

УДК 534.6

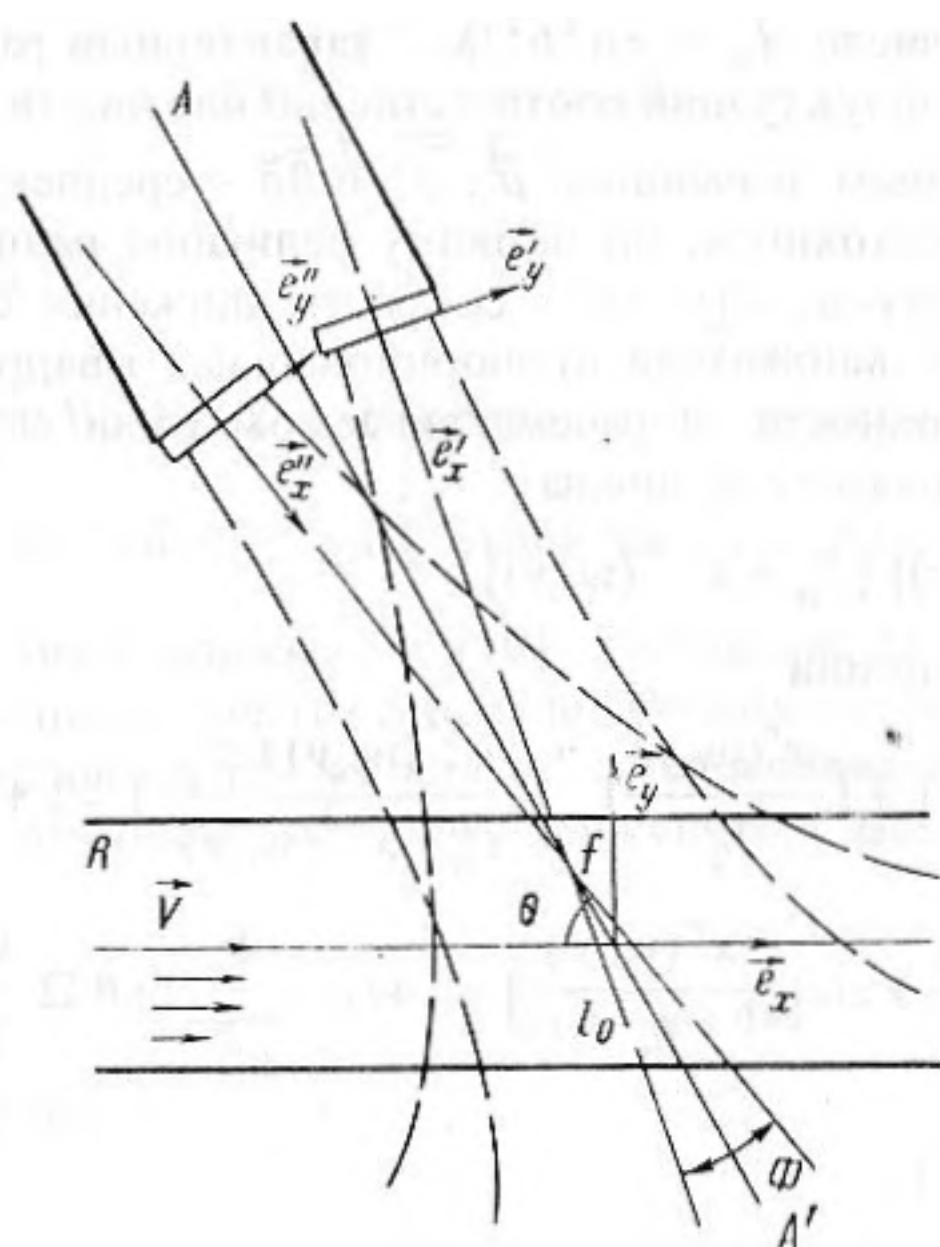
© 1992 г. Е.А. Баранник

### ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДОПЛЕРОВСКОГО СИГНАЛА ОТ ГЕОМЕТРИИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

В работе рассмотрено влияние геометрии ультразвукового преобразователя и взаимного положения преобразователя и потока жидкости на частотный спектр доплеровского сигнала. Исследование проведено в приближении параболического уравнения теории дифракции для пучков волн с гауссовым распределением амплитуды на излучающей и принимающей поверхностях. Получены выражения для спектра мощности от линии тока и полной спектральной мощности доплеровского сигнала.

Ультразвуковые доплеровские методы относятся к числу наиболее эффективных при исследовании движения объектов и сред. Появившиеся не так давно различные модификации этого метода [1–3] позволяют судить о пространственном распределении не только продольной, но и поперечных составляющих скорости движения среды. В то же время наиболее надежные неинвазивные способы определения продольной составляющей скорости и величины полного потока по-прежнему основываются на анализе спектральных характеристик доплеровских сигналов [4–6], полученных как при помощи эхоимпульсных систем, так и посредством доплеровских приборов непрерывного излучения (ДПНИ).

Импульсно-доплеровские ультразвуковые устройства характеризуются сильной зависимостью доплеровских спектров от формы спектра огибающей излучаемых импульсов [7]. Учет такой зависимости весьма важен, в частности, в случае импульсов малой длительности, посылаемых под небольшим углом к линиям тока [8]. Из числа факторов, не связанных с параметрами движения среды, для ДПНИ наиболее существенным наряду с дифракционным увеличением ширины пучков волн и искривлением волновых фронтов является влияние на результирующий спектр угловых характеристик применяемых в ДПНИ многоэлементных ультразвуковых преобразователей. Это обстоятельство обусловлено тем, что изменение угла  $\Phi$  между осями падающего и отраженного пучков волн приводит, как видно из рисунка, к изменению пространственной конфигурации образованного ими в области движения среды  $R$  измерительного объема и кривизны охватываемых измерительным объемом волновых фронтов. На рисунке, схематически изображающем простейший двухэлементный ультразвуковой преобразователь и область  $R$ , штриховым линиям отвечают поверхности равной амплитуды колебаний падающего и отраженного пучков волн, отнесенной к максимальному на данной глубине значению. Если измерительный объем, находящийся внутри области пересечения пучков волн, выходит за пределы области  $R$ , как это показано на рисунке, то границы измерительного объема включают в себя, очевидно, соответствующий участок границы области  $R$ . Иными словами, на измерительный объем и, как следствие, на спектр доплеровского сигнала влияет также величина разности  $l_0 - f$ , характеризующей взаимное расположение движущейся среды и точки пересечения осей  $f$  падающего и отраженного пучков волн ( $l_0$  — расстояние вдоль оси преобразователя до расположенного на ней начала системы координат  $x, y, z$  в области  $R$ ).



Детальное изучение зависимости от указанных величин спектров мощности доплеровского сигнала  $S(\omega)$  и спектральной мощности сигнала от линии тока  $S(\omega, y, z)$  весьма затруднительно, если область движения среды находится в ближней зоне излучения, где непригодны ни приближение плоских волн, ни известные формулы Фраунгофера. Такая ситуация реализуется, например, при исследовании кровеносных сосудов [9]. В этом случае оказывается удобным [10] воспользоваться при описании ультразвуковых полей точными решениями [11] параболического уравнения теории дифракции для пучков волн с гауссовым распределением амплитуды колебаний на излучающей (и принимающей) поверхности пьезоэлемента. Введение некоторой аподизирующей функции, в данном случае функции Гаусса, оправдано тем более, что при любом способе механического крепления пьезоэлементов в корпусе преобразователя амплитуда колебаний на рабочей поверхности как правило убывает по мере приближения к краю пьезоэлемента.

Быстроспадающий характер волнового поля в плоскости, перпендикулярной оси пучка, позволяет исследовать влияние дифракционных эффектов на спектры доплеровского сигнала  $S(\omega)$  и  $S(\omega, y, z)$ , вычисленные при помощи методов асимптотической оценки интегралов [10]. Было показано, в частности, что в отличие от полного спектра  $S(\omega)$  ширина спектра  $S(\omega, y, z)$  не зависит при определенных условиях от глубины залегания линии тока и определяется лишь углом падения волн  $\theta$  и отношением длины волны  $\lambda$  к начальной ширине гауссового распределения  $\alpha b$ , где  $2b$  — диаметр пьезоэлемента и  $\alpha \leq 1$  — постоянный коэффициент, связывающий ширину распределения с радиусом пьезоэлемента. В настоящей работе эти результаты обобщаются на случай конечных  $\Phi$  при произвольном взаимном расположении точки пересечения пучков волн и области  $R$ .

Согласно [10], оценка по методу перевала составляющей спектра от линии тока, полученной в борновском приближении с учетом принципа взаимности, приводит к выражению

$$S(\omega, y, z) = 2\pi \left( Ak^2 \frac{\alpha b}{l_d} \right)^2 \frac{v}{V} e^{2 \frac{l_d^2}{\alpha^2 b^2} \operatorname{Re} f(w_0)} \times \quad (1)$$

$$\times \frac{|\varphi(w_0)|^2}{|f''(w_0)|} \{ \bar{\beta}^2 - 2\tilde{\beta}\tilde{\rho} \operatorname{Re} \gamma(w_0) + \bar{\rho}^2 |\gamma(w_0)|^2 \},$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число,  $l_d = \pi\alpha^2 b^2/\lambda$  — характерный размер зоны дифракции или зоны Френеля,  $\tilde{\rho}$  и  $\tilde{\beta}$  — флуктуации соответственно плотности и сжимаемости среды, отнесенные к их равновесным значениям,  $\overline{\tilde{\rho}^2}$ ,  $\overline{\tilde{\beta}^2}$  и  $\overline{\tilde{\rho}\tilde{\beta}}$  — среднеквадратичные флуктуации этих величин,  $v$  — постоянная, по порядку величины равная объему элементарных рассеивателей ультразвука,  $V(y, z)$  — скорость движения среды и  $A$  — величина, с точностью до размерного множителя пропорциональная квадрату амплитуда волн в центре излучающей поверхности. В рассматриваемом нами случае двухэлементного ультразвукового преобразователя величина

$$\varphi(w) = l_d^2 \{ [l_d^2 + x'^2(w, y)] [l_d^2 + x''^2(w, y)] \}^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

и первые три слагаемые функции

$$f(w) = \frac{y'^2(w, y) + z^2}{l_d^2 + x'^2(w, y)} \left[ -1 + i \frac{x'(w, y)}{l_d} \right] + \frac{y''^2(w, y) + z^2}{l_d^2 + x''^2(w, y)} \left[ -1 + i \frac{x''(w, y)}{l_d} \right] - \\ - i \frac{\alpha^2 b^2}{l_d^2} \left[ \operatorname{arctg} \frac{x'(w, y)}{l_d} + \operatorname{arctg} \frac{x''(w, y)}{l_d} \right] - 4i \cos \frac{\Phi}{2} \cos \theta \Omega \frac{w}{l_d}, \quad (3)$$

$$\Omega \equiv \frac{\omega}{2kV \cos \frac{\Phi}{2} \cos \theta} - 1, \quad (4)$$

описывает пространственное распределение амплитуды падающих и отраженных волн и отклонение их истинных (в приближении параболического уравнения) фаз от фазы плоских волн. При этом начало отсчета штрихованной системы координат  $x'(x, y)$ ,  $y'(x, y)$  и  $z' = z$  находится в центре излучающего элемента преобразователя, а дважды штрихованный  $x''(x, y)$ ,  $y''(x, y)$ ,  $z'' = z$  — в центре принимающего элемента. Связь между штрихованными и нештрихованными координатами дается обычными преобразованиями вращения и трансляции, поэтому мы ее не выписываем. Наконец, точка перевала  $w_0$  в (1)–(3) определяется из уравнения  $f'(w_0) = 0$ .

Безразмерная величина  $\gamma(r', r'')$ , фигурирующая в (1), отличается от  $\cos \Phi$  малыми добавками [9], обусловленными дифракционным увеличением ширины пучков волн и искривлением первоначально плоских волновых фронтов. Характерное расстояние изменения ширины пучков волн и кривизны волновых фронтов по порядку величины равно длине зоны Френеля  $l_d$ , поэтому разность  $\gamma - \cos \Phi$  имеет порядок величины  $y'/l_d$ ,  $z'/l_d$ ,  $y''/l_d$ ,  $z''/l_d$  и уменьшается с ростом  $x'/l_d$  и  $x''/l_d$ . С целью упрощения выкладок и нахождения аналитических выражений для  $\mathcal{E}(\omega, y, z)$  и  $S(\omega)$  ограничимся рассмотрением случая  $Y', Y'', Z \ll 1$ , когда малыми поправками можно пренебречь. (Здесь и в дальнейшем заглавными буквами отмечены безразмерные величины  $Y' = y'/l_d$ ,  $Z = z/l_d$ ,  $L_0 = l_0/l_d$ ,  $F = f/l_d$ ,  $W_0 = w_0/l_d$  и т.д.).

Неравенство  $Z \ll 1$  накладывает ограничения, очевидно, только на поперечные размеры области движения среды  $R$ . Сложнее ситуация с условиями  $Y', Y'' \ll 1$ , поскольку  $Y'$  и  $Y''$  зависят от величины  $W_0$ , которая сама определяется из уравнения, содержащего согласно (3)  $Y'$  и  $Y''$ . Необходимо, таким образом, найти самосогласованное решение уравнения для  $W_0$ , которое в безразмерных переменных имеет вид

$$\left[ (Y'^2 + Z^2) \frac{X' + i}{X' - i} + \alpha^2 B^2 \right] \frac{\cos(\theta + \frac{\Phi}{2})}{X'^2 + 1} + \\ + \left[ (Y''^2 + Z^2) \frac{X'' + i}{X'' - i} + \alpha^2 B^2 \right] \frac{\cos(\theta - \frac{\Phi}{2})}{X''^2 + 1} - \quad (5)$$

$$- 2Y' \frac{X' + i}{X'^2 + 1} \sin\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) - 2Y'' \frac{X'' + i}{X''^2 + 1} \sin\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right) +$$

$$+ 4 \cos \frac{\Phi}{2} \cos \theta \Omega = 0.$$

В линейном по малым  $Y'$ ,  $Y''$ ,  $Z$  и  $B$  приближении решение уравнения (5) несложно найти для области частот вблизи центральной частоты  $2kV \cos \frac{\Phi}{2} \cos \theta$  спектра мощности от линии тока. Как было показано в [10], требование  $\Omega \ll 1$  не приводит к существенному искажению полного спектра  $S(\omega)$ , поскольку наибольший вклад в его низкочастотную область обусловлен не "хвостами" экспоненциально убывающих по частоте функций  $S(\omega, y, z)$ , а откликом медленно движущихся частей области  $R$ . В результате получаем

$$W_0 = \frac{2 \cos \theta}{\sin^2\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) + \sin^2\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right)} \left\{ -Y \sin \theta \cdot \cos \Phi + \right.$$

$$\left. + (L_0 - i \cos \frac{\Phi}{2}) \Omega + (L_0 - F) \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right\}. \quad (6)$$

Отсюда находим

$$Y' = (L_0 - F) \sin \frac{\Phi}{2} \left\{ 1 + \frac{2 \sin\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) \cos \theta \sin \frac{\Phi}{2}}{\sin^2\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) + \sin^2\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right)} \right\} -$$

$$- \frac{Y \sin\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right) \sin \Phi}{\sin^2\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) + \sin^2\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right)} + 2 \Omega \sin\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) \frac{(L_0 - i \cos \frac{\Phi}{2}) \cos \theta}{\sin^2\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) + \sin^2\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right)}.$$

Отметим, что выражение для  $Y''$  получается из (7) заменой  $\Phi \rightarrow -\Phi$ .

Из выражения (7) следует, что условие самосогласования  $Y', Y'' \ll 1$  выполняется, если  $L_0 - F \ll 1$  и  $Y \ll 1$ . Таким образом, условие применимости решения (6) и вытекающих из него выражений для спектров мощности  $S(\omega, y, z)$  и  $S(\omega)$  оказывается независимым от угла  $\Phi$  и сводится к малости поперечных размеров области  $R$  и величины  $l_0 - f$  по сравнению с длиной зоны Френеля  $l_d$ , оставляя произвольным отношение между самыми этими величинами.

Расчет  $S(\omega, y, z)$  теперь не составляет труда; с учетом квадратичности  $\text{Re } f(w_0)$  по малым  $Y, Z, B, L_0 - F$  и  $\Omega$  имеем

$$S(\omega, y, z) = \frac{\pi(A\alpha bk^2)^2}{\sin^2\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) + \sin^2\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right)} (\tilde{\beta}^2 - 2\tilde{\beta}\tilde{\rho} \cos \Phi + \tilde{\rho}^2 \cos^2 \Phi) \times$$

$$\times \frac{l_d^3 \cos^3 \frac{\Phi}{2}}{(l_d^2 \cos^2 \frac{\Phi}{2} + l_0^2)^2} \frac{v}{V} \exp \left\{ - \frac{8l_d^2}{\alpha^2 b^2} \frac{\cos^2 \theta \cos^2 \frac{\Phi}{2}}{\sin^2\left(\theta + \frac{\Phi}{2}\right) + \sin^2\left(\theta - \frac{\Phi}{2}\right)} \right\} \times \quad (8)$$

$$\times \left[ \Omega^2 + \frac{z^2}{l_d^2 \cos^2 \frac{\Phi}{2} + l_0^2} \frac{\sin^2(\theta + \frac{\Phi}{2}) + \sin^2(\theta - \frac{\Phi}{2})}{2 \cos^2 \theta} + \frac{[y - (l_0 - f) \sin \theta]^2}{l_d^2 \cos^2 \frac{\Phi}{2} + l_0^2} \frac{\sin^2 \Phi}{4 \cos^2 \theta} + \frac{4(l_0 - f)^2}{l_d^2 \cos^2 \frac{\Phi}{2} + l_0^2} \sin^4 \frac{\Phi}{2} \right] \}.$$

Важной особенностью спектра мощности от линии тока (8), имеющего гауссову форму, является зависимость его ширины от угла  $\Phi$  между осями падающего и отраженного пучков волн. Для углов  $0 < \Phi < \pi$  ширина спектра есть

$$2\sigma = \frac{\alpha b}{2l_d} \frac{[\sin^2(\theta + \frac{\Phi}{2}) + \sin^2(\theta - \frac{\Phi}{2})]^{1/2}}{|\cos \theta| \cos \frac{\Phi}{2}}. \quad (9)$$

Непосредственное дифференцирование по  $\Phi$  показывает, что для всех  $0 < \Phi < \pi$  величина  $2\sigma$  с ростом угла  $\Phi$  увеличивается:

$$\frac{\partial}{\partial \Phi} 2\sigma = \frac{\alpha b}{2l_d} \frac{|\cos \theta| \sin \frac{\Phi}{2}}{\cos^2 \frac{\Phi}{2} [\sin^2(\theta + \frac{\Phi}{2}) + \sin^2(\theta - \frac{\Phi}{2})]^{1/2}} > 0.$$

Такая зависимость ширины спектра от линии тока объясняется преимущественно тем, что при неизменном  $\theta$  с ростом угла между падающим и отраженным пучками волн уменьшается измерительный объем и, как следствие, время пролета элементарных рассеивателей ультразвука, формирующих доплеровский сигнал определенной длительности. При неизменной кривизне волновых фронтов это означает увеличение времяпролетной составляющей ширины спектра доплеровского сигнала.

При увеличении разности  $l_0 - f$ , например, посредством смещения преобразователя как целого вдоль оси  $AA'$  (см. рисунок), можно было бы ожидать сужения спектра в результате дифракционного увеличения измерительного объема. Однако при этом кривизна волновых фронтов, пересекаемых одной и той же линией тока, также увеличивается. Суммарная ширина спектра (9) формируется, таким образом, под действием двух противоположных тенденций, что для пучков волн с гауссовым распределением амплитуды на излучающей и принимающей поверхностях приводит к независимости ширины спектра от параметра  $l_0 - f$  и глубины залегания линии тока  $l_0 \sin \theta - y$ . Экспоненциально зависящей от этих величин оказывается амплитуда спектра, причем сама зависимость при указанных условиях малости поперечных размеров области  $R$  определяется в основном величиной угла  $\Phi$ .

Характерные особенности полного спектра мощности доплеровского сигнала  $S(\omega)$  хорошо видны на примере аксиальносимметричных течений  $V(\rho) = V_0(1 - \rho^n/R^n)$ , где  $\rho = \sqrt{y^2 + z^2} \leq R$ ,  $V_0$  — скорость на оси течения и  $n \leq 2$ . В этом случае при интегрировании по объему спектра мощности от линии тока (8) возникает интеграл по углу  $\varphi$  цилиндрической системы координат. Получить его аналитическое выражение в общем случае не представляется возможным, поэтому ограничимся рассмотрением двух физически важных предельных случаев. Если расстояние от точки пересечения осей пучков волн до начала системы координаты невелико по сравнению с радиусом потока  $R$ , то искомый интеграл  $I$  несложно свести к табличному для цилиндрической функции Бесселя мнимого аргумента  $I_0(x)$ . Переходя, далее, при интегрировании по  $\rho$  к дельта-

функции  $\delta(\Omega)$  в подынтегральном выражении, что возможно благодаря малости отношения  $\alpha b/l_d$ , и производя интегрирование с  $\delta$ -функцией, приходим к следующему выражению для спектра мощности доплеровского сигнала:

$$S(\omega) = \int_0^{2\pi} \int_0^R S(\omega, \rho, \varphi) d\varphi \rho d\rho = C \frac{I_0 \left\{ a_- \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{\frac{2}{n}} \right\}}{n\omega_0 \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{1 - \frac{2}{n}}} e^{-a_+ \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{\frac{2}{n}}}, \quad (10)$$

где

$$\omega_0 = 2kV_0 \cos \theta \cos \frac{\Phi}{2},$$

$$a_{\pm} = \frac{l_d^2 \cos^2 \frac{\Phi}{2}}{l_d^2 \cos^2 \frac{\Phi}{2} + l_0^2} \frac{R^2}{\alpha^2 b^2} \left[ 2 + \frac{\sin^2 \Phi}{\sin^2 \left( \theta + \frac{\Phi}{2} \right) + \sin^2 \left( \theta - \frac{\Phi}{2} \right)} \right]$$

и  $C$  — постоянная величина при заданных  $l_0$ ,  $\theta$  и  $\Phi$ .

Выражение (10), справедливое, как отмечалось выше, при  $l_0 - f \ll R$ , является непосредственным обобщением [10] на случай конечных углов  $\Phi$ . Его главной отличительной чертой является не степенной, как это имело место при  $\Phi = 0$ , а экспоненциальный характер убывания величины  $S(\omega)$  в низкочастотной области  $1 - \omega/\omega_0 \gg a_-^{-n/2}$ , описывающей отклик медленно движущихся периферийных частей потока.

Действительно, воспользовавшись известной асимптотикой цилиндрической функции Бесселя при больших значениях аргумента  $a_- (1 - \omega/\omega_0)^{2/n}$ , из (10) получаем

$$S(\omega) = \frac{C}{\sqrt{2\pi a_-}} \frac{\exp \left\{ - (a_+ - a_-) \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{\frac{2}{n}} \right\}}{n\omega_0 \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{1 - \frac{1}{n}}}. \quad (11)$$

Нетрудно видеть, что экспоненциальное убывание в низкочастотной области, где применимо (11), тем заметнее, чем больше отношение  $R/\alpha b$  и, для не слишком больших углов  $\Phi$ , величина  $\sin^2 \Phi$ .

В обратном предельном случае  $l_0 - f \gg R$  в показателе экспоненты интеграла  $I$  можно пренебречь членами, пропорциональными  $\rho^2$ . Оставшийся интеграл по углу  $\varphi$  как и ранее сводится к цилиндрической функции Бесселя, что приводит после интегрирования по  $\rho$  к выражению вида:

$$S(\omega) = C \exp \left\{ - (a_+ + a_-) \frac{(l_0 - f)^2}{R^2} \sin^2 \frac{\Phi}{2} \left[ 1 + \frac{6 \cos^2 \theta \sin^2 \frac{\Phi}{2}}{\sin^2 \left( \theta + \frac{\Phi}{2} \right) + \sin^2 \left( \theta - \frac{\Phi}{2} \right)} \right] \right\} \times \\ \times \frac{I_0 \left\{ 2(a_+ - a_-) \frac{l_0 - f}{R} \sin \theta \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{\frac{1}{n}} \right\}}{n\omega_0 \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{1 - \frac{2}{n}}}. \quad (12)$$

Прежде всего отметим, что аналогично (10) выражение (12) при  $\alpha b \gg l_0 - f, R$ , когда измерительный объем полностью охватывает область течения, переходит в известную [9] формулу спектра мощности доплеровского сигнала для широких пучков волн. Однако в отличие от (10) сужение пучков волн  $\alpha b \sim R \ll l_0 - f$  не приводит в рассматриваемом случае к потере мощности сигнала от медленно движущихся периферийных частей потока и, соответственно, к эффективному вырезанию (11) низкочастотной части спектра. Согласно (12) имеет место общее резкое уменьшение мощности сигнала с одновременным экспоненциальным ростом составляющих спектра в низкочастотной области

$$1 - \frac{\omega}{\omega_0} \gg \left[ 2(a_+ - a_-) \frac{l_0 - f}{R} \sin \theta \right]^{-n}.$$

В этой области можно, как и ранее, заменить функцию Бесселя ее асимптотикой, в результате чего спектр мощности  $S(\omega)$  с точностью до постоянного множителя оказывается равным величине

$$\frac{\exp \left\{ 2(a_+ - a_-) \frac{l_0 - f}{R} \sin \theta \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{\frac{1}{n}} \right\}}{n \omega_0 \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{1 - \frac{3}{2n}}}. \quad (13)$$

Увеличение вклада низкочастотных составляющих спектра (13), определяемое углом  $\theta$  между направлением потока и осью преобразователя, отношением  $(l_0 - f)/R$  и величиной угла  $\Phi$ , свидетельствует в данном случае об относительном уменьшении той части течения, которая попадает в измерительный объем и находится в быстро движущейся центральной области потока.

Выявленные выше особенности спектров мощности доплеровских сигналов ДПНИ — эффективное вырезание низких частот для не слишком широких пучков волн и потоков, рост низкочастотных составляющих с последующим превалированием их доли по мере увеличения расстояния между точкой пересечения осей пучков волн и осью течения, подтверждаются данными известных экспериментов с аксиально-симметричными потоками (см., например, [12]). Количественного согласия можно добиться соответствующим выбором параметра  $\alpha$ . Качественно поведение величины  $S(\omega)$  при указанных ограничениях на ширину пучков и потоков слабо зависит от формы сечения потока и рабочих пьезоэлементов. Отметим, наконец, что учет особенностей доплеровских спектров может оказаться существенным и для импульсно-доплеровских систем при использовании в них многоэлементных ультразвуковых преобразователей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bonnefous O. Measure of the complete (3D) velocity vector of blood flows // IEEE Ultrason. Symp. 1988. V. 1-2. P. 795-799.
2. Ohtsuki S., Okujima M., Tanaka M. A method of deducing flow vector from Doppler information // J. Acoust. Soc. Jap. E. 1989. V. 10. N 1. P. 1-4.
3. Cheung John P., Ashrafzadeh Ahmad R., Dormer Kenneth J. Determining stenosis in turbulent blood flow using a dualtransducer pulsed Doppler ultrasound System // IEEE Ultrason. Symp. 1986. V. 2. P. 851-854.
4. Gilson W., Orphanoudakis S. Error bounds for wide-band high resolution Doppler ultrasound blood flow measurement // Proc. 10th Annu. Int. Conf. IEEE Eng. Med. and Biol. Soc. 1988. Pt. 1/4. P. 473-474.
5. Kristoffersen K. Time-domain estimation of the center frequency and spread of Doppler spectra in diagnostic ultrasound // IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec. and Freq. Contr. 1988. V. 35. N. 6. P. 685-700.
6. Kaluzynski K. Minimum variance method in spectral analysis of ultrasonic Doppler blood flow velocity signal // Proc. 11th Annu. Int. Conf. IEEE Eng. Med. and Biol. Soc. 1989. Pt. 1/6. P. 71-72.

7. Newhouse V.L., Furgason E.S., Johnson G.F., Wolf D.A. The dependence of ultrasound Doppler bandwidth on beam geometry // IEEE Trans. Sonics Ultrasonics. 1980. V. 27. N 1. P. 50-59.
8. Newhouse V.L., Bendick P.J., Varner L.W. Analysis of transit time effects on Doppler flow measurement // IEEE Trans. Biomed. Engin. 1976. V. 23. N 2. P. 381-386.
9. Фиш П. Доплеровские методы. // Применение ультразвука в медицине / Под ред. К. Хилла. М.: Мир, 1989. С. 395-432.
10. Баранник Е.А. Влияние дифракционной расходимости и ширины пучков волн на спектр доплеровского сигнала // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 2. С. 237.
11. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. С. 288.
12. Powalowski T. Ultrazwiekowa dopplerowska metoda pomiaru predlosu przeplywu krwi za pomoca fali ciaglej // Archiwum akustyki. 1981. V. 16. N 3. S. 315-334.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию  
18.11.91

E.A. Barannik

### DEPENDENCE OF SPECTRAL CHARACTERISTICS OF DOPPLER SIGNAL ON GEOMETRY OF ULTRASOUND TRANSDUCER

The influence of geometry of an ultrasound transducer and a reciprocal position of a transducer and a liquid flow on the frequency spectrum of the Doppler signal have been examined in this paper. The investigation have been carried out using exact solutions of the parabolic equation of diffraction theory for wave beams with the gaussian amplitude distribution at transducing and receiving surfaces of the transducer. It is shown that in the case of not too wide wave beams and liquid flows the central part of power spectrum from the current line  $S(\omega, y, z)$  is described by the gaussian curve with the width depending on the occurrence depth of the current line and the distance between the intersection point of incident and reflected wave beams and the current line. At the same time, the increase of the angle between wave beams leads to the growth of spectrum width. The full power spectrum  $S(\omega)$  of the Doppler signal calculated for axially symmetric flows is characterized by the efficient damping of low frequencies, the contribution of which increases, however, and becomes dominant as the distance between the intersection point of wave beams axes and the flow axis increases.