аналогичные биотиты шошонитовых гранитоидов Китая, Шотландии, США, Австралии, Бразилии и др. регионов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гусев А.И. Металлогения золота Горного Алтая и южной части Горной Шории. – Томск, 2003. – 305 с.

2. Гусев А.И., Гусев Н.И., Табакаева Е.М. Петрология и рудоносность белокурихинского комплекса Алтая. – Бийск, 2008. – 195 с.

3. Жариков В.А. Кислотно-основные характеристики минералов // Геология рудных месторождений, 1967. - № 5. - С. 75-89.

4. Коренбаум С.А. Типоморфизм слюд магматических пород. - М.: Наука, 1987. - 144 с.

5. Barbarin B. Granitoids: main petrogenetic classifications in relation to origin and tectonic setting// Geol. Journal, 1990. - V. 25. - P. 227-238.

6. Forbes W.C., Flower M.F.I. Phase relations of titan-phlogopite // Earth Planet. Sci. Let., 1974. -Vol. 22. - № 1. - P. 60-66.

7. Foster M.D. Interpretation of the composition of trioctahedral micas // U.S. Geol. Prof. Paper, 1960. - Vol. 354 B. - P. 301-314.

8. Jiang Y-H, Jiang S-Y, Ling H-F, Zhou X-K, Rui X-J, Yang W-Z. Petrology and geochemistry of shoshonitic plutons from the western Kunlun orogenic belt, Xinjing, northwestern Chine: implications for granitoids genesis// Lithos, 2002.- V.63.- P. 165-183.

БИОПРОБА ЛЕКТИНА БАЦИЛЛ НА МЫШАХ И ИНФУЗОРИЯХ *COLPODA*

Кикалова Т.П., Карпунина Л.В.

Саратовский государственный аграрный университет им. Н.И. Вавилова, Саратов, Россия

Лектины бактерий, являясь биологически активными веществами, обеспечивают различные внутриклеточные и межклеточные взаимодействия. Ранее нами было показано, что лектин ЛIII *Paenibacillus polymyxa* 1460 оказывает существенное влияние на метаболизм животной клетки, обладая иммуномодулирующим, противоопухолевым, митогенным, инсулиноподобным действием. Однако вопрос о степени токсичности этого лектина оставался открытым, что и определило цель нашей работы. Было показано, что лектин ЛIII оказывает активизирующее воздействие на поведенческие реакции мышей, не вызывая негативного влияния на их важнейшие органы и стимулируя работу головного мозга, печени, семенников, селезенки, почек и щитовидной железы. При проведении биоанализа в качестве индикаторного организма была также взята и инфузория *Colpoda steinii*. Исследования проводили по стандартной методике определения токсичности с использованием простейших в качестве тест-объектов. Наблюдения проводили сразу и по истечении 5 и 15 минут после добавления лектина ЛIII различной концентрации (4, 4^{-1}, 4^{-2}, 4^{-3} и 4^{-4} мкг/мл). При микроскопировании опытных проб наблюдали увеличение активности инфузорий сразу после добавления лектина в концентрации 4 мкг/мл. Инфузории активно передвигались в капле жидкости, но их внешние морфологические признаки и характер движения не изменялись. По истечении 5 минут активность передвижения инфузорий снижалась и была сопоставима с активностью передвижения инфузорий в контрольной группе. Аналогичную картину мы наблюдали и через 15 минут. При добавлении лектина в концентрации 4^{-1}, 4^{-2}, 4^{-3} и 4^{-4} мкг/мл активность и характер передвижения инфузорий, их внешний вид также не изменялись.

Все вышеизложенное позволяет говорить об отсутствии признаков токсичности бактериального лектина ЛIII.

О ДЛИННОВОЛНОВЫХ МОДЕЛЯХ УДАРНЫХ ПАР

Крупенин В.Л.

Институт машиноведения РАН, Москва, Россия

1. Ниже, строится очередная (ср.[1]) уточняющая модель фундаментального понятия классической физики и механики - ударной пары, рассматриваемой в длинноволновом приближении. Откажемся от предположения о локализации удара в точке и рассмотрим натянутую нить (струну), вибрирующую вблизи неподвижной твердой стенки. Ограничение хода может также быть и двухсторонним. Системы такого типа обычно называют системами с распределенными ударными элементами.

2. Уравнения движения в простейшем случае имеют вид:

$$u_{tt}+b(u_t,u_{tx,...})- c^2u_{xx} + \Phi(u,u_t)=P(x,t), \quad (1)$$

где $u(x,t)$ – прогиб струны, c – скорость звука, $b(...)$ – функция диссипации; индексация по независимым переменным обозначает дифференцирование; $P(x,t)$ – распределение внешней силы; $\Phi(u, u_t)$ - динамическая характеристика удара. В уравнении (1) операторная функция b могут иметь весьма сложную структуру, определяемую действующими гипотезами о диссипации. К уравнения (1) добавляются граничные условия.

Система (1) может быть также записана при помощи операторов динамической податливости. В случае простейших линейных моделей трения структура соответствующих операторных уравнений следующая [2]:

$$u(x,t) = \int_X L(y;p)\,[P_k(y,t) - \Phi(u, u_t)]dy, \quad (2)$$

где операторы $L(y;p)$ определены, например, в [2]; p – оператор дифференцирования по времени t; X – область изменения пространственной координаты. Например, $X=[l_1,l_2]$, где $l_{1,2}$.- координаты концов струны.

3. Аналитическое исследование задачи может быть проведено методами частотно-временного анализа [2]. В случае Т- периодического внешнего возбуждения, для отыскания Т-периодических, а также, например, субгармонических (1:l) или комбинационных (l:q) режимов движения строится двухфункциональное представление, следующее из (2):

$$u(x,t) = \int_0^T \int_X \chi[(y,x;s)\{P_k(y,s) - J(y)\delta[s-\varphi(y)]\}dyds, \quad (3)$$

где $J(x)\geq 0$ и $\varphi(x)$ – распределения импульса и фазы взаимодействия в ударном элементе; t_* – соответствующий момент взаимодействия; $0<\varphi(x) \leq T;\ x \in X$. Для их нахождения необходимо привлечь дополнительные соотношения, следующие из принятых гипотез ударного взаимодействия.

Полученные решения должны быть проанализированы на устойчивость и выполнимость ряда очевидных геометрических условий [1, 2].

4. Существенные динамические эффекты. Далее мы кратко обсудим некоторые существенные эффекты, найденные при анализе модели (1). Внешнее возбуждение было выбрано синусоидальным.

Главный результат - нахождение периодических режимов с синхронными взаимодействиями в отдаленных точках системы (ср [1]). Такие режимы и в данном случае распределенных ударных элементов названы «хлопками».

Как и в дискретных коротковолновых моделях, реализации хлопков система ведет себя традиционно: имеют место эффекты затягивания по частоте и амплитуде, жесткого запуска и другие, характерные для классических ударных осцилляторов.

Многие свойства хлопков оказываются подобными свойствам собственных форм линейных колебаний струны. Так, например, легко построить «высшие» формы хлопков. Такие формы особенно просто строятся для случаев двусторонних ограничителей.

Вместе с тем были также обнаружены и описаны стоячие волны с более сложными профилями (так называемые набегающие волны и др.).

Наряду с указанными частотно-временными аналитическими методами были использованы, естественно, и численные метода анализа. Их применение особенно актуально при усложнении моделей. Однако, в силу того, что частотно – временные методы позволяют привести уравнения движения к виду без сингулярных обобщенных функции, лучший результат дают комбинированные методы, так как в отсутствии разрывов эффективность всех численных процедур существенно возрастает.

Указанные эффекты нашли экспериментальное обоснование на стендах, разработанных А.М. Веприком при участии автора в ИМАШ РАН.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 09-01-00720-а).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Крупенин В. Л. О коротковолновых моделях ударных пар// Фундаментальные исследования. – 2008, №3. -С.86-88.

2. Babitsky V.I.,. Krupenin V.L. Vibration of Strongly Nonlinear Discontinuous Systems.- Berlin. Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2001. –404 p.p.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ЭВОЛЮЦИИ ЖИВЫХ ОРГАНИЗМОВ

Кузнецов В. Г., Яковлев С. В., Бруснев Л. А.

Северо-Кавказский государственный технический университет,
Ставропольская государственная медицинская академия, Ставрополь, Россия

Известно рассмотрение необратимого процесса, происходящего в адиабатически замкнутой системе, возникающего при соприкосновении частей системы, имеющих различные температуры $(T_1>T_2)$, при этом выражение для производства энтропии имеет вид [1,2]:

$$\frac{\partial S}{\partial t}=\left(\frac{1}{T_2}-\frac{1}{T_1}\right)\frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1)$$

Также исследован процесс возрастания энтропии в твердом теле, в котором имеется градиент температур [3].

По определению изменение удельной энтропии равно

$$\frac{\partial S}{\partial t}=\frac{\partial S}{\partial E}\frac{\partial E}{\partial t}, \quad (2)$$

Используя для рассмотрения указанного процесса закон сохранения энергии в дифференциальной форме, имеющий вид уравнения неразрывности, было получено следующее выражение для производства энтропии [3]

$$\frac{\partial S}{\partial t}=\int_V\left(\vec{W}grad\left(\frac{1}{T}\right)\right)\partial V, \quad (3)$$

где $\overline{W}$ вектор плотности потока энергии.

Выражение

$$\Theta=\vec{W}grad\left(\frac{1}{T}\right)=\frac{\lambda}{T^2}\left(gradT\right)^2, \quad (4)$$

– источник искомого приращения энтропии в единице объема в единицу времени.

В настоящей работе рассмотрено производство энтропии в адиабатически замкнутой системе, в которой наряду с градиентом температуры существуют внутренние источники тепла с производительностью q (Вт/м^3).

Изменение удельной энтропии по-прежнему характеризуется выражением (2), а закон сохранения энергии в дифференциальной форме имеет вид уравнения теплопроводности [4]

$$\frac{\partial T}{\partial t}=a\nabla^2T+\frac{q}{c\cdot\rho}, \quad (5)$$

которое можно преобразовать к виду

$$\frac{\partial E}{\partial t}=\lambda\ div\left(gradT\right)+q, \quad (6)$$

где $\lambda = a\cdot c\cdot\rho$ – коэффициент теплопроводности.

Учитывая что $\frac{\partial S}{\partial E}=\frac{1}{T}$, сравнивая (3) и (6), получаем

$$\frac{\partial S}{\partial t}=\frac{\lambda}{T}div\left(gradT\right)+\frac{q}{T}, \quad (7)$$

Воспользуемся тождеством

$$div\left(\frac{gradT}{T}\right)=\frac{1}{T}div\left(gradT\right)+grad\left(\frac{1}{T}\right)\cdot gradT, \quad (8)$$

или

$$div\left(\frac{gradT}{T}\right)=\frac{1}{T}div\left(gradT\right)-\frac{1}{T^2}\left(gradT\right)^2, \quad (9)$$

Сравнивая (9) и (7), получаем

$$\frac{\partial S}{\partial t}=\lambda div\left(\frac{gradT}{T}\right)+\frac{\lambda}{T^2}\left(gradT\right)^2+\frac{q}{T}, \quad (10)$$

Проинтегрируем (10) по всему объему замкнутой системы

$$\int_V\frac{\partial S}{\partial t}\partial V=\int_V\lambda\ div\left(\frac{gradT}{T}\right)\partial V+\int_V\frac{\lambda}{T^2}\left(gradT\right)^2\partial V, \quad (11)$$

Согласно условиям решаемой задачи и по теореме Гаусса-Остроградского получим

$$\int_V\lambda\ div\left(\frac{gradT}{T}\right)\partial V=\oint_S\lambda\frac{gradT}{T}\partial S=0, \quad (12)$$

Итак, имеем

$$\int_V\frac{\partial S}{\partial t}\partial V=\int_V\frac{\lambda}{T^2}\left(gradT\right)^2\partial V+\int_V\frac{q}{T}\partial V, \quad (13)$$

Сравнивая выражения (3) и (4), отмечаем, что первый интеграл в правой части выражения (13) определяет приращение энтропии, связанное с наличием градиента температур, а второй интеграл в правой части выражения (13) определяет производство энтропии, связанное с производством тепла внутренними источниками.

В дифференциальной форме производство энтропии имеет следующий вид

$$\frac{\partial s}{\partial t}=\frac{\lambda}{T^2}\left(gradT\right)^2+\frac{q}{T}, \quad (14)$$

В линейной области выражение для производства энтропии определяется выражением [3]

$$\frac{\partial s}{\partial t}=\sum_{j=1}^{n}X_jJ_j, \quad (15)$$

где $J_j=\frac{\partial Q}{\partial t}$ – термодинамические потоки,

$X_j=\left(\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}\right)_j$ – термодинамические силы.