

## Теоретические исследования генерации оптоакустических волн в жидкости цилиндрическими поглотителями

*Д. А. Кравчук*

*«Южный федеральный университет», Таганрог*

**Аннотация:** В работе рассмотрен оптико-акустический эффект, который приводит к возбуждению акустических волн при поглощении переменного светового потока. Предложена модель расчета акустического поля генерируемого лазерным излучением в жидкости при попадании на цилиндрические объекты в жидкости. Цилиндрическими объектами могут служить специальные наноматериалы добавленные в жидкость. Установлено, что наблюдаемые в жидких средах оптоакустические эффекты выходят за рамки основополагающих разработанных моделей для идеальных сред и требуют более подробного рассмотрения и уточнения.

**Ключевые слова:** оптоакустика, оптоакустические волны, биожидкость, виртуальный прибор, цилиндрические, сферические поглотители, нановолокна.

### Постановка задачи

В настоящее время быстро развиваются методы оптоакустической диагностики, использующие в качестве информационного параметра ультразвуковой отклик исследуемого образца. При этом возникает необходимость в изучении свойств импульсного звукового отклика в подвергнутых лазерному облучению реальных жидких средах: суспензиях, смесях, растворах, биологических пробах.

В работах [1-6] разработана теоретическая модель возбуждения оптоакустического сигнала в жидкости сферическими поглотителями, далее в этой работе мы рассмотрим поглотитель оптического излучения в жидкости, который облучается снаружи лазером и имеет экспоненциально убывающее распределение поглощения. Для сильного поглощения это может быть аппроксимировано тонкой поглощающей оболочкой. Из уравнения

$$P_1(r, t) = \frac{r - vt}{2r} P_0(|r - vt|)$$
 давление, создаваемое мгновенным однородным

поглощением в сферической оболочке и внутренним экспоненциальным затуханием поглощения в сфере, в любой точке вне объема источника оптоакустического сигнала (ОА).

Давление  $A_0$ , генерируемое на внешней границе источника, принималось равным для всех распределений поглощения. Для ясности толщина оболочки принималась за  $R/10$ , где  $R$  - радиус сферы. Для случая диффузного облучения однородной поглощающей сферы, коэффициент поглощения принимался таким, чтобы радиус соответствовал трем оптическим длинам, т.е.  $\mu_\alpha = 3/R$ . Облучение образца импульсом света конечной длительности будет расширять ОА-сигнал согласно уравнению

$$P(r,t) = \int_0^{\infty} P_{\delta t}(r,t-\tau) T(\tau) d\tau.$$

Функции нагрева были взяты как нормальные распределения с одинаковой суммарной энергией с  $\tau_\sigma = R/(10v)$  и  $\tau_\sigma = R/v$  соответственно, а функция нагрева  $\sigma$ -импульса (соответствующая  $\tau_\sigma = 0$ ) [1]. Хотя для самого широкого импульса света характеристическая длительность сравнима с характерным временем прохождения звука от источника, мы видим, что форма сигнала почти не отражает пространственное распределение поглощения, а амплитуда сигнала значительно уменьшается. Это справедливо для всех распределений поглощения. Амплитуды сигналов сильно уменьшаются с увеличением длительности импульса света. В пределе малого геометрического диаметра источника, по сравнению с акустическим распространением во время светового импульса, амплитуда давления обратно пропорциональна квадрату длительности импульса света, как будет показано ниже.

Принимая предел исчезающего сферического радиуса источника, получаем ОА сигнал, генерируемый оптоакустическим точечным источником. Интеграция по объему источника и свертка с функцией временного нагрева дает сигнал, генерируемый любым другим источником ОА сигнала. Для интегрирования выгодно выразить давление как временную производную потенциальной функции:

---

$$P_{\sigma}(r, vt) = \lim_{R \rightarrow 0} A_0 \frac{r - vt}{2r} u(R - |r - vt|) = A_0 \frac{d}{d(vt)} \Phi_{\delta}(r, vt)$$

где  $\Phi_{\delta}(r, vt) = k_0 \delta(r - vt) / r$ , которая является потенциальной функцией с  $\delta(x)$  в качестве дельта-функции Дирака. Поскольку сигнал от однородной сферы известен, интегрирование по сфере дает для константы  $k_0$  значение  $1/4\pi$ . Мгновенно генерируемое распределение давления может быть выражено как сумма точечных источников, поэтому  $P(r, t)$  может быть выражена как сумма вкладов от акустических точечных источников. Тогда давление можно также выразить как производную по  $(vt)$  от суммы потенциальных функций точечного источника:

$$P(r, t) = \frac{d}{d(vt)} \Phi(r, vt); \Phi(r, vt) = \int P_0(\rho) \Phi_{\delta}(|\rho - r|, vt) d\rho$$

где  $P_0$  - мгновенно генерируемое начальное давление.

Интегрирование  $\Phi_{\delta}$  по плоскости приводит к простой ступенчатой функции:

$$\Phi_p(x, vt) = k_0 U(ct - |x|)$$

где  $x$  - расстояние от плоскости. Таким образом, мы сразу приходим к выражению для акустического переходного процесса, генерируемого мгновенно нагретым плоским источником:

$$P_p(x, t) = \frac{d}{d(vt)} \int_{-\infty}^{\infty} P_0(\xi - x) * \int_0^{\infty} 2\pi\rho \Phi_{\delta}\left(\sqrt{(\xi - x)^2 + \rho^2}, t\right) d\rho d\xi = \frac{1}{2} [P_0(x + vt) + P_0(x - vt)]$$

где  $P_0(x)$  - первоначально генерируемое одномерное распределение давления. Это хорошо известное простое суммирование двух плоских волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Для временно расширенной функции нагрева  $T(t)$  это выражение должно быть свернуто с  $T(t)$ .

Интегрирование  $\Phi_\delta$  вдоль прямой, дает потенциальную функцию  $\Phi_l(r, vt)$  линейного источника при дельта-импульсном освещении лазером:

$$\Phi_l(r, vt) = \frac{k_0}{\sqrt{(vt)^2 - r^2}} U(vt - r)$$

Из интегрирования этой потенциальной функции источника линии по диаметру цилиндрического источника можно оценить численное значение давления, создаваемого любым цилиндрическим источником. В приближении дальнего поля ( $r \gg R$ ) потенциальная функция однородного цилиндра с начальной амплитудой давления  $A_0$  может быть легко выражена как

$$\Phi_{HC}(R, r, vt) = A_0 k_0 \int_{r-R}^b \sqrt{\frac{R^2 - (x-r)^2}{(vt)^2 - x^2}} dx U(vt - (r-R)),$$

где  $b = vt$ , если  $r - R < vt < r + R$ , и  $b = r + R$ , если  $vt > r + R$ . Для  $vt < r - R$  акустический переходный процесс еще не достиг точки наблюдения, а потенциал равен нулю. Потенциал для любого непрерывного цилиндрического распределения тепла может быть выражен как суперпозиция потенциальных функций для однородных цилиндров с амплитудами, определяемыми градиентом начального распределения давления:

$$\Phi_{cyl}(r, vt) = \frac{1}{4\pi} \int_{r-R}^{\infty} -\nabla P_0(r') \Phi_{HC}(r', r, vt) dr'$$

где  $r$  должно быть далеко за пределами исходного объема, а разрывы легко обрабатываются с помощью выражения для  $\Phi_{HC}$ . Для цилиндрического эквивалента распределений поглощения, использованных ранее для сферических источников, потенциальные функции показаны на рис. 6. Соответствующие оптикоакустические сигналы, полученные путем численной производной от  $\Phi$  по  $vt$ , показаны на рис. 1.1. Из этих

результатов следует, что относительные амплитуды сигналов РА, генерируемых мгновенным нагревом однородного цилиндра  $P_{HC,max}$ , max и однородной сферы  $P_{HS,max}$  задаются выражением

$$P_{HC,max} / P_{HS,max} = 0,250\sqrt{r / R}$$

Вычислена свертка с функцией временного нагрева для двух гауссовых функций  $\left[ c\tau_\sigma = \frac{R}{v} \text{ и } \tau_\sigma = \frac{R}{(10v)} \right]$ . Результаты для однородного поглощения и экспоненциально убывающего поглощения показаны на рис. 1.1 и 1.3, соответственно.

### Выводы по итогам моделирования.

Результаты для однородного цилиндра с гауссовской функцией временного нагрева качественно согласуются с результатами, представленными в [7, 8]. Мы видим, что характер ОА сигнала из однородного цилиндрического поглощения является биполярным, если длительность светового импульса коротка по сравнению с акустическим временем прохождения через источник.

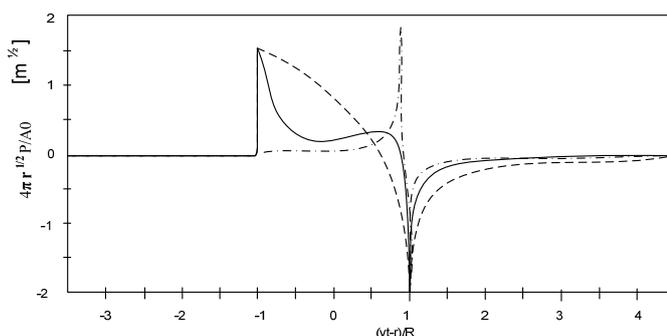


Рис1.1 Теоретические ОА сигналы, генерируемые цилиндрически симметричными источниками. Пунктиром для мгновенного нагрева однородного цилиндра, тонкой цилиндрической оболочки (пунктир с точкой) и сплошной линией для поглощения, которое экспоненциально убывает от границы цилиндра внутрь.

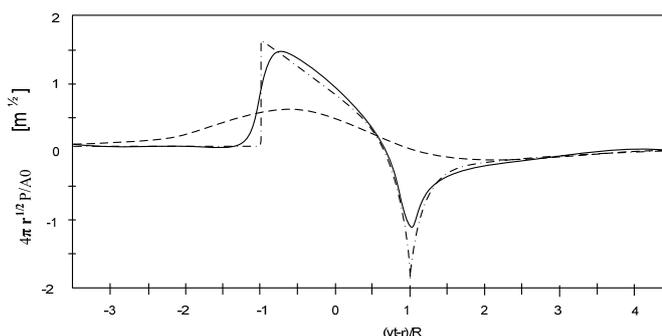


Рис. 1.2 Теоретические ОА сигналы, генерируемые цилиндрически симметричными источниками. Оптоакустические сигналы однородного цилиндра для нескольких гауссовых функций нагрева

Пунктиром для мгновенного нагрева однородного цилиндра, тонкой цилиндрической оболочки (пунктир с точкой) и сплошной линией для поглощения, которое экспоненциально убывает от границы цилиндра внутрь.

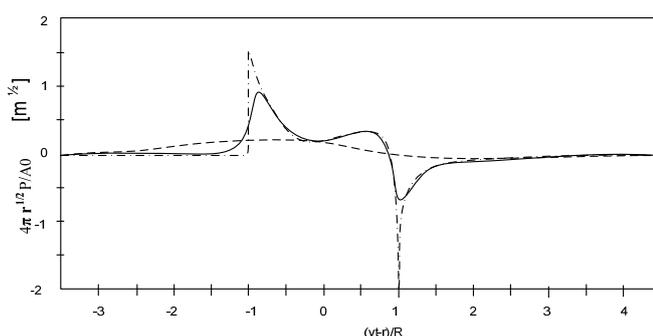


Рис. 1.3. Теоретические ОА сигналы, генерируемые цилиндрически симметричными источниками (нормированное давление и нормированное время). Для экспоненциально уменьшающегося распределения поглощения  $\mu_\alpha = 3/R$ . При различных функциях нагрева (пунктирная линия с точкой для дельта-импульса, сплошная линия  $v\tau_\sigma = R/10$  и пунктирная линия для случая  $v\tau_\sigma = R$ )

При  $\tau_\sigma = \frac{R}{v}$  сигнал РА в основном отражает характеристики импульса нагрева. Для оболочечных распределений поглощения время акустического прохождения через толщину оболочки должно сравниваться с длительностью импульса света, чтобы объяснить форму импульса ПА. Снова мы видим, что

амплитуда сигнала быстро уменьшается с увеличением длительности импульса нагрева. Это означает, что для эффективного генерирования импульсов РА длительность импульса света должна быть малой по отношению к времени прохождения звука через оптическую глубину проникновения в источнике. Полученные результаты моделирования дополняют результаты экспериментальных исследований приведенные ранее [1, 2, 4, 8-11]

### Литература

1. Кравчук Д.А. Экспериментальные исследования и моделирование процесса генерации оптоакустических волн // Инженерный вестник Дона, 2017, №2 URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4234.
  2. Кравчук Д.А., Д.В. Орда-Жигулина, Г.Ю. Слива Экспериментальные исследования оптоакустического эффекта в движущейся жидкости. Известия ЮФУ. Технические науки №4 (189), 2017. С. 246-254
  3. Кравчук Д.А., Кириченко И.А., Орда-Жигулина Д.В. Обзор методов использования наноразмерных объектов в биомедицинских исследованиях Научные труды SWorld. 2015. Т. 5. № 4 (41). С. 24-27.
  4. Кравчук Д.А. Моделирование системы регистрации акустического сигнала в результате возбуждения оптико-акустического эффекта в жидкости. //Успехи современной науки. 2016. Т. 4. № 11. С. 121-123.
  5. Кравчук Д.А. Система регистрации акустического сигнала в результате возбуждения оптико-акустического эффекта в жидкости. // В сборнике: Проблемы автоматизации. Региональное управление. Связь и автоматика (Паруса - 2016). Сборник трудов V Всероссийской научной конференции молодых ученых, аспирантов и студентов. 2016. С. 116-119.
  6. Кравчук Д.А. Система регистрации оптоакустического эффекта в жидкости. Результаты эксперимента. //Успехи современной науки и образования. 2016. Т. 5. № 12. С. 131-133.
-



7. H. M. Lai and K. Young, “Theory of the pulsed optoacoustic technique,” J. Acoust. Soc. Am. 72, pp.2000–2007 .1982.

8. Beard P. Biomedical photoacoustic imaging // Interface Focus 1. – 2011. – pp. 602–631.

9. Кравчук Д.А., Кириченко И.А., Орда-Жигулина Д.В. Обзор методов использования наноразмерных объектов в биомедицинских исследованиях Научные труды SWorld. 2015. Т. 5. № 4 (41). С. 24-27.

10. Kravchuk D.A., Kirichenko I.A., Orda-Ghigulina D.V. The review of methods of use of nanodimensional objects in biomedical researches SWorldJournal. 2016. Т. 10. № j116 (10). pp. 45-48.

11. Орда-Жигулина Д.В., Старченко И.Б. Теоретическая модель процесса лазерного возбуждения акустических сигналов в жидкой среде с присутствием наноразмерных объектов // Инженерный вестник Дона. 2012, № 4 (ч.1). URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p1y2012/1224](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p1y2012/1224)

### References

1. Kravchuk D.A. Inženernyj vestnik Dona (Rus), 2017, №2 URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4234](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2017/4234).

2. Kravchuk D.A., D.V. Orda-Zhigulina, G.Ju. Izvestija JuFU. Tehnicheskie nauki №4 (189), 2017. pp. 246-254

3. Kravchuk D.A., Kirichenko I.A., Orda-Zhigulina D.V. Nauchnye trudy SWorld. 2015. V. 5. № 4 (41). pp. 24-27.

4. Kravchuk D.A. Uspehi sovremennoj nauki. 2016. V. 4. № 11. pp. 121-123.

5. Kravchuk D.A. Sbornik trudov V Vserossijskoj nauchnoj konferencii molodyh uchenyh, aspirantov i studentov. 2016. pp. 116-119.

6. Kravchuk D.A. Uspehi sovremennoj nauki i obrazovanija. 2016. V. 5. № 12. pp. 131-133.



7. H. M. Lai and K. Young, ‘‘Theory of the pulsed optoacoustic techniques’’. *Acoust. Soc. Am.* 72, pp.2000–2007 .1982.
8. Beard P. Biomedical photoacoustic imaging. *Interface Focus* 1. 2011. pp. 602–631.
9. Kravchuk D.A., Kirichenko I.A., Orda-Ghigulina D.V. *SWorldJournal*. 2016. V. 10. № j116 (10). pp. 45-48.
10. Kravchuk D.A., Kirichenko I.A., Orda-Ghigulina D.V. *SWorldJournal*. 2016. V. 10. № j116 (10). pp. 45-48.
11. Orda-Zhigulina D.V., Starchenko I.B. *Inzhenernyj vestnik Dona (Rus)*, 2012, №4 (ч.1). URL: [ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p1y2012/1224](http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p1y2012/1224)