

Особенности формирования фемтосекундного импульсного бесселева пучка с помощью аксикона

С.Н.Курилкина, А.А.Рыжевич, С.Б.Бушук, С.В.Солоневич

Теоретически и экспериментально изучена динамика огибающей импульсного светового пучка с поперечным профилем поля, описываемым функцией Бесселя. Пучок формируется аксиконом из импульса с гауссовой пространственно-временной огибающей. Теоретически предсказано возникновение за аксиконом спутного импульса. Показана возможность генерации импульсных бесселевых световых пучков с требуемыми диаметром и интенсивностью центрального максимума в оптических схемах, включающих аксикон и линзу.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсные бесселевы световые пучки, аксикон.

1. Введение

Фемтосекундные лазерные импульсы, обладающие высокой концентрацией световой энергии, нашли широкое применение в задаче о воздействии излучения на вещество, при исследовании быстропротекающих процессов, в системах передачи информации. Важной проблемой является значительное влияние частотной дисперсии и дифракционной расходимости на процесс распространения сверхкоротких импульсов в среде. В связи с этим в последние годы усилился интерес к так называемым бездисперсионным и квазидифракционным световым полям, разновидностью которых являются импульсные бесселевы световые пучки (ИБСП) с поперечным профилем поля, описываемым функцией Бесселя [1–4]. Обладая максимумом интенсивности на оси пучка с поперечным размером порядка длины световой волны, ИБСП перспективны для применений в различных оптических технологиях, включая прецизионную микрообработку материалов, лазерную резку и сварку, оптическую диагностику технологических и биологических объектов и др.

Известен ряд методов получения квазимонохроматических бесселевых пучков, в которых используются фурье-преобразование кольцевого поля [5], конические линзы, или аксиконы [6–13], голограммы [14–16] и анизотропные кристаллы [17–19]. Одним из наиболее перспективных для генерации ИБСП является метод, базирующийся на применении аксикона. Однако до настоящего времени остается практически не исследованной структура светового поля за аксиконом в случае падения на последний сверхкороткого импульса. Цель настоящей работы – детальное теоретическое и экспериментальное исследование динамики огибающей ИБСП, формируемого аксиконом из гауссова импульса сверхмалой длительности.

С.Н.Курилкина, А.А.Рыжевич, С.Б.Бушук, С.В.Солоневич. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by, a.ryzhevich@dragon.bas-net.by, s.solonevich@dragon.bas-net.by, s.bushuk@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 6 сентября 2007 г., после доработки – 12 декабря 2007 г.

2. Описание преобразования аксиконом гауссовых импульсов в импульсные бесселевы световые пучки

Пусть на аксикон дифракционного типа падает световой импульс с гауссовой огибающей

$$E(0, \rho, t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{2w^2}\right) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

где параметр t_0 связан с начальной длительностью импульса τ_{p0} , измеренной по уровню половины пиковой мощности ($\tau_{p0} = (2 \ln 2)^{1/2} t_0$); w – полуширина пучка по уровню интенсивности e^{-1} относительно максимума; ω_0 – центральная частота импульса. Каждая составляющая частотно-временного спектра падающего импульса (1) при прохождении через аксикон приобретает фазовый сдвиг, линейно зависящий от радиальной координаты ρ , так что функцию пропускания аксикона в случае малого угла δ при его основании можно представить в виде [20]

$$T_{ax}(\rho, \omega) = \exp[-i\bar{k}\gamma(\omega)\rho], \quad \gamma(\omega) = \delta[n(\omega) - 1], \quad (2)$$

где $\bar{k} = \omega/c$; $n(\omega)$ – показатель преломления аксикона. Как видно из (2), функция пропускания аксикона зависит от частоты парциальной волны.

Распределение амплитуды поля $A(r, \omega, z)$, формируемого определенной частотной составляющей импульса в перпендикулярной направлению распространения z плоскости, определяется интегралом Френеля [15]:

$$\frac{A(r, \omega, z)}{E_0} = -\frac{i\bar{k}}{z} \exp\left(i\frac{\bar{k}r^2}{2z}\right) \int_0^R T_{ax}(\rho, \omega) \times \exp\left(-\frac{\rho^2}{2w^2}\right) \exp\left(i\frac{\bar{k}\rho^2}{2z}\right) J_0\left(\frac{\bar{k}\rho r}{z}\right) \rho d\rho. \quad (3)$$

Здесь R – радиус аксикона; J_0 – функция Бесселя нулевого порядка. Учитывая спектральный состав излучения, для амплитуды поля за аксиконом получаем следующее выражение:

$$\frac{E(r, z, t)}{E_0} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} t_0 \exp\left(-\frac{\omega^2 t_0^2}{4}\right) \times A(r, \omega, z) \exp\{i[k_z(\omega)z - \omega t]\} d\omega, \quad (4)$$

где k_z – проекция волнового вектора на ось z .

Для анализа выражения (4) воспользуемся аппроксимацией $k_z(\omega)$ вблизи центральной частоты импульса:

$$k_z(\omega) \cong k_{z,0} + k'_{z,0}(\omega - \omega_0) + \frac{k''_{z,0}(\omega - \omega_0)^2}{2} + \frac{k'''_{z,0}(\omega - \omega_0)^3}{6} + \dots, \quad (5)$$

где $k_{z,0} = \omega_0 \cos \gamma(\omega_0)/c$; $k'_{z,0}$, $k''_{z,0}$, $k'''_{z,0}$ – дисперсионные параметры первого, второго и третьего порядков соответственно; штрих означает дифференцирование по частоте. Как следует из (4) с учетом (5), групповая скорость формируемого аксиконом импульса

$$u = (k'_{z,0})^{-1} = \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\omega}{c} \cos \gamma(\omega) \right) \right]^{-1} = \frac{c}{\cos \gamma [1 - \omega \tan \gamma (\partial \gamma / \partial \omega)]} \quad (6)$$

оказывается зависящей не только от дисперсии материала аксикона (оптическое стекло К 8), но и от его базового угла δ (рис.1). Из (6) следует, что групповая скорость ИБСП превышает фазовую скорость распространения бесселева светового пучка с частотой ω_0 .

Ограничившись в (5) дисперсионными членами вплоть до второго порядка, в результате интегрирования (4) можно получить аналитическое выражение для амплитуды поля за аксиконом:

$$\frac{E(r, z, t)}{E_0} = \exp[i(k_{z,0}z - \omega_0 t)] \left[\frac{A(r, \omega_0, z)}{(1 - 2i\mu)^{1/2}} - \frac{4i\tau\eta}{t_0(1 - 2i\mu)^{3/2}} + \frac{\eta_2(1 - 2i\mu - 2\tau^2)}{t_0^2(1 - 2i\mu)^{5/2}} \right] \exp\left(-\frac{\tau^2}{1 - 2i\mu}\right), \quad (7)$$

где

$$\mu = \frac{k''_{z,0}z}{t_0^2}; \quad \eta = \frac{\partial A}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0}; \quad \eta_2 = \frac{\partial^2 A}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0}; \quad \tau = \frac{t - k'_{z,0}z}{t_0}.$$

Как следует из (7), частотная зависимость амплитуды поля $A(r, \omega, z)$, формируемого парциальной волной ИБСП в плоскости, перпендикулярной направлению рас-

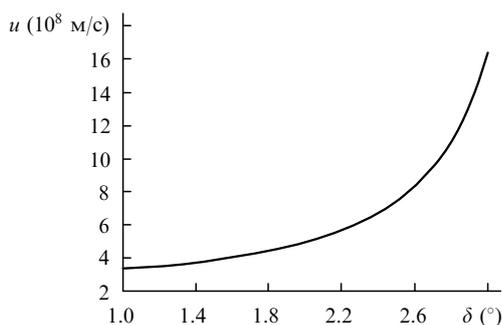


Рис.1. Зависимость групповой скорости ИБСП с центральной длиной волны 0.85 мкм от базового угла δ аксикона.

пространения z , обуславливает тот факт, что интенсивность излучения $I \sim |E(r, z, t)|^2$ за аксиконом в минимумах распределения не достигает нуля, а оказывается равной величине, зависящей от длительности падающего импульса.

Использование второго приближения теории дисперсии является неоправданным при малых значениях параметра $k''_{z,0}$ (в спектральных областях «нулевой дисперсии», где имеет место «бездифракционное» распространение световых волн), а также при фемтосекундной длительности падающего импульса. В этом случае в разложении (5) необходимо учесть дисперсионный параметр третьего порядка $k'''_{z,0}$. На основании соотношений (4) с учетом (5) нами исследованы особенности эволюции огибающей фемтосекундного ИБСП с учетом совместного влияния дисперсионных эффектов второго и третьего порядков. В результате численного эксперимента установлено, что на малых расстояниях за аксиконом ($z \leq z_B/3$, где $z_B = w/\tan \gamma(\omega_0)$ – область бездифракционности) скорость распространения максимума огибающей импульсного бесселева пучка оказывается больше групповой скорости (для кривой 1 на рис.2 максимум огибающей смещается от точки $\tau = 0$, соответствующей движению максимума с групповой скоростью, влево вдоль оси абсцисс). При этом форма огибающей остается гауссовой и не изменяется в процессе распространения ИБСП. С дальнейшим удалением от аксикона разность указанных скоростей уменьшается вплоть до нуля (кривая 2 на рис.2), после чего наблюдается деформация огибающей, сопровождающаяся возникновением дополнительного ИБСП (спутника) (кривая 3 на рис.2). Величина максимума огибающей спутника оказывается зависящей от длительности падающего импульса: чем меньше t_0 , тем больше максимум интенсивности спутника (рис.3). Из численных расчетов следует, что при удалении от аксикона расстояние между максимумами огибающих основной и дополнительного ИБСП увеличивается.

Появление дополнительного ИБСП объясняется наличием дифракционного поля, формируемого вершиной аксикона. Как известно, идеальный аксикон имеет коническую поверхность, характеризующуюся наличием особой (конической) точки на ее вершине. При численном моделировании дифракции гауссова пучка на данном оптическом элементе с использованием интеграла Френеля (3) указанная особенность приводит к возникновению до-

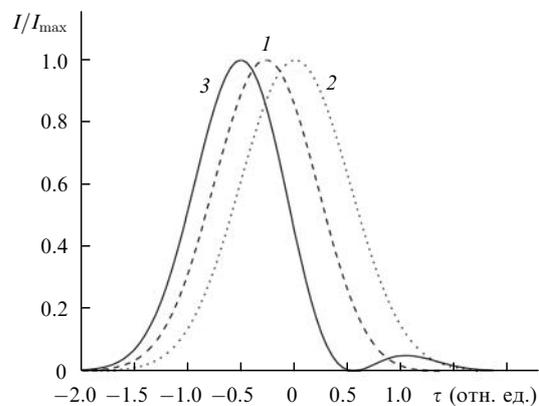


Рис.2. Зависимости интенсивности I на оси пучка, нормированной на ее максимальное значение I_{max} , от параметра $\tau = (t - k'_{z,0}z)/t_0$ при начальной длительности импульса 70 фс, базовом угле аксикона 2° и расстоянии от аксикона 5 (1), 10 (2) и 15 см (3).

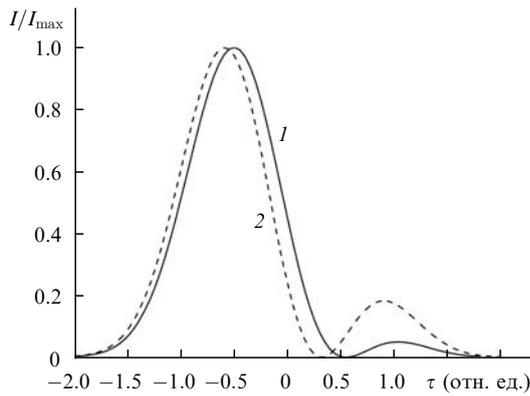


Рис.3. Зависимости интенсивности I на оси пучка, нормированной на ее максимальное значение I_{\max} , от параметра τ при расстоянии от аксикона 15 см, базовом угле аксикона 2° и начальной длительности импульса 70 (1) и 40 фс (2).

полнительного поля, дифрагировавшего на вершине аксикона, которое в первом приближении можно считать сферической волной. В параксиальном приближении сферическая волна описывается как унимоулярный пучок с поперечным распределением интенсивности лаггерр-гауссова типа с азимутальным индексом, равным нулю. Фазовая скорость данного пучка меньше фазовой скорости монохроматического ИБСП той же частоты. Таким образом, в параксиальном приближении световое поле, сформированное аксиконом при падении на него гауссова пучка, может быть представлено суперпозицией бesselева и лаггерр-гауссова пучков, распространяющихся с различными скоростями.

Отметим, что изготовленный аксикон в первом приближении можно представить в виде комбинации усеченной конической, а также сферической (линзоподобной) поверхностей (рис.4). Последняя возникает в результате обработки аксикона при его изготовлении. Таким образом, при экспериментальном наблюдении дифракции гауссова пучка на аксиконе, как и при численном моделировании, дифрагировавшее световое поле представляет собой суперпозицию бesselева светового пучка (сформирован частью аксикона, ограниченной усеченной конической поверхностью) и пучка лаггерр-гауссова типа с азимутальным индексом, равным нулю (сформирован эффективной линзой). О формировании такого пучка при падении на аксикон узкого гауссова светового пучка

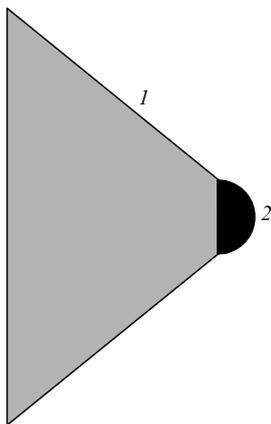


Рис.4. Аксикон как комбинация усеченного конуса (1) и сферической линзы (2).

свидетельствуют результаты численного эксперимента (рис.5). На рис.5 отчетливо видно наличие осевой компоненты поля, созданного аксиконом в дальней зоне, которая ответственна за формирование сателлита.

При падении на аксикон гауссова импульса возникновение для каждой его частотной составляющей дополнительного лаггерр-гауссова пучка обуславливает формирование за конической линзой двух ИБСП, распространяющихся с различными групповыми скоростями. Вследствие малой длительности падающего импульса и различия групповых скоростей сформированных аксиконом импульсных пучков они пространственно разделяются в продольном направлении.

Для подтверждения приведенного выше объяснения предсказанного эффекта мы исследовали особенности трансформации аксиконом импульсов с лаггерр-гауссовым поперечным профилем высших порядков, огибающая которых описывается выражением

$$E(0, \rho, t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{2w^2}\right) \left(\frac{\rho}{\sqrt{2}w}\right)^m \times L_n^m\left(\frac{\rho^2}{w^2}\right) \exp(im\varphi) \exp(i\omega_0 t), \quad (8)$$

где $L_n^m(x)$ – полиномы Лагерра; $\exp(im\varphi)$ – фазовый множитель. Отличительной особенностью лаггерр-гауссовых пучков высших порядков ($m \neq 0$) является наличие минимальной интенсивности на его оси, что исключает появление дифракционных эффектов на вершине аксикона. Результаты численного моделирования, проведенного в соответствии с (3), (4) с учетом замены в (3)

$$\exp\left(-\frac{\rho^2}{2w^2}\right) \rightarrow \exp\left(-\frac{\rho^2}{2w^2}\right) \left(\frac{\rho}{\sqrt{2}w}\right)^m \times L_n^m\left(\frac{\rho^2}{w^2}\right) \exp(im\varphi),$$

показывают, что в данном случае за конической линзой формируется один ИБСП (рис.6). Это подтверждает высказанное предположение о причине возникновения сателлита в случае падения на аксикон гауссова импульса.

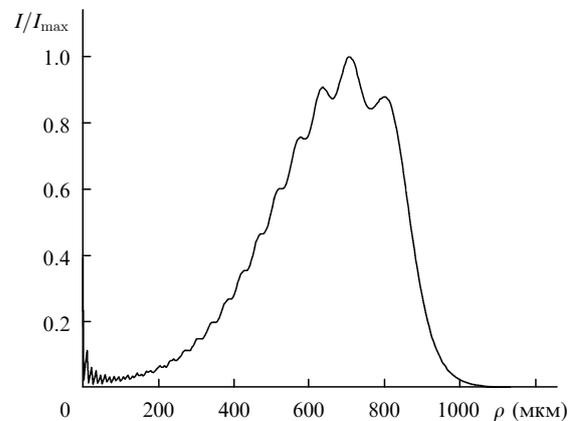


Рис.5. Радиальное распределение интенсивности излучения I , нормированной на ее максимальное значение I_{\max} , наблюдаемое при $\rho = 712$ мкм в монохроматическом бesselевом световом пучке с длиной волны 840 нм. Пучок сформирован аксиконом из гауссова пучка с размером перетяжки $w = 0.45$ мм, расстояние от аксикона 2.8 см.

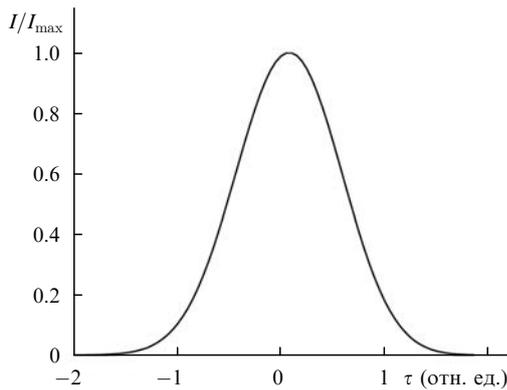


Рис.6. Зависимость аксиальной интенсивности I на оси пучка, нормированной на ее максимальное значение I_{max} , от параметра τ при падении на аксикон лаггерр-гауссова импульса с поперечным профилем $r \exp(-r^2/2w^2)$. Расстояние от аксикона 15 см, начальная длительность импульса 70 фс, базовый угол аксикона 2° .

3. Экспериментальное исследование особенностей формирования фемтосекундного ИБСП аксиконом

Для формирования ИБСП нами использовалась оптическая установка (рис.7), в которой источником излучения являлся титан-сапфировый фемтосекундный лазер Tsunami (Spectra-Physics) с частотой следования импульсов 85 МГц, длительностью импульса 40 фс и средней мощностью 0.5 мВт. В результате фокусировки излучения аксиконом были получены сверхкороткие ИБСП с поперечным распределением интенсивности, приведенным на рис.8, 9. Как видно из рис.9, распределение интенсивности в поперечном сечении пучка приближенно может быть описано квадратом функции Бесселя нулевого порядка в соответствии с (3), (7).

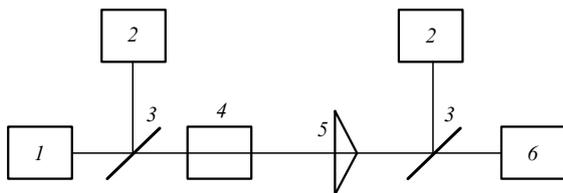


Рис.7. Оптическая схема экспериментальной установки для исследования пространственного распределения интенсивности в ИБСП: 1 – титан-сапфировый лазер Tsunami; 2 – спектроанализаторы; 3 – расщепители пучка; 4 – телескоп; 5 – аксикон; 6 – CCD-камера с микроскопическим объективом.

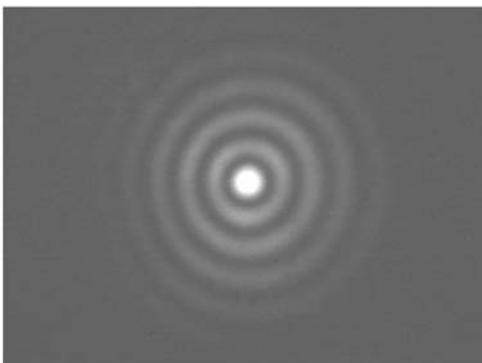


Рис.8. Поперечное распределение интенсивности в ИБСП, формируемом аксиконом.

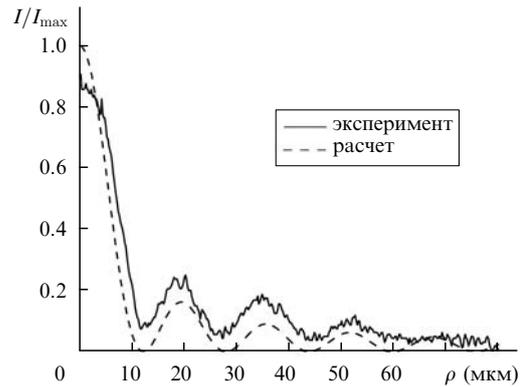


Рис.9. Зависимости интенсивности I в формируемом ИБСП, нормированной на ее расчетное значение на оси z , от радиальной координаты ρ .

Кроме того, в ходе эксперимента проведено измерение спектрального распределения формируемого ИБСП (рис.10). Из рис.10 следует, что в условиях эксперимента спектр ИБСП несколько сузился по сравнению с таковым для падающего гауссова импульса (приблизительно на 20 %).

Нами также измерено продольное распределение интенсивности светового поля, сформированного за аксиконом (рис.11). Установлено, что максимум интенсивности фемтосекундного ИБСП наблюдается на расстоянии 8 см от конической линзы. В эксперименте наблюдалось

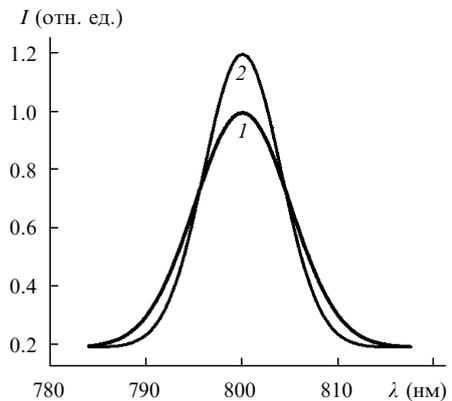


Рис.10. Спектры излучения падающего на аксикон (1) и формируемого аксиконом (2) ИБСП.

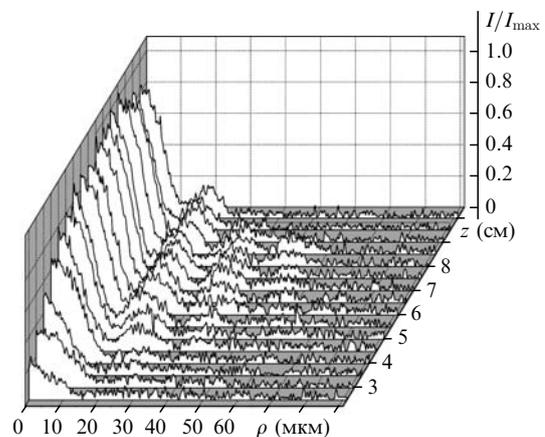


Рис.11. Поперечное распределение интенсивности I в формируемом ИБСП, нормированной на ее максимальное значение I_{max} при $z = 8$ см, в зависимости от продольной координаты z .

незначительное увеличение диаметра ИБСП и медленное уменьшение интенсивности на оси при удалении от аксикона вплоть до z_B ; при этом, в отличие от монохроматических ИБСП, граница области, в которой отсутствуют дифракционные эффекты, оказалась размытой и удлиненной. Кроме того, в результате эксперимента установлено, что продольное распределение интенсивности фемтосекундного ИБСП аналогично распределению интенсивности в случае монохроматического бесселева пучка с тем отличием, что минимальные значения интенсивности оказываются больше нуля.

Отметим, что с помощью линзы, установленной перед аксиконом в оптической схеме (см. рис.7) и позволяющей управлять расходимостью падающего гауссова импульса, можно формировать ИБСП, у которых диаметр центрального максимума и максимальная интенсивность изменяются в продольном направлении. При установке в телескопическую систему (элемент 4 на рис.7) диафрагмы появляется возможность управлять размерами области существования ИБСП, формируемого аксиконом, за счет изменения диаметра диафрагмы.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально изучена пространственно-временная динамика огибающей ИБСП, формируемого аксиконом. Предсказано появление сателлита, максимальная интенсивность которого оказывается зависящей от длительности падающего импульса. Показано, что по мере удаления от аксикона диаметр формируемого ИБСП практически не меняется, интенсивность на оси незначительно уменьшается вплоть до z_B , однако граница области отсутствия дифракции оказывается размытой и удлиненной. Установлена возможность генерации ИБСП с тре-

буемыми параметрами (диаметром и интенсивностью центрального максимума) из гауссова импульса с помощью оптической схемы, включающей в себя аксикон и линзу.

Авторы выражают глубокую признательность В.Н. Белому и Н.А.Хило за ряд полезных замечаний, высказанных при обсуждении полученных результатов.

1. Porras M.A. *Opt. Lett.*, **26**, 1364 (2001).
2. Porras M.A., Borghi R., Santarsiero M. *Opt. Commun.*, **206**, 235 (2002).
3. Hu W., Guo H. *J. Opt. Soc. Am. A*, **19**, 49 (2002).
4. Kurilkina S.N., Belyi V.N., Kazak N.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6613**, 661303-01 (2007).
5. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1499 (1987).
6. McLeod J.H. *J. Opt. Soc. Am. A*, **44**, 592 (1954).
7. Arimoto R., Saloma C., Tanaka T., Kawata S. *Appl. Opt.*, **31**, 6653 (1992).
8. Bin Z., Zhu L. *Appl. Opt.*, **37**, 2563 (1998).
9. Arlt J., Dholakia K. *Opt. Commun.*, **177**, 297 (2000).
10. Lei M., Yao B. *Opt. Commun.*, **239**, 367 (2004).
11. Pu J., Zhang H., Nemoto S., Zhang W. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1**, 730 (1999).
12. Martirosyan A., Altucci C., de Lisio C., Porzio A., Solimeno S., Tosa V. *J. Opt. Soc. Am. A*, **21**, 770 (2004).
13. Lin J., Wei M., Liang H., Lin K., Hsieh W. *Opt. Express*, **15**, 2940 (2007).
14. Paterson C., Smith R. *Opt. Commun.*, **73**, 448 (1989).
15. Vasara A., Turunen J., Friberg A.T. *J. Opt. Soc. Am. A*, **6**, 1748 (1989).
16. Lee H.S., Steward B.W., Choi K., Fenichel H. *Phys. Rev. A*, **49**, 4922 (1994).
17. Белый В.Н., Казак Н.С., Хило Н.А. *Квантовая электроника*, **30**, 753 (2000).
18. Хило Н.А., Петрова Е.С., Рыжевич А.А. *Квантовая электроника*, **31**, 85 (2001).
19. King T.A., Hogervorst W., Kazak N.S., Khilo N.A., Ryzhevich A.A. *Opt. Commun.*, **187**, 407 (2001).
20. Wulle T., Herminghaus S. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1401 (1993).