АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 2

УДК 534.6

© 1992 г. Е.А. Баранник

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ РАСХОДИМОСТИ И ШИРИНЫ ПУЧКОВ ВОЛН НА СПЕКТР ДОПЛЕРОВСКОГО СИГНАЛА

При помощи точного решения параболического уравнения теории дифракции для пучков волн с гауссовым распределением амплитуды колебаний на излучающей поверхности получены выражения для спектральной мощности от линии тока и полного спектра доплеровского сигнала. Показано, что ширина спектра для линии тока при определенных условиях не зависит от глубины ее залегания.

Теоретическому и экспериментальному исследованиям спектральных характеристик доплеровского сигнала посвящено большое число работ [1–8], что обусловлено в первую очередь высокой эффективностью применения доплеровских методов в устройствах неразрушающего контроля. Спектр доплеровских частот и его форма зависят, как известно, от профиля скоростей движения среды вдоль линий тока, проходящих через измерительный объем, и геометрии падающего и отраженного пучков волн, определяющих пространственную конфигурацию самого измерительного объема и кривизну охватываемых им волновых фронтов. К настоящему времени установлена общая связь между этими величинами (см., например, [1]), однако известные сложности описания дифракционных явлений в ближней зоне полей излучения не позволяют провести детального исследования особенностей спектров. По этой причине большая часть работ основывается, как правило, либо на простейшем приближении геометрической акустики [2, 3], либо [4–7] исходит из выражений для характеристик направленности в дальней зоне излучения (зоне Фраунгофера).

В то же время известное параболическое уравнение теории дифракции [9] в некоторых физически важных случаях имеет точные решения для волновых полей, справедливые как в ближней, так и в дальней зоне излучения. В настоящей работе исследовано влияние дифракционных эффектов на спектр мощности доплеровского сигнала и спектральную мощность сигнала от линии тока для пучков волн, описываемых параболическим уравнением и заданных на границе среды в виде плоской неоднородной волны с гауссовым распределением амплитуды. Процедура нахождения спектров методом перевала существенным образом использует быстропадающий характер волнового поля в плоскости, перпендикулярной оси пучка. В этом смысле развитый здесь подход близок к [1], где особенности спектров обсуждаются на основе некоторых результатов теории радиолокации.

Низкочастотный доплеровский сигнал из области R, получающийся после демодуляции сигнала отраженных движущейся средой волн, описывается выражением

$$e_d(t) = k^2 \int\limits_R e^{2i(\mathbf{kr}+\varphi)}\, G'(\mathbf{r})\{\widetilde{\beta}(\mathbf{r}) - \widetilde{\rho}(\mathbf{r})\,\gamma(\mathbf{r})\}\, d^3\mathbf{r}, \tag{1}$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор поля ультразвукового преобразователя в приближении плоских волн, $\widetilde{\beta}(\mathbf{r})$ и $\widetilde{\rho}(\mathbf{r})$ – флуктуации соответственно сжимаемости и плотности среды, отнесенные к их равновесным значениям, $\varphi = (\varphi_t + \varphi_r)/2$ – постоянная. Функция распределения чувствительности по полю $G'(\mathbf{r})$ представляет собой произведение амплитуды $G'_t(\mathbf{r})$ падающих волн и функции чувствительности $G'_r(\mathbf{r})$ преобразователя к рассеянным волнам с учетом отклонения истинных фаз $\Phi_t(\mathbf{r})$ и $\Phi_r(\mathbf{r})$ этих комплекс-

ных величин от фазы плоских волн

$$G'_{t,r}(\mathbf{r}) = G_{t,r}(\mathbf{r})\, e^{i\Phi'_{t,r}(\mathbf{r})} = G_{t,r}(\mathbf{r})\, e^{i\Phi_{t,r}(\mathbf{r}) - i(\mathbf{kr} + \varphi_{t,r})}, \tag{2}$$

где $G_t(\mathbf{r})$ и $G_r(\mathbf{r})$ – действительные функции. Наконец, безразмерный параметр

$$\gamma(\mathbf{r}) = (\mathbf{k} + \alpha_t)(\mathbf{k} + \boldsymbol{\alpha}_r)\, k^{-2}, \tag{3}$$

$$\boldsymbol{\alpha}_{t,r} = \nabla\Phi'_{t,r}(\mathbf{r}) - iG^{-1}_{t,r}(\mathbf{r})\, \nabla G_{t,r}(\mathbf{r}), \tag{4}$$

в подынтегральном выражении формулы (1) отличается от единицы малыми добавками, обусловленными дифракционной расходимостью пучков волн и искривлением первоначально плоских волновых фронтов.

В выражениях (1)–(4) в качестве волновых векторов падающего $\mathbf{k}_t$ и рассеянного $\mathbf{k}_r$ полей использован один и тот же волновой вектор $\mathbf{k}$, поэтому настоящее рассмотрение ограничивается, строго говоря, случаем ультразвукового преобразователя с одним активным пьезоэлементом, работающим как в режиме излучения, так и в режиме приема отраженных волн.

Для получения амплитудно-частотной характеристики преобразователя с выраженным резонансом на частоте излучения закрепление пьезоэлемента производят по торцевой области [10], оставляя ненагруженной его внутреннюю поверхность. Это означает, что амплитуда колебаний на рабочей поверхности реальных преобразователей спадает по мере приближения к краю пьезоэлемента и хорошо аппроксимируется гауссовой кривой. Такому граничному условию отвечает решение параболического уравнения вида [9]:

$$G_t(\mathbf{r}) = \frac{P_0}{\sqrt{1 + \dfrac{x'^2}{l_д^2}}}\, e^{-\dfrac{y'^2 + z'^2}{\alpha^2 b^2}\, \dfrac{1}{1 + \dfrac{x'^2}{l_д^2}}} \tag{5}$$

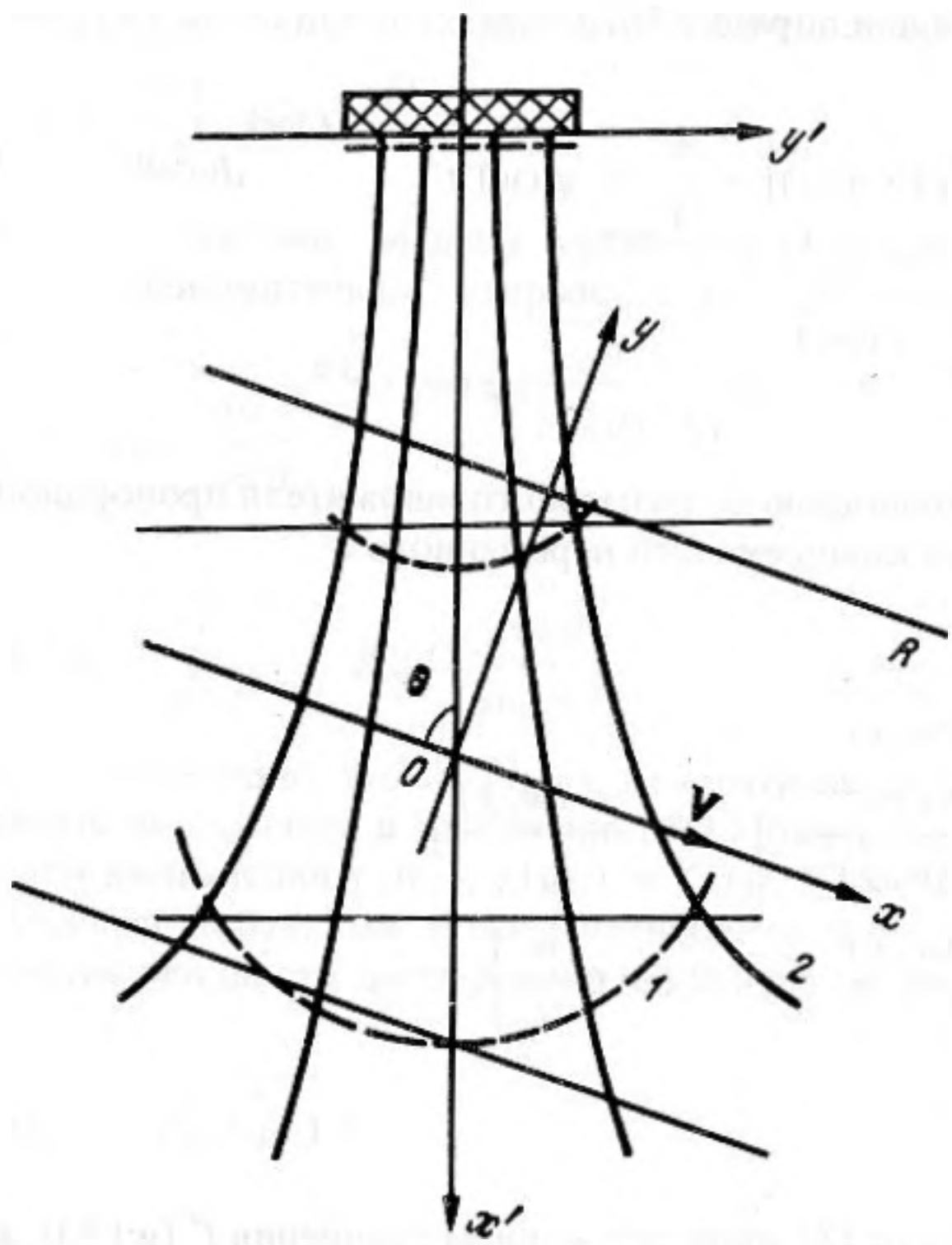
$$\Phi'_t(\mathbf{r}) = \frac{y'^2 + z'^2}{\alpha^2 b^2}\, \frac{\dfrac{x'}{l_д}}{1 + \dfrac{x'^2}{l_д^2}} - \operatorname{arctg}\frac{x'}{l_д}, \tag{6}$$

где P_0 – амплитуда волн в центре излучающей поверхности, b – радиус пьезоэлемента, $\alpha \lesssim 1$ – постоянный коэффициент, связывающий ширину гауссового распределения с радиусом пьезоэлемента, $l_д = k\alpha^2 b^2/2$ – характерная длина зоны дифракции. Штрихованная система координат связана, как показано на рисунке, с ультразвуковым преобразователем:

$$x'(x, y) = x\cos\theta - y\sin\theta + l_0, \quad y'(x, y) = x\sin\theta + y\cos\theta, \quad z' = z, \tag{7}$$

где l_0 – расстояние вдоль оси преобразователя до начала системы координат x, y и z в области R, θ – угол между осью преобразователя и осью Ox, направление которой выбрано параллельным вектору скорости $\mathbf{V}(y, z)$ движения среды. Штриховым линиям *1* на рисунке отвечают поверхности равной фазы, а сплошным линиям *2* – равной амплитуды, отнесенной к максимальному значению при данном x'. Выражения для $G_r(\mathbf{r})$ и $\Phi'_r(\mathbf{r})$ мы не выписываем, поскольку из принципа взаимности следует, что в рассматриваемом случае одноэлементного ультразвукового преобразователя $\Phi'_r(\mathbf{r}) = \Phi'_t(\mathbf{r})$, а функция $G_r(\mathbf{r})$ равна $G_t(\mathbf{r})$ с точностью до постоянного размерного множителя.

Как известно, спектр мощности $S(\omega)$ и спектральная мощность доплеровского сиг-



Взаимное расположение поля преобразователя и линии тока в области R

нала от линии тока $S(\omega, y, z)$ выражаются через фурье-образ автокорреляционной функции $\langle e_d^*(t)\, e_d(t+\tau)\rangle$. Подставляя в последнее выражение соотношение (1), заменяя усреднение по времени усреднением по статистическому ансамблю и полагая, что элементарные рассеиватели ультразвука взаимодействуют лишь с ближайшими соседями, для спектра мощности от линии тока находим

$$S(\omega, y, z) = k^4 v V \{ \overline{\tilde{\beta}^2} \,|\, TF\,[e^{2ikVt\cos\theta} G'(Vt, y, z)]\,|^2 -$$

$$- 2\,\overline{\tilde{\beta}}\,\overline{\tilde{\rho}}\,\mathrm{Re}\,\{ TF\,[e^{2ikVt\cos\theta} G'(Vt, y, z)] \times$$

$$\times\, TF^*[e^{2ikVt\cos\theta}\gamma(Vt, y, z)\, G'(Vt, y, z)]\} +$$

$$+ \overline{\tilde{\rho}^2} \,|\, TF\,[e^{2ikVt\cos\theta}\gamma(Vt, y, z)\, G'(Vt, y, z)\,|^2 \},$$

где $TF\,[f(t)]$ – фурье-образ функции $f(t)$, v – постоянная, определяющая радиус корреляции элементарных рассеивателей и по порядку величины равная их объему, $\overline{\tilde{\rho}^2}$ – среднеквадратичная флуктуация плотности среды (аналогичный смысл имеют также величины $\overline{\tilde{\beta}^2}$ и $\overline{\tilde{\beta}\tilde{\rho}}$).

Для гауссовых пучков волн (5)–(6) каждый из фигурирующих в (7) фурье-образов можно вычислить, используя методы асимптотической оценки интегралов и, в частности, метод перевала. Большим параметром, обусловливающим применимость этого метода в нашем случае, является отношение $l_д^2/\alpha^2 b^2 = (\pi\alpha b/\lambda)^2 \gg 1$, поскольку практически всегда отношение радиуса излучающего элемента b к длине волны

ультразвука λ больше или порядка 10. Тогда

$$TF\,[e^{2ikVt\cos\theta}G'(Vt,y,z)] = \frac{A}{V}\int_{-\infty}^{\infty}\varphi(w)\,e^{\frac{l_д^2}{\alpha^2 b^2}f(w)}\,dw \approx$$

$$\approx \frac{A}{V}\,\frac{\alpha b}{l_д}\,e^{\frac{l_д^2}{\alpha^2 b^2}f(w_0)}\sqrt{\frac{2\pi}{|f''(w_0)|}}\,\varphi(w_0)\,e^{i\vartheta}, \tag{8}$$

где постоянная A с точностью до размерного множителя пропорциональна P_0^2, медленно меняющаяся функция комплексного переменного w

$$\varphi(w) = \frac{l_д^2}{l_д^2 + x'^2(w,y)} \tag{9}$$

$$f(w) = 2\left\{\frac{y'^2(w,y)+z^2}{l_д^2+x'^2(w,y)}\left[-1+i\,\frac{x'(w,y)}{l_д}\right] - \right.$$

$$\left. - i\,\frac{\alpha^2 b^2}{l_д^2}\,\mathrm{arctg}\frac{x'(w,y)}{l_д} - 2\,i\,\Omega\cos\theta\,\frac{w}{l_д}\right\},$$

$$\Omega = \frac{\omega}{2\,kV\cos\theta} - 1. \tag{10}$$

Величина w в выражении (8) является корнем уравнения $f'(w) = 0$, а угол ϑ определяет линию наибольшего ската $\mathrm{Im}\,f(w) = \mathrm{const}$ в плоскости комплексного переменного w. Оценка второго из фурье-образов в (7) производится аналогично, в результате для составляющей спектра от линии тока получаем

$$S(\omega,y,z) = 2\pi\left(Ak^2\,\frac{\alpha b}{l_д}\right)^2\frac{v}{V}\,e^{2\frac{l_д^2}{\alpha^2 b^2}\mathrm{Re}\,f(w_0)}\times$$

$$\times\frac{|\varphi(w_0)|^2}{|f''(w_0)|}\left\{\tilde{\bar{\beta}}^2 - 2\,\tilde{\bar{\beta}}\,\tilde{\bar{\rho}}\,\mathrm{Re}\,\gamma(w_0) + \overline{\tilde{\rho}^2}\,|\gamma(w_0)|^2\right\}. \tag{11}$$

Решения уравнения для определения точки перевала w_0

$$\frac{1}{X'^2+1}\left[(Y'^2+Z^2)\,\frac{X'+i}{X'-i} + \alpha^2 B^2\right]\cos\theta -$$

$$-\,2\,Y'\,\frac{X'+i}{X'^2+1}\sin\theta + 2\,\Omega\cos\theta = 0, \tag{12}$$

записанного в безразмерных переменных

$$X' = \frac{x'}{l_д},\quad Y' = \frac{y'}{l_д},\quad Z = \frac{z'}{l_д},\quad B = \frac{b}{l_д},$$

в общем случае неизвестны. Задача, однако, сильно упрощается для области частот $\Omega \ll 1$ вблизи центральной частоты $2\,kV\cos\theta$ спектра мощности от линии тока. Такое ограничение не является на самом деле очень жестким, поскольку наибольший вклад в низкочастотную часть полного спектра $S(\omega)$ вносят не "хвосты" быстроспадающих, как будет показано ниже, функций $S(\omega,y,z)$, а те части рассеивающей области R, в которых движение среды характеризуется малыми скоростями V и соответственно малыми центральными частотами спектров от линий тока. Для не слишком протяженных в направлении оси Oz областей R величина $Z \ll 1$ (при произвольном

отношении z/b); тогда с учетом вытекающего из (7) соотношения

$$X' = L_0 - \frac{1}{\sin\theta} Y + \frac{\cos\theta}{\sin\theta} Y',$$

где $L_0 = l_0/l_д$ и $Y = y/l_д$, искомое решение уравнения (12) удовлетворяет, очевидно, неравенству $|Y'| \ll 1$. Действительно, удерживая в (12) члены первого порядка малости, находим

$$Y' = (L_0 - \frac{1}{\sin\theta} Y - i)\,\Omega\,\frac{\cos\theta}{\sin\theta}. \tag{13}$$

Отсюда

$$w_0 = -y\,\frac{\cos\theta}{\sin\theta} + (l_0 - \frac{y}{\sin\theta} - il_д)\,\Omega\,\frac{\cos\theta}{\sin^2\theta}. \tag{14}$$

С другой стороны, из (10) видно, что $\mathrm{Re}\, f(w_0)$ квадратична по малым Z, Ω и B. Следовательно, показатель экспоненты в выражении (11) оказывается нулевого порядка малости и потому при вычислении $\gamma(w_0)$, $\varphi(w_0)$ и $f''(w_0)$ согласно выражений (3), (4), (9) и (10) малыми добавками можно пренебречь. В результате окончательное выражение для спектра мощности доплеровского сигнала от линии тока приобретает вид

$$S(\omega, y, z) = \frac{\pi}{2}\,(\overline{\tilde{\beta}}^2 - 2\,\overline{\tilde{\beta}}\,\overline{\tilde{\rho}} + \overline{\tilde{\rho}}^2)\times$$

$$\times\,\frac{(A\,\alpha\,b\,k^2)^2}{\sin^2\theta}\,\frac{v}{V}\,\frac{l_д^3}{[l_д^2 + (l_0 - \frac{y}{\sin\theta})^2]^{3/2}}\times$$

$$\times\,\exp\left\{-\frac{4\,l_д^2}{\alpha^2 b^2}\,\mathrm{ctg}^2\theta\,[\Omega^2 + \frac{z^2\,\mathrm{tg}^2\theta}{l_д^2 + (l_0 - \frac{y}{\sin\theta})^2}]\right\}. \tag{15}$$

Последнее выражение позволяет сформулировать важный вывод о том, что центральная часть спектра мощности от линии тока для доплеровского сигнала, сформированного пучками волн с гауссовым распределением амплитуды колебаний на излучающей ($x' = 0$) поверхности, имеет гауссову форму с шириной, не зависящей от глубины залегания линии тока, если линейные размеры рассеивающей области в направлении, перпендикулярном к линии тока и оси пучка волн, существенно меньше длины зоны дифракции. Согласно (15), ширина спектра определяется отношением начальной ширины гауссового распределения амплитуды колебаний к длине волны и углом падения волн. Глубина залегания линии тока $l_0 \sin\theta - y$ влияет лишь на амплитуду спектральной мощности.

Ширина спектра зависит, как известно, от длительности доплеровского сигнала, формируемого элементарным рассеивателем ультразвука (так называемое времяпролетное уширение [8]), и величины изменения направления волнового вектора вдоль линии тока. Полученный выше результат физически объясняется тем, что при указанных условиях уширение спектра с ростом глубины из-за дифракционного искривления волнового фронта в точности компенсируется соответствующим уменьшением времяпролетного уширения.

Выражение (15) существенно упрощается, если размеры области R в направлении оси Oy также ограничены длиной зоны дифракции. В частности, для аксиально-симметричных течений $V(\rho)$, где $\rho = \sqrt{y^2 + z^2} \leqslant R \ll l_д$, это обстоятельство позволяет при вычислении полного спектра $S(\omega)$ сразу произвести интегрирование по угловой пере-

менной цилиндрических координат ρ, φ:

$$S(\omega) = \int_0^R \int_0^{2\pi} S(\omega, \rho, \varphi)\, \rho\, d\rho\, d\varphi = \tag{16}$$

$$= \frac{1}{2} (\overline{\tilde{\beta}^2} - 2\overline{\tilde{\beta}}\,\overline{\tilde{\rho}} + \overline{\tilde{\rho}^2}) \frac{(\pi A \alpha b k^2)^2}{\sin^2\theta} \times$$

$$\times \frac{l_д^3}{(l_д^2 + l_0^2)^{3/2}} v \int_0^1 \frac{I_0\left(\frac{2R^2}{\alpha^2 b^2} \frac{l_д^2}{l_д^2 + l_0^2} x\right)}{V(x)} \times$$

$$\times e^{-\frac{4 l_д^2}{\alpha^2 b^2} \operatorname{ctg}^2\theta \left(\Omega^2 + \frac{x}{2} \frac{R^2 \operatorname{tg}^2\theta}{l_д^2 + l_0^2}\right)} dx,$$

где $x = \rho^2/R^2$, $I_0(x)$ – цилиндрическая функция Бесселя мнимого аргумента. В общем случае, естественным параметром, обрезающим интегрирование по глубине, является длина затухания ультразвука.

Продвинуть выкладки дальше можно, задавая определенный закон изменения скорости в пространстве. Пусть, например, $V(x) = V_0(1 - x^{n/2})$, где V_0 – максимальная скорость потока и $n \geqslant 2$ ($n = 2$ соответствует пуазейлевскому профилю скорости). Тогда после очевидной при $l_д/\alpha b \gg 1$ замены

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{2 l_д}{\alpha b} \operatorname{ctg}\theta\, e^{-\left(\frac{2 l_д}{\alpha b} \operatorname{ctg}\theta\, \Omega\right)^2} \to \delta(\Omega) \tag{17}$$

и интегрирования с δ-функцией находим

$$S(\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{n} (\overline{\tilde{\beta}^2} - 2\overline{\tilde{\beta}}\,\overline{\tilde{\rho}} + \overline{\tilde{\rho}^2})\, \alpha b \frac{(\pi A R k^2)^2}{\omega_0 \sin\theta} \times$$

$$\times \frac{l_д^3}{(l_д^2 + l_0^2)^{3/2}} v \frac{I_0\left\{\frac{2R^2}{\alpha^2 b^2} \frac{l_д^2}{l_д^2 + l_0^2} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right)^{2/n}\right\}}{\left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right)^{1-2/n}} \times$$

$$\times e^{-\frac{2R^2}{\alpha^2 b^2} \frac{l_д^2}{l_д^2 + l_0^2} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right)^{2/n}}, \tag{18}$$

где $\omega_0 = 2kV_0 \cos\theta$ – "максимальная" доплеровская частота. Согласно (18), зависимость спектральной мощности $S(\omega)$ доплеровского сигнала от расстояния до оси потока l_0 проявляется для l_0, сравнимых с $-l_д$. При неизменном l_0 ширина спектра как функции безразмерной переменной ω/ω_0 не зависит от угла падения волн.

С ростом радиуса потока происходит уменьшение низкочастотных составляющих спектра из-за потери мощности сигнала от медленно движущихся краевых областей. При этом наибольшее падение величины $S(\omega)$ обусловлено экспоненциальным множителем и приходится на область частот

$$1 - \frac{\omega}{\omega_0} \lesssim \left(\frac{\alpha^2 b^2}{2R^2} \frac{l_д^2 + l_0^2}{l_д^2}\right)^{n/2}.$$

В дальнейшем экспоненциальная зависимость сменяется более гладкой степенной, что вытекает из (18) после подстановки в него известной асимптотики $I_\nu(x) \approx$

$\approx e^x/\sqrt{2\pi x}$ функции Бесселя мнимого аргумента при больших x:

$$S(\omega) = (\overline{\tilde{\beta}^2} - 2\,\overline{\tilde{\beta}\tilde{\rho}} + \overline{\tilde{\rho}^2})\, R \frac{(\pi A \alpha b k^2)^2}{\omega_0 \sin\theta} \times$$

$$\times \frac{l_д^2}{l_д^2 + l_0^2} \frac{v}{n\left(1 - \dfrac{\omega}{\omega_0}\right)^{1-1/n}}. \qquad (19)$$

В обратном предельном случае $R/\alpha b \to 0$ выражение (18) переходит в известную [1] формулу спектральной мощности доплеровского сигнала для широких пучков волн.

Нетрудно убедиться, что нулевое значение аргумента δ-функции (17) попадает в область интегрирования по x для частот $0 < \omega < \omega_0$, что ограничивает применимость соотношения (18). В действительности ввиду нестрогости предельного перехода (17) интервал применимости несколько меньше и исключает окрестность точки ω_0

$$1 - \frac{\omega}{\omega_0} \gtrsim \frac{\alpha b}{2 b_д}.$$

При $\omega \geqslant \omega_0$ интеграл в (16) можно оценить по методу Лапласа, если учесть, что своего наибольшего значения показатель подынтегральной экспоненты достигает на краю области интегрирования $x = 0$. В частности, для пуазейлевских потоков первый член асимптотического разложения интеграла приводит к выражению

$$S(\omega) = (\overline{\tilde{\beta}^2} - 2\,\overline{\tilde{\beta}\tilde{\rho}} + \overline{\tilde{\rho}^2}) \frac{(\pi A \alpha b R k^2)^2}{\omega_0 \cos\theta} \times$$

$$\times \frac{l_д^2}{(l_д^2 + l_0^2)^{3/2}}\, v \left[4 \frac{\omega}{\omega_0}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{R^2 \operatorname{tg}^2\theta}{l_д^2 + l_0^2}\right]^{-1} e^{-\frac{4 l_д^2}{\alpha^2 b^2} \operatorname{ctg}^2\theta \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0}\right)^2},$$

указывающему на экспоненциальное убывание спектральной плотности для частот выше "максимальной" частоты ω_0.

Как отмечалось выше, выражения (15)–(20) справедливы для одноэлементных преобразователей, применяемых, как правило, в импульсно-доплеровских ультразвуковых устройствах. Учет импульсного характера излучения приводит к некоторому изменению спектров, обусловленному, в частности [2], тем, что время пролета элементарного рассеивателя ультразвука через измерительный объем определяется не только, а при малых углах θ и коротких импульсах – не столько эффективной шириной пучка и кривизной волнового фронта на данной глубине, сколько длительностью импульса τ. С уменьшением угла θ и длины импульса τ доплеровский спектр мощности по форме приближается к спектру огибающей излученного импульса [8]. Таким образом, условие применимости полученных выражений в случае импульсного излучения может быть записано в виде неравенства

$$\tau c \sin\theta \gg 2\alpha b \sqrt{1 + \frac{l_0^2}{l_д^2}},$$

где τc – длина импульса в пространстве (c – скорость звука), а выражение в правой части есть эффективная ширина пучка волн на расстоянии l_0 от преобразователя.

Для работы в непрерывном режиме излучения необходимы по крайней мере два активных элемента, один из которых характеризуется полем излучения $G_t(\mathbf{r})$, а вто-

течений, характерная скорость течений, временные зависимости и некоторые температурные разрезы. Скорость определяется по распространению фронта черной жидкости, температурные разрезы – протягиванием термопары в горизонтальном и вертикальном направлениях (для регулярных режимов) или измерением температурных зависимостей в неподвижной точке (для автоколебательных и нерегулярных режимов см. ниже).

Температурные разрезы показывают, что в начальный момент температура равномерно распределена по поверхности пятна и резко спадает по краям, соответственно постоянен и тепловой поток. После возникновения конвективных движений распределение будет определяться термиками поднимающейся жидкости. Этим определяется специфика оптического нагрева, которая учитывает дополнительное поглощение энергии в среде. Если проводить нагрев не оптическим способом, а тепловым (что было проделано для некоторых отдельных режимов), то основные режимы сохраняются, однако изменяются границы между ними и внутренние параметры режимов.

4. Результаты. Первоначально рассмотрим результаты экспериментов при нейтральной стратификации, при которой разность температуры на верхней и нижней границах слоя не превышала 0,05 К. При нейтральной стратификации нагретая жидкость во всех экспериментах в конечном итоге достигала верхней границы слоя.

Как и в работах по тепловому нагреву плоских тел, в наших экспериментах наблюдаются различные режимы конвекции, которые можно разделить на три большие группы (ниже будет проведено деление и внутри этих групп).

I. "*Одиночная струя*". Под действием нагрева непрозрачная жидкость (рис. 3) поднимается вверх узкой одиночной струей, цилиндрической или лентообразной. Внизу на дне образуется конусообразное вздутие черной жидкости с основанием D и высотой, изменяющейся от 1 до 10 мм.

II. "*Автоколебательный грибовидный режим*". Как при нагреве на плоских ограниченных телах, на границе происходит образование ламинарного течения. Если площадь нагретой поверхности не очень велика, то внутри поверхности не развивается турбулентный режим, а ламинарный не является устойчивым, как в случае с фонтаном. Как результат – возникновение автоколебательного режима, в котором течение напоминает гриб (рис. 4) с основанием в виде области черной жидкости, растекающейся верхней частью, а главное, с цилиндрической средней частью, диаметр которой периодически изменяется со временем. Здесь следует отметить различие в грибовидных режимах у нас и в [8], где под грибовидным режимом подразумевался неустойчивый режим одиночной струи, при котором на струе образовывались утолщения, похожие на утолщения, образующиеся, например, на вихревых струях в экспериментах по влиянию вращения на механическое турбулентное перемешивание [17].

III. "*Турбулентный режим*". Этот режим наблюдается в большом числе экспериментов по конвекции на плоских телах при больших потоках тепла (числах Рэлея) и при больших площадях нагреваемых поверхностей. Поднимающаяся жидкость разбивается на нерегулярные термики (рис. 5), можно выделить некоторый характерный масштаб для этих термиков и характерное время их образования (см., например, [18]).

В процессе экспериментов не изменялся поток световой энергии, поступаемый от источника света, и эксперименты проводились с одним типом жидкости (вода). Основными изменяемыми параметрами являлись толщина слоя жидкости h и диаметр круга, заполненного чернилами, D. Диаграмма существования различных режимов в осях (h, D) представлена на рис. 6, где проведено деление на три основных режима и указаны промежуточные области. (Различными значками указаны различные режимы в тех точках, в которых проводились эксперименты.) Эта же диаграмма изображена на рис. 7 без указания точек, но с более подробным делением, как характерных (I–III режимов), так и переходных областей.

Такое деление выглядит естественным, если вспомнить, что обычно изучается либо конвекция от источников тепла в бесконечном по глубине слое жидкости (на рис. 7 область больших значений h), либо конвекция в тонком слое, но тогда существенными становятся значения как диаметра нагреваемой поверхности D, так и глубины h.