

УДК 535.36:534.23

ОПТИМАЛЬНАЯ ДЛИНА КОЛЛИНЕАРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

© 2019 г. П. А. Никитин^{1, 2, *}, В. Б. Волошинов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, Россия

*E-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com

Исследованы режимы прямой и обратной коллинеарной акустооптической дифракции. Рассчитана оптимальная длина акустооптического взаимодействия, при которой достигается максимально возможная интенсивность дифрагированного излучения. Получены зависимости оптимальной длины и максимально достижимой интенсивности дифрагированного излучения от величины затухания звука и поглощения излучения в среде.

DOI: 10.1134/S0367676519010186

ВВЕДЕНИЕ

Явление дифракции электромагнитных волн на акустическом поле было экспериментально обнаружено в начале прошлого века. Оно обусловлено изменением диэлектрической проницаемости среды под действием акустической волны. В работах [1, 2] установлено, что затухание звука и поглощение света приводит к тому, что максимальная эффективность акустооптической (АО) дифракции достигается при некоторой оптимальной длине L^{opt} АО-взаимодействия. В этих работах получены формулы для расчета L^{opt} : 1) при квази-ортогональной геометрии АО-взаимодействия как для высокой, так и для низкой эффективности АО-дифракции; 2) для коллинеарной геометрии только для режима слабого АО-взаимодействия. Целью данной работы является определение оптимальной длины L^{opt} для сильного коллинеарного АО-взаимодействия в поглощающей среде, что особенно актуально при использовании излучения терагерцевого (ТГц) диапазона, в котором многие среды слабо прозрачны [3].

МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Для наблюдения коллинеарного АО-взаимодействия необходимо выполнить условие совмещения пучков взаимодействующих волн. Вследствие этого угол отражения акустической волны от входного окна АО-ячейки равен углу ψ преломления излучения. Можно выделить два основных режима: 1) угол ψ сравним с единицей

$\psi \cong 1$, 2) угол ψ много меньше единицы $\psi \ll 1$ или, согласно терминологии работы [2]: 1) однократное и 2) двукратное прохождение звука через АО-ячейку. При первом режиме путь, проходимый акустической волной от возбуждителя звука до входного окна, минимален и затуханием акустической волны на этом участке можно пренебречь, а при втором режиме длина указанного пути примерно равна длине L АО-ячейки и затухание звука на этом участке необходимо учитывать.

При рассмотрении АО-дифракции в поглощающей среде следует принять во внимание уменьшение интенсивности света I и мощности звука P_a в зависимости от длины l пути: $I \propto \exp(-\alpha l)$, $P_a \propto \exp(-\alpha_s l)$. Здесь α – коэффициент поглощения излучения, α_s – коэффициент затухания звука. При анализе удобно использовать следующие безразмерные переменные:

$$\xi = x/L, \quad X = \alpha/q, \quad Y = qL, \quad W = \alpha_s/q, \quad (1)$$

где x – координата, причем ось Ox сонаправлена с волновым вектором \vec{k}_0 электромагнитной волны нулевого порядка, а начало отсчета совпадает с входным окном АО-ячейки, L – длина АО-взаимодействия, q – коэффициент АО-связи, пропорциональный амплитуде звуковой волны.

Зависимость амплитуды звуковой волны от координаты в безразмерных переменных описывается функцией F , зависящей от угла ψ и взаим-

ной ориентации волновых векторов излучения нулевого порядка \vec{k}_0 и акустической волны \vec{K} :

- 1) $\psi \cong 1, \vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}: F = -WY\xi/2;$
- 2) $\psi \cong 1, \vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}: F = -WY(1 - \xi)/2;$
- 3) $\psi \ll 1, \vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}: F = -WY(\xi + 1)/2;$
- 4) $\psi \ll 1, \vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}: F = -WY(2 - \xi)/2.$

При прямой коллинеарной АО-дифракции, когда волновые векторы дифрагированного и прошедшего излучения сонаправлены $\vec{k}_1 \uparrow \uparrow \vec{k}_0$, система уравнений связанных мод имеет вид [2]:

$$\frac{dC_0}{d\xi} = -\frac{XY}{2}C_0 + i\frac{Y}{2}FC_1, \quad \frac{dC_1}{d\xi} = -\frac{XY}{2}C_1 + i\frac{Y}{2}FC_0, \quad (2)$$

$$C_0(0) = 1, \quad C_1(0) = 0.$$

При обратной коллинеарной АО дифракции, когда дифрагированное излучение распространяется навстречу падающему (т.е. их волновые векторы противоположно направлены $\vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{k}_1$), система уравнений записывается следующим образом [2]:

$$\frac{dC_0}{d\xi} = -\frac{XY}{2}C_0 + i\frac{Y}{2}FC_1, \quad \frac{dC_1}{d\xi} = \frac{XY}{2}C_1 - i\frac{Y}{2}FC_0, \quad (3)$$

$$C_0(0) = 1, \quad C_1(1) = 0,$$

Система дифференциальных уравнений (2) решалась численно с помощью метода Рунге–Кутты четвертого порядка точности, система (3) – с помощью метода стрельбы, а значение оптимальной безразмерной длины Y^{opt} подбиралось с использованием метода Брента применительно к функции $-|C_1(1)|^2$ для уравнений (2) и $-|C_1(0)|^2$ для уравнений (3) [4, 5].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе [1] установлено, что при прямой коллинеарной АО-дифракции интенсивность дифрагированного излучения $I_1 = |C_1(1)|^2$ не зависит от того, в какой порядок происходит дифракция излучения (т.е. от взаимной ориентации волновых векторов \vec{k}_0 и \vec{K}). Из этого следует, что значения оптимальной длины Y^{opt} для конфигураций $\vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}$ и $\vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}$ совпадают. Результаты моделирования для режима $\psi \cong 1$ приведены на рис. 1а.

Проведенный анализ показал, что аналитические соотношения для оптимальной длины Y^{opt} из работы [1] в области значений параметров $W < 1$ и $X < 3$ дают погрешность более 5% и поэтому не могут быть использованы. Это связано с тем, что при указанных значениях X и W эффективность

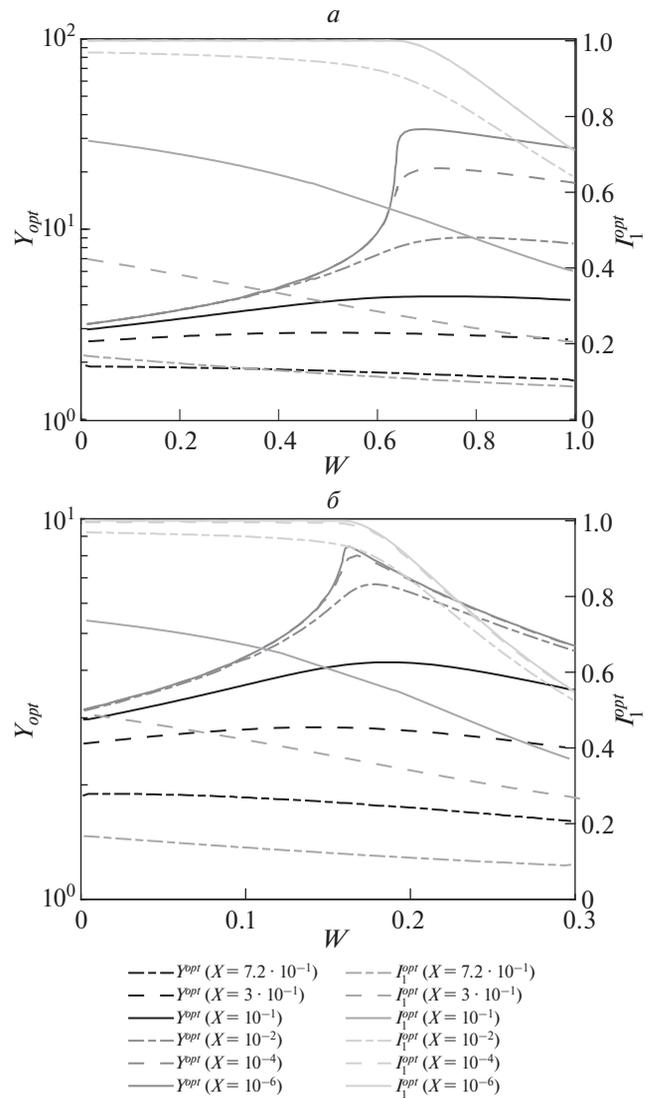


Рис. 1. Зависимость безразмерной оптимальной длины Y^{opt} и максимально достижимой интенсивности дифрагированного излучения I_1^{opt} при прямой коллинеарной дифракции от безразмерного коэффициента затухания звука W при различных значениях безразмерного коэффициента поглощения света X : а – однократное прохождение звука ($\psi \cong 1$); б – двукратное прохождение звука ($\psi \ll 1$).

дифракции, равная отношению интенсивностей дифрагированного и прошедшего излучений, становится сравнимой с единицей, т.е. нарушается условие слабого взаимодействия.

Из рис. 1а следует, что при большем затухании звука W необходимо изготавливать АО-ячейки с меньшей безразмерной длиной Y . Это обусловлено тем, что возрастание интенсивности I_1 с длиной Y за счет дифракции на ультразвуке меньше, чем экспоненциальное ослабление из-за погло-

шения изучения средой. При использовании относительно прозрачных сред, характеризующихся значением параметра $X < 10^{-4}$, зависимость I_1^{opt} от X становится настолько слабой, что приведенные на рис. 1а графики для I_1^{opt} сливаются.

Установлено, что зависимость безразмерной оптимальной длины от безразмерного затухания звука $Y^{opt}(W)$ имеет ярко выраженный максимум. Его положение зависит от безразмерного коэффициента поглощения излучения X . При $X = 10^{-8}$ максимум достигается при $W = 0.65$; с ростом поглощения излучения он плавно смещается в сторону меньших значений W и, наконец, при $X > 0.72$ он достигается при $W = 0$. Этот факт можно объяснить следующим образом. Пока соблюдается условие сильного АО-взаимодействия $I_1 \cong 1$, зависимость $I_1^{opt}(Y)$ интенсивности дифрагированного излучения от безразмерной длины Y АО-взаимодействия является нелинейной. Поэтому более сильное затухание звука W удается частично скомпенсировать увеличением длины Y . Если же среда слабо прозрачна и АО-взаимодействие является слабым, то затухание звука W уже невозможно скомпенсировать увеличением длины Y , поскольку увеличение I_1 за счет дифракции на более длинном звуковом пучке будет меньше, чем уменьшение I_1 из-за поглощения света в более толстом слое среды.

Аналогичные зависимости (см. рис. 1б) были получены также для прямой коллинеарной дифракции в режиме двукратного прохождения звука, когда $\psi \ll 1$. Из них следует, что при тех же параметрах X и W для достижения максимальной интенсивности I_1^{opt} дифрагированного излучения необходимо использовать АО-ячейки с меньшей длиной Y АО-взаимодействия. Само же значение I_1^{opt} будет также меньше, поскольку до входного окна звуковая волна в этом режиме проходит расстояние, равное длине АО-взаимодействия и, следовательно, успеваеет существенно затухнуть.

Для наблюдения обратной коллинеарной АО-дифракции необходимо использовать ультразвук с частотой $F = 2nV/\lambda$, где n — показатель преломления среды, V — скорость звуковой волны, λ — длина волны излучения. В видимом диапазоне частота F достаточно высока и достигает 10 ГГц, что приводит к сильному затуханию звуковой волны (зависящему квадратично от частоты звука). Поэтому данный тип АО-взаимодействия ранее не исследовался. В настоящее время излучение терагерцевого (ТГц) диапазона нашло широкое применение во многих областях науки и

техники [6]. Большинство лабораторных источников ТГц-излучения являются маломощными [7], что не позволяет использовать их для реализации АО-взаимодействия вследствие малости эффективности дифракции [2]. Поэтому для наблюдения обратной коллинеарной АО-дифракции в качестве источника целесообразно использовать лазер на свободных электронах (ЛСЭ). Так, например, Новосибирский ЛСЭ способен генерировать монохроматическое ТГц-излучение со средней мощностью до 500 Вт [8].

Особенностью данного режима АО-дифракции является принципиально другая зависимость интенсивности дифрагированного излучения I_1 от длины L ($I_1 \propto \text{th}^2(qL)$) по сравнению с режимом прямой коллинеарной дифракции ($I_1 \propto \sin^2(qL)$) [9]. Это приводит к тому, что при $\psi \cong 1$ и $\vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}$ оптимальная длина АО-ячейки стремится к бесконечности. Очевидно, что длина области эффективного АО-взаимодействия определяется наименьшим из значений $L \propto 1/\alpha$ и $L \propto 1/\alpha_s$. Поэтому для проведения исследований следует изготавливать АО-ячейку с длиной, обеспечивающей порядка 90% от максимально достижимой интенсивности дифрагированного излучения.

Из рис. 2а следует, что при однократном прохождении звука ($\psi \cong 1$) и распространении электромагнитной волны нулевого порядка навстречу звуковой волне ($\vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}$) при сильном поглощении излучения ($X > 10^{-2}$) зависимость $Y^{opt}(W)$ безразмерной оптимальной длины от безразмерного затухания звука является монотонно убывающей. В то же время при использовании относительно прозрачных сред ($X < 10^{-2}$) на зависимости $Y^{opt}(W)$ наблюдается один локальный максимум. Отметим, что при $X < 10^{-4}$ максимально достижимая интенсивность I_1^{opt} дифрагированного излучения слабо зависит от безразмерного коэффициента поглощения X излучения. Поэтому для указанных значений X кривые $I_1^{opt}(W)$ сливаются в одну.

На рис. 2б приведены зависимости $Y^{opt}(W)$ и $I_1^{opt}(W)$ для различных значений безразмерного поглощения X электромагнитного излучения для режима двукратного прохождения звука ($\psi \ll 1$) при сонаправленном распространении звука и излучения нулевого дифракционного порядка ($\vec{k}_0 \uparrow \uparrow \vec{K}$). Исследование показало, что в отсутствие затухания акустической волны ($W = 0$) оптимальная длина стремится к бесконечности. Расчет показал, что при $\psi \ll 1$ и $\vec{k}_0 \uparrow \downarrow \vec{K}$ зависимости

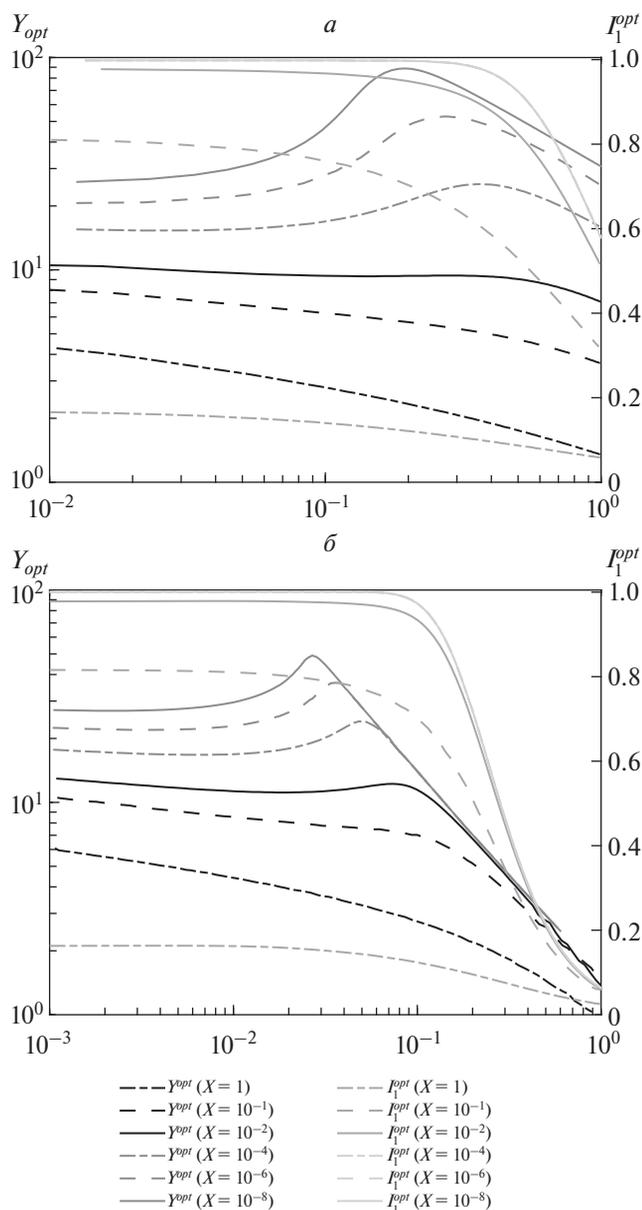


Рис. 2. Зависимость безразмерной оптимальной длины Y^{opt} и максимально достижимой интенсивности дифрагированного излучения I_1^{opt} при обратной коллинеарной дифракции от безразмерного коэффициента затухания звука W при различных значениях безразмерного коэффициента поглощения света X : $a - \psi \approx 1$ и $\vec{k}_0 \uparrow \vec{K}$, $b - \psi \ll 1$ и $\vec{k}_0 \uparrow \vec{K}$.

$Y^{opt}(W)$ и $I_1^{opt}(W)$ получаются примерно такими же, поэтому они не приводятся. Таким образом, при

большой эффективности АО-дифракции ($I_1 \gg 1$) оптимальная длина АО-взаимодействия определяется не только затуханием звука и поглощением излучения, но и мощностью ультразвука.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние поглощения излучения и затухания звуковой волны на высокочастотное и низкочастотное коллинеарное акустооптическое взаимодействие в режиме высокой эффективности дифракции. Установлено, что с увеличением затухания звуковой волны оптимальная длина акустооптических ячеек, изготовленных из слабо прозрачных сред, монотонно убывает. Показано, что для прозрачных сред данная зависимость имеет локальный максимум, указывающий на возможность увеличить интенсивность дифрагированного излучения за счет увеличения длины взаимодействия. Полученные зависимости могут быть использованы для разработки акустооптических фильтров.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-12-00430.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nikitin P.A., Voloshinov V.B. // *Memoirs of the Faculty of Phys.* 2016. V. 6. P. 166601.
2. Nikitin P.A., Voloshinov V.B. // *Phys. procedia.* 2015. V. 70. P. 712.
3. Voloshinov V.B., Nikitin P.A., Gerasimov V.V. et al. // *Quantum Electronics.* 2013. V. 43. № 12. P. 1139.
4. Press W.H. *Numerical Recipes The Art of Scientific Computing* 3rd Ed. New York: Cambridge University Press, 2007. P. 1256.
5. Cheney E.W., Kincaid D.R. *Numerical Mathematics and Computing* 7th Ed. Boston: Brooks/Cole. Cengage Learning, 2012. P. 678.
6. Perenzoni M., Paul D.L. *Phys. and Applic. of Terahertz Radiation* (Springer Ser. in Opt. Sci. V. 173). Berlin: Springer, 2014. P. 255.
7. Gallerano G.P., Biedron S. // *Proc. of the 2004 FEL Conf.* 2004. P. 216.
8. Shevchenko O.A., Arbutov V.S., Vinokurov N.A. et al. // *Phys. Procedia.* 2016. V. 84. P. 13.
9. Oliveira J.E.B., Jen C.-K. // *Applied Opt.* 1990. V. 29. № 6. P. 836.