

УДК 535.42

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЛАЗМЕННЫХ НИТЯХ МИКРОННОГО ДИАМЕТРА

Е. В. Паркевич, А. И. Хирьянова

Смоделирована дифракция плоской оптической (532 нм) волны на плазменном цилиндре микронного диаметра (20 мкм) в приближении геометрической оптики, а также рассчитана дифракционная картина излучения позади цилиндра в ближней волновой зоне. Показано, что прохождение волны через цилиндр сопровождается в большей степени изменением её фазы, тогда как изменения интенсивности волны оказываются незначительными. Обнаружено, что в ближней волновой зоне структура фронта дифрагированной волны претерпевает существенные изменения. Возрастает амплитуда высококонтрастных биений фазы и интенсивности волны, искажающих дифракционную картину плазменного микроканала в ближней волновой зоне.

Ключевые слова: лазерное излучение, дифракция, приближение геометрической оптики, ближняя волновая зона, нити плазмы.

Введение. Естественные электрические искры, состоящие из множества плазменных каналов микронного диаметра ($\sim 10\text{--}20$ мкм) [1–3], представляют собой наглядный пример фазовых объектов, прохождение лазерного излучения через которые может сопровождаться сложными интерференционными эффектами. Благодаря данным эффектам, вероятно, достигается высокий контраст изображения микроструктуры искры на лазерных тенеграммах [4]. В то же время, дифракция лазерного излучения (с длиной волны 532 нм) даже на одиночном плазменном микроканале может обладать рядом неочевидных особенностей. Из экспериментов следует, что характеристики дифрагированного излучения могут слабо меняться при прохождении через плазменный микроканал и

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: parkevich@phystech.edu.

вблизи него, но претерпевать существенные изменения на некотором расстоянии позади него в ближней волновой зоне. Отметим, что детального рассмотрения дифракции плоской оптической волны на плазменном микроканале в его ближней волновой зоне до сих пор не проводилось. Расчет параметров дифрагированного излучения в ближней волновой зоне важен также и по многим другим причинам. В реальных экспериментах трудно заранее определить точное местоположение микроканала, способного эволюционировать во времени и в пространстве. При использовании оптической системы регистрации несовпадение выходной плоскости микроканала и предметной плоскости объектива может привести к эффекту дефокусировки [5]. Последний тесно связан с расходимостью дифрагированной волны в свободном пространстве. Таким образом, представляет интерес моделирование дифракции лазерного излучения на плазменном микроканале в его выходной плоскости и ближней волновой зоне. Результаты соответствующего моделирования могут быть полезны при рассмотрении задач дифракции лазерного излучения на различных фазовых объектах, а потому носят общий характер.

В данной работе представлено решение задачи дифракции плоской волны на плазменном цилиндре и позади него, полученное в приближении геометрической оптики с учётом распространения дифрагированной волны в свободном пространстве. Полученные результаты раскрывают ряд важных волновых эффектов, сопровождающих дифракцию на плазменном микроцилиндре с гладкими границами.

Постановка задачи дифракции. Сформулируем задачу о дифракции плоской волны на одиночном плазменном цилиндре, описываемом гладкой непрерывной функцией диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y, z)$. Будем считать, что объект окружен средой (например, воздухом при нормальных условиях) со средней диэлектрической проницаемостью $\langle \varepsilon \rangle \approx 1$. Также исключим поглощение и любые резонансные эффекты при прохождении плоской волны через объект. В таком приближении функция диэлектрической проницаемости является действительной. Поместим объект в Декартову систему координат $x y z$, центр O которой совпадает с входной плоскостью объекта $x = 0$. Плоскость с координатой $x = D$, где D является диаметром объекта, будем связывать с выходной плоскостью объекта, в которой окончательно сформировались изменения интенсивности и фазы дифрагированной волны. Канал расположен вдоль оси z . В рассматриваемой постановке задачи плоская монохроматичная волна $\exp(ikx)$ с единичной амплитудой и волновым числом $k = 2\pi\sqrt{\langle \varepsilon \rangle}/\lambda \approx 2\pi/\lambda$ распространяется вдоль оси Ox и анализируется в плоскости yz позади объекта. Дифракция волны на

плазменном микроканале может быть описана путем решения скалярного волнового уравнения Гельмгольца

$$\Delta u(x, y, z) + k^2(1 + \tilde{\varepsilon}(x, y, z))u(x, y, z) = 0. \quad (1)$$

Здесь $u(x, y, z)$ является скалярной комплексной амплитудой вектора электрического поля, а характеристика $\tilde{\varepsilon} = (\varepsilon - \langle \varepsilon \rangle) / \langle \varepsilon \rangle \approx 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \ll 1$ выступает в качестве малого параметра, в котором $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ – плазменная частота, а $\omega \approx 3.5 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹ – частота падающей волны. На основе рассуждений, приведенных в работе [6], можно показать, что для сильноионизованной плазмы микроканала величина $\tilde{\varepsilon}$ составляет $\sim 10^{-2}$.

Приближение геометрической оптики. В работах [7, 8] можно найти вывод асимптотического решения уравнения (1) в приближении геометрической оптики. Данное приближение связано с асимптотическим разложением (1) в бесконечный комплексный ряд, магнитуды членов которого убывают пропорционально степеням волнового числа k^{-1} . Согласно теоретическим рассмотрениям в [8] использование приближения геометрической оптики оправдано в том случае, если надежно выполняется неравенство $\lambda \ll l_e$. Параметр l_e характеризует пространственный масштаб типичных изменений функции $\tilde{\varepsilon}$. Другими словами, размер фазового объекта (в нашем случае, радиус $D/2$ микроканала) должен быть много больше длины волны зондирующего излучения. Также, получаемое решение уравнения (1) в виде асимптотического ряда, на самом деле, практически полностью (с точностью до $\sim 1/kl_e$) определяется вкладом первого члена ряда, действительная и мнимая часть которого описывают изменения интенсивности и фазы дифрагированной волны

$$\Delta \varphi(x, y, z) = -\frac{k}{2} \int_0^x \tilde{\varepsilon}(x', y, z) dx', \quad (2)$$

$$I(x, y, z) / I_0(x, y, z) = \exp \left(\frac{1}{2} \int_0^x (x - x') \Delta_{\perp} \tilde{\varepsilon}(x', y, z) dx' \right). \quad (3)$$

Здесь $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$, а функция $I_0(x, y, z) = 1$ является интенсивностью падающей волны. В выражении (2) опущен постоянный набег фазы в среде. Это удобно с той точки зрения, что работать можно с относительными изменениями интенсивности и фазы волны, вызванными прохождением только через сам объект.

Дифракция на плазменном микроканале. Оптические характеристики микроканала сильноионизованной плазмы, являющегося элементом сложной внутренней струк-

туры у результирующих искровых каналов, удовлетворяют всем ключевым приближениям, рассмотренным выше. Характерный диаметр микроканала вдали от электродов составляет $\sim 10\text{--}20$ мкм, а электронная плотность плазмы может достигать $n_e \approx (1 - 5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [3]. Используя приближение идеальной плазмы (оно было обосновано в работе [6]), построим модельный косинусоидальный (близкий к экспериментальным распределениям [4]) профиль функции $\tilde{\epsilon}(x, y, z)$, см. рис. 1, с осевой симметрией в точке $x = D/2$, ассоциируемый с плазменным микроканалом диаметром 20 мкм. Величина максимума функции $\tilde{\epsilon}$ соответствует значению электронной плотности, равной $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (состояние почти полностью диссоциированного и однократно ионизованного воздуха при нормальных условиях).

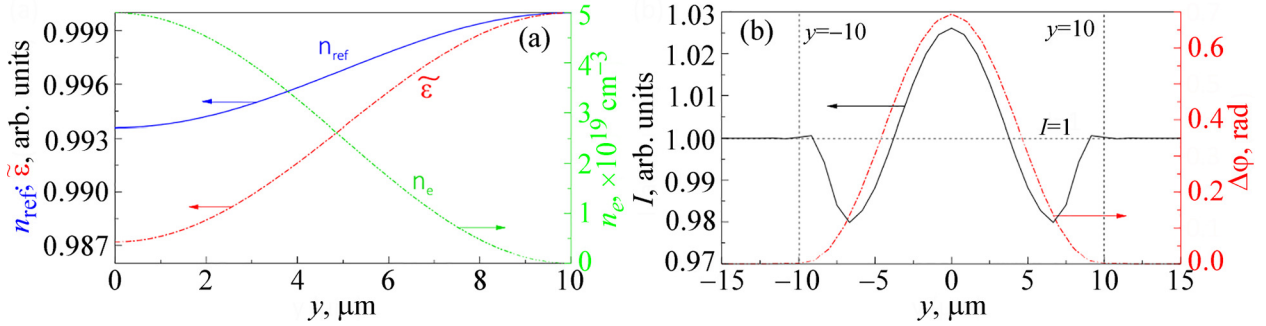


Рис. 1: (а) Электронная плотность n_e , функция $\tilde{\epsilon}$, показатель преломления n_{ref} плазменного микроканала диаметром 20 мкм, (б) сдвиг фазы $\Delta\phi(y)$ и интенсивность $I(y)$ дифрагированной волны в выходной плоскости ($x = D$) микроканала.

Результаты моделирования уравнений (2) и (3) также представлены на рис. 1. Распределение сдвига фазы $\Delta\phi(y)$ дифрагированной волны позади плазменного микроканала (в плоскости $x = D$) подобно профилю функции $\tilde{\epsilon}$. Величина максимума $\Delta\phi(y)$ составляет ≈ 0.7 рад. Наблюдаются чередующиеся пространственные области с небольшим усилением и ослаблением интенсивности дифрагированной волны. Величины соответствующих изменений крайне малы и составляют не более 2% от интенсивности падающей волны ($I_0 = 1$).

Дифракция позади плазменного микроканала. В приближении геометрической оптики описать дифракцию волны позади плазменного микроканала невозможно. С другой стороны, это излишне, поскольку дифракция волны в свободном пространстве уже представляется точным решением однородного волнового уравнения Гельмгольца, для которого, как раз, достаточно знать комплексную волну $u(D, \rho) = \sqrt{I(y, z)} \exp(\Delta\phi(y, z))$ в выходной плоскости объекта ($x = D$). В соответствии с ана-

литическими рассматриваниями, изложенными в работе [9], описать дифракцию волны позади микроканала можно с использованием свертки

$$u(x, \rho) = \mathfrak{S}^{-1}(\mathfrak{S}(u(D, \rho)) \times P(x, f_\rho)). \quad (4)$$

Здесь $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $f_\rho = \sqrt{f_y^2 + f_z^2}$, где переменные f_ρ , f_y , и f_z обозначают пространственные частоты для переменных y и z в координатном представлении, оператор $P(x, f_\rho) = \exp(-2\pi i x \sqrt{\lambda^{-2} - f_\rho^2})$ описывает распространение волны в пространстве этих частот, \mathfrak{S} и \mathfrak{S}^{-1} обозначают прямое и обратное преобразования Фурье. Характеристики дифрагированного излучения $\Delta\bar{\phi}(y, z)$ и $\bar{I}(y, z)$ получаются из комплексной амплитуды $u(x, \rho) = \sqrt{\bar{I}(y, z)} \exp(\Delta\bar{\phi}(y, z))$, рассчитанной в интересующей плоскости $x > D$.

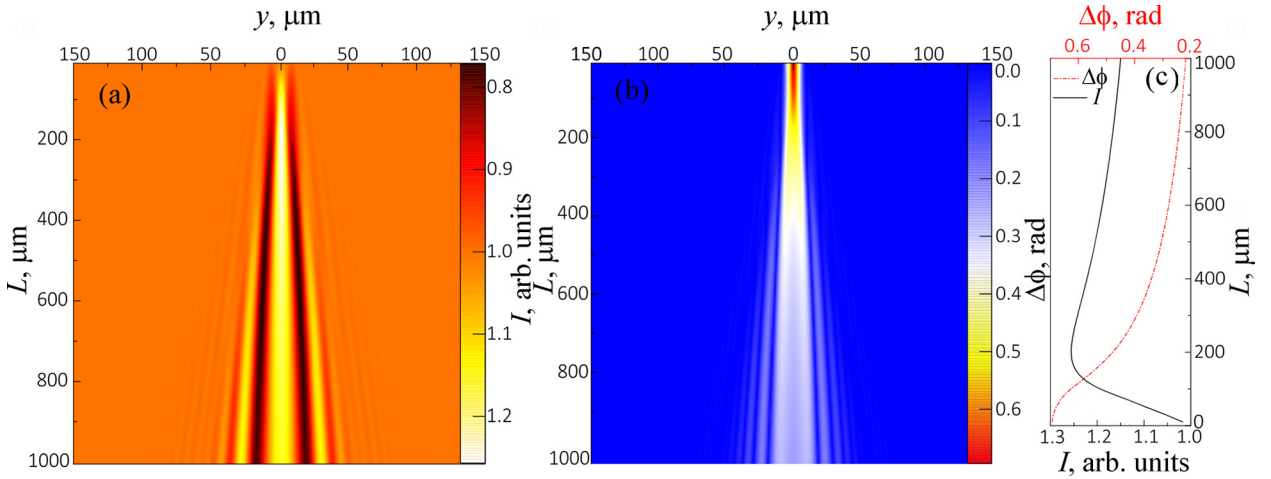


Рис. 2: Двумерные карты интенсивности (a) и сдвига фазы (b) дифрагированной волны позади микроканала. Параметр L (мкм) соответствует расстоянию от выходной плоскости объекта ($x = D$). Распределения (c) соответствуют сдвигу фазы и интенсивности волны вдоль направления её следования в плоскости с координатой $y = 0$.

На рис. 2 представлены двумерные карты интенсивности и сдвига фазы, описывающие поведение дифрагированной волны позади микроканала на расстояниях вплоть до $L = 1$ мм. Шаг сетки в продольном и поперечном направлениях равен 10 мкм и 1 мкм. Также на рис. 2 представлены профили интенсивности и сдвига фазы позади объекта, взятые в плоскости с координатой $y = 0$. Видно, что дифракционная картина объекта при увеличении L резко меняется уже на расстояниях, соизмеримых с диаметром объекта. При $L = 200$ мкм интенсивность в центральной части дифракционной картины увеличивается на $\approx 25\%$ относительно интенсивности падающей волны ($I_0 = 1$),

после чего плавно спадает при дальнейшем увеличении L . Наблюдаются контрастные чередующиеся области локального усиления и ослабления (до $\approx 30\%$) интенсивности, укладываемые в конус дифракции с углом при вершине $\sim \lambda/l_e \approx 1.1^\circ$. Сильно искажается форма профиля сдвига фазы позади микроканала. Максимальная величина сдвига фазы резко уменьшается сразу позади микроканала и уже при $L = 200$ мкм составляет лишь $\approx 67\%$ от максимального значения (≈ 0.7 рад) сдвига фазы в выходной плоскости микроканала ($x = D$). На расстояниях L , близких к 1 мм, характерная амплитуда осцилляций сдвига фазы не превышает ≈ 0.25 рад. Напротив, биения интенсивности относительно уровня единицы при $L \sim 1$ мм остаются столь же контрастными.

Заключение. Дифракция плоской оптической волны на плазменном микроканале сопровождается в большей степени изменением её сдвига фазы, максимальное изменение составляет ≈ 0.7 рад, тогда как изменения интенсивности в выходной плоскости объекта крайне малы, не более 2% от интенсивности падающей волны. В этом плане дифракцию оптической волны на плазменном микроканале можно рассматривать как дифракцию на чисто фазовом объекте с гладкими границами. Однако в ближней волновой зоне дифракционная картина микроканала существенно искажается. Изменения интенсивности и сдвига фазы волны позади объекта становятся заметными уже на расстояниях, соизмеримых с диаметром самого объекта. Максимальная величина сдвига фазы волны спадает позади объекта и уже на расстояниях ~ 200 мкм уменьшается в ≈ 1.5 раза. В то же время расходимость дифрагированной волны позади объекта приводит к тому, что резко возрастает амплитуда биений интенсивности. Наблюдается почти 25% усиление и 30% ослабление интенсивности в локальных областях позади микроканала.

Таким образом, дифракционная картина плазменного микроканала существенно искажается в ближней волновой зоне и даже на небольших расстояниях позади объекта. Данный факт необходимо учитывать при проведении диагностических измерений характеристик плазмы микроканалов. Отметим, что полученные результаты можно обобщить на широкий круг плазменных объектов, встречающихся в экспериментах. Поэтому результаты работы носят общий характер и могут быть полезны при анализе лазерных интерферограмм и тенеграмм, зарегистрированных в оптических линзовых системах.

Работа проведена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-29-00799.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov, et al., Phys. Plasmas **27**(12), 123507 (2020). DOI: 10.1063/5.0026192.

- [2] K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov, et al., *Tech. Phys. Lett.* **46**(8), 737 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020080039.
- [3] E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, G. V. Ivanenkov, et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* **28**(9), 095003 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab3768.
- [4] A. Khirianova, E. Parkevich, M. Medvedev, et al., *Optics Express* **29**(10), 14941 (2021). DOI: 10.1364/OE.421460.
- [5] K. Smaznova, A. Khirianova, E. Parkevich, et al., *Optics Express* **29**(22), 35806 (2021). DOI: 10.1364/OE.431837.
- [6] E. V. Parkevich, G. V. Ivanenkov, M. A. Medvedev, et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* **27**(11), 11LT01 (2018). DOI: 10.1088/1361-6595/aaebdb.
- [7] Я. А. Илюшин, *Труды VIII Конференции молодых ученых: Астрофизика и физика околоземного космического пространства (БШФФ-2005)*, 12–17 сентября 2005 г., Иркутск (ИСЗФ СО РАН), с. 159–161.
- [8] V. E. Kunitsyn, E. D. Tereshchenko, *Ionospheric tomography* (Springer Science & Business Media, 2003).
- [9] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics*. 3rd. Roberts and Company Publishers 3 (2005).

Поступила в редакцию 27 июля 2022 г.

После доработки 22 августа 2022 г.

Принята к публикации 23 августа 2022 г.