«Фундаментальные исследования»,
Хорватия, 25 июля - 1 августа 2013 г.

Медицинские науки

АВТОНОМНАЯ НЕРВНАЯ СИСТЕМА И ВНЕЗАПНАЯ СЕРДЕЧНАЯ СМЕРТЬ

Павлович Е.Р.

Лаборатория метаболизма сердца ИЭК РКНПК и кафедра морфологии МБФ РНИМУ им. Н.И. Пирогова, Москва, e-mail: erp114@mail.ru

Проблема внезапной сердечной смерти не перестает занимать умы кардиологов, поскольку во все большем числе стран мира обнаруживаются ее последствия, которые касаются не только молодых здоровых спортсменов [Basavarajaiah, et al., 2007], но и пожилых, заведомо больных людей [Кактурский, 2000; Straus, et al., 2006]. При этом основными составляющими проблемы у взрослых являются смерть на фоне коронарной болезни сердца и алкогольной кардиомиопатии [Вихерт с соавт., 1984; Павлович, 1988а; 2001; Павлович, Вихерт, 1990], а у детей смерть на фоне идиопатического синдрома удлиненного QT интервала, в том числе и его наследственных форм [Павлович, 1998; 2005а]. При этом многие зарубежные и отечественные исследователи придают большое значение поражениям нервной системы в генезе внезапной сердечной смерти [Павлович, 1996; 1998; Colbourne, et al., 1999; Olshansky, et al., 2008; Vaseghi, Shivkumar, 2008]. Также известно, что при ряде патологических состояний возрастной (естественно биологический) процесс гибели нервных сплетений [Павлович, Швалев, 1986; Павлович, 1988б] существенно ускоряется, особенно при действии на вегетативную нервную систему ишемических и токсических факторов [Павлович, 1988а; 2005б], что способствует преждевременному старению (прогерии) систем регуляции функционирования органа. Ультраструктурные количественные методы анализа строения проводящего и рабочего миокарда в сердцах внезапно умерших 32–72-летних мужчин (материал ранних вскрытий) подтвердили значение патологии нервного аппарата сердца в патогенезе внезапной сердечной смерти. Кроме того, ультраструктурные исследования области ведущего пейсмекера сердца – синусного узла показали патологические изменения как со стороны приузловых нервных ганглиев органа, так и нервных волокон (миелинизированных и немиелинизированных) в пределах проводящего и соседнего с ним рабочего миокарда. Нарушения иннервации синоаурикулярной области сердца сказывалось не только на строении проводящих миоцитов и окружающей их соединительной ткани, но и на характере их кровоснабжения, в том числе у детей и молодых людей (в возрасте от 8 до 28 лет) при идиопатическом синдроме удлиненного QT интервала. Это ухудшало прогноз по продолжительности жизни молодых больных, которые часто умирали на фоне некупируемых синкопов и остановки сердца. Попытки хирургического лечения таких больных с удалением у них области ведущего пейсмекера сердца и вживлением искусственного водителя ритма давали лишь временный эффект. В последствии они приводили к возобновлению синкопальных состояний и инвалидизации детей [Бокерия с соавт., 1996] с неблагоприятным прогнозом на жизнь. Это могло быть связано с системным характером поражений нервных структур сердца и влиянием патологии вегетативной нервной системы на нижележащие узлы и пучки проводящей системы органа, которые не могли обеспечивать нормальную проводимость волны возбуждения и согласованное сокращение разных отделов сердца в ходе его функционирования. При этом, чем раньше возобновлялись синкопальные медикаментозно некупируемые состояния, тем хуже был прогноз на будущее для таких больных детей.

Физико-математические науки

ДЛИННЫЕ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ, ВЫЗВАННЫЕ ДЕФОРМАЦИЯМИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЫ

Потетюнко Э.Н.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, e-mail: mehmat@aaanet.ru

В рамках линейной теории длинных плоских волн в задаче о волнах, вызванных деформациями полубесконечной пластины на поверхности идеальной жидкости, найдены возвышение свободной поверхности и контактные напряжения под пластиной.

Рассматриваемая задача в гидростатическом приближении сводится к следующей краевой

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x};$$
$$P = p + \rho g z; \qquad (1)$$
$$\frac{\partial P}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -h\frac{\partial U_x}{\partial x};$$

$$-P+\rho g\zeta=-p_*^{(x,t)}+\alpha\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2};$$
$$\frac{\partial\zeta}{\partial t}=U_z;\ z=0,\ \ x>0; \tag{2}$$
$$\zeta=w(x,t);$$
$$U_z=U_0(x,t)=\frac{\partial w}{\partial t};$$
$$z=0,\ \ x\le 0; \tag{3}$$
$$U_z=0,\ z=-h,$$
$$t=0;$$
$$-\infty<x<\infty;\ \ -h\le z\le 0;$$
$$w(x,0)=w_*(x);\ \ x\le 0, \tag{4}$$
$$\zeta(x,0)=\zeta_*(x),\ \ x>0.$$
$$\overline{U}=\left\{U_x,\ U_z\right\},\ \overline{U_x}=\left\{U_{*x},\ U_{*z}\right\}; \tag{5}$$
$$\left\{\bar{U},\ \bar{U}_*,\ P,\ p_*,\ \zeta,\ \zeta_*\right\}\to 0,\ \ x\to\infty; \tag{6}$$
$$\left\{\bar{U},\ \bar{U}_*,\ P,\ w_*\right\}\to 0,\ \ x\to-\infty. \tag{7}$$

Здесь U_x, U_z – компоненты скорости; p – гидродинамическое давление; P – динамическая часть давления; $\rho g(-z)$ – гидростатическая часть давления; ζ – возвышение свободной поверхности; g – ускорение свободного падения; h – глубина жидкости; $p_*=p_*(x,\ t)$ – заданное внешнее давление, действующее на свободную поверхность; α – коэффициент поверхностного натяжения между жидкостью и воздухом; $w(x,\ t)$ – заданный закон деформации пластины; $U_0(x,\ t)$ – заданный закон распределения скорости вертикальной деформации пластины; $\zeta_*(x)$ – заданная в начальный момент времени деформация свободной границы жидкости, $\left.\frac{\partial\zeta}{\partial t}\right|_{t=0}=\left.U_{*z}\right|_{z=0}$ – вертикальная компонента заданной в начальный момент времени при $x>0,\rho$ – плотность жидкости; $w_*(x)$ – заданная в начальный момент времени деформация пластины.

Начало координат взято в кромке пластины в положении равновесия, ось Ozнаправлена вертикально вверх против силы тяжести, ось Ox – по горизонтали вправо от кромки пластины.

Из второго уравнения системы (1) следует $P=f(x,\ t)$ Первое соотношение граничного условия (2) приводит к равенству

$$P=-\left\{\alpha\frac{\partial\xi}{\partial x^2}-\rho g\zeta-p_*\right\}=f(x,t) \tag{8}$$

Подставляя (8) в первое уравнение системы (1), получим:

$$\frac{\partial U_x}{\partial t}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x}\left\{\alpha\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}-\rho g\zeta-p_*\right\},\ x>0.$$

Дифференцируя это уравнение по x, третье уравнение системы (1) по t и исключая U_x находим:

$$\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}=-\frac{h}{\rho}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left\{\alpha\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}-\rho g-p_*\right\},\ x>0. \tag{9}$$

Применим к (9) преобразование Лапласа по времени t с параметром преобразования S. В результате с учетом второго граничного условия в (2), получим:

$$S^2\tilde{\zeta}-\left.U_{*z}\right|_{z=0}-S\zeta_*=-\frac{h\alpha}{\rho}\frac{\partial^4\tilde{\zeta}}{\partial x^4}+hg\frac{\partial^2\tilde{\zeta}}{\partial x^2}+\frac{h}{\rho}\frac{\partial^2\tilde{p}_*}{\partial x^2},\ 0<x<\infty; \tag{10}$$

$$\tilde{F}(S)=\left\{\tilde{\zeta};\tilde{p}_*\right\};$$
$$\tilde{F}(S)=\int_0^\infty f(t)e^{-St}dt;$$
$$\operatorname{Re}S>0;$$
$$f(t)=\frac{1}{2\pi i}\int_{S_0-i\infty}^{S_0+i\infty}\tilde{f}(S)e^{St}dS.$$

Пусть $p_*=0,\ \left.U_{*z}\right|_{z=0}=0,\ \zeta_*=0$ при $x>0$

Тогда для определения трансформанты Лапласа возвышения свободной поверхности $\tilde{\zeta}$ имеем:

$$\frac{d^4\tilde{\zeta}}{dx^4}-\frac{\rho g}{\alpha}\frac{d^2\tilde{\zeta}}{dx^2}+\frac{S^2\rho}{h\alpha}\tilde{\zeta}=0,\ \ 0<x<\infty. \tag{11}$$

Отыскивая решение уравнения (11) в виде $\exp(\lambda x)$, для определения λ получаем характеристическое уравнение

$$\lambda^4-\frac{\rho g}{\alpha}\lambda^2+\frac{S^2\rho}{h\alpha}=0.$$

Отсюда

$$\lambda_{14}\ =\pm\left\{\frac{\rho g}{2\alpha}\pm\left[\left(\frac{\rho g}{2\alpha}\right)^2-\frac{S^2\rho}{h\alpha}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

На плоскости переменной S выделяем такую прямую интегрирования, чтобы при $S_0-i\infty<S<S_0+i\infty$ выполнялись неравенства:

$$\mathrm{Re}\left[\left(\frac{\rho g}{2\alpha}\right)^2-\frac{S^2\rho}{h\alpha}\right]^{\frac{1}{2}}>0;$$

$$\mathrm{Re}\left\{\frac{\rho g}{2\alpha}\pm\left[\left(\frac{\rho g}{2\alpha}\right)^2-\frac{S^2\rho}{h\alpha}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{\frac{1}{2}}>0.$$

Имеем:

$$\tilde{\zeta}=C_1e^{\lambda_3 x}+C_4e^{\lambda_4 x};\ 0<x<\infty;$$

$$\lambda_3=-\left\{\frac{\rho g}{2\alpha}+\left[\left(\frac{\rho g}{2\alpha}\right)^2-\frac{S^2\rho}{h\alpha}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{\frac{1}{2}};$$

$$\lambda_4=-\left\{\frac{\rho g}{2\alpha}-\left[\left(\frac{\rho g}{2\alpha}\right)^2-\frac{S^2\rho}{h\alpha}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{\frac{1}{2}}. \qquad (12)$$

Из (8) при $p_*=0$ находим $\tilde{P}$:

$$\tilde{P}=\alpha\left[\lambda_4^2C_1e^{\lambda_3 x}+\lambda_3^2C_2e^{\lambda_4 x}\right],0x> \qquad (13)$$

Из первого уравнения системы (10), учитывая начальные условия, выводим

$$S\tilde{U}_x=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial\tilde{P}}{\partial x}. \qquad (14)$$

Тогда

$$\tilde{U}_x=-\frac{\alpha}{\rho S}\lambda_3\lambda_4\left[\lambda_4C_1e^{\lambda_3 x}+\lambda_3C_2e^{\lambda_4 x}\right],\ 0<x<\infty. \qquad (15)$$

Формулы (13), (15) после нахождения постоянных C_1 и C_2определяют трансформанты Лапласа решения рассматриваемой задачи при $0<x<\infty$.

При $-\infty<x\le 0$из третьего уравнения системы (1) следует

$$U_0(x,t)=-h\frac{\partial U_x}{\partial x},\ -\infty<x\le 0. \qquad (16)$$

Интегрируя в (16) по в пределах от $-\infty$ до x, предполагая сходимость несобственного интеграла и удовлетворяя граничному условию (3) находим:

$$U_x=-\frac{1}{h}\int_{-\infty}^{x}U_0(\xi,t)d\xi,\ -\infty<x\le 0. \qquad (17)$$

Первое уравнение в (1) после подстановки в него (17) приводит к следующему равенству:

$$\frac{\partial P}{\partial x}=\frac{\rho}{h}\int_{-\infty}^{x}\frac{\partial U_0(\xi,t)}{\partial t}d\xi,\ -\infty<x\le 0. \qquad (18)$$

Интегрируя (18) по x, получаем

$$P=\frac{\rho}{h}\int_{-\infty}^{x}\int_{-\infty}^{\xi}\frac{\partial U_{01}(\xi,t)}{\partial t}d\xi_1d\xi,\ -\infty<x\le 0. \qquad (19)$$

Формулы (17), (19) определяют решение рассматриваемой задачи при $-\infty<x\le 0$.

Постоянные C_1 и C_2 определяются из условия непрерывности при $x=0$ для трансформант Лапласа динамического давления и горизонтальной скорости:

$$\tilde{P}^+=\tilde{P}^-;\ \tilde{V}_x^+=\tilde{V}_x^-;$$

$$\bar{F}^{\pm}=\lim_{\delta\to 0}\bar{F}(x\pm\delta),\ \bar{F}\{P,U_x\}. \qquad (20)$$

Или, согласно (13) и (19), (15) и (17),

$$-\frac{\alpha}{\rho S}\lambda_3\lambda_4\left[\lambda_4C_1+\lambda_3C_2\right]=-\frac{1}{h}\int_{-\infty}^{0}\tilde{U}_0(\xi,S)d\xi;$$

$$\alpha\left[\lambda_4^2C_1+\lambda_3^2C_2\right]=-\frac{\rho}{h}\int_{-\infty}^{0}\int_{-\infty}^{\xi}S\tilde{U}_0(\xi_1,S)d\xi_1d\xi. \qquad (21)$$

Определив из системы (21) постоянные C_1и C_2 и подставив их в (12), (13) и (15), найдём трансформанты Лапласа возвышения свободной поверхности $\tilde{\zeta}$, давления $\tilde{P}$ и горизонтальной скорости $\tilde{U}_x$ при $x>0$.

Под пластиной $-\infty<x\le 0$ давление и скорость определяются формулами (17) и (18). Обратив по Лапласу $\tilde{\zeta}$, $\tilde{P}$ и $\tilde{U}_x$, получим решение задачи при $0<x<\infty$

Таким образом, определяется решение поставленной задачи о движении жидкости малой глубины, вызванном заданными деформациями полубесконечной пластины.

Список литературы

1. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. – М.: Государственное изд-во физико-математической литературы, 1963. – ч.1. – 583 с.