

АНАЛИЗ МАСЛЯНЫХ ЭМУЛЬСИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ ЛАЗЕРНЫМ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

М.А. МУСАЕВ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
Баку, пр. Азадлыг, 20

В работе обсуждается генерация звуковых волн в сильнопоглощающих жидкостях лазерным оптико-акустическим методом. Показано, что присутствие на поверхности жидкости поглощающего слоя другой жидкости сильно усиливает акустический сигнал, который регистрируется приемником, помещенным на дно. Усиление и фронт акустического сигнала зависит от толщины, оптических и акустических свойств среды тонкого слоя. По форме акустического сигнала можно анализировать поверхностный слой.

1. ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА.

В поглощающих средах термоупругий процесс возбуждения звука является основным. Этот процесс основан на том, что поглощаемая лазерная энергия в ограниченном объеме приводит к нагреванию среды. Возникающий при этом температурный градиент приводит к появлению дополнительных механических напряжений. Именно эти напряжения являются источниками акустических волн, которые распространяются от зоны тепловыделения. В поглощающих средах ниже порога испарения основным механизмом возбуждения звука является термоупругие возбуждения.

В работе [1] рассматривают модель генерации плоских акустических волн в сильнопоглощающих жидкостях импульсным лазерным излучением. При определенных допущениях (однородная, изотропная, не вязкая среда, диффузией теплоты пренебрегается, скорость распространения теплоты намного меньше скорости звука) про-

цесс возбуждения и распространения звука может быть описан уравнением

$$\nabla^2 p - \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} = \frac{\beta}{C_p} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

Здесь p - амплитуда звукового давления генерируемого лазерным излучением; β - коэффициент теплового расширения; C_p - удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении; $H(x, y, z, t)$ - плотность поглощаемой электромагнитной энергии за единицу времени, которая превращается в тепло; C_0 - скорость распространения звука.

В работе [2] авторы дали общее решение уравнения (1) для одномерного случая, когда радиус лазерного пучка намного больше толщины поглощающего слоя. Согласно этому решению зависимость звукового давления от времени в случае закрепленной границы имеет вид

$$p(\tau) = \frac{\beta J_0 C_0}{2\pi C_p} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \frac{\omega^2}{C_0^2}} \tilde{f}(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (2)$$

Здесь J_0 - максимальная интенсивность лазерного излучения, $\tau = t - \frac{z}{C_0}$ - время в сопутствующей системе

координат, z - глубина проникновения света. Из выражения (2) следует, что спектр оптико-акустического сигнала есть произведение спектра интенсивности лазерного излучения $\tilde{f}(\omega)$ и передаточной функции $K(\omega)$, определяемой только характеристиками среды

$$K(\omega) = \frac{\beta C_0}{C_p} \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \frac{\omega^2}{C_0^2}} \quad (3)$$

Здесь α - коэффициент поглощения лазерного излучения в жидкости. Спектр интенсивности лазерного излучения выражается как

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} f(t) dt \quad (4)$$

где $f(t)$ - есть функция, описывающая изменение интенсивности лазерного пучка со временем.

Подставляя (4) в (2), для $p(\tau)$ получаем следующее выражение

$$p(\tau) = \frac{\alpha C_0^2 \beta J_0}{2C_p} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp[-\alpha C_0 |\tau - t|] dt \quad (5)$$

При возбуждении звука коротким лазерным импульсом $\alpha C_0 \tau \ll 1$ спектральный диапазон интенсивности све-

та значительно шире диапазона передаточной функции (3). Поэтому во всей области частот эффективного воз-

буждения звука спектр интенсивности света можно считать константой. В этом случае профиль возбуждае-

мой акустической волны для свободной границы описывается формулой

$$P(\tau) = \frac{\alpha C_0^2 \beta \epsilon_0}{2C_p} \times \begin{cases} -\exp[\alpha(z - C_0 t)] & z < C_0 t \\ \exp[-\alpha(z - C_0 t)] & z > C_0 t \end{cases} \quad (6)$$

(момент $t=0$ соответствует приходу лазерного импульса).

Здесь $\epsilon_0 = J_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt$ есть плотность энергии излучения.

Для однородно-поглощающих сред ($\alpha=const$) зависимость $p(\tau)$ имеет универсальный характер $p(\tau) \sim \exp(\alpha C_0 \tau)$. Профиль оптико-акустического сигнала имеет вид, представленный на рис. 1.

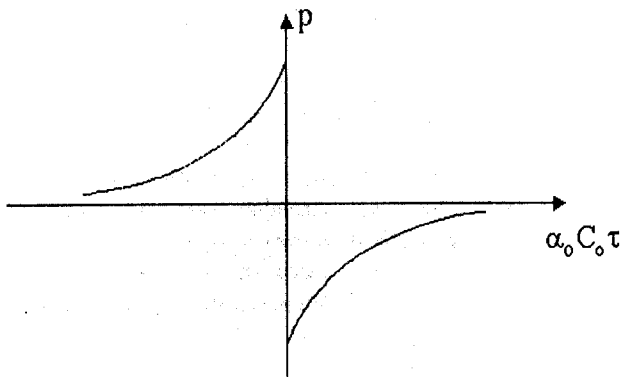


Рис. 1. Профиль оптико-акустического сигнала для однородно-поглощающих сред.

Как следует из этих выражений, волна, распространяющаяся от оптико-акустических источников, несет информацию о теплофизических параметрах среды в области тепловыделения. Форму акустического сигнала определяет неоднородность температуры и поглощения света. Поэтому, решая обратную задачу, можно проводить диагностику этих неоднородностей поглощения по форме акустического импульса.

При использовании достаточно коротких лазерных импульсов, когда спектр $f(\omega)$ шире диапазона передаточной функции, форма фронта акустического импульса повторяет распределение источников.

$$P(z) = A\alpha(z) \exp\left(-\int_0^z \alpha(\xi) d\xi\right), \quad (7)$$

где $A = \frac{\beta C_0^2}{2C_p} \epsilon_0$.

Уравнение (7) может быть выражено следующим образом

$$P(z) = -A \frac{d}{dz} \left[\exp\left(-\int_0^z \alpha(\xi) d\xi\right) \right] \quad (8)$$

Учитывая, что $P(\infty) = 0$, из (8) получаем

$$\int_z^{\infty} P(\xi) d\xi = A \exp\left(-\int_0^z \alpha(\xi) d\xi\right) \quad (9)$$

Из последнего уравнения получаем, что

$$\alpha(z) = \frac{P(z)}{\int_z^{\infty} P(\xi) d\xi} \quad (10)$$

Таким образом, в случае однородного и независимого от температуры коэффициента объемного расширения $\beta(z)=const$ зависимость коэффициента поглощения от глубины проникновения света определяется по формуле (10). По форме акустического сигнала можно определить распределение зависимости коэффициента поглощения от глубины проникновения света и осуществить диагностику неоднородности. Для коротких импульсов этот метод более прост в использовании, нежели анализ спектра.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.

Схема экспериментальной установки, где проводились исследования распределения трансформаторного масла по глубине, приведена на рис.2. Источником оптического излучения служил TEA CO₂ лазер 1, работающий на длине волны 10,6 мкм при давлении рабочей смеси газов 1,1 атм на линии P(18) колебательно-вращательного спектра молекул CO₂. Импульс имел характерную для данного типа лазеров форму - мощный передний пик с

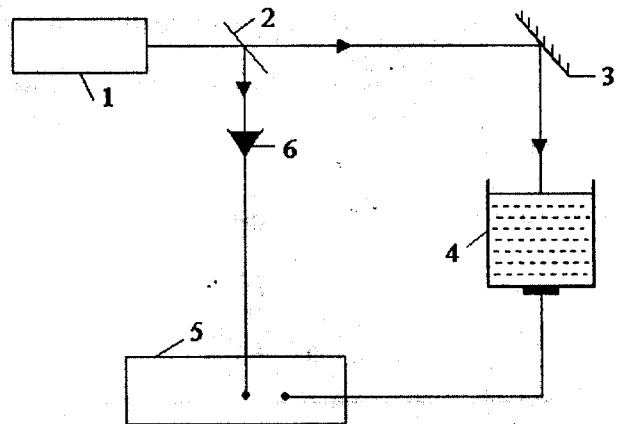


Рис.2. Схема экспериментальной установки.

длительностью ~0,15 мкс с крутым фронтом (< 30 нс) и следующий за ним хвост с длительностью ~1÷1,5 мкс.

Энергия импульсов составляла $\sim 1,5$ Дж, а сечение пучка ~ 2 см². Лазер работал в импульсно-повторяющемся режиме с частотой ~ 1 Гц.

Несфокусированный пучок лазерного излучения диаметром 1,6 см вертикально направлялся на кювет 4 с исследуемой жидкостью. Для регистрации и контроля энергетических характеристик падающего на кюветы пучка часть излучения с помощью полупрозрачного зеркала 2 направлена на фотоприемник 6. Приемником акустического сигнала служила задемпфированная пластина из ниобата-лития, которая приклеивалась к окну на дне кюветы и находилась в прямом контакте с исследуемой жидкостью. Резонансная частота приемника составляла ~ 39 МГц. Сигналы приемников регистрировались на осциллографе 5 типа С8-12.

Масляные эмульсии получались при добавлении трансформаторного масла на поверхность воды.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ.

На рис.3 приведены характерные осциллограммы фронтов акустического сигнала при различных значениях поверхностной плотности добавленного масла $\rho_s = \frac{m}{S}$, где m - масса масла, S - площадь свободной поверхности воды. Видно, что с ростом значения ρ_s фронт акустического сигнала удлиняется, и характер формы нарастания давления приближается к экспоненциальному закону.

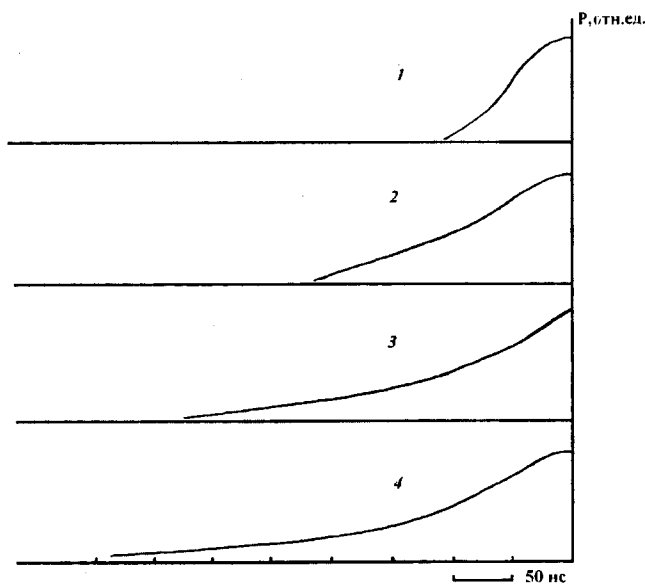


Рис.3. Характерные осциллограммы фронтов акустического сигнала при различных значениях ρ_s (г/см²): 1 - 0,006, 2 - 0,021, 3 - 0,033, 4 - 0,087.

Такая зависимость формы фронта акустического сигнала от ρ_s , по-видимому, объясняется тем, что при малых концентрациях масла основную роль в процессе генерации звука играет роль поглощения излучения в чистой воде. Поскольку в наших экспериментах $\alpha C_0 \tau_L \gg 1$, форма акустического сигнала определяется производной от огибающей лазерного импульса [3,4] и имеет сравнимую

с лазерным импульсом длительность и крутые фронты, дальнейшее добавление масла приводит к уменьшению объемного содержания воды в приповерхностном слое. В итоге уменьшается эффективный коэффициент поглощения лазерного излучения $\alpha_{эфф}$ и частота $\omega_0 = \alpha_{эфф} C_0$, на которой передаточная функция слоя термо-оптического преобразования имеет максимум. Следовательно, это должно привести к постепенному удлинению переднего фронта акустического сигнала. Наконец, когда на поверхности образуется масляная пленка толщиной $l \geq \alpha_{мас}^{-1}$ характер нарастания давления на фронте акустического сигнала становится экспоненциальным, что соответствует генерации звука в масле.

На рис.4 приведены полученные из обработки соответствующих осциллограмм зависимости коэффициента поглощения $\alpha(x)$. Характерным для всех кривых является то, что по мере увеличения глубины $\alpha(x)$ возрастает. При этом наименьшее значение $\alpha(x)$ наблюдается непосредственно у поверхности. С увеличением значения ρ_s рост $\alpha(x)$ становится более плавным.

Как следует из рис.4 при значениях $\rho_s \geq \rho_s^k \sim 0,03$ г/см² существует некая глубина, при которой $\alpha(x)$ практически не меняется и соответствующее значение $\alpha \sim 60$ см⁻¹ совпадает со значением α в чистом масле. По-видимому, в этих случаях на поверхности воды начинает образовываться масляная пленка, в которой практически поглощается все лазерное излучение и идет генерация звука. При $\rho_s < \rho_s^k$ область постоянного $\alpha(x)$ отсутствует.

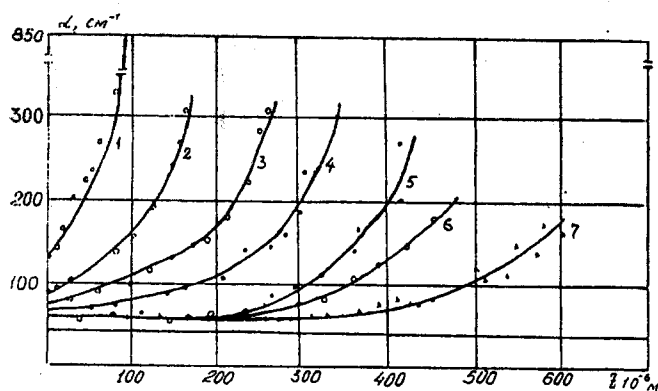


Рис.4. Зависимости коэффициента поглощения α излучения от глубины проникновения z для различных значений ρ_s (г/см²): 1 - 0,006, 3 - 0,015, 3 - 0,021, 4 - 0,027, 5 - 0,033, 6 - 0,039, 7 - 0,087.

Это свидетельствует о неоднородности приповерхностного слоя, то есть о присутствии масляной эмульсии, меняющейся с глубиной концентрацией масла.

Следует отметить, что параметр ρ_s однозначно характеризует состояние поверхности. Эксперименты показали, что зависимости $\alpha(z)$ от z в кюветах с различными сечениями при одинаковых ρ_s идентичны.

Поскольку на длине волны излучения CO₂ лазера коэффициент поглощения света в масле $\alpha_m \sim 60$ см⁻¹ значительно меньше, чем в чистой воде $\alpha_w \sim 870$ см⁻¹, то в первом приближении коэффициент поглощения света будет определяться объемным содержанием воды $v_B(z)$. Для

коэффициента поглощения имеет место следующее соотношение

$$\alpha(z) = v_B(z)\alpha_B$$

$$v_M(z) = \frac{\alpha_B - \alpha(z)}{\alpha_B}$$

Учитывая, что $v_B(z) + v_M(z) = 1$, для объемного содержания масла получим

Таким образом, полученные результаты позволяют определить распределение дисперсной фазы по глубине - в данном случае объемную концентрацию масла.

[1] *M.W. Sigrist. J. Appl. Phys. (Appl. Phys. Rev) 60, R83, 1986.*

[2] *Л.В. Бурмистрова, А.А. Карабутов и др. Акустический журнал, 1978, т. 24, № 5, с. 655-663.*

[3] *M.W. Sigrist, Z.H. Chen. Appl. Phys, 1987, B.43, p.1-7.*

[4] *M.W. Sigrist. J. Appl. Phys. 1986, v.60, №7, p.R83-R121.*

М.А. Musayev

LASER OPTİKO-AKUSTİK METODU İLƏ SUYUN SƏTHİNDƏKİ YAĞ EMULSIYA TƏBƏQƏSİNİN ANALİZİ

Lazer optiko-akustik metodu ilə güclü udma qabiliyyətinə malik olan mayelərdə səs dalğalarının generasiyası prosesi müzakirə olunur. Göstərilir ki, mayenin səthində olan digər mayenin nazik təbəqəsi mayenin dibində yerləşdirilən qəbuledicinin qeyd etdiyi akustik dalğaları xeyli gücləndirir. Bu güclənmə və akustik siqnalın səbəsi nazik təbəqənin qalınlığından, onun optik və akustik xassələrindən asılıdır. Akustik siqnalın forması əsasında nazik səth təbəqəsini analiz etmək mümkündür.

М.А. Musayev

OIL EMULSION ANALYSIS ON WATER SURFACE BY LASER OPTICO-ACOUSTIC METHOD

In work the generation of sound wavers in strongly absorbing and transparent liquids laser optico-acoustic method is discussed. It is shown, that the presence on a surface of the liquid of an absorbing layer of other liquid strongly strengthens an acoustic signal, which is registered by the receiver placed at the button of the liquid. The amplification (strengthening) and front of an acoustic signal depends on thickness, optical and acoustic properties of environmental medium of a thin layer. Under the formula of an acoustic signal it is possible to analyze a superficial layer.