

## § 5.2. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ ОПТОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

При возбуждении оптоакустических сигналов лазерными импульсами основной измеряемой величиной традиционно является амплитуда сигнала (или площадь первой полуволны при box-car integration). Это связано с трудностями как адекватной регистрации широкополосных акустических сигналов, так и интерпретации влияния различных факторов (неоднородность поглощения и рассеяния света, затухания и дифракции ультразвуковой волны, тепловая и акустическая нелинейность и т.п.) на профиль оптоакустического сигнала. В то же время, форма возбуждаемой акустической волны несет богатую информацию о поглощении лазерного излучения, отсутствующую, вообще говоря, в амплитуде сигнала. Возможные схемы корректной регистрации оптоакустического сигнала с высоким временным разрешением будут обсуждаться в следующем параграфе. Здесь же попытаемся по возможности наиболее наглядно описать влияние различных факторов на временной профиль возбуждаемой волны

Термооптическое возбуждение звука связано с поглощением света и сопровождающим его нестационарным тепловым расширением среды. Поглощение света может происходить как в объеме среды, так и на отдельных поглощающих центрах (см. рис.5.5).

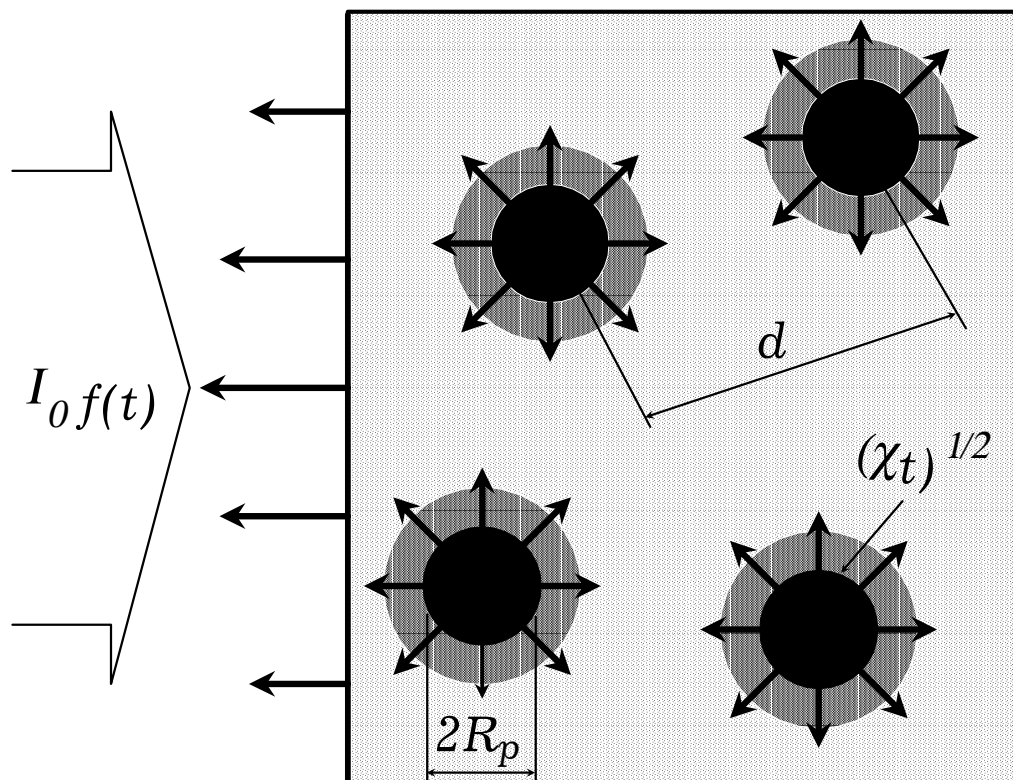


Рис.5.5. Схема нагрева поглощающих частиц лазерным излучением.

Если глубина проникновения света в среду меньше среднего расстояния между частицами  $d$  ( $d \sim n_p^{-1/3}$ ,  $n_p$  – концентрация поглощающих частиц):  $\mu_a d \geq 1$ , то их влияние на поглощение света не существенно. В этом случае термооптическое возбуждение звука происходит как в однородной среде. Поэтому будем в дальнейшем считать  $\mu_a d \ll 1$ .

Динамика температурного поля характеризуется двумя временными масштабами – это время выравнивания температуры в частице  $\tau_p = R_p^2 / \chi_p$  ( $\chi_p$  – теплопроводность в материале частицы,  $R_p$  – ее радиус) и время выравнивания температуры в

окружающей частицы среде  $\tau_0 = d^2 / 4\chi$ . Если длительность лазерного импульса  $\tau_L > \tau_p$ , то прогрев частиц можно считать однородным; для этого частицы должны быть достаточно малы:  $R_p \ll \sqrt{\chi_p \tau_L}$ . Если длительность лазерного импульса  $\tau_L > \tau_0$ , то температурные поля, создаваемые в среде при нагреве отдельных частиц, перекрываются и роль частиц сводится лишь к дополнительному поглощению света. В этом случае термооптическое возбуждение звука протекает как в однородной среде; для этого концентрация частиц должна быть достаточно велика:

$$n_p \gg (4\chi \tau_L)^{-3/2}. \quad (5.1)$$

При выполнении последнего условия среду можно считать микрооднородной.

Для того, чтобы обнаружить светопоглощающие микронеоднородности среды по оптоакустическому сигналу, выполнения условия  $n_p < (4\chi \tau_L)^{-3/2}$  недостаточно. Необходимо, чтобы время релаксации механических напряжений  $\tau_a = d / 2c_0$  было больше длительности лазерного импульса, то есть

$$d > 2c_0 \tau_L \quad \left( n_p < (2c_0 \tau_L)^{-3} \right). \quad (5.2)$$

В этом случае поля механических напряжений в среде, создаваемые за время действия лазерного импульса вокруг отдельных частиц, не перекрываются и возбуждаемые ими акустические импульсы могут быть зарегистрированы отдельно. Время релаксации механических напряжений в пределах частицы  $R_p / c_{0p}$  как правило мало и в дальнейшем мы будем считать частицы

"акустически мелкими":

$$R_p \ll c_{0p} \tau_L \quad (5.3)$$

( $c_{0p}$  – скорость акустических волн в материале частицы). Учет конечности времени релаксации механических напряжений в пределах частицы проведен в<sup>[105]</sup>.

Таким образом, особенности оптоакустического сигнала в неоднородной среде определяются соотношением временных масштабов: длительности лазерного импульса  $\tau_L$ , времен тепловой релаксации  $\tau_p$  и  $\tau_0$  и времени релаксации механических напряжений  $\tau_a$ . В силу адиабатического характера распространения звука  $\tau_0 \gg \tau_a$ . Кроме того, поскольку расстояние между частицами много больше их диаметра, то  $\tau_0 \gg \tau_p$ . Поэтому оптоакустическая томография микронеоднородных сред возможна при

$$\tau_L \leq (\tau_a, \tau_p) \ll \tau_0. \quad (5.4)$$

При  $\tau_L \geq \tau_0$  микронеоднородности в оптоакустическом сигнале не проявляются.

В микрооднородной среде поля температуры отдельных частиц, создаваемые к моменту окончания лазерного импульса, перекрываются. Однако коэффициент поглощения света может изменяться от точки к точке (например, из-за изменения концентрации частиц). Поэтому задача томографии сводится к определению этих "макронеоднородностей".

Профили сигналов, которые будут зарегистрированы при косвенной или непосредственной регистрации, будут определяться сверткой решений при коротком лазерном импульсе

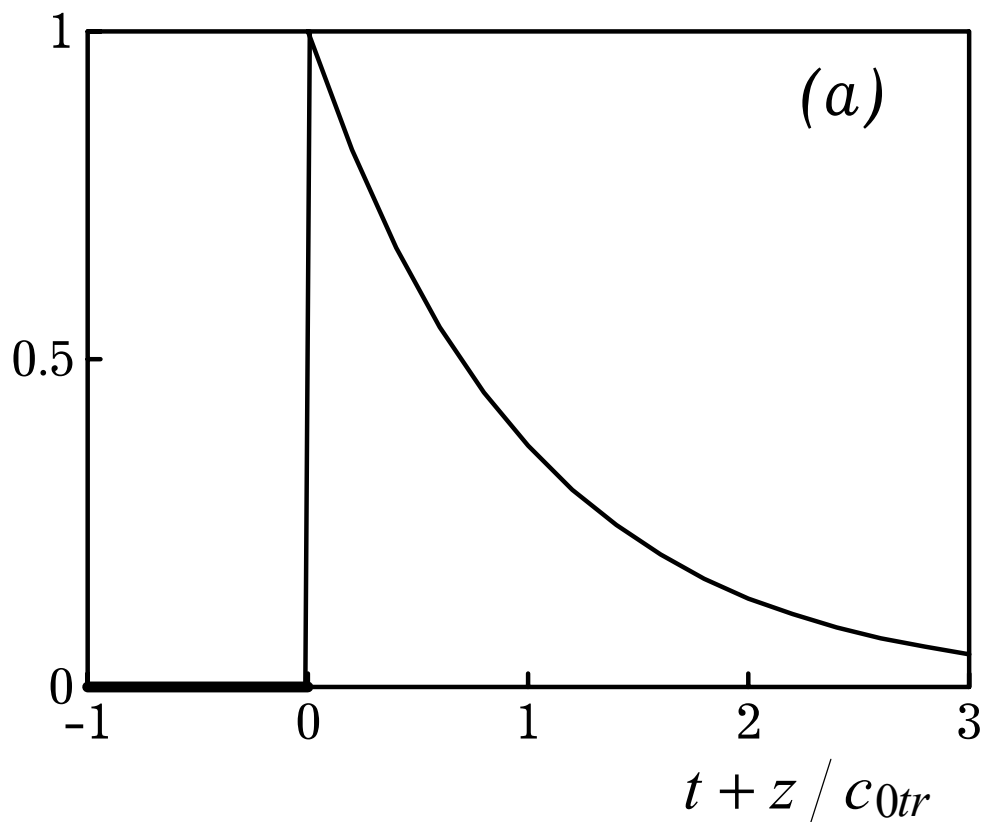
$$p'_{tr} = T_a \frac{c_0^2 \beta^*}{2 c_p} \mu_a E_0 \exp(-\mu_a c_0 \tau_{tr}) \Theta(\tau_{tr}), \quad (5.5)$$

$$p' = \frac{c_0^2 \beta^*}{2 c_p} \mu_a E_0 [\exp(\mu_a c_0 \tau) \Theta(-\tau) + R_a \exp(-\mu_a c_0 \tau) \Theta(\tau)] \quad (5.6)$$

и зависимости интенсивности света от времени. Здесь  $\tau = t - z / c_0$  и  $\tau_{tr} = t + z / c_{0tr}$  – время в бегущих со скоростями соответствующих волн системах координат,  $\Theta$  – функция Хэвисайда,  $\beta^*$  – эффективный коэффициент теплового расширения среды,  $E_0$  – поверхностная плотность поглощенной энергии лазерного импульса,  $R_a$  и  $T_a$  – коэффициенты отражения и прохождения волны давления, определяемые отношением акустических импедансов прозрачной и поглощающей сред.

Профиль оптоакустического сигнала, возбуждаемого коротким лазерным импульсом в однородной поглощающей среде, состоит из участков экспоненты, показатель которой определяется коэффициентом поглощения света (см. рис.5.6). Кроме того, амплитуда сигналов (5.5) и (5.6) прямо пропорциональна коэффициенту поглощения света. Поэтому оптоакустическая томография чувствительна именно к абсолютному значению коэффициента поглощения света.

акустическое давление, отн. ед.



акустическое давление, отн. ед.

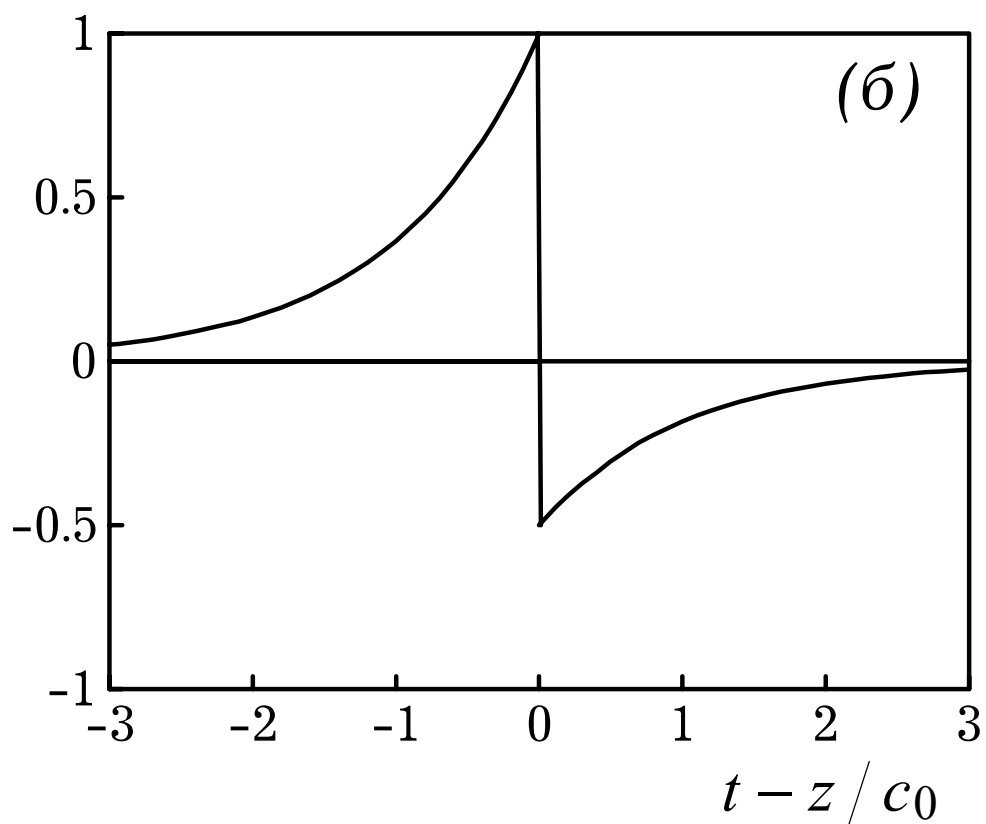


Рис.5.6. Оптоакустический сигнал в однородно поглощающей среде при косвенной (а) и прямой (б) регистрации.

В общем случае поглощающая среда может содержать также поглощающие частицы. Однако если концентрация частиц достаточно велика  $(n_p \gg (4\chi\tau_L)^{-3/2})$ , то расстояние между ними меньше расстояния, на которое диффундирует тепло в среде за время действия лазерного импульса  $(d < 2\sqrt{\chi\tau_L})$ . Поэтому за время порядка  $\tau_L$  температурные поля от отдельных частиц перекрываются и термооптическое возбуждение звука происходит так же, как и в однородно поглощающей среде. С этой точки зрения такую среду можно считать микрооднородной. Однако если концентрация поглощающих частиц  $n_p$  зависит от глубины среды и характерные изменения  $n_p$  происходят на расстояниях  $z \gg d$ , то среда является слоистой и коэффициент поглощения света  $\mu_a$  для нее также будет зависеть от глубины  $z$ .

Полученные выражения для профиля оптоакустического сигнала могут быть обобщены на такой случай произвольной зависимости коэффициента поглощения света от глубины среды  $\mu_a(z)$ . В результате профили оптоакустических сигналов в слоистой среде при косвенной и непосредственной регистрации могут быть описаны формулами:

$$p'_{tr} = T_a \frac{c_0^2 \beta^*}{2 c_p} \mu_a(c_0 \tau_{tr}) E_0 \exp\left(-\int_0^{c_0 \tau_{tr}} \mu_a(\xi) d\xi\right) \Theta(\tau_{tr}), \quad (5.7)$$

$$p' = \frac{c_0^2 \beta^*}{2 c_p} E_0 \left[ \mu_a(-c_0 \tau) \exp\left(-\int_0^{-c_0 \tau} \mu_a(\xi) d\xi\right) \Theta(-\tau) + \right. \\ \left. + R_a \mu_a(c_0 \tau) \exp\left(-\int_0^{c_0 \tau} \mu_a(\xi) d\xi\right) \Theta(\tau) \right]. \quad (5.8)$$

Эти решения позволяют определить распределение коэффициента поглощения света по форме оптоакустического сигнала. При косвенной регистрации сигнала обращение формулы (5.7) дает:

$$\mu_a(c_0 \tau_{tr}) = \frac{p'_{tr}(\tau_{tr})}{c_0 \int_{\tau_{tr}}^{\infty} p'_{tr}(\xi) d\xi}, \quad \tau_{tr} > 0. \quad (5.9)$$

При непосредственной регистрации для определения коэффициента поглощения света удобно использовать передний фронт оптоакустического сигнала ( $\tau < 0$  в (5.8)), так как влияние ограниченности полосы приема на эту часть профиля минимально:

$$\mu_a(-c_0 \tau) = \frac{p'(\tau)}{c_0 \int_{-\infty}^{\tau} p'(\xi) d\xi}, \quad \tau < 0. \quad (5.10)$$

Формулы (5.9)-(5.10) являются основными в оптоакустической томографии слоистых сред. Важно то, что для их использования не требуется абсолютная калибровка акустических приемников. Их применимость, однако, ограничена одномерно-неоднородными и микрооднородными средами. Для более общего случая микрооднородной среды анализ оптоакустического эффекта проведен ниже.