Чана, 1990 г., увенчались относительным успехом, в достаточных препаративных количествах ТБГ не был получен, при его выделении из клеточных культур были слишком большие потери белка и его активности. В настоящее время в нашей стране ведет активную работу по получению и изучению рекомбинантного ТБГ академик РАМН В.П. Чехонин. Лабораторные образцы рекомбинантных PSG, полученные различными исследователями демонстрируют выраженные иммуномодуляторные свойства, что внушает определенный оптимизм к перспективам работ этого направления.

Успехи в изучении структуры ТБГ, позволяют надеяться на положительное решение проблемы создания на основе этого белка иммуномодуляторных препаратов. К ТБГ можно отнести 11 гликопротеинов (PSG), белковая часть каждого из которых представлена единичной полипептидной цепью с высокой степенью гомологии и молекулярным весом (MW) от 37 до 49 кД. Углеводная часть PSG может составлять от 21 до 32% от общей молекулярной массы белковой молекулы. Таким образом, гликозилированные молекулы могут иметь MW от 46 до 72 кД. В различных PSG человека может содержаться от 3 до 8 участков гликозилирования, в которых чаще всего через аспарагин к полипептидной цепи присоединен олигосахарид, включающий галактозу, маннозу, фукозу, N-ацетилглюкозамин и нейраминовую кислоту. Полипептидная цепь различных PSG формирует от 2 до 4 иммуноглобулиноподобных доменов. Пространственная структура PSG стабилизируется дисульфидными связями, положение которых отличается высокой консервативностью. Молекулы ТБГ содержат от 5 (PSG2 и PSG5) до 8 (PSG10) остатков цистеина, которые формируют от 2 (PSG2, 5, 11) до 3 дисульфидных связей. В первичной структуре различных PSG выявлены (А.А. Терентьев, 1998, 1999) тетрапептидные участки: YQCE (присутствует во всех PSG), YECE и YACS (присутствуют в большинстве типов PSG), являющиеся консенсусным мотивом YxCx, входящим в гептапептид LDSYQCT – фрагмент альфа-фетопротеина ($AFP_{14\text{-}20}$), у которого нами была выявлена иммуномодуляторная активность. Указанные последовательности синтезированы и проводится изучение их биологической активности, продемонстрирована их иммуномодуляторная активность. Начато структурно-функциональное картирование молекулы PSG1 и других представителей семейства раковоэмбрионального антигена.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского гуманитарного научного фонда (грант № 09-06-00241а).

Новые технологии, инновации, изобретения

Физико-математические науки

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ НАРАСТАЮЩИХ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКАХ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ СДВИГОМ СКОРОСТИ

Потетюнко Э.М., Хартиев С.М.
Южный Федеральный Университет, Ростов-на-Дону, Россия

Изучим влияние турбулентной вязкости и диффузии плотности на параметры нарастающих во времени (неустойчивых) внутренних волн, распространяющихся в течениях с вертикальным сдвигом скорости. Аналогичные исследования в рамках модели идеальной жидкости проведены в работе [1]. Методы исследования устойчивости волновых возмущений в непрерывно стратифицированных турбулентных потоках изложены в [2,3].

Рассмотрим безграничный в горизонтальных направлениях слой непрерывно стратифицированной несжимаемой вязкой жидкости постоянной глубины *H*. Выберем начало прямоугольной системы координат *xyz* на дне, ось *z* направим вертикально вверх. Исследуем устойчивость волнового процесса с вектором скорости

$$\overrightarrow{V_B}\{u(x,y,z,t),\, v(x,y,z,t),\, \omega(x,y,z,t)\}$$

происходящего на фоне стационарного плоскопараллельного течения, имеющего вертикальный сдвиг скорости $\overrightarrow{V_T}\{u_0(z),0,0\}$.

Запишем линеаризованные уравнения гидродинамики и граничные условия в виде [2,3]:

$$D_t u + \frac{du_0}{dz}\omega = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x} + \Delta_\nu u + \frac{\rho}{\rho_0}\frac{d}{dz}A_H\frac{du_0}{dz}, \quad (1)$$

$$D_t v = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial y} + \Delta_\nu v, \quad (2)$$

$$D_t \omega = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial z} + \Delta_\nu \omega - g\frac{\rho}{\rho_0}, \quad (3)$$

$$D_t\rho - \frac{d\rho_0}{dz}\omega = A\left(\frac{\partial^2\rho}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\rho}{\partial y^2}\right), \qquad \frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial \omega}{\partial z}=0; \tag{4}$$

$$u = v = \omega = 0 \quad \text{при} \quad z = 0; \tag{5}$$

$$A_H\frac{\partial u}{\partial z}+A_L\frac{\partial \omega}{\partial x}+\frac{\rho}{\rho_0}A_H\frac{du_0}{dz}=0, \qquad A_H\frac{\partial v}{\partial z}+A_L\frac{\partial \omega}{\partial y}=0, \tag{6}$$

$$\omega = 0 \quad \text{при} \quad z = H. \tag{7}$$

Здесь

$$D_t = \frac{\partial}{\partial t}+u_0\frac{\partial}{\partial x}; \quad \Delta_v = A_L\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}A_H\frac{\partial}{\partial z}; \tag{8}$$

$A_L(z)$ и $A_H(z)$ – коэффициенты горизонтальной и вертикальной турбулентной вязкости ($A_L > 0,\ A_H > 0$); $A(z)$ – коэффициент горизонтальной диффузии плотности ($A>0$); g – ускорение свободного падения; $\rho_0(z)$ – стационарная плотность; p и ρ – динамические добавки давления и плотности.

Предполагается, что возмущение полей скорости, давления и плотности вызывается только внутренними волнами. Это позволяет в краевой задаче для волновых флуктуаций заменить кинематическое и динамическое граничные условия одним граничным условием, которое «отфильтровывает» поверхностные волны [4,5].

Введем безразмерные переменные и функции

$$(x,y,z) = H(\bar{x},\bar{y},\bar{z}), \qquad V_0 = \sqrt{gH}, \qquad t = g^{-1}V_0\bar{t},$$

$$(u,v,\omega,u_0,v_0) = V_0(\bar{u},\bar{v},\bar{\omega},\bar{u}_0,\bar{v}_0), \quad (\rho,\rho_0) = \rho_1(\bar{\rho},\bar{\rho}_0),$$

$$p = \rho_1 {V_0}^2\bar{p}, \ \ A_H = \max A_H \nu_H(\bar{z}), A_L = \max A_L \nu_L(\bar{z}), A = \max A \nu(\bar{z}),$$

где ρ_1 – некоторое среднее постоянное значение плотности. Неизвестные функции $\bar{u},\bar{v},\bar{\omega},\bar{p},\bar{\rho}$ будем разыскивать в форме

$$(\bar{u},\bar{v},\bar{\omega},\bar{p},\bar{\rho}) = [U(z),V(z),W(z),P(z),R(z)]\exp\left[i\left(k\bar{x}+m\bar{y}-\sigma\bar{t}\right)\right]. \tag{9}$$

Переходя в (1)-(8) к безразмерным переменным и подставляя (9), получим после несложных преобразований однородную задачу относительно $W_1 = mU - kV$ и W (штрихами обозначены производные по $\bar{z}$):

$$\delta l^{-1}\left(\nu_H W_1'\right)' - [i(U_0 - c) + l\delta r\nu_L]W_1 = WU_1', \tag{10}$$

$$W_1(0) = 0, \ \ W_1'(1) = 0, \tag{11}$$

$$\delta\{il^{-1}(\nu_H W'')'' - il(\nu_H W')' - ilr[(\nu_L W')' - l^2\nu_L W]\} - (c - U_0)W'' +$$
$$+\left[l^2(c-U_0) - U_0'' - \frac{iN^2}{i(c-U_0) - l\delta\alpha\nu_A}\right]W = 0, \tag{12}$$

$$W(0) = W'(0) = 0, \ \ W(1) = W''(1) = 0. \tag{13}$$

Здесь

$$r = \max A_L / \max A_H, \qquad \alpha = \max A / \max A_H, \qquad l = \sqrt{k^2+m^2},$$

$$U_0 = \bar{u}_0 k l^{-1}, \qquad U_1 = \bar{u}_0 m l^{-1}, \qquad \delta = \max A_H\left(H\sqrt{gH}\right)^{-1};$$

k, m – безразмерные волновые числа ($k = \bar{k}H,\ m = \bar{m}H$); $c = \sigma l^{-1}$ – безразмерная фазовая скорость ($\bar{\sigma} = V_0^{-1}g\sigma$); $N^2 = -\rho_0'/\rho_0$ – безразмерная частота Вяйсяля-Брента; $\delta^{-1} = \overline{Re}$ – глобальное число Рейнольдса. Глобальное число Ричардсона в данном случае выбрано равным единице ($\overline{Ri} = 1$). При $N \equiv 0,\ v_0 \equiv 0,\ \alpha = 0,\ A_L = A_H = \nu$ (ν – кинематический коэффициент вязкости) уравнение (12) совпадает с уравнением Орра-Зоммерфельда [6].

Предполагая функции $N^2, \overline{v}_0, \overline{u}_0, v_L, v_H, v_A$ и значения величин *m, k, δ, r, α* заданными, выберем в качестве параметра однородной краевой задачи (10)-(13) безразмерную фазовую скорость *c*.

Докажем, что все собственные значения однородной задачи (10), (11) ($U_1' \equiv 0$) лежат в полуполосе

$$\min U_0 < c_0 < \max U_0, \qquad c_1 < -\delta(2l^{-1}\min v_H + rl\min v_L), \tag{14}$$

где $c = c_0 + ic_1$. Умножим уравнение (10) на комплексно сопряженную с W_1 функцию $W_1{}^*$ и проинтегрируем по *z* от 0 до 1. Тогда, учитывая (11), имеем

$$\frac{\delta}{l}\int_0^1 v_H\,|W_1'|^2 d\overline{z} + \int_0^1 [i(U_0 - c) + l\delta r v_H]\,|W_1|^2 d\overline{z} = \int_0^1 U_1' W_1^* W\,dz. \tag{15}$$

Полагая в (15) $U_1{}' = 0$ и выделяя затем действительную и мнимую части, находим (черту при *z* далее опускаем)

$$\frac{\delta}{l}\int_0^1 v_H\,|W_1'|^2 dz + \int_0^1 (c_1 + l\delta r v_L)\,|W_1|^2 dz = 0, \qquad \int_0^1 |W_1|^2 (U_0 - c_0)\,dz = 0. \tag{16}$$

Используя неравенство Коши-Буняковского и учитывая граничные условия (11), (13) в точке *z = 0*, получаем:

$$\int_0^1 |W_1|^2\,dz \le \frac{1}{2}\int_0^1 |W_1'|^2\,dz, \qquad \int_0^1 |W|^2\,dz \le \frac{1}{2}\int_0^1 |W'|^2 dz \le \frac{1}{4}\int_0^1 |W''|^2 dz. \tag{17}$$

Из (16) и первого неравенства (17) следует, что собственных значений однородной задачи (10), (11) вне области (14) не существует.

Рассмотрим теперь краевую задачу (12), (13). Представим уравнение (13) в виде:

$$\begin{gathered}\frac{\delta l}{k}\left\{\frac{i}{l}(v_H W'')'' - il(v_H W')' - ilr[(v_L W')' - l^2 v_L W]\right\} - (\tilde{c} - \overline{u}_0)W'' + \\ + \left[l^2(\tilde{c} - \overline{u}_0) - \overline{u}_0'' - \frac{iN^2[1 + (m/k)^2]}{i(\tilde{c} - \overline{u}_0) - lk^{-1}\delta l\alpha v_A}\right]W = 0,\end{gathered} \tag{18}$$

где $\tilde{c} = \frac{\sigma}{k}$. Если обозначить

$$\delta^{-1}\frac{k}{l} = \overline{Re}, \qquad 1 + (m/k)^2 = \overline{Ri}, \tag{19}$$

то уравнение (18) и граничные условия (13) совпадают с краевой задачей, которая описывает двумерные возмущения (т.е. возмущения, у которых *m = 0, V ≡ 0*). Таким образом, в силу оценки (14) будет справедливо утверждение о том, что трехмерная задача (10)-(13) имеет дополнительный спектр собственных значений *c*, не содержащийся в двумерной задаче, но он соответствует устойчивым возмущениям, $c_1 < 0$ (аналог теоремы Романова [7]). На основании данного утверждения можно сделать вывод, что все собственные значения задачи (10)-(13), соответствующие неустойчивым возмущениям, содержатся в спектре однородной краевой задачи (12), (13). Следовательно, если существует неустойчивое трехмерное возмущение с фазовой скоростью *c*, то существует и неустойчивое двумерное возмущение с такой же фазовой скоростью, но (см.(19)) уже при меньшем значении числа Рейнольдса и большем значении числа Ричардсона (аналог теоремы Сквайра). Это позволяет при изучении неустойчивых волновых возмущений свести исследование исходной краевой задачи (10)-(13) к анализу более простой спектральной задачи (12)-(13).

Умножим уравнение (12) на комплексно сопряженную с *W* функцию W^* и проинтегрируем по *z* от 0 до 1. Тогда, учитывая (13), запишем мнимую часть полученного равенства в виде:

$$\begin{gathered}\frac{\delta}{l}\int_0^1 |W''|^2 v_H dz + \int_0^1 |W'|^2 [c_1 + l\delta(v_H + r v_L)]\,dz + \\ + \int_0^1 |W|^2 \left\{\delta r v_L l^3 + \frac{\delta\alpha v_A N^2 l}{(c_0 - U_0)^2 + (c_1 + \delta\alpha v_A l)^2} + c_1\left[l^2 + \frac{N^2}{(c_0 - U_0)^2 + (c_1 + \delta\alpha v_A l)^2}\right]\right\} dz = \\ = \cos\theta \cdot G,\end{gathered} \tag{20}$$

где θ – угол набегания волны на поток ($\cos\theta = \frac{k}{l}$);

$$G = \int_0^1 \bar{u}_0' \left(\mathrm{Re}W \cdot \mathrm{Im}W' - \mathrm{Re}W' \cdot \mathrm{Im}W\right) dz. \tag{21}$$

Равенство (20) выполняется тождественно, когда $c = c_0 + ic_1$ является собственным значением однородной краевой задачи (12), (13). Используя обобщенную теорему о среднем и соотношения (17), получаем, что в случае неустойчивых волновых возмущений ($c_1 > 0$) равенство (20) нарушается при

$$\left(c_1 + \delta\nu_1 l + \frac{2\delta\nu_2}{l}\right) \int_0^1 \left|W_1'\right|^2 dz \geq \cos\theta \cdot G, \tag{22}$$

где $\nu_1 = \nu_H(\xi_1) + r\nu_L(\xi_1),\ \nu_2 = \nu_H(\xi_2),\quad \xi_1, \xi_2 \in (0;1)$.

Принимая во внимание очевидные соотношения (см. (21), (17)):

$$G \leq \max\left|\bar{u}_0'\right| \int_0^1 \left(|W|^2 + \left|W'\right|^2\right) dz \leq \frac{3}{2} \cdot \max\left|\bar{u}_0'\right| \int_0^1 \left|W'\right|^2 dz,$$

находим из (22) неравенство

$$c_1 + \delta\nu_1 l + \frac{2\delta\nu_2}{l} \geq \frac{3}{2} \cdot |\cos\theta| \cdot \max\left|\bar{u}_0'\right|, \tag{23}$$

которое обеспечивает реализацию условия (22). Следовательно, для существования неустойчивых волновых возмущений ($c_1 > 0$) необходима перемена знака в неравенстве (23). Умножая обе части неравенства (23) на l и меняя его знак на противоположный, получаем для величины экспоненциального показателя роста амплитуд волновых возмущений (инкремента внутренних волн) такую оценку:

$$\sigma_1 \leq \frac{3}{2} \cdot |\cos\theta| \cdot \max\left|\bar{u}_0'\right| l - \delta\nu_1 l^2 - 2\delta\nu_2. \tag{24}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Маков Ю.Н., Степанянц Ю.А. О влиянии кривизны профиля скорости на параметры нарастающих волн в сдвиговых потоках // Океанология. – 1984. – 24, вып. 4. – С. 578-585.
2. Хартиев С.М., Черкесов Л.В. Влияние вязкости жидкости и силы Кориолиса на устойчивость внутренних волн // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1983. – №3. – С. 61-65.
3. Букатов А.Е., Власенко В.И., Пухтяр Л.Д. и др. Динамика поверхностных и внутренних волн. – Киев: Наук. думка, 1988. – 192 с.
4. Черкесов Л.В., Иванов В.А., Хартиев С.М. Введение в гидродинамику и теорию волн. – Санкт-Петербург: Гидрометеоиздат, 1992. – 264 с.
5. Потетюнко Э.Н., Черкесов Л.В., Шубин Д.С., Щербак Е.Н. Свободные колебания и обратные спектральные задачи. Волновые движения неоднородной жидкости. – М.: Вузов. книга, 2001. – 288 с.
6. Бетчов Р., Криминале В. Вопросы гидродинамической устойчивости. – М.: Мир, 1971. – 350 с.
7. Дикий Л.А. Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1976. – 108 с.

Технические науки

ДИАГНОСТИКА И КОРРЕКЦИЯ ГИПЕРВЕНТИЛЯЦИОННОГО СИНДРОМА У БОЛЬНЫХ САХАРНЫМ ДИАБЕТОМ ПОСРЕДСТВОМ БОС-CO_2 ТЕХНОЛОГИИ

Бахмутова Ю.В., Пятакович Ф.А., Якунченко Т.И.
Белгородский Государственный Университет РФ, Белгород, Россия

Актуальность исследования. Гипервентиляционный синдром (ГВС) является широко распространенным состоянием, которое встречается от 5 до 10 % взрослого населения. Наиболее часто этот синдром приходится на возрастной промежуток 30-40 лет [2,6]. ГВС проявляется усилением дыхания, нарастающей тревогой, ощущением нехватки воздуха, затруднением вдоха полной грудью. Возможно появление головной боли, чувства сердцебиения, сжатия в груди. При этом даже незначительная физическая нагрузка, эмоциональные перенапряжения ведут к углублению и учащению дыхания, что усугубляет гипокапнию и гипоксию, происходит нарушение паттерна дыхания центрального генеза[1]. С данной патологией встречаются врачи разных специальностей, а об-