного импульса. Это довольно удивительный факт, однако если вспомнить, что основной вклад в поле в произвольной точке z на оси аксикона дает кольцо радиусом $r = (n - 1)\alpha z$ и шириной $\Delta r \sim \lambda$, а также учесть, что для фемтосекундного импульса каустика представляет собой результат интерференции поля, приходящего из примерно такого же кольца, то полученный результат становится понятным.

Для того чтобы учесть дисперсию материала аксикона, разложим показатель преломления аксикона в ряд Тейлора в окрестности центральной частоты ω_0 импульса до членов второго порядка по $\Delta\omega$. Такая аппроксимация соответствует второму приближению теории дисперсии [7]

$$n(\omega) = n(\omega_0) + n'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{n''(\omega_0)}{2}(\omega - \omega_0)^2, \quad (2)$$

где производные $n'(\omega_0)$ и $n''(\omega_0)$ связаны с групповой скоростью u и параметром k_2 , характеризующим дисперсию групповой скорости, соотношениями [7]

$$u = c[n + \omega_0 n'(\omega_0)]^{-1}, \quad k_2 = [n''(\omega_0)\omega_0 + 2n'(\omega_0)]/c. \quad (3)$$

В этом приближении интеграл (1) вычислялся методом стационарной фазы, входной сигнал предполагался спектрально-ограниченным, а его форма $E(r, \omega)$ – гауссовой:

$$E(0, r, \omega) = E_0 \exp \left[-\frac{r^2}{r_0^2} - (\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 4 \right].$$

Здесь τ – длительность входного импульса по уровню $1/e^2$ интенсивности излучения. Показатель преломления, из которого определялись величины (3), вычислялся по формулам Селлмейера, приведенным в [8] для оптического стекла К8 и плавленного кварца марки КУ1. Остальные параметры в (1) брались следующими: $\alpha = 0.2$ рад, $R = 1$ см, длина волны излучения $\lambda = 0.8$ мкм, характерный поперечный размер падающего пучка $r_0 = 0.5$ см.

Продольное и поперечное распределения интенсивности на оси аксикона, нормированные на входную интенсивность I_0 , приведены на рис.1 и 2. Как следует из анализа полученных зависимостей, дисперсия материала аксикона становится существенной, начиная с длительностей примерно 30 фс для стекол К8 и КУ1. Максимальная интенсивность излучения на оси уменьшилась примерно в два раза при сокращении импульса до 10 фс.

Следует отметить существенное различие дисперсионных искажений продольного и поперечного распределений поля. Для продольного распределения $I(z)$ произошло смещение максимума в сторону больших z . Физически это обстоятельство связано с тем, что более сильное влияние дисперсии испытывает приосевая часть падающего пучка, которая проходит через наиболее толстый слой вещества аксикона. Как следует из рис.1, угловая дисперсия при преломлении незначительна, т.к. напряженность поля на оси при $z/z_f \approx 1$ для длительностей входного импульса τ , лежащих в интервале 10–50 фс, практически совпадает с напряженностью поля в случае

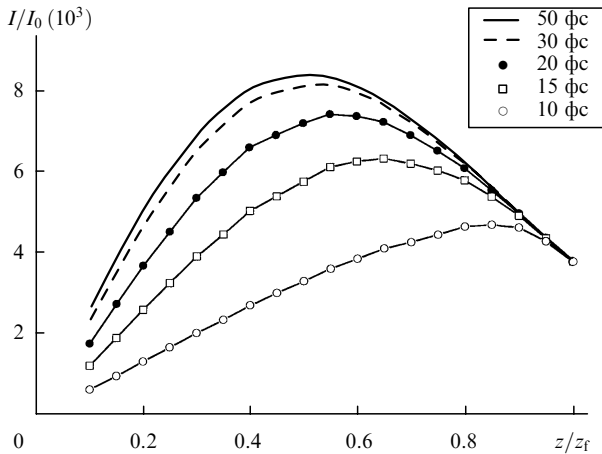


Рис.1. Зависимость пиковой интенсивности от продольной координаты z/z_f , где $z_f = R/[\alpha(n_0 - 1)]$, для разных длительностей импульса τ . Кривая для $\tau = 50$ фс практически совпадает с кривой для непрерывного сигнала.

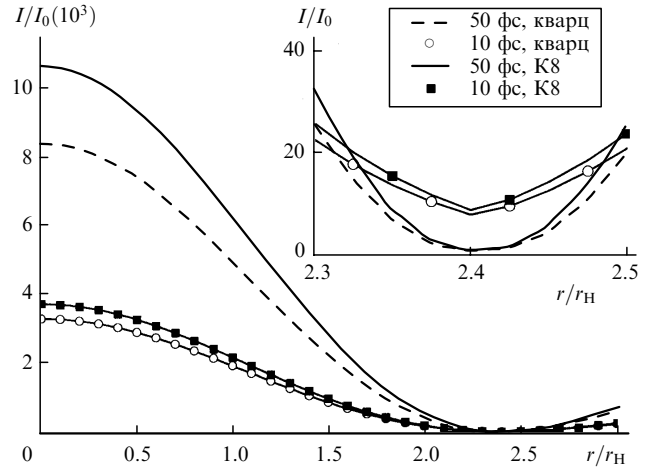


Рис.2. Вычисленное поперечное распределение интенсивности поля в каустике аксикона при $z/z_f = 0.5$ и $\tau = 10$ и 50 фс для аксикона из кварца и стекла К8. На вставке показана зависимость $I(r/r_H)/I_0$ вблизи $r/r_H = 2.4$, $r_H = [k\alpha(n_0 - 1)]^{-1}$.

непрерывного сигнала. Поперечная структура пучка в каустике конической линзы (рис.2) в исследованном диапазоне длительностей практически не зависит от τ .

Сделаем небольшое замечание, касающееся точности используемого для вычислений метода стационарной фазы. Поскольку существенное различие параметров фокусировки аксиконом непрерывного и импульсного излучения для используемых в эксперименте линз начинается с достаточно малых (менее 30 фс) длительностей, для простоты проведем эту оценку для гармонического сигнала. В этом случае процесс формирования каустики аксикона можно описать с помощью параболического уравнения

$$2ik \frac{dA(z, r_\perp)}{dz} + \Delta_\perp A(z, r_\perp) = 0, \quad (4)$$

где $A(z, r_\perp)$ – амплитуда поля. Трансформацию пучка внутри аксикона мы рассматривать не будем, а учтем результат воздействия аксикона на пучок только в искажении исходно плоского фазового фронта, что справедливо для оптически тонкого элемента. Таким образом, в качестве начального условия для параболического уравнения (4) будет выступать следующее распределение поля:

$$A(0, r_\perp) = A_0 \exp \left[-\frac{r_\perp^2}{r_0^2} - ik\alpha(n - 1)(R - r_\perp) \right], \quad (5)$$

где r_0 – поперечный размер пучка.

Вследствие линейности уравнения (4) для его решения можно воспользоваться методом Фурье. В процессе численного счета встает вопрос о выборе параметра r_0 и шага сетки по поперечным координатам, по которым будет делаться преобразование Фурье.

Известно, что при аксиконной фокусировке характерный поперечный размер пучка в каустике определяется только длиной волны излучения, параметрами аксикона, не зависит от размера пучка r_0 на входе [5] и является достаточно малым (в нашем случае – примерно 2.7 мкм). Это приводит к тому, что максимальный размер пучка, который можно было просчитать при имеющихся вычислительных мощностях, $r_0 \approx 0.1$ мм.

Результаты численного счета уравнения (4) показы-

вают, что метод стационарной фазы, используемый при вычислении интеграла Кирхгофа – Френеля, хорошо описывает продольное распределение интенсивности на оси аксикона и в области порядка диаметра каустики для поперечного распределения интенсивности светового поля.

Авторы благодарят за финансовую поддержку работы РФФИ (грант № 01-02-17512).

1. Бабин А.А., Киселев А.М., Правденко К.И., Сергеев А.М., Степанов А.Н., Хазанов Е.А. *УФН*, **169**, 80 (1999).
2. Mc.Cleod J.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 1871 (1954).
3. Коробкин В.В., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 9 (1989).
4. Durfee III C.G., Milchberg H.M. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2461 (1993).
5. Коробкин В.В., Л.Я. Полонский, Попонин В.П., Пятницкий Л.Н. *Квантовая электроника*, **13**, 265 (1986).
6. Андреев Н.Е., Бычков С.С., Котляр В.В., Марголин Л.Я., Пятницкий Л.Н., Серафимович П.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 130 (1996).
7. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
8. СССР – DDR каталог «Оптическое стекло».