

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր
Д О К Л А Д Ы

XVI, № 3

1953

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. ԴԱՎԹՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ իսկական անդամ,
Ա. Լ. ԹԱԽՏԱԶՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից անդամ,
Մ. Մ. ԼԵԲԵԴԵՎ (պատ. ֆաբրիկա), Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐ-
ՉՈՒՄՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ իսկական անդամ (պատ. խմբա-
գիր), Ա. Լ. ՄՆԶՈՑԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից անդամ,
Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՀՍՍՐ ԳԱ թղթակից անդամ,
Մ. Գ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ իսկական անդամ:

Редакционная коллегия

В. А. АМБАРЦУМЯН, действ. чл. АН Арм. ССР
(отв. редактор), Г. С. ДАВТЯН, действ. чл. АН
Арм. ССР, М. М. ЛЕБЕДЕВ (отв. секретарь),
А. Л. МНДЖОЯН, чл.-корресп. АН Арм. ССР,
А. Г. НАЗАРОВ, чл.-корресп. АН Арм. ССР,
М. Г. НЕРСИСЯН, действ. чл. АН Арм. ССР,
А. Л. ТАХТАДЖЯН, чл.-корресп. АН Арм. ССР.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

էջ

Մ'արեմատիկա

Վ. Կ. Ի. Կարաբեցով—Փակ տիրույթում գծային էլիպտիկ հավասարումների համար, Դիրիսլեի խնդրի կայունության մասին 65

Աստրոնիգիկա

Վ. Հ. Համբարձումյան—Սառը գերհսկաներ Օ-աստղասիյուններում 73

Մեխանիկա

Ա. Գ. Նազարով—Էներգիայի ցրման մասին առաձգական տատանումների ժամանակ 77

Ներքաբանություն

Ա. Ա. Արաբեկյան—Միջին էոցենի հրաբխածին նստվածքների հայտնաբերումը Ադրբեջանական ՍՍՌ-ի Աղախի շրջանում 87

Քիմիատերապիա

Գ. Մ. Պարոնիկյան—Մոնադինի տրիսոմոնացիդ ակտիվության ուսումնասիրությունը 91

С О Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Математика	
<i>В. К. И. Карабегов</i> —Об устойчивости в замкнутой области задачи Дирихле для линейных уравнений эллиптического типа	65
Астрофизика	
<i>В. А. Амбарцумян</i> , действ. чл. АН Армянской ССР—Холодные сверхгиганты в О-ассоциациях	73
Механика	
<i>А. Г. Назаров</i> , чл.-корресп. АН Армянской ССР—О рассеянии энергии при упругих колебаниях	77
Геология	
<i>А. А. Атабекян</i> —Открытие среднеэценовых вулканогенных отложений в Казахском районе Азербайджанской ССР	87
Химиотерапия	
<i>Г. М. Пароникян</i> —Изучение трихомонацидной активности менадина . . .	91

МАТЕМАТИКА

В. - К. И. Карабегов

Об устойчивости в замкнутой области задачи Дирихле для
линейных уравнений эллиптического типа

(Представлено А. Л. Шагиняном 3 XI 1952)

В предлагаемой заметке рассматривается вопрос об устойчивости в замкнутой области проблемы Дирихле для линейных уравнений эллиптического типа с достаточно гладкими коэффициентами.

Доказывается, что если граничная точка области является точкой устойчивости для уравнения Лапласа, то она будет точкой устойчивости и для всех уравнений указанного вида.

Исходя из этого результата, устанавливается, что проблема Дирихле для этих уравнений устойчива в данной замкнутой области тогда и только тогда, когда она устойчива в той же замкнутой области для уравнения Лапласа.

Рассмотрим линейное уравнение эллиптического типа

$$\sum_{i,j=1}^3 a_{ij} \frac{\partial^2 u}{\partial x_i \partial x_j} + \sum_{i=1}^3 b_i \frac{\partial u}{\partial x_i} = 0. \quad (1)$$

Предположим, что коэффициенты a_{ij} суть трижды непрерывно дифференцируемые функции в некоторой ограниченной замкнутой области S , а коэффициенты b_i — дважды непрерывно дифференцируемы в S .

Для уравнения (1) можно построить в области S функцию $\frac{1}{\rho(P, Q)}$ (фундаментальное решение Леви), удовлетворяющую следующим условиям:

1) $\frac{1}{\rho(P, Q)}$, как функция от P , при $P \neq Q$ удовлетворяет уравнению (1).

2) Если Q_0 фиксированная точка S , то существуют две положительные постоянные (зависящие от Q_0) — $C_1(Q_0)$ и $C_2(Q_0)$ такие, что

$$\frac{C_1(Q_0)}{\rho Q} < \frac{1}{\rho(P, Q)} < \frac{C_2(Q_0)}{\rho Q} \quad (2)$$

для всех Q из некоторой окрестности точки Q_0 и произвольных P из S .

Решения уравнения (1) удовлетворяют принципу максимума.

Рассмотрим область D , лежащую целиком внутри S . Предположим, что граница Γ области D не содержит внутренних точек, т. е. если точка Q принадлежит Γ , то в любой ее окрестности лежат точки из дополнения к $\bar{D}$. Зададим на Γ непрерывную функцию $f(Q)$ и продолжим ее непрерывным образом на всю область S . Непрерывное продолжение функции f снова обозначим через f .

Рассмотрим монотонно-убывающую последовательность областей

$D_1, D_2, \dots, D_n, \dots$ таких, что $\bigcap_{n=1}^{\infty} D_n = \bar{D}$.

Каждая из областей D_n — нормальна, т. е. для нее разрешима задача Дирихле при любой непрерывной граничной функции.

(В силу известного результата О. А. Олейник, область будет нормальной относительно уравнения (1) тогда и только тогда, когда она нормальна относительно уравнения Лапласа.)

Обозначим через $U_{n,f}$ решение задачи Дирихле для уравнения (1), области D_n и граничной функции f . Легко показать, что последовательность $U_{n,f}$ сходится в замкнутой области $\bar{D}$, а предельная функция U_f удовлетворяет внутри D уравнению (1).

Проблема Дирихле называется устойчивой в замкнутой области $\bar{D}$, если, для любой непрерывной граничной функции f , последовательность $U_{n,f}$ равномерно сходится на границе Γ к функции f .

Точка Q границы Γ области D называется точкой устойчивости, если для любой непрерывной функции f имеет место равенство

$$\lim_{n \rightarrow \infty} U_{n,f}(Q) = f(Q). \quad (3)$$

Для уравнения Лапласа имеет место следующий необходимый и достаточный критерий акад. М. В. Келдыша.

Точка Q границы Γ области D будет точкой устойчивости тогда, когда расходится ряд

$$\sum_{n=1}^{\infty} 2^{-n} \lambda_n. \quad (4)$$

Здесь λ_n есть емкость открытого множества Q_n точек P дополнения к $\bar{D}$, расстояния которых до точки Q удовлетворяют неравенствам:

$$2^{-n} < PQ < 2^{-n+1} \quad (5)$$

Если мы покажем, что расходимость ряда (4) является необходимым и достаточным условием для того, чтобы точка Q была точкой

кой устойчивости относительно уравнения (1), то тем самым будет доказана следующая:

Теорема 1. Точка Q границы Γ области D будет точкой устойчивости относительно уравнения (1) тогда и только тогда, когда она будет точкой устойчивости относительно уравнения Лапласа.

Ступенькой $\Psi_{\rho Q}(P)$ с центром в граничной точке Q назовем функцию, равную единице внутри сферы радиуса ρ с центром в точке Q и равную нулю вне этой сферы.

Для ступеньки $\Psi_{\rho Q}$ можно построить последовательность $U_{n, \Psi}$.

Для того, чтобы точка Q была точкой устойчивости относительно уравнения (1), необходимо и достаточно, чтобы имели место равенства

$$\lim_{n \rightarrow \infty} U_{n, \Psi_{\rho Q}}(Q) = 1 \quad (6)$$

для всех радиусов ρ .

Так как решения уравнения (1) удовлетворяют принципу максимума, то доказательство этого утверждения вполне аналогично доказательству этого утверждения для уравнения Лапласа.

Перейдем теперь к доказательству необходимости и достаточности указанного критерия.

а) Доказательство необходимости. Пусть ряд (4), построенный для граничной точки Q_0 сходится. Выберем m столь большим, чтобы иметь

$$\sum_{n=m+1}^{\infty} 2^n \lambda_n < \frac{1}{4} \frac{C_1(Q_0)}{C_2(Q_0)}. \quad (7)$$

(Считаем, что для точек Q из сферы $QQ_0 < 2^{-m+1}$ выполнено условие (2)).

Выберем $\rho_0 = 2^{-m}$ и построим ступеньку Ψ_{ρ_0} относительно точки Q_0 . Покажем, что $\lim_{n \rightarrow \infty} U_{n, \Psi_{\rho_0}}(Q_0) < 1$. Фиксируем некоторое n .

Граница Γ_n области D_n будет лежать вне некоторой сферы с центром в Q_0 радиуса 2^{-q_n} .

Обозначим через $E_j^{(n)}$ замкнутое множество точек дополнения к D_n , удовлетворяющих условию:

$$2^{-j} \leq PQ_0 \leq 2^{-j+1} \quad (j=m, m+1, \dots, q_n).$$

Пусть $\mu_j^{(n)}(e)$ функция распределения массы на $E_j^{(n)}$, соответствующая единичному потенциалу $W_j^{(n)}$ множества $E_j^{(n)}$.

Построим функции

$$\tilde{W}_j^{(n)}(P) = \int_{E_j^{(n)}} \frac{d\mu_j^{(n)}(Q)}{\rho(P, Q)}.$$

В силу неравенства (2) имеем

$$C_1(Q_0) W_j^{(n)}(P) \leq \tilde{W}_j(P) \leq C_2(Q_0) W_j^{(n)}(P). \quad (8)$$

Следовательно во всех точках Γ_n , являющихся регулярными граничными точками $E_j^{(n)}$, предельные значения функции $\tilde{W}_j^{(n)}(P)$ будут больше или равны $C_1(Q_0)$. В остальных точках Γ_n функция $\tilde{W}_j^{(n)}(P)$ положительна. Следовательно (в силу принципа максимума)

$$U_{n, \psi_{\rho_0}}(P) \leq \frac{1}{C_1(Q_0)} \sum_{j=m}^{q_n} \tilde{W}_j^{(n)}(P).$$

В частности,

$$\begin{aligned} U_{n, \psi_{\rho_0}}(Q_0) &\leq \frac{1}{C_1(Q_0)} \sum_{j=m}^{q_n} \tilde{W}_j^{(n)}(Q_0) \leq \frac{C_2(Q_0)}{C_1(Q_0)} \sum_{j=m}^{q_n} W_j^{(n)}(Q_0) \leq \\ &\leq \frac{C_2(Q_0)}{C_1(Q_0)} \sum_{j=m}^{q_n} 2^j \lambda_j \leq \frac{C_2(Q_0)}{C_1(Q_0)} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{C_1(Q_0)}{C_2(Q_0)} = \frac{1}{4}. \end{aligned}$$

В силу произвольности n получаем

$$\lim_{n \rightarrow \infty} U_{n, \psi_{\rho_0}}(Q_0) \leq \frac{1}{4},$$

следовательно точка Q_0 не может быть точкой устойчивости.

в) *Докажем достаточность.* Пусть ряд $\sum_{n=1}^{\infty} 2^n \lambda_n$ расходится.

Построим замкнутые множества E_n , лежащие целиком внутри соответствующих множеств O_n с емкостями γ_n , удовлетворяющими неравенствам $\gamma_n > \frac{1}{2} \lambda_n$.

Пусть область G_0 с границей Γ_0 лежит внутри области S и содержит замкнутую область $\bar{D}$ внутри.

Пересечение области G_0 и дополнения к замыканию множества $\sum_{n=1}^{\infty} E_n$ обозначим через Δ . Δ можем считать областью.

В силу расходимости ряда $\sum 2^n \gamma_n$, точка Q_0 является регулярной граничной точкой области Δ . Через Δ_r обозначим область, являющуюся пересечением дополнения к замкнутому множеству

$$\sum_{n=1}^r E_n \text{ и области } G_0,$$

Рассмотрим произвольную ступеньку $\Psi_\rho(P)$ с центром в точке Q , и пусть $2^{-m} < \frac{1}{2}\rho$. Через $V_{\rho,\rho}$ обозначим решение задачи Дирихле для уравнения (1) в области Δ_ρ для граничных данных, равных единице на множествах $E_{m+1}, \dots, E_\rho$, и равных нулю на множествах $E_1, E_2, \dots, E_m$ и на Γ_0 .

Пусть $m < 1$ — есть максимум функции $V_{\rho,\rho}(P)$ на сфере $PQ_0 = \rho$. Тогда

$$V_{\rho,\rho}(P) \leq (1 - m) \Psi_\rho(P) + m.$$

При достаточно большом n область D_n не содержит точек множеств $E_1, E_2, \dots, E_\rho$ и

$$V_{\rho,\rho}(P) \leq (1 - m) U_{n,\Psi_\rho}(P) + m.$$

В частности,

$$V_{\rho,\rho}(Q_0) \leq (1 - m) U_{\Psi_\rho}(Q_0) + m.$$

Если мы докажем, что $\lim_{\rho \rightarrow \infty} V_{\rho,\rho}(Q_0) = 1$, то получим $U_{\Psi_\rho}(Q_0) \geq 1$

т. е. $U_{\Psi_\rho}(Q_0) = 1$ и тем самым, в силу произвольности ρ , будет доказано, что точка Q_0 является точкой устойчивости для области D и уравнения (1).

Через $V_\rho(P)$ обозначим решение задачи Дирихле для уравнения (1), области Δ и граничных данных, равных единице на $E_{m+1}, E_{m+2}, \dots$ и в точке Q_0 и равных нулю на $E_1, E_2, \dots, E_m$ и на Γ_0 . Так как точка Q_0 является регулярной, то $\lim_{P \rightarrow Q_0} V_\rho(P) = 1$. Поэтому

в точках P области Δ , лежащих на некоторой сфере $PQ_0 = r(\varepsilon)$, будем иметь

$$V_\rho(P) > 1 - \varepsilon.$$

Пусть $2^{-p} < r(\varepsilon)$.

В силу принципа максимума в области Δ вне сферы радиуса 2^{-p} имеет место неравенство:

$$V_\rho(P) < V_{\rho,\rho}(P) + \frac{1}{2^p C_1(Q_0) \rho(P, Q_0)}.$$

Следовательно, при $PQ_0 = r(\varepsilon)$ получим

$$1 - \varepsilon < V_{\rho,\rho}(P) + \frac{1}{2^p C_1(Q_0)} \cdot \max_{PQ_0=r(\varepsilon)} \frac{1}{\rho(P, Q_0)}.$$

Так как в регулярных граничных точках множеств E_n (лежащих внутри сферы $PQ_0 = r(\varepsilon)$) функция $V_{\rho,\rho}(P)$ имеет предельные значения, равные единице, то в силу принципа максимума получим

$$1 - \varepsilon - \frac{1}{2^p C_1(Q_0)} \cdot \max_{PQ_0=r(\varepsilon)} \frac{1}{\rho(P, Q_0)} < V_{\rho,\rho}(Q_0)$$

при всех достаточно больших ρ . Следовательно

$$1 - \varepsilon < \lim_{\rho \rightarrow \infty} V_{\rho,\rho}(Q_0)$$

откуда, в силу произвольности ε , следует

$$\lim_{p \rightarrow \infty} V_{p,p}(Q_0) = 1.$$

Достаточность условия доказана.

Теорема 2. Для того, чтобы задача Дирихле для уравнения (1) была устойчивой в замкнутой области $\bar{D}$, необходимо и достаточно, чтобы каждая граничная точка D была точкой устойчивости.

Необходимость условия очевидна.

Докажем достаточность.

Итак имеем, что какова бы ни была непрерывная функция f заданная на границе Γ области $\bar{D}$, в каждой граничной точке Q

$$\lim_{n \rightarrow \infty} U_{n,f}(Q) = f(Q).$$

Покажем, что сходимость на границе равномерна. Продолжим f непрерывно на область S и найдем полином $\pi(P)$, удовлетворяющий неравенству

$$|f(P) - \pi(P)| < \varepsilon$$

внутри области S .

Полином $\pi(P)$ можно представить в виде разности 2-х функций $\pi(P) = \pi_1(P) - \pi_2(P)$ таких, что

$$L(\pi_1) < 0, \quad L(\pi_2) < 0 \quad \text{внутри } S.$$

Здесь L есть правая часть уравнения (1).

Тогда последовательности $\{U_{n,\pi_1}\}$, $\{U_{n,\pi_2}\}$ будут монотонно возрастающими и на всей границе Γ будут сходиться к непрерывным функциям π_1 и π_2 соответственно.

Следовательно, по известной теореме, сходимость этих последовательностей будет равномерной.

Тогда при $n > N(\varepsilon)$ ($N(\varepsilon)$ не зависит от Q).

$$|U_{n,\pi}(Q) - \pi(Q)| < \varepsilon.$$

Но в силу принципа максимума

$$|U_{n,\pi}(Q) - U_{n,f}(Q)| < \varepsilon \quad \text{при всех } n.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} |U_{n,f}(Q) - f(Q)| &\leq |U_{n,\pi}(Q) - U_{n,f}(Q)| + |U_{n,\pi}(Q) - \pi(Q)| + \\ &\quad + |\pi(Q) - f(Q)| < 3\varepsilon. \end{aligned}$$

При $n > N(\varepsilon)$, $N(\varepsilon)$ не зависит от Q .

Теорема доказана.

Сопоставляя теоремы 1 и 2, заключаем, что если задача Дирихле устойчива в данной замкнутой области для некоторого уравнения вида (1), то она будет устойчивой в той же замкнутой области для любого уравнения этого класса.

Приведенные результаты легко распространяются на случай n измерений ($n > 3$).

Сектор математики и механики
АН Армянской ССР

Վ.-Կ. Ի. ԿԱՐԱԲԵԳՈՎ

Փակ տիրույթում գծային էլիպտիկ հավասարումների համար, Դիրիխլեի խնդրի կայունության մասին

Հոդվածում հետազոտվում է փակ տիրույթում Դիրիխլեի պրոբլեմի կայունության հարցը ողորկ զործակիցներով, գծային, էլիպտիկ հավասարումների համար՝

$$\sum_{i,j=1}^3 a_{ij} \frac{\partial^2 u}{\partial x_i \partial x_j} + \sum_{i=1}^3 b_i \frac{\partial u}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

Ապացուցվում է, որ տիրույթի եզրային կետը հանդիսանում է (1) տիպի հավասարման համար կայունության կետ միայն այն ժամանակ, երբ նա հանդիսանում է կայունության կետ Հապլասի հավասարման համար (թեորեմ 1)։

Օգտվելով 1 թեորեմից հաջողվում է ապացուցել, որ Դիրիխլեի պրոբլեմ (1) հավասարման համար (ցանկացած անընդհատ եզրային ֆունկցիայի դեպքում) տված փակ տիրույթում կլինի կայուն միայն այն ժամանակ, երբ նա կայուն է տված փակ տիրույթում Հապլասի հավասարման (և ցանկացած անընդհատ եզրային ֆունկցիայի) համար։

АСТРОФИЗИКА

В. А. Амбарцумян, действ. чл. АН Армянской ССР
(Представлено 3 IV 1953)

Холодные сверхгиганты в О-ассоциациях

В предыдущих наших работах⁽¹⁾ по звездным ассоциациям указывалось, что в состав ассоциаций горячих гигантов могут входить также холодные сверхгиганты. В качестве примера мы приводили ассоциацию вокруг χ и h Персея, в которую согласно Бидельману⁽²⁾ входит целый ряд красных звезд высокой светимости, являющихся переменными неправильного или полуправильного типа. Б. В. Кукаркин⁽³⁾ указал на то, что неправильные или полуправильные переменные-обладающие низкой температурой и очень высокой светимостью, имеют тенденцию встречаться гнездами в тех же местах неба, где расположены некоторые звездные скопления. На тенденцию указанных переменных образовывать пространственные группы указывал также Набоков⁽⁴⁾. Было обращено внимание также на то, что „гранатовая“ звезда μ Цефея в проекции находится в самой середине хорошо изученной ассоциации Цефей II и, как сверхгигант, может при наблюдаемой ее видимой величине быть расположена как раз на расстоянии этой ассоциации⁽⁵⁾.

Для лучшего выяснения взаимоотношения холодных сверхгигантов, являющихся неправильными или полуправильными переменными с О-ассоциациями, нами были отобраны из 67 звезд списка светимостей неправильных и полуправильных переменных поздних спектральных типов с амплитудами меньшими двух величин Кинена⁽⁶⁾ все те звезды, которые имеют спектр М и класс светимости не ниже Ib. Эти звезды перечислены во втором столбце прилагаемой таблицы.

Координаты этих 14 звезд были сравнены с пересмотренным списком О-ассоциаций Б. Е. Маркаряна⁽⁷⁾, в котором приведены границы звездных ассоциаций.

Оказалось, что из 14 звезд десять (TZ Cas, μ Cep, VV Cep, RW Cyg, TV Gem, T Per, RS Per, SU Per, YZ Per, AD Per) заключены внутри границ основного списка ассоциаций Маркаряна. Из остальных пяти звезд две (RW Cep, ST Cep) расположены в пределах, занимаемых группой горячих звезд, которую Маркарян вклю-

чил в небольшой список вероятных ассоциаций типа О под названием ассоциации Цефея-Ящерицы.

Бетельгейзе (α Ori) находится всего на расстоянии 2° от границ ассоциации Ориона. Однако, принимая во внимание ее значительное

Таблица 1

№№ пп	Название	Пределы блеска	Спектр	Класс светимости
1	TZ Cas	9.1—9.7	M2	Ia—Ib
2	μ Cep	4.0—4.8	M2	Ia
3	RW Cep	6.8—7.5	M0	Ia—0
4	ST Cep	7.7—8.9	M0	Ib
5	VV Cep	4.9—5.6	M1p	0
6	RW Cyg	7.6—9.4	M3	Ia
7	AZ Cyg	8.1—9.4	M2	Ia
8	TV Gem	7.0—7.8	M1	Ia
9	α Ori	0.1—1.2	M2	Ib
10	T Per	8.0—9.0	M0	Ia—Ib
11	RS Per	8.0—9.4	M3	Ia—Ib
12	SU Per	7.0—8.5	M3	Ia—Ib
13	YZ Per	7.6—8.3	M1	Ia—Ib
14	AD Per	7.7—8.4	M1	Ia—Ib

собственное движение и значительно меньшее расстояние от нас, следует думать, что она не связана явным образом с этой ассоциацией.

Что касается до AZ Cyg, то она находится внутри группировки горячих звезд, которая, повидимому, является сравнительно бедной ассоциацией, не вошедшей в бюраканский пересмотренный список.

Именно в области неба, где находится AZ Cyg имеет место одно поразительное явление. В этой области мы имеем три расположенных близко друг к другу кратные системы типа Трапеции Ориона. Экваториальные координаты этих Трапеций так же, как и координаты AZ Cyg, для 1900 года приведены в нижеследующей таблице:

Таблица 2

ADS	Название	α	δ	Крат- ность	Звездные величи- ны составляющих
14438		$20^h 52.1^m + 46^\circ 59'$		3	9.0; 12; 11
14526	59 Лебедя	56.4	47 08	4	4.7; 9.0; 11.5; 11.0
14545	+46°3142	57.5	47 06	4	9.2; 9.4; 13.1; 13.8.
	AZ Лебедя	54.5	46 05	—	

Главная звезда системы 59 Cyg имеет спектр B3ne, что подтверждает молодость этой системы. Что касается до системы AD 14545, то, несмотря на то, что две составляющих этой системы весьма слабы и достигают всего 13-й величины, очень мало вероятно, чтобы она была оптической системой, так как это одна из самых тесных систем типа Трапеции на небе.

Таким образом, в рассматриваемой области неба, в круге радиусом 0.5 градуса, заключается группа из трех Трапеций, в то время, как в области радиусом 5° вокруг той же группы, т. е. на площади в сто раз большей, не встречается больше ни одной. Таким образом, нет сомнений, что и здесь мы имеем дело со своеобразной звездной ассоциацией. Подтверждением такого вывода является наличие в непосредственном соседстве с этой группой Трапеций всего на расстоянии около двух градусов к юго-западу от нее следующих двух ярких горячих гигантов:

HD 198478	20 ^h 45 ^m 5	+45°45'	4 ^m 89	cB2e α
HD 199579	20 53.1	+44 33	6.01	06

Из сравнения этой и предыдущей табличек очевидно, что переменная AZ Лебеда расположена на небе как раз посередине между рассматриваемыми двумя горячими гигантами и группой из трех трапеций. Наконец, отметим, что в ближайшем соседстве с этой областью находится известная газовая туманность „Америка“.

Согласно Г. А. Шайну и В. Ф. Газе⁽⁸⁾, звезда HD 199579 и ответственна, вероятно, за возбуждение, по крайней мере, яркой северной части туманности Америка. Мало вероятно, что расположение переменной AZ Лебеда именно в этой области неба является случайным следствием проектирования.

Из всех приведенных фактов следует заключить, что *тенденция холодных переменных сверхгигантов с амплитудой меньшей двух величин, класс светимости которых не ниже Ib, входить в О-ассоциации не менее сильна, а скорее несколько более сильна, чем та же тенденция у звезд типа О*. В самом деле, последние ориентировочные подсчеты показывают, что только немного более двух третей звезд типа О, находящихся в окрестностях Солнца, входит в О-ассоциаций. Между тем из рассмотренных холодных сверхгигантов только одна α Ori повидимому не входит в О-ассоциацию.

Для контроля правильности нашего вывода мы рассмотрели расположение по небу всех цефеид, которые имеют в максимуме блеск не слабее 7^m0 и амплитуду не менее 1^m0. Очевидно, что все такие цефеиды нам должны быть уже известны. Таких звезд оказалось тринадцать. Но только четыре из них проектируются на области известных ассоциаций (три—в достоверные, а одна—в „вероятную“). Поэтому исключается предположение о том, что предпочтительное проектирование холодных переменных сверхгигантов на области

звездных ассоциаций является следствием особой прозрачности направлений на эти области. Мы не говорим уже о том, что весьма часто направления на ассоциации менее прозрачны, чем соседние направления.

Интересно отметить, что распределение неправильных и полуправильных переменных, являющихся красными гигантами, класс светимости которых ниже Ib, вовсе не показывает связи с О-ассоциациями.

Следует отметить, что генетическая связь между красными сверхгигантами рассматриваемого типа и горячими гигантами подтверждается тем, что одна из звезд таблицы 1, именно VV Цефея, имеет спутника спектрального типа В, вместе с которым составляет затменно-двойную систему. Наконец, достойно внимания то, что главная звезда одной из наиболее тесных систем типа Трапеции ADS 6033, состоящей из четырех компонентов, относится к типу М. Это вновь подтверждает, что сверхгиганты типа М могут быть весьма молодыми звездами.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
АН Армянской ССР

Վ. Ն. ՀԱՍՏԱՐՁՈՒՄՅԱՆ

Սառը գերհսկաներ Օ-աստղասփյուռներում

Մ—տիպի փոփոխական գերհսկաներ, որոնք պատկանում են անկանոն ու կիսանկանոնավոր փոփոխականների դասին, առկա են Պերսեյ 1 աստղասփյուռի մեջ: Ուստի հարց է ծագում, թե առհասարակ ինչ չափով են կապված փոփոխական գերհսկաները Օ—աստղասփյուռների հետ: Կինսնի Մ—տիպի անկանոն ու կիսանկանոնավոր փոփոխականների ցուցակի 67 աստղից մենք ընտրեցինք 14 աստղ, որոնց լուսատվության կարգը Ib-ից ցածր է: Այդ 14 գերհսկայից 10 աստղ որոշակիորեն պրոյեկտվում են հաստատ զոյուլթյուն ունեցող (ըստ Մարգարյանի) աստղասփյուռների երկնային տիրույթների վրա: Երկու աստղ պրոյեկտվում է հավանականորեն զոյուլթյուն ունեցող աստղասփյուռների վրա: Մնացած երկուսից մեկը (AZ Cyg) գտնվում է այնպիսի տիրույթում, որտեղ առկա է ջերմ հսկաների ավելի ազդատ խումբ: Այդ մի խումբը նման է Օ-աստղասփյուռներին: Միայն մի աստղ (α Ori) որոշակիորեն չի պրոյեկտվում ոչ մի աստղասփյուռի վրա: Ճիշտ է թե տեղեկյալն պրոյեկտվում է Օրիոնի աստղասփյուռին բավականին մոտ, սակայն նրա հեռավորությունը մեզանից, ըստ եզած տվյալների, շատ ավելի փոքր է:

Այս բոլորից կարելի է եզրակացնել, որ սառը փոփոխական գերհսկաները (ս. Ցեֆեյի տիպի) ինչպես կանոն մտնում են Օ-աստղասփյուռների մեջ որպես անդամներ:

Սառը գերհսկաներով առանձնապես հարուստ է Պերսեյ 1 աստղասփյուռը:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Վ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

¹ В. А. Амбарцумян, Астр. журнал, **26**, 4, 1949. ² Бидельман, Aph. Journ., **105**, 492, 1947. ³ Б. В. Кукаркин, Успехи астрономических наук, **4**, 183—184, 1948. ⁴ Набоков, Выступление на втором космогоническом совещании, 1952. ⁵ В. А. Амбарцумян, Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд в Риме. Изд. АН СССР, Москва, 1952, стр. 19. ⁶ Кинен, Aph. Journ., **95**, 461, 1942. ⁷ Б. Е. Маркарян, ДАН Арм. ССР, XVI, 1952. ⁸ Г. А. Шайн и В. Ф. Газе, Изв. Крымской астрофизической обсерватории, **6**, 15, 1951.

МЕХАНИКА

А. Г. Назаров, чл.-корресп. АН Армянской ССР

О рассеянии энергии при упругих колебаниях

(Представлено 18 II 1953)

Уравнение колебаний упругой системы с одной степенью свободы можно записать так:

$$-M \frac{d^2 y(t)}{dt^2} - Ky(t) + P(t) = 0, \quad (1)$$

где $P(t)$ — внешняя сила,

$y(t)$ — смещение,

M — масса,

K — сила, вызывающая единичное смещение,

$-Ky(t)$ — упругая реакция внутренних сил.

Например, для невесомого стержня постоянного сечения, один конец которого закреплен, а на другом конце действует осевая сила $P(t)$:

$$K = \frac{EF}{l}, \quad (2)$$

где l — длина стержня,

F — площадь его поперечного сечения,

E — модуль упругости.

Введем в уравнение (1) член $-R(t)$, изображающий силу внутреннего трения. Силу эту всегда можно представить как некоторую функцию от t , поскольку y зависит от t .

Получим:

$$-M \frac{d^2 y(t)}{dt^2} - R(t) - Ky(t) + P(t) = 0. \quad (3)$$

В дальнейшем будем полагать, что член $R(t)$ достаточно мал в сравнении с $Ky(t)$. Тогда в силу непрерывности величины $y(t)$ всегда можно положить, что

$$R(t) = K[y(t + \tau) - y(t)], \quad (4)$$

где τ — некоторый достаточно малый отрезок времени, величина

которого в общем случае должна быть зависима от t , чтобы равенство (4) возможно было бы соблюдать.

Подставляя (4) в (3) получим следующее функциональное соотношение.

$$-M \frac{d^2 y(t)}{dt^2} - Ky(t+\tau) + P(t) = 0. \quad (5)$$

Докажем теорему: *Какова бы ни была природа внутреннего трения, τ — существенно положительная величина.*

Сила трения в любой момент времени t должна совершать отрицательную работу, поскольку по условию задачи всегда должно иметь место рассеяние энергии. Элементарная работа силы трения на перемещении $\Delta y(t)$ есть

$$-R(t)\Delta y(t) = -K[y(t+\tau) - y(t)][y(t+\Delta t) - y(t)] < 0.$$

Ясно теперь, что условие это выполняется только при $\tau > 0$, так как величина K существенно положительна, а остальные сомножители имеют одинаковый знак, причем $\Delta t > 0$.

Сравнение (1) и (5) показывает, что в упругой системе, рассеивающей энергию, внутренние силы в целом независимо от природы сил трения описывают гистерезисную кривую (внутренние силы опережают деформацию).

До настоящего момента мы не делали никаких предположений относительно природы внутреннего трения.

Ниже дадим две гипотезы, приводящие к простейшим линейным дифференциальным уравнениям.

Гипотеза 1. *Природа внутреннего трения такова, что τ есть достаточно малая постоянная величина.*

В этом случае можно принять с достаточной точностью

$$y(t+\tau) \approx y(t) + \tau y'(t)$$

и уравнение (5) примет вид¹:

$$-M \frac{d^2 y}{dt^2} - Ky(t) - K\tau y'(t) + P(t) = 0. \quad (6)$$

Таким образом, гипотеза эта привела к гипотезе Фохта, но с иным строением постоянной $K\tau$, представляющей силу сопротивления при единичной скорости.

Полученный результат может быть теперь сформулирован в самом общем виде.

¹ Здесь принято условие, что $\frac{K\tau^2}{2}$ мало в сравнении с M .

Колебание любой упругой системы без рассеяния энергии может быть охарактеризовано следующими типовыми факторами:

$$E \frac{\partial u}{\partial x}, \quad G \frac{\partial u}{\partial y}, \quad -m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad p(t)$$

где u — компонента смещения вдоль оси x .

Другие компоненты смещения не выписываем для компактности, так как они не дают ничего нового.

Итак колебание упругой системы характеризуется продольными и тангенциальными напряжениями, силой инерции и внешней возмущающей силой $p(t)$ в общем случае как-то распределенных.

Факторы эти входят, при малых перемещениях, в дифференциальные уравнения колебаний линейным образом.

Обозначая через L линейное дифференциальное уравнение или систему таковых, можем записать уравнение колебаний в самом общем виде¹:

$$L \left[E \frac{\partial u(t)}{\partial x}, \quad G \frac{\partial u(t)}{\partial y}, \quad -m \frac{\partial^2 u(t)}{\partial t^2}, \quad p(t) \right] = 0. \quad (7)$$

Таким образом, здесь L является линейным оператором, допускающим линейные операции над членами, заключенными в скобках, в том числе и дифференцирование. Члены эти зависят не только от времени, но и от координат x, y, z .

Чтобы учесть рассеяние энергии в соответствии с приведенным выше правилом, мы должны внутренние силы сдвинуть относительно внешних сил на отрезок времени τ .

Учитывая, что факторы рассеяния энергии в общем случае для продольных и тангенциальных деформаций могут быть различными, мы должны подобрать для них соответственно различные постоянные τ и τ_1 .

Поэтому для той же упругой системы учет рассеяния энергии приводит к следующему уравнению

$$L \left[E \frac{\partial u(t+\tau)}{\partial x}, \quad G \frac{\partial u(t+\tau_1)}{\partial y}, \quad -m \frac{\partial^2 u(t)}{\partial t^2}, \quad p(t) \right] = 0.$$

По условию τ и τ_1 малы и постоянны, поэтому уравнение это можем переписать с достаточной точностью следующим образом:

$$L \left[E \frac{\partial u(t)}{\partial x} + E\tau \frac{\partial^2 u(t)}{\partial t \partial x}; \quad G \frac{\partial u(t)}{\partial y} + G\tau_1 \frac{\partial^2 u(t)}{\partial t \partial y}, \right. \\ \left. -m \frac{\partial^2 u(t)}{\partial t^2}, \quad p(t) \right] = 0. \quad (8)$$

¹ Оператор L здесь и в дальнейшем подразумевается для одномерных задач. В случае сложного напряженного состояния, например, для уравнений теории упругости, вопрос требует специального изучения.

Сравнивая уравнения (7) и (8) мы приходим к следующему правилу составления дифференциальных уравнений колебания с учетом рассеяния энергии из таковых же уравнений без учета рассеяния энергии¹.

Надо к членам, отвечающим внутренним силам, то-есть содержащим модули упругости E и G в числителе, приписать те же члены, взяв от них производные по t и помножив соответственно на постоянные τ и τ_1 .

Таково общее правило составления уравнений с учетом рассеяния энергии из уравнений, не учитывающих рассеяние энергии в соответствии с гипотезой I. Это правило нами было выведено ранее и другим путем (⁵). К сожалению, на практике правило это не всегда соблюдается, что приводит к ошибочным уравнениям (³).

Такова гипотеза Фохта в самом общем виде в интерпретации данной нами. Известно, что экспериментальные данные приводят к результатам, сильно противоречащим этой гипотезе. В частности, по этой гипотезе логарифмический декремент затухания изменяется с частотой, чего не наблюдается в действительности.

Рассмотрим теперь другую гипотезу.

Гипотеза II. *Природа внутреннего трения такова, что τ и τ_1 есть величины обратно пропорциональные частоте колебаний p , т. е.: $\tau = \frac{\alpha}{p}$, $\tau_1 = \frac{\alpha_1}{p}$, где α и α_1 — некоторые постоянные.*

Обратимся вновь к основному уравнению (5). Рассмотрим сначала свободные колебания, чему отвечает уравнение:

$$-Ky(t + \tau) - M \frac{d^2 y(t)}{dt^2} = 0. \quad (9)$$

Обозначим огибающую свободных колебаний упругой системы через $u(t)$. Тогда при подходящем выборе начала отсчета координат можно записать:

$$y_1(t) = u(t) \cos pt. \quad (10)$$

Законность такой подстановки подтвердится впоследствии.

Подставим это выражение в (9)

¹ В общем случае, для уравнений теории упругости, мы полагаем возможным существование следующих соотношений между деформациями и напряжениями:

$$X_x = \lambda \Delta + 2\mu e_{xx} + \lambda \tau_2 \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \mu \tau_1 \frac{\partial e_{xx}}{\partial t},$$

$$Y_x = \mu e_{yz} + \mu \tau_1 \frac{\partial e_{yz}}{\partial t}.$$

Здесь τ_2 — новая постоянная, связанная с τ , τ_1 , λ и μ . Остальные соотношения получаются циклической перестановкой.

$$-Ku(t + \tau) \cos p(t + \tau) - M \frac{d^2}{dt^2} [u(t) \cos pt]. \quad (11)$$

Имея в виду, что по условию гипотезы $p\tau = \alpha$, а также то обстоятельство, что огибающая колебаний изменяется значительно медленнее, чем самые колебания и потому можно принять $u(t + \tau) \sim u(t)$, уравнение (11) перепишем в виде:

$$-Ku(t) \cos (pt + \alpha) - M \frac{d^2}{dt^2} [u(t) \cos pt] = 0. \quad (12)$$

Из полученного линейного дифференциального уравнения нетрудно найти значение p и функцию $u(t)$.

Этим подтверждается законность подстановки (10).

Подстановка

$$y_1 = u(t) \sin pt \quad (13)$$

приводит к аналогичному результату

$$-Ku(t) \sin (pt + \alpha) - M \frac{d^2}{dt^2} [u(t) \sin pt] = 0. \quad (14)$$

Введем комплексную функцию

$$y(t) = y_1(t) + iy_2(t) = u(t)e^{ipt},$$

тогда получим на основании (12) и (14) следующее дифференциальное уравнение

$$-Ku(t)e^{i(pt + \alpha)} - M \frac{d^2}{dt^2} [u(t)e^{ipt}] = 0,$$

или, наконец:

$$-Ky(t)e^{i\alpha} - M \frac{d^2 y(t)}{dt^2} = 0, \quad (15)$$

где под $y(t)$ подразумевается комплексная функция, вещественная и мнимая части которой удовлетворяют рассматриваемому решению.

Если возмущающую силу принять в виде

$$P(t) = P_0 (\cos \omega t + i \sin \omega t) = P_0 e^{i\omega t}, \quad (16)$$

то дифференциальное уравнение (5) перепишется так:

$$-Ky(t)e^{i\alpha} - M \frac{d^2 y(t)}{dt^2} + P_0 e^{i\omega t} = 0. \quad (17)$$

Вещественная и мнимая части этого уравнения представляют решение для возмущающих сил $P_0 \cos \omega t$ и $P_0 \sin \omega t$.

Из приведенного комплексного представления следует, что комплексный вектор внутренних упругих сил $Ky(t)$ повернут на угол α против часовой стрелки. Этим учитывается потеря необратимой части энергии.

Если дана возмущающая сила $P(t)$ в общем виде, то ее следует разложить в ряд Фурье и для каждого члена разложения найти свое решение. Впрочем, можно поступить и следующим образом. Из дифференциального уравнения для свободных колебаний следует найти уравнение колебаний для единичного импульса. Представив площадь, ограниченную $P(t)$, как систему элементарных импульсов, найдем искомое решение в виде интеграла.

Для определения величины α рассмотрим безинерционное циклическое колебание.

Приняв в уравнении (17) $M=0$, получим:

$$y(t) = \frac{P_0}{K} e^{i(\omega t - \alpha)}. \quad (18)$$

Вычислим работу трения, совершенную за полный цикл колебаний для вещественной части (18)

$$\Delta W = \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} P dy = - \frac{P_0^2 \omega}{K} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \cos \omega t \sin(\omega t - \alpha) dt = - \frac{P_0^2 \pi \sin \alpha}{K}.$$

Учитывая, что потенциальная энергия $W = \frac{P_0^2}{2K}$ и что коэффициент поглощения энергии $\psi = \frac{\Delta W}{W}$, найдем:

$$\sin \alpha = \frac{\psi}{2\pi}. \quad (19)$$

Для всех материалов $\frac{\psi}{2\pi}$ — величина достаточно малая, поэтому с точностью до малых высшего порядка можем записать:

$$\sin \alpha \approx \alpha = \frac{\psi}{2\pi} \quad (20)$$

$$\cos \alpha = 1 \quad (21)$$

и, стало быть,

$$e^{i\alpha} \approx 1 + i \frac{\psi}{2\pi}. \quad (22)$$

Мы пришли с точностью до малых высшего порядка к результату Б. С. Сорокина, принявшего в основу своих исследований замкнутую петлю гистерезиса эллиптической формы, что допустимо лишь для стационарных одностонных колебаний (1, 2, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11).

Принятый здесь множитель $e^{i\alpha}$ более удобен, нежели множитель $1 + i \frac{\psi}{2\pi}$.

Предлагаемая нами гипотеза II является более общей гипотезой, чем гипотеза Сорокина и позволяет расширить пределы применимости результатов последней.

Дадим теперь самую общую формулировку гипотезе II.

Рассмотрим вновь оператор (7), изображающий дифференциальное уравнение колебаний упругой системы.

Примем в этом уравнении взамен $p(t)$ комплексную силу $p(t) = \Sigma p_k e^{i\omega_k t}$, где p_k — некоторые функции x, y, z .

Чтобы учесть рассеяние энергии в соответствии с гипотезой II, мы должны фазу внутренних сил сдвинуть против часовой стрелки на угол α , для чего необходимо члены, содержащие внутренние силы (они имеют в числителях модули упругости) умножить на $e^{i\alpha}$.

Учитывая, что факторы рассеяния энергии в общем случае для продольных и тангенциальных деформаций могут быть различными, мы должны подобрать для них соответственно различные постоянные α и α_1 .

Поэтому для рассматриваемой упругой системы учет рассеяния энергии приводит к следующему уравнению¹

$$L \left[E e^{i\alpha} \frac{\partial u(t)}{\partial x}, G e^{i\alpha_1} \frac{\partial u(t)}{\partial y}, -m \frac{\partial^2 u(t)}{\partial t^2}, \Sigma p_k e^{i\omega_k t} \right] = 0. \quad (23)$$

Например, свободные поперечные изгибные колебания упругой балки постоянного сечения без учета рассеяния энергии представляются следующим уравнением:

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = -\frac{q}{g} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}.$$

По гипотезам I и II учет рассеяния энергии приводит соответственно к следующим результатам:

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \tau EI \frac{\partial^5 y}{\partial t \partial x^4} = -\frac{q}{g} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

$$e^{i\alpha} EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = -\frac{q}{g} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}.$$

Сопоставление гипотез I и II приводит к выводу, что для них значения τ отличаются лишь множителем, представляющим частоту колебаний. Поэтому между ними не должно быть принципиальной разницы. Докажем это.

¹ В общем случае, для уравнений теории упругости, мы полагаем возможным существование следующих соотношений между деформациями и напряжениями:

$$X_x = \lambda \Delta e^{i\alpha_2} + 2\mu e_{xx} e^{i\alpha_1},$$

$$Y_z = \mu e_{yz} e^{i\alpha_1}.$$

Здесь α_2 — новая постоянная. Остальные соотношения получаются циклической перестановкой.

Рассмотрим сначала свободные колебания, соответствующие операторы примут вид:

$$I \quad L \left[-m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad E \frac{\partial u}{\partial t} + E\tau \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x}, \quad G \frac{\partial u}{\partial y} + G\tau_1 \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial y} \right] = 0$$

$$II \quad L \left[-m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad E e^{i\alpha} \frac{\partial u}{\partial x}, \quad G e^{i\alpha_1} \frac{\partial u}{\partial y} \right] = 0.$$

Пусть система I совершает монохроматическое колебание типа

$$u = \bar{X} \cos pt,$$

где $\bar{X}$ — некоторая фундаментальная функция.

Тогда оператор для системы I примет вид:

$$L \left[mp^2 \bar{X} \cos pt, \quad E \frac{\partial \bar{X}}{\partial x} (\cos pt - \tau p \sin pt), \quad G \frac{\partial \bar{X}}{\partial y} (\cos pt - \tau_1 p \sin pt) \right]. \quad (*)$$

Пусть система II совершает монохроматическое колебание типа

$$u_1 = \bar{X}_1 e^{ip_1 t},$$

тогда система эта примет вид:

$$L \left[mp_1^2 \bar{X}_1 e^{ip_1 t}, \quad E \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial x} e^{i(p_1 t + \alpha)}, \quad G \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial y} e^{i(p_1 t + \alpha_1)} \right] = 0.$$

Отделив вещественную часть, что допустимо вследствие линейности операций, получим:

$$L \left[mp_1^2 \bar{X}_1 \cos p_1 t, \quad E \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial x} \cos(p_1 t + \alpha), \quad G \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial y} \cos(p_1 t + \alpha_1) \right] = 0.$$

В силу малости α и α_1 можно положить

$$\cos(p_1 t + \alpha) = \cos pt \cos \alpha - \sin pt \sin \alpha \approx \cos pt - \alpha \sin pt$$

и, соответственно

$$\cos(p_1 t + \alpha_1) \approx \cos p_1 t - \alpha_1 \sin p_1 t.$$

Последний оператор с достаточной точностью переписется в виде:

$$L \left[mp_1^2 \bar{X}_1 \cos p_1 t, \quad E \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial x} (\cos p_1 t - \alpha \sin p_1 t), \quad G \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial y} (\cos p_1 t - \alpha_1 \sin p_1 t) \right] = 0. \quad (**)$$

Сопоставляя (*) и (**) приходим к выводу, что для одинаковых тонов свободных колебаний, при условии $\alpha = \tau p$ и $\alpha_1 = \tau_1 p$, имеет место

$$p \approx p_1 \quad \text{и} \quad \bar{X} \approx \bar{X}_1.$$

Рассмотрим теперь гармоническое вынужденное колебание, отвечающее возмущающей силе $p(t) = p_0 \cos \omega t$.

Тогда, как известно, система совершает вынужденное колебание типа

$$u = \bar{X} \cos(\omega t + \beta),$$

где $\bar{X}$ — амплитуда вынужденных колебаний, β — сдвиг фазы, зависящий от фактора рассеяния энергии.

Оператор, отвечающий гипотезе I, запишется так:

$$L \left[m\omega^2 \bar{X} \cos(\omega t + \beta), \quad E \frac{\partial \bar{X}}{\partial x} (\cos(\omega t + \beta) - \tau \sin(\omega t + \beta)), \right. \\ \left. G \frac{\partial \bar{X}}{\partial y} (\cos(\omega t + \beta) - \tau_1 \sin(\omega t + \beta)), \quad p_0 \cos \omega t \right] = 0. \quad (*)$$

Пусть возмущающаяся сила в системе II есть

$$p(t) = p_0 e^{i\omega t}$$

и вынужденные колебания совершаются по следующему закону

$$u = \bar{X}_1 e^{i(\omega t + \beta_1)}.$$

Соответствующий оператор тогда примет вид:

$$L \left[m\omega^2 \bar{X}_1 e^{i(\omega t + \beta_1)}, \quad E \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial x} e^{i(\omega t + \beta_1 + \alpha)}, \right. \\ \left. G \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial y} e^{i(\omega t + \beta_1 + \alpha_1)}, \quad p_0 e^{i\omega t} \right] = 0.$$

Отделив вещественную часть получим:

$$L \left[m\omega^2 \bar{X}_1 \cos(\omega t + \beta_1), \quad E \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial x} \cos(\omega t + \beta_1 + \alpha), \right. \\ \left. G \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial y} \cos(\omega t + \beta_1 + \alpha_1), \quad p_0 \cos \omega t \right] = 0,$$

но в силу малости величин α и α_1 имеем:

$$\cos(\omega t + \beta_1 + \alpha) \approx \cos(\omega t + \beta_1) - \alpha \sin(\omega t + \beta_1)$$

$$\cos(\omega t + \beta_1 + \alpha_1) \approx \cos(\omega t + \beta_1) - \alpha_1 \sin(\omega t + \beta_1).$$

Итак, линейный оператор, отвечающий гипотезе II, окончательно примет вид:

$$L \left[m\omega^2 \bar{X}_1 \cos(\omega t + \beta_1), \quad E \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial x} (\cos(\omega t + \beta_1) - \alpha \sin(\omega t + \beta_1)), \right. \\ \left. G \frac{\partial \bar{X}_1}{\partial y} (\cos(\omega t + \beta_1) - \alpha_1 \sin(\omega t + \beta_1)), \quad p_0 \cos \omega t \right] = 0. \quad (**')$$

Сравнивая (*) и (**') приходим к заключению, что при достаточно малых величинах сил затухания имеет место $\bar{X}_1 \approx \bar{X}$, $\beta_1 \approx \beta$ при условии $\alpha = \tau\omega$ и $\alpha_1 = \tau_1\omega$.

Таким образом, для каждого монохроматического колебания, будь то свободного или вынужденного, результаты по обеим гипотезам совпадают при условии

$$\alpha = \tau p \quad \text{и} \quad \alpha_1 = \tau_1 p, \quad (24)$$

где p — частота колебаний вынужденных или свободных.

Конечно, гипотезе II следует отдать предпочтение по сравнению с гипотезой I, так как они эквивалентны в отношении простоты результатов и, вместе с тем, гипотеза II значительно лучше отображает действительную картину рассеяния энергии, нежели гипотеза I.

Поэтому, при моделировании динамики упругих систем следует по возможности придерживаться гипотезы II.

В приборах же, моделирующих колебания сооружений, магнитные или жидкостные демпферы нами заменены сухими демпферами на базе каучуковых, пробковых, волокнистых и прочих материалов с высокими поглощающими свойствами.

Институт стройматериалов
и сооружений АН Армянской ССР

Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ

Էներգիայի ցրման մասին առաձգական տատանումների ժամանակ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ առաձգական տատանումների ժամանակ հնարավոր է հաշվել ներքին շփման ուժերը, եթե ներքին առաձգական ուժերը τ մեծությունը առաջ տեղափոխվեն համապատասխան ձևափոխություններից, որտեղ τ — փոքր դրական մեծություն է:

Աշխատանքում տրված են երկու հիպոթեզներ: I հիպոթեզան, որտեղ τ ընդունված է հաստատուն մեծություն, խնդիրը բերում է Ֆուգիի հիպոթեզային, այն տարբերությամբ, որ ներքին շփման ուժը միավոր արագության դեպքում արտահայտող գործակիցը ունի այլ կառուցվածք:

II հիպոթեզան ընդունում է, որ $\tau = \tau p$ գործակիցը հաստատուն է, որտեղ p — ազատ կամ ստիպողական տատանումների հաճախականությունն է, և այդ կապակցությամբ խնդիրը բերում է (17) տիպի դժային դիֆերենցիալ հավասարումներին, այսինքն բարձր կարգի փոքր մեծությունների ճշտությամբ Ե. Ս. Սորոկինի ստացած արդյունքներին:

Մեր կողմից ներկայացվող II հիպոթեզան ավելի ընդհանուր է, քան Սորոկինի հիպոթեզան և թույլ է տալիս ընդլայնելու վերջինիս արդյունքների կիրառման սահմանները, և դրա հետ մեկտեղ ավելի հարմար է մաթեմատիկական արտահայտություն կոմպակտ լինելու պատճառով:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ М. И. Бать, ПММ, т. IV, вып. 3, 1940. ² Н. Н. Давиденков, ЖТФ, т. VIII, вып. 6, 1938. ³ И. Л. Корчинский, Расчет строительных конструкций на вибрационную нагрузку, Стройиздат, 1948; ⁴ Е. Б. Луц, ПММ, т. I, вып. 3, 1938. ⁵ А. Г. Назаров, Тр. Тбил. геофиз. инст., т. II, 1937; ⁶ Д. Ю. Панов, ПММ, т. IV, вып. I. ⁷ Г. С. Писаренко, ЖТФ, т. XIX, вып. 12, 1949. ⁸ Ю. Н. Работнов, ПММ, т. XVI, вып. I, 1952. ⁹ Е. С. Сорокин, Метод учета неупругого сопротивления материала при расчете конструкций на колебания. Сб. исследования по динамике сооружений. Стройиздат, 1951. ¹⁰ Роуэтт, Proc. Roy. Soc. (A), 89, 1913. ¹¹ Кимбалл, Phys. Rev. 21, 1923.

ГЕОЛОГИЯ

А. А. Атабекян

Открытие среднеэоценовых вулканогенных отложений в
Казахском районе Азербайджанской ССР

(Представлено К. Н. Паффенгольцем 29 III 1952)

В районе правобережья рек Джокас и Акстафа (к югу и юго-западу от гор. Казах) из-под террасовых аллювиальных отложений выступают вулканогенно-осадочные породы в виде изолированных друг от друга невысоких гряд и останцев. Породы эти представлены разнообразными порфиритами¹ (лабрадоровыми, авгитовыми, авгитово-плагиоклазовыми), а также известковистыми песчаниками и песчанистыми известняками.

Самые нижние горизонты указанных пород обнажены в районе сел. Демирчлар, где они представлены тонкослоистыми серыми и темносерыми авгитово-плагиоклазовыми и плагиоклазовыми порфиритами, с мелкими округлыми пустотами. Слагают они отдельные вершины и гряды, а у сел. Демирчлар погружаются под четвертичные террасовые отложения, широко развитые в пределах Курийской депрессии.

На правом берегу р. Акстафа, в районе с. Мусакей, вулканогенно-осадочные породы имеют более широкое развитие, слагая вершины Гамеши-чал, Кафторы и Ддеван; вместе с вышеупомянутыми породами района сел. Демирчлар они занимают площадь в 9,5 кв. км.

Непосредственный контакт вулканогенно-осадочных пород с нижележащими отложениями констатирован лишь в одном пункте—к юго-западу от сел. Демирчлар (по правобережью р. Джокас): раньше этот контакт считался тектоническим (¹). Здесь указанная вулканогенная толща налегает на светлые известняки кампана, охарактеризованного морскими ежами.

Подобные вулканогенно-осадочные породы развиты также и на междуречном пространстве нижних течений правых притоков р. Куры—рр. Гасан-су и Акстафа; по левому берегу р. Гасан-су они перекрываются карбонатной толщей сенона. Видимо, на основании этого факта вулканогенно-осадочная толща всего Казахского райо-

¹ Определения К. Н. Паффенгольца.

на, расположенная западнее, предыдущими исследователями (^{1, 2, 3}) была отнесена к нижнему турону.

Детальные исследования, производившиеся автором в 1950 г. в целях уточнения стратиграфии меловых отложений бассейна р. Акстафа в пределах Армянской ССР, показали, что тектоника указанного района является более сложной, чем предполагали ранее, и что часть упомянутых вулканогенных отложений, занимающих площадь в 9,5 кв. км, должна быть отнесена к среднему эоцену.

По правобережью р. Акстафа, на южном и юго-западном склонах г. Гамеши-чал, в средних горизонтах вулканогенно-осадочной толщи обнаружены прослой (линзовидные) рыхлых средне- и мелкозернистых известковистых песчаников и более плотных мелкозернистых песчаных известняков желтоватого цвета с редкими небольшими гальками разнообразных пород; замечено, что галек ниже лежащих авгитово-плагиоклазовых порфиритов здесь не наблюдается.

В основании линзовидного тела залегает слой грубо-зернистых песчаников с редкой, но хорошо окатанной галькой заведомо кампанских известняков, диаметром до 6,5 см.

Максимальная мощность этого линзовидного тела достигает 38 м, протяженность же по простиранию не превышает 300 м.

В этих песчаных известняках автору удалось собрать *Pecten* sp., *Trochus* sp., устрицы, а также богатую нуммулитовую фауну, среди которой А. А. Габриеляном определены: *Nummulites sub-aticus* Douv., *Nummulites ataticus* Leym., *Nummulites sub-ramondi* de la Harpe, *Assilina granulosa* d'Arch. Этот комплекс фауны достаточно точно датирует среднеэоценовый (лютетский) возраст вмещающих отложений.

Вышеописанная вулканогенно-осадочная толща среднего эоцена слагает довольно широкую синклинальную складку антикавказского (северо-восточного) простирания и вместе с нижележащими верхнемеловыми отложениями погружается под куринскую депрессию.

Ось этой синклинали, повидимому, проходит примерно вдоль левобережья р. Акстафа. Вдоль юго-восточного крыла указанной складки проходит сброс (установленный К. Н. Паффенгольцем в 1951 г.) того же простирания, отделяющий вулканогенные отложения эоцена от вулканогенно-обломочного нижнего турона (²) левобережья р. Гасан-су.

Установление среднеэоценовых отложений в указанном районе (на северо-восточном склоне Малого Кавказа) имеет существенное значение для уточнения ряда вопросов, касающихся истории геологического развития данной области в палеогеновое время. Далее этот факт может пролить свет и на вопрос о взаимоотношениях некоторых геоструктурных зон и, в частности, о взаимоотношениях Аджаро-триалетской складчатой зоны с другими структурными зонами Малого Кавказа.

**Միջին էոցենի հրաբխածին նստվածքների հայեցաբերումը
Ադրբեջանական ՍՍՌ-՝ Ղազախի երջանում**

Հոգվածում քննության է առնվում Ադրբեջանական ՍՍՌ-՝ Ղազախի շրջանում տարածված հրաբխային առաջացումների հասակի հարցը: Դրանք այստեղ ներկայացված են ավելի տալիս գիտական պարզություններով և կրային ավազաքարերով:

1950 թ. դաշտային հետազոտությունների և հավաքած երկրաբանական նյութերի լաբորատոր մշակման հիման վրա, հեղինակը Ղազախի շրջանի (Աղստաֆա գետի ավազան) հրաբխանստվածքային ապարների մի մասը, որը զբաղեցնում է 9,5 քառ. կմ տարածություն, վերագրում է միջին էոցենին: Նախորդ հետազոտողները (1, 2, 3) սրանք վերագրել են ստորին սուլրոնին:

Միջին էոցենի ստորին հորիզոնները ներկայացված են թերթավորված ու ծակոտկեն պորֆիրիտներով և Ջոզագ գետի (Աղստաֆա գետի ձախ վտակը) աջ ափում՝ Դեմիրչլար գյուղի շրջանում, տեղադրված են կամպանի կրաքարերի լվացված մակերեսի վրա: Իսկ նրա վերին հորիզոնները ներկայացված են մուգ մոխրագույն ավելի տալիս գիտական պարզություններով և մերկանում են Գամեշի-չալ, Կաֆտորի ու Դեհան քարձուներում: Հաստվածքի միջին հորիզոններում՝ Գամեշի-չալի հարավային ու հարավ-արևմտյան լանջերում մերկանում է նումուլիտային ֆաունա պարունակող կրային ավազաքարերի մի լինդաձև մարմին, որի ստորին մասում դիտվում են սենոնի կրաքարերի ու մերգելների զլաքարեր:

Միջին էոցենի նշված նստվածքները առաջացնում են հյուսիս-արևելյան տարածում ունեցող մի լայն սենկլինալ ծալք և վերին կավճի ապարների հետ խորասուզվում չորրորդականի նորագույն նստվածքների տակ:

Ղազախի շրջանում էոցենի նստվածքների հայտնաբերմամբ ճշտվում է տվյալ վայրի պալեոգենի ժամանակաշրջանի գեոլոգիական պատմության ընթացքը: Այդ հանգամանքը որոշ նշանակություն կարող է ունենալ նաև առանձին գեոստրուկտուրային գոնանների փոխհարաբերությունը պարզելու համար:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

¹ К. Н. Паффенгольц, Армутлы-кульп. Тр. ВГРО, вып. 353, 1934. ² К. Н. Паффенгольц, От Казаха до Дилижана. Экскурсия по Кавказу. Армянская ССР. Междунар. геол. конгр., 17-я сесс., Л.—М., Онти, 1937. ³ В. Е. Хаин, Изв. АН Аз. ССР, № 11, 1947.

ХИМИОТЕРАПИЯ

Г. М. Пароникян

Изучение трихомонацидной активности монадина

(Представлено А. Л. Мнджояном 23 I 1953)

Жгутиковое простейшее, *Trichomonas vaginalis* является причиной широко распространенного заболевания женской половой сферы—трихомонадного кольпита. По литературным данным, *Trich. vaginalis* обнаруживается у 27,5—64,5% общего количества гинекологических больных (1, 2, 3). Следует отметить, что кроме женщин, данное простейшее обнаруживается у 15—37% мужчин, страдающих неспецифическими уретритами и простатитами (4, 5, 6).

Несмотря на широкое распространение трихомониаза среди населения, достаточно эффективных химиотерапевтических средств против указанной инфекции пока еще нет. Те методы лечения, которые применяются сейчас, являются эмпирическими и ненадежными.

Задача изыскания новых более эффективных химиотерапевтических средств для борьбы с трихомонадной инфекцией весьма актуальна.

Исходя из этих соображений, в лаборатории фармацевтической химии Академии наук Арм. ССР в 1948 году, под руководством А. Л. Мнджояна, был синтезирован новый препарат *монадин*. Препарат представляет собой крупнокристаллический порошок белого цвета с точкой плавления 82—83°. В воде растворяется в разведении 1:200. По химическому строению препарат относится к группе уретанов, получается из доступного и дешевого сырья.

Известно, что среди прочих свойств производные уретанового ряда обладают протистоцидным действием. В связи с этим, изучение полученного нами препарата в указанном направлении представляет большой интерес.

Испытание препарата in vitro. Протистоцидное действие монадина изучалось *in vitro* на культуре *Trichomonas vaginalis*. В опытах были использованы 15 штаммов, выделенных нами от больных на различных стадиях инфекции, не подвергавшихся лечению.

Испытание препарата *in vitro* проводилось двумя методами. На покровные стекла наносились равные капли различных разведений испытуемого препарата в физиологическом растворе. В каждую кап-

лю прибавлялась одна петля нативной среды (содержимое влагиалища, взятое у больной перед опытом), содержащая в большом количестве активные трихомонады. Покровное стекло покрывалось предметным с луночкой, края которой смазывались вазелином. В приготовленных таким образом висячих каплях находилось в среднем 4—5 трихомонад в поле зрения микроскопа (600 X). Контролем служила взвесь трихомонад в физиологическом растворе. Опытные и контрольные висячие капли помещались во влажную камеру и переносились в термостат при температуре 37°C.

Результат действия испытуемого препарата на трихомонады учитывался непосредственным наблюдением под микроскопом.

С этой целью висячие капли в разное время выносились из термостата и микроскопировались. Микроскопирование производилось сразу же после постановки опыта и в дальнейшем повторялось через 10, 20, 40 минут, 1, 2, 3, 4, 5, 8, 10 и 24 часа.

Другой метод заключался в том, что в стерильные склянки из-под пенициллина разливалось по 8 см³ различных разведений монадина. В каждую склянку вносились по 0,4 см³ культуры *Trich. vaginalis*, содержащих 400 тысяч активных особей, подсчитанных гемцитометром. Простейшие, взятые в опыт, культивировались на среде Павловой совместно с сопутствующей бактериальной флорой. Контролем служила взвесь трихомонад на питательной среде без препарата. Опытные и контрольные склянки хранились в термостате при температуре 37°C. Окончательный результат действия препарата на флягеллят в склянках учитывался через 48 часов после начала опыта. Со дна каждой склянки доставалось содержимое и микроскопировалось. Из тех склянок, где отсутствовали подвижные трихомонады, производились посевы на питательную среду, для проверки их жизнеспособности.

Результаты, полученные при испытании препарата *in vitro* указанными выше двумя методами, оказались почти одинаковыми. Эти опыты дали возможность выявить протистоцидные свойства монадина и вариации естественной чувствительности всех взятых в опыт штаммов к этому препарату. По степени чувствительности к препарату штаммы можно разделить на три группы. В первую группу отобраны наиболее чувствительные к действию препарата (8 штаммов), во вторую группу—штаммы средней чувствительности (5 штаммов), в третью—наиболее устойчивые (2 штамма). Результаты исследований приведены на рис. 1, где по линии ординат отложен титр разведения препарата, а по линии абсцисс—время гибели трихомонад.

Как видно из рисунка 1, при разведении препарата 1:100 все штаммы погибают в течение 20—40 минут; при разведении 1:200 штаммы первой группы погибают в течение 40 минут, штаммы второй группы—в течении 60 минут, устойчивые штаммы—за два с лишним часа. Примерно такую же картину можно видеть и при последующих разведениях препарата; так, при разведении 1:500 трихо-

Как видно из таблицы, монадин в разведении 1:1000 убивает все штаммы трихомонад в течение 24 часов. Осарсол в той же концентрации убивает не все штаммы трихомонад за указанное время, штаммы третьей группы оказались устойчивыми к нему. Из этой же таблицы видно, что в одних и тех же концентрациях гибель простейших под воздействием монадина наступает раньше чем у осарсола. Таким образом, можно констатировать, что монадин обладает заметным действием на трихомонад и своими протистоцидными свойствами отличается от осарсола.

В параллельных опытах изучалось влияние нормальной лошадиной сыворотки и нативной среды на силу протистоцидного действия монадина. В результате опытов выяснилось, что сыворотка (в количестве 25%) и нативная среда заметно не влияют на активность испытуемого препарата.

Испытание препарата in vivo. Результаты, полученные нами при испытании препарата in vitro, послужили основанием для дальнейшего его изучения в опытах in vivo.

Опыты in vivo на экспериментальной трихомонадной инфекции, разработанной нами, проводились на белых мышах. В опыт брались 3 группы мышей по 20 штук в каждой группе, одинаковых по возрасту и весу. Трихомонады, культивируемые нами на среде Павловой и очищенные от сопутствующей микрофлоры добавлением антибиотиков, вводились подкожно мышам первой группы. Лечение мышей монадином начиналось спустя 6 часов после заражения и проводилось в дальнейшем один раз в сутки в течение 4 дней. Мышам подкожно вводилось по 0,5 см³ раствора препарата 1:200 (разведение готовилось на физиологическом растворе), что в общей сложности на курс лечения одной мыши составляло 10 мг препарата. Второй группе мышей вводили только культуру (контроль инфекции), третьей группе вводили только препарат. Инфекция у мышей проявляется местно, в виде абсцесса на месте введения чистой культуры *Trichomonas vaginalis*. В таблице 2 приведены результаты опытов по лечению мышей монадином.

Таблица 2

Животные, взятые в опыт	Трихомонадных абсцессов нет	Наличие активных трихомонад в абсцессе		
		нет	1--4 в п/зр. микроскопа	5 и выше в п/зр. микроск.
Мыши, леченные монадином	20%	60%	20%	нет
Мыши, нелеченные (контрольные)	—	—	45%	55%

Из данных таблицы 2 видно, что у леченных мышей к концу опыта в 20% случаев трихомонадные абсцессы полностью исчезли, у 60% мышей в абсцессе активных трихомонад не удалось найти,

и только у 20⁰/₀ мышей в абсцессах были обнаружены активные трихомонады: 1—4 в поле зрения микроскопа (300 X). У всех контрольных мышей (нелеченных) трихомонадные абсцессы сохранились. Активные трихомонады в этих абсцессах обнаруживались во всех случаях, причем количество трихомонад в абсцессах было значительно больше, чем у леченных мышей.

Результаты, полученные в опытах *in vivo*, показывают, что монадин оказывает выраженное лечебное действие при экспериментальной трихомонадной инфекции белых мышей.

Токсические свойства монадина. Определение острой токсичности: мышам, весом 18—20 г, подкожно вводилась доза препарата от 50 до 400 мг/кг, на каждую дозу бралось по 5 мышей. 50-процентная смертельная доза методом суммирования оказалась равной 300 мг/кг, хорошо переносимой дозой—150 мг/кг. При введении препарата через рот токсической дозой оказалось 1500 мг/кг, хорошо переносимой дозой—1000 мг/кг.

Кролику вводилось в ушную вену в течение первого часа 10 мг/кг, второго часа—20 мг/кг, третьего часа—40 мг/кг препарата, что в сумме составляет 70 мг/кг препарата. Признаков отравления не наблюдалось, только было заметно незначительное двигательное возбуждение в течение 10—15 минут после введения, а затем незначительное угнетение.

Децеребрированной кошке в течение 5 часов было введено внутривенно 90 мг/кг препарата (в течение первого часа 5 мг/кг, второго часа—10 мг/кг, третьего часа—15 мг/кг, четвертого часа—20 мг/кг и пятого часа—40 мг/кг препарата). Никаких изменений со стороны дыхания и кровяного давления не наблюдалось.

Определение хронической токсичности: в опыт бралось 20 кроликов весом 2,0—2,5 кг. 10 кроликам ежедневно, в течение 15 дней, вводилось подкожно 75 мг препарата на один кг веса животного. 10 контрольным кроликам подкожно вводился физиологический раствор. У опытных и контрольных кроликов изучались картина крови, ректальная температура и вес. Кровь кролика исследовалась до введения препарата и в течение опыта через каждые 5 дней. Вес и ректальная температура отмечались ежедневно. В течение указанного времени никаких заметных изменений со стороны крови, веса и температуры у подопытных кроликов не наблюдалось.

Местное действие препарата: действие препарата на слизистые оболочки изучалось путем однократного накапывания в конъюнктивный мешок кролика 8,5⁰/₀ раствора препарата в глицерине. Контролем служил второй глаз кролика, куда вносилась капля чистого глицерина. Наблюдение длилось 24 часа. За это время препарат не оказал заметного действия. На основании всех приведенных данных можно сделать заключение, что испытуемый препарат слабо токсичен и в лечебных дозах не оказывает токсического действия.

Выводы: Изложенные нами экспериментальные данные позволяют сделать следующие выводы:

1. Монадин обладает выраженной активностью по отношению к культуре *Trichomonas vaginalis*, превышающей таковую осарсола.

2. Протистоцидное действие монадина не снижается в присутствии белка сыворотки.

3. Монадин оказывает сильное лечебное действие при экспериментальной трихомонадной инфекции белых мышей.

4. Испытуемый препарат в лечебной дозе не обладает токсическим действием.

5. Учитывая указанные свойства монадина, мы считаем возможным рекомендовать его для клинического испытания при лечении трихомонадного кольпита.

Лаборатория фармацевтической химии
АН Армянской ССР

Գ. Մ. ՊԱՐՈՆԻԿՅԱՆ

Մոնադինի տրիխոմոնազիդ ակտիվության ուսումնասիրությունը

Նոր տրիխոմոնազիդ պրեպարատ-մոնադինը սինթեզված է Հայկական ՍՍՌ Գիտությունների ակադեմիայի դեղագործական քիմիայի լաբորատորիայում: Մոնադինի ուսումնասիրությունը կատարված է *in vitro* *Trichomonas vaginalis* կուլտուրայի 15 շտամների վրա և *in vivo* սպիտակ մկների տրիխոմոնազ ինֆեկցիայի էքսպերիմենտալ մոդելի վրա: Ուսումնասիրված են նաև մոնադինի տոքսիկ հատկությունները:

Մեր կողմից շարադրված էքսպերիմենտալ տվյալները թույլ են տալիս անել հետևյալ եզրակացությունները:

1. Մոնադինը ունի դրալի ակտիվություն *Trich. vaginalis*-ի նկատմամբ, որը գերազանցում է օսարսոլի ակտիվությունը:

2. Մոնադինի պրոտիստոցիդ ազդեցությունը չի պակասում սիճուկի սպիտակուցի ներկայությամբ:

3. Մոնադինը ցույց է տալիս ուժեղ բուժիչ ազդեցություն սպիտակ մկների տրիխոմոնազ ինֆեկցիայի էքսպերիմենտալ մոդելի վրա:

4. Հետազոտվող պրեպարատը բուժիչ դրոշմում չունի տոքսիկ ազդեցություն:

5. Նկատի ունենալով մոնադինի վերոհիշյալ հատկությունները, մենք հնարավոր ենք գտնում հանձնարարել նրան կլինիկական ուսումնասիրության — տրիխոմոնազ կուլտի-տի բուժման ժամանակ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Е. А. Молдавская, Свет, Акуш. и гинекол., 10, 1171—1174, 1936. ² Е. А. Вязь-
менская, Акуш. и гинекол., 2, 79—82, 1938. ³ Е. Г. Суворкина, Акуш. и гинекол., 6,
44—46, 1950. ⁴ В. Ф. Печерский, Сов. мед., 3, 21—23, 1951. ⁵ Л. Фее, Am. J. Trop.
Med., 24, 195—219, 1944. ⁶ P. Pot, Ven. Dis. Inf., 25, 6, 163—167 1944.

