

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ТУРКМЕНСКОЙ ССР

СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ,
ХИМИЧЕСКИХ и ГЕОЛОГИЧЕСКИХ
НАУК

4 • 1 9 7 8

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор — ак. АН ТССР **О. О. Овезгельдыев**. Заместители главного редактора — ак. АН ТССР **А. А. Бердыев** и чл.-корр. АН ТССР **О. А. Одеков**. Ответственный секретарь — к. ф.-м. н. **А. А. Аширов**. Академики АН ТССР **В. А. Баум**, **А. Н. Ниязов**, **С. Р. Сергиенко**; члены-корреспонденты АН ТССР **Я. А. Агаев**, **О. Г. Худай-Веренов**; д. г.-м. н. **Я. А. Ходжакулиев**; к. ф.-м. н. **А. А. Ханбердиев**, **Г. М. Мясикгулиев**; к. т. н. **М. К. Курбанов**.

© Издательство «Ылым». «Известия Академии наук Туркменской ССР, серия физико-технических, химических и геологических наук», 1978.

ТУРКМЕНИСТАН ССР
ЫЛЫМЛАР АКАДЕМИЯСЫНЫҢ
Х А Б А Р Л А Р Ы

ФИЗИКА-ТЕХНИКИ, ХИМИКИ ВЕ ГЕОЛОГИК
ЫЛЫМЛАРЫҢ СЕРИЯСЫ

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК
ТУРКМЕНСКОЙ ССР

СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ, ХИМИЧЕСКИХ
И ГЕОЛОГИЧЕСКИХ НАУК

4

1978

«ЫЛЫМ» НЕШИРЯТЫ · АШГАБАТ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЫЛЫМ» · АШХАБАД

PROCEEDINGS
OF THE ACADEMY OF SCIENCES
OF THE TURKMEN SSR

SERIES OF PHYSICO-TECHNICAL, CHEMICAL
AND GEOLOGICAL SCIENCES

4

1978

«YLYM» PUBLISHING HOUSE
Ashkhabad

УДК 62-50

Ю. Б. СЕЙСОВ

ОБ ОПТИМАЛЬНОСТИ УПРАВЛЕНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ФАЗОВЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ

Постановка задачи

Пусть поведение объекта описывается дифференциальным уравнением

$$\dot{x} = f(x, u), \quad (1)$$

ограничение на управление $u = (u^1, \dots, u^r)$ записывается в виде $u \in U$, где U — некоторый компакт в евклидовом пространстве R^r . Ограничение на фазовые координаты $x \in G$ предположим заданным неравенством

$$g(x) \leq 0,$$

где скалярная функция $g(x)$ определена и имеет непрерывные частные производные второго порядка вблизи границы $g(x) = 0$ и вектор $\frac{\partial g(x)}{\partial x}$ нигде на границе в нуль не обращается.

Класс допустимых управлений определим как множество всех кусочно-гладких вектор-функций $u(t)$ с разрывами первого рода со значениями из области U . Компоненты вектор-функции $f(x, u) = (f^1(x, u), \dots, f^n(x, u))$ предполагаются непрерывными и непрерывно дифференцируемыми по всем координатам векторов x, u на прямом произведении $G^* \times U^*$, где G^*, U^* — открытые множества, содержащие соответственно G и U .

Задача быстрогодействия состоит в нахождении среди всех допустимых управлений, для которых соответствующие фазовые траектории целиком расположены в замкнутой области G , такого управления $u(t)$ и соответствующей траектории $x(t)$, переводящего объект (1) из заданного положения x_0 в заданное положение x_1 наибыстрейшим образом.

Естественно, оптимальная траектория в задачах управления при наличии фазовых ограничений может частично проходить по границе области G или иметь отдельные изолированные общие точки с ней.

В работе [1] получены необходимые условия оптимальности для задач управления при наличии фазовых ограничений, приведены условия сопряжения участков оптимальной траектории, расположенных в

открытом ядре области G , с участками, целиком принадлежащими границе этой области G .

Ниже приводится обобщение достаточных условий оптимальности, полученных в работе [2], с целью применения их при рассмотрении поставленной задачи быстрогодействия.

Оптимальные траектории на границе области

Воспользуемся понятиями и обозначениями, принятыми в работе [1]. Пусть $x_*(t)$, $t_0 \leq t \leq t_1$ — регулярная траектория уравнения (1), соответствующая управлению $u_*(t)$ и целиком лежащая на границе области G . (Определение регулярной траектории дано на с. 291 [1]). Рассмотрим функции

$$P(x, u) = \left(\frac{\partial g(x)}{\partial x}, f(x, u) \right),$$

$$H(\psi, x, u) = (\psi, f(x, u));$$

$$m(\psi, x) = \sup_{u \in \omega(x)} H(\psi, x, u),$$

где $\omega(x)$ — множество всех точек $u \in U$, относительно которых регулярна точка x . Отметим также, что если x — регулярная точка границы $g(x)=0$ относительно точки $u \in U$ и для некоторого вектора ψ выполняется равенство $H(\psi, x, u) = m(\psi, x)$, то, согласно правилу множителей Лагранжа, существуют действительные числа $\lambda, v_1, \dots, v_s$, что

$$\frac{\partial H(\psi, x, u)}{\partial u} = \lambda \frac{\partial P(x, u)}{\partial u} + \sum_{\alpha=1}^s v_\alpha \frac{\partial g_\alpha(u)}{\partial u}, \quad (2)$$

где $g_\alpha(u)$, $\alpha = \overline{1, s}$, — функции, определяющие множество U в окрестности граничной точки u множества U .

Пусть $x_*(t)$, $u_*(t)$, $\psi_*(t)$, $\lambda(t)$, $t_i \leq t \leq t_1$, удовлетворяют необходимым условиям оптимальности, задаваемым теоремой 22 [1], то есть $\psi_*(t)$ — непрерывна, $\lambda(t)$ — кусочно-непрерывная и кусочно-гладкая; удовлетворяются равенства

$$\frac{dx_*}{dt} = \frac{\partial H_*}{\partial \psi} \equiv f_*;$$

$$\frac{d\psi_*}{dt} = -\frac{\partial H_*}{\partial x} + \lambda(t) \frac{\partial P_*}{\partial x}; \quad (3)$$

$$H_* = m(\psi_*(t), x_*(t)) = \text{const} \geq 0 \quad (4)$$

и, кроме того,

а) $\psi_*(t_0)$ отличен от нуля и касается границы $g(x)=0$ в точке x_0 ;

б) $\frac{d\lambda(t)}{dt} \leq 0$ во всех точках дифференцируемости функции $\lambda(t)$.

Функция $\lambda(t)$ определяется из условия (4) как множитель Лагранжа в формуле (2).

(Индекс $*$) означает, что соответствующие функции вычисляются на рассматриваемом процессе $\{x_*(t), u_*(t), \psi_*(t)\}$.

Теорема 1. При сделанных предположениях для оптимальности процесса $\{x_*(t), u_*(t)\}$, $t_0 \leq t \leq t_1$ достаточно выполнения следующих условий:

$$A. m(\psi_*(t), x) - m_* - \left(\frac{\partial H^*}{\partial x} - \lambda(t) \frac{\partial P^*}{\partial x} \right) (x - x_*(t)) < 0$$

при $(\psi_*(t), x - x_*(t)) = 0, x \in G, x \neq x_*(t), t_0 \leq t \leq t_1;$

Б. $m_* > 0;$

В. существует на отрезке $[t_0 - (t_1 - t_0), t_0]$ такое допустимое управление $W(t)$, что соответствующая траектория $y(t) \in G$ с краевым условием $y(t_0) = x(t_0)$ полностью расположена в полупространстве $(\psi_*(t_0), x - x_0) \leq 0$.

Доказательство. На множестве $G^* \times [t_0, t_1]$ рассмотрим функцию

$$\varphi(x, t) = (\psi_*(t), x - x_*(t)).$$

Эта функция непрерывна и, так как $\frac{\partial \varphi(x, t)}{\partial x} = \psi_*(t)$, непрерывно дифференцируема по x , а функция $\partial \varphi(x, t) / \partial t$ (в чем нетрудно убедиться) претерпевает разрывы первого рода на поверхностях $t = \tau_i, \text{const}, i = 1, N$, причем $N < \infty$.

Рассмотрим в пространстве R^{n+1} произвольную траекторию системы дифференциальных уравнений

$$\dot{x} = f(x, u),$$

$$\dot{x}^{n+1} = 1,$$

соответствующую допустимому управлению $u(t)$ и целиком расположенную в замкнутой области $G \times [t_0, t_1]$ с начальным условием

$$x(t_0) \in G, x^{n+1}(t_0) = t_0,$$

удовлетворяющим неравенству

$$\varphi(x(t_0), t_0) = (\psi_*(t_0), x(t_0) - x_0) \leq 0.$$

Покажем, что

$$(\psi_*(t), x(t) - x_*(t)) \leq 0, t_0 < t \leq t_1.$$

Действительно, уравнение $\varphi(x, t) = 0$ определяет на множестве $G^* \times [t_0, t_1]$ некоторую поверхность, гладкость которой может нарушаться лишь на поверхностях $t = \tau_i$ ($i = 1, N$). Эта поверхность «непроницаема» для рассматриваемой траектории. Докажем это. Пусть при некотором $t = \xi$

$$\varphi(x(\xi), \xi) = 0,$$

а при $\xi < t < \eta$ траектория $x(t)$ такова, что

$$\varphi(x(t), t) > 0.$$

Число η выбирается таким образом, чтобы ни одно из τ_i ($i = 1, N$) не содержалось в интервале (ξ, η) . Имеем

$$0 < \varphi(x(t), t) = \varphi(x(\xi), \xi + 0) + \frac{\partial \varphi(x(\xi), \xi + 0)}{\partial x} \cdot f(x(\xi), u(\xi + 0)) +$$

$$+ \frac{\partial \varphi(x(\xi), \xi+0)}{\partial t} + 0(t-\xi) \leq m(\psi_*(\xi), x(\xi)) - m_* -$$

$$- \left(\frac{\partial H_*}{\partial x} - \lambda(\xi) \frac{\partial P_*}{\partial x} \right) (x(\xi) - x_*(\xi)) + 0(t-\xi).$$

Выбирая t достаточно близким к ξ и учитывая условие А, будем иметь

$$\varphi(x(t), t) \leq 0.$$

Получили противоречие.

Если дополнительно предположить, что рассматриваемая траектория $x(t)$ такова, что $x(t_0) = x_0$, то

$$(\psi_*(t_1), x(t) - x_*(t_1)) \leq 0, \quad t_0 \leq t \leq t_1. \quad (5)$$

В самом деле, предположим, что при некотором $t = \xi$, $t_0 \leq \xi \leq t_1$, выполнено неравенство

$$(\psi_*(t_1), x(\xi) - x_*(t_1)) > 0.$$

Воспользуемся условием В. Рассмотрим траекторию $z(t)$ системы (1), исходящую при $t = t_0$ из точки $z(t_0) = y(t_0 - t_1 + \xi)$ и соответствующую управлению

$$v(t) = \begin{cases} W(t - t_1 + \xi), & t_0 \leq t \leq t_0 + t_1 - \xi, \\ u(t - t_1 + \xi), & t_0 + t_1 - \xi \leq t \leq t_1. \end{cases}$$

Тогда для $z(t)$ имеем следующее представление:

$$z(t) = \begin{cases} y(t - t_1 + \xi), & t_0 \leq t \leq t_0 + t_1 - \xi, \\ x(t - t_1 + \xi), & t_0 + t_1 - \xi \leq t \leq t_1. \end{cases}$$

Имеем

$$\varphi(z(t_0), t_0) = (\psi_*(t_0), z(t_0) - x_*(t_0)) = (\psi_*(t_0), y(t_0 - t_1 + \xi) - x_*(t_0)) \leq 0$$

$$z(t_0) = y(t_0 - t_1 + \xi) \in G.$$

Наконец, управление $v(t)$, $t_0 \leq t \leq t_1$, допустимо, а траектория $z(t) \in G$ $t_0 \leq t \leq t_1$, поэтому

$$(\psi_*(t_1), z(t_1) - x_*(t_1)) \leq 0.$$

Но $z(t_1) = x(\xi)$, следовательно,

$$(\psi_*(t_1), x(\xi) - x_*(t_1)) \leq 0,$$

что противоречит сделанному предположению.

Обозначим через $\Omega(\tau)$ множество точек $x \in G$, в которые может быть переведена фазовая точка за время, меньшее или равное $\tau - t_0$ некоторым допустимым управлением $u(t)$, не выводящим фазовую траекторию $x(t)$ за пределы области G . Неравенство (5) означает, что для всех $x \in \Omega(t)$ справедливо

$$(\psi_*(t), x - x_*(t)) \leq 0.$$

Заметим, что из определения множества $\Omega(t)$ следует монотонная зависимость его от t , то есть

$$\Omega(t) \subset \Omega(t + \Delta), \quad \Delta \geq 0.$$

Поэтому $(\psi_*(\tau), x - x_*(\tau)) \leq 0$ при $x \in \Omega(\tau)$, $t_0 \leq \tau \leq t$.
 При $t = t_1$ имеем для всех $x \in \Omega(t_1)$

$$(\psi_*(t_1), x - x_*(t_1)) \leq 0.$$

Остается показать, что

$$x_1 \in \Omega(t_1 - \varepsilon), \quad \varepsilon > 0.$$

Предположим противное, то есть $x_1 \in \Omega(t_1 - \varepsilon)$, тогда

$$\Phi(t_1 - \varepsilon) = \Phi(x_1, t_1 - \varepsilon) = (\psi_*(t_1 - \varepsilon), x - x_*(t_1 - \varepsilon)) \leq 0.$$

В то же время

$$\Phi(t_1) = \Phi(x_1, t_1) = (\psi_*(t_1), x_1 - x_*(t_1)) = 0.$$

Вследствие непрерывности и кусочной дифференцируемости функции $\Phi(x, t)$ на отрезке $[t_1 - \varepsilon, t_1]$ найдется точка ξ , что

$$\frac{d\Phi(\xi)}{dt} \geq 0.$$

Имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi(\xi)}{dt} &= (\dot{\psi}_*(\xi), x_1 - x_*(\xi)) - m_* = \\ &= \left(-\frac{\partial H_*(\xi)}{\partial x} + \lambda \frac{\partial P_*(\xi)}{\partial x}, x - x_*(\xi) \right) - m_* \geq 0. \end{aligned}$$

Устремляя $\xi \rightarrow 0$, имеем $-m_* \geq 0$, что противоречит условию Б теоремы.

Теорема 1 доказана.

Достаточные условия оптимальности

Вернемся к рассмотрению задачи быстрогодействия в исходной постановке. Пусть траектория $x_*(t)$ целиком лежит в замкнутой области G и удовлетворяет необходимым условиям оптимальности, задаваемым теоремой 25 ([1], с. 337). Для упрощения окончательной формулировки результатов предположим, что существует такое управление $v \in U$, что $\dot{f}(x_0, v) = 0$. Это предположение позволяет отбросить условие В в теореме 1. Достаточные условия оптимальности участков траектории, целиком расположенных в открытом ядре области G , задаются теоремой из [2]. Объединяя эти теоремы, покажем, что справедлива следующая.

Теорема 2. Пусть процесс $\{x_*(t), u_*(t), \phi_*(t)\}$, $0 \leq t \leq t_1$, таков, что $x_*(t)$, $0 \leq t \leq t_1$, целиком лежит в замкнутой области G , содержит конечное число точек стыка, и пусть всякий ее участок, лежащий на границе области G , регулярен, а $\psi_*(t)$, $0 \leq t \leq t_1$ — непрерывная функция. Для оптимальности процесса $\{x_*(t), u_*(t)\}$, $0 \leq t \leq t_1$, удовлетворяющего необходимым условиям оптимальности ([1], теорема 25), достаточно, чтобы выполнялись условия А и Б теоремы 1, в которых для участков траектории, лежащих в открытом ядре области G , следует положить $\lambda(t) \equiv 0$, $m(\psi, x) = \sup_{u \in U} H(\psi, x, u)$.

Приводить подробное доказательство этой теоремы не будем.

Отметим лишь, что если τ_1 — первая точка стыка траектории $x_*(t)$, то из условия теоремы 2 следует справедливость неравенства $(\psi_*(\tau_1), x - x_*(\tau_1)) \leq 0, x \in \Omega(\tau_1)$. Далее, если τ_2 — следующая точка стыка, то участок траектории $x_*(t)$, $\tau_1 \leq t \leq \tau_2$, или целиком расположен на границе области G , или же опять в открытом ядре области G .

В первом случае применяется теорема 1, во втором — теорема работы [2]. В обоих случаях устанавливается, что

$$(\psi_*(\tau_2), x - x_*(\tau_2)) \leq 0, x \in \Omega(\tau_2).$$

Продолжая эти рассуждения, приходим к неравенству

$$(\psi_*(t_1), x - x_*(t_1)) \leq 0, x \in \Omega(t_1).$$

Использование условия Б, как и в теореме 1, доказывает оптимальность рассматриваемого процесса.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
11 января 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Понтрягин Л. С., Болтянский В. Г., Гамкрелидзе Р. В., Мищенко Е. Ф. Математическая теория оптимальных процессов. М., «Наука», 1969.
2. Балин Е. А., Сейсов Ю. Б., Хандовлетов М. К достаточным условиям оптимальности. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1977, № 5.

Ю. Б. Сейсов

ФАЗА ЧЭКЛИЛИКЛЕРИ БОЛАН МАХАЛЫНДА ДЕНЉЕМЕЛЕРИЊ ОПТИМАЛЛЫГЫ ХАКЫНДА

Фаза чэклиликлери болан махалында тиз херекет меселелери үчин оптималлыгын етерлик шертлери алынды.

Yu. B. Seisov

ON OPTIMALITY OF ONTROLS UNDER PRESENCE OF PHASES LIMITATIONS

For any problem to be solved in a more rapid way and under presence of phases limitations there were obtained the sufficient conditions of optimality.

О ДОСТАТОЧНЫХ УСЛОВИЯХ ОПТИМАЛЬНОСТИ ПЕРВОГО ПОРЯДКА В ЗАДАЧЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ ПРИ ОГРАНИЧЕННЫХ ФАЗОВЫХ КООРДИНАТАХ¹

В фазовом пространстве E^n переменной $x = (x^1, \dots, x^n)$ дана замкнутая выпуклая область G с гладкой границей, определяемая вблизи границы неравенством

$$g(x) \leq 0,$$

где скалярная функция $g(x)$ определена и имеет непрерывные частные производные второго порядка вблизи границы

$$g(x) = 0$$

и вектор

$$\frac{\partial g(x)}{\partial x} = \text{grad } g(x)$$

нигде на границе в нуль не обращается.

Пусть точки x_0, x_1 лежат в области G . Движение фазовой точки описывается уравнением

$$\frac{dx}{dt} = f(x, u), \quad (1)$$

$$x \in E^n, u \in U,$$

где U — некоторое компактное множество в пространстве E^r , устроенное ([1], с. 290, 291) в окрестности всякой своей граничной точки регулярным образом. Координаты вектор-функции

$$f(x, u) = (f^1(x, u), \dots, f^n(x, u))$$

предполагаются непрерывными и непрерывно дифференцируемыми по x, u на прямом произведении $G^* \times U^*$, где G^*, U^* — открытые множества пространства E^n, E^r , содержащие соответственно G, U .

¹ В данной статье используются определения и обозначения, приведенные в работе [1].

Классом допустимых управлений назовем множество всех кусочно-непрерывных вектор-функций $u(t)$ (с разрывами первого рода), определенных на произвольном отрезке времени (своем для каждой функции), в каждый момент времени принимающих значения из области управления U .

Задача быстрогодействия состоит в нахождении среди всех допустимых управлений, соответствующие фазовые траектории которых целиком расположены в замкнутой области G , такого управления $u(t)$, которое переводит фазовую точку из положения x_0 в положение x_1 наименьшим образом.

Обозначим через $\omega(x)$ множество всех точек $u \in U$, относительно которых ([1], с. 297) регулярна точка x . Рассматривая функцию H переменных $x^1, \dots, x^n, \psi_1, \dots, \psi_n, u^1, \dots, u^r$

$$H(\psi, x, u) = (\psi, f(x, u)) = \sum_{i=1}^n \psi_i f^i(x, u),$$

определим функцию $m(\psi, x)$ следующим образом:

$$m(\psi, x) = \sup_{u \in \omega(x)} H(\psi, x, u),$$

если x лежит на границе области G и $\omega(x) \neq \emptyset$, и

$$m(\psi, x) = \sup_{u \in U} H(\psi, x, u),$$

если x — внутренняя точка области G .

Пусть задано допустимое управление $u(t)$ на отрезке $t_0 \leq t \leq t_1$, переводящее согласно уравнению (1) фазовую точку из положения x_0 в положение x_1 , и такое, что соответствующую траекторию $x(t)$, $t_0 \leq t \leq t_1$, целиком лежащую в замкнутой области G , можно разбить на конечное число участков, каждый из которых либо целиком лежит на границе области G , либо принадлежит (за исключением, быть может, своих концов) открытому ядру области G . Назовем процесс $\{x(t), u(t)\}$, $t_0 \leq t \leq t_1$, экстремальным, если траектория $x(t)$ регулярна ([1], с. 335) и удовлетворяются необходимые условия оптимальности теоремы 25 ([1], с. 345). Согласно этой теореме, существует вспомогательная вектор-функция $\psi(t)$, $t_0 \leq t \leq t_1$, такая, что на участках траектории $x(t)$, лежащих на границе области G , удовлетворяются условия теоремы 22 ([1], с. 299, 300), а на участках траектории, лежащих в открытом ядре области G (за исключением, быть может, концов), справедлив принцип максимума ([1], с. 26, 27) и, кроме того, в каждой ([1], с. 334) точке стыка выполняется ([1], с. 335, 336) условие скачка для вектор-функции $\psi(t)$.

Для определенности будем считать, что если τ , $t_0 < \tau < t_1$, — какой-либо из моментов стыка ([1], с. 334), то

$$\psi^-(\tau) = \psi(\tau-0), \quad \psi^+(\tau) = \psi(\tau+0).$$

Теорема. При сделанных выше предположениях для оптимальности по быстродвижению экстремального процесса $\{x(t), u(t)\}$, $t_0 \leq t \leq t_1$, при условии, что соответствующая ему вектор-функция $\psi(t)$, $t_0 \leq t \leq t_1$, удовлетворяет в каждой точке стыка $x(\tau)$, $t_0 < \tau < t_1$, следующему условию скачка:

$$\psi^+(\tau) = \psi^-(\tau) + \mu \cdot \text{grad } g(x(\tau)), \quad \mu \geq 0, \quad (2)$$

достаточно выполнения условий:

а) на отрезке $t_0 \leq t \leq t_1$ (за исключением, быть может, конечного числа моментов)

$$m(\psi(t), x) < m(\psi(t), x(t)) - \left(\frac{d\psi(t)}{dt}, x - x(t) \right)$$

при всех x из области G , удовлетворяющих уравнению

$$(\psi(t), x - x(t)) = 0, \quad x \neq x(t);$$

$$б) \quad m(\psi(t), x(t)) > 0, \quad t_0 \leq t \leq t_1;$$

в) существует управление $\omega \in U$ такое, что

$$f(x_0, \omega) = 0.$$

Доказательство. На множестве $M = G^* \times [t_0, t_1]$ рассмотрим функцию

$$\varphi(x, t) = (\psi(t), x - x(t)).$$

Эта функция непрерывна, непрерывно дифференцируема по x, t всюду на множестве M , за исключением, быть может, конечного числа подмножеств множества M , определяемых уравнениями $t = \tau, i = 1, \dots, N$, где $\tau_i, i = 1, \dots, N$ — либо моменты стыка, либо моменты, в которые нарушается непрерывность управления $u(t)$. Заметим, что в моменты стыка функция $\varphi(x, t)$ удовлетворяет для любой точки $x \in G$ следующему неравенству:

$$\varphi(x, \tau + 0) \leq \varphi(x, \tau - 0), \quad (3)$$

где τ — любой из моментов стыка. Действительно, принимая во внимание условие скачка (2) и выпуклость множества G , для $x \in G$ имеем

$$\begin{aligned} \varphi(x, \tau + 0) - \varphi(x, \tau - 0) &= (\psi^+(\tau) - \psi^-(\tau), x - x(\tau)) = \\ &= \mu(\text{grad } g(x(\tau)), x - x(\tau)) \leq 0. \end{aligned}$$

Покажем, что для любой фазовой траектории $x_*(t), t_0 \leq t \leq t_1$, соответствующей согласно уравнению (1) допустимому управлению $u_*(t), t_0 \leq t \leq t_1$, и целиком лежащей в замкнутой области G , с начальным условием $x_*(t_0) = x_0$ справедливо неравенство

$$\varphi(x_*(t), t) \leq 0, \quad t_0 \leq t \leq t_1.$$

Предположим, что в некоторый момент $\xi, t_0 < \xi < t_1$,

$$\varphi(x_*(\xi), \xi) = 0, \quad (4)$$

а в интервале (ξ, η)

$$\varphi(x_*(t), t) > 0.$$

Будем считать, что интервал (ξ, η) не содержит $\tau_i, i = 1, \dots, N$, так как в противном случае из-за того, что $N < \infty$, всегда можно подобрать $\eta_*, \xi < \eta_* < \eta$, что интервал (ξ, η_*) не содержит $\tau_i, i = 1, \dots, N$. Для любого $t \in (\xi, \eta)$ имеем

$$0 < \varphi(x_*(t), t) = \varphi(x_*(\xi + 0), \xi + 0) + \frac{\partial \varphi(x_*(\xi + 0), \xi + 0)}{\partial t} +$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{\partial \varphi(x_*(\xi+0), \xi+0)}{\partial x}, \frac{dx_*(\xi+0)}{dt} \right) + (t-\xi) \leq \\
& \leq \varphi(x_*(\xi+0), \xi+0) + m(\psi(\xi+0), x_*(\xi+0)) - m(\psi(\xi+0), x(\xi+0)) + \\
& + \left(\frac{d\psi(\xi+0)}{dt}, x_*(\xi+0) - x(\xi+0) \right) + 0(t-\xi), \\
& \lim_{t \rightarrow \xi} \frac{|0(t-\xi)|}{(t-\xi)} = 0.
\end{aligned}$$

Учитывая равенство (4) и то, что по условию (3)

$$\varphi(x_*(\xi+0), \xi+0) \leq 0,$$

если ξ — момент стыка, получаем, что при t , достаточно близких к ξ , справедливо неравенство $\varphi(x_*(t), t) \leq 0$. Получили противоречие.

Докажем теперь, что

$$\varphi(x_*(t), t_1) \leq 0, \quad t_0 \leq t < t_1. \quad (5)$$

Предположим противное, то есть существует момент ξ , $t_0 \leq \xi < t_1$, в который

$$\varphi(x_*(\xi), t_1) > 0. \quad (6)$$

Рассмотрим фазовую траекторию $z(t)$ уравнения (1) с начальным условием $z(t_0) = x_0$, соответствующую допустимому управлению

$$v(t) = \begin{cases} w, & t_0 \leq t \leq t_0 + t_1 - \xi, \\ u_*(t - t_1 + \xi), & t_0 + t_1 - \xi < t \leq t_1. \end{cases}$$

Для траектории $z(t)$, $t_0 \leq t \leq t_1$, имеем представление

$$z(t) = \begin{cases} x_0, & t_0 \leq t \leq t_0 + t_1 - \xi, \\ u_*(t - t_1 + \xi), & t_0 + t_1 - \xi < t \leq t_1, \end{cases}$$

откуда следует, что она целиком лежит в области G .

Из неравенства $\varphi(z(t), t) \leq 0$, доказанного выше, при $t = t_1$ имеем $\varphi(z(t_1), t_1) \leq 0$. Но $z(t_1) = x_*(\xi)$, значит, $\varphi(x_*(\xi), t_1) \leq 0$, что противоречит предположению (6).

Обозначим через $\Omega(t)$ множество точек $x \in G$, в которые может быть переведена фазовая точка x_0 за время, меньшее или равное $t - t_0$, допустимыми управлениями $u_*(t)$, не выводящими траектории $x_*(t)$ за пределы области G .

Неравенство (5) означает, что для всех $x \in \Omega(t)$ выполняется условие

$$\varphi(x, t) \leq 0.$$

В частности, при $t = t_1$ имеем

$$\varphi(x, t_1) \leq 0, \quad x \in \Omega(t_1).$$

Покажем, что ни при каком достаточно малом положительном числе ε точка x_1 не принадлежит множеству $\Omega(t_1 - \varepsilon)$. (Достаточная малость ε характеризуется тем, что отрезок $[t_1 - \varepsilon, t_1]$ не содержит моментов стыка и моментов, в которые нарушается непрерывность управления $u(t)$, а также требованием выполнимости нижеследующих утверждений).

Предположим противное, а именно: пусть $x_1 \in \Omega(t_1 - \varepsilon)$, где $\varepsilon > 0$, достаточно мало, тогда

$$\varphi(x_1, t_1 - \varepsilon) \leq 0. \quad (7)$$

С другой стороны,

$$\begin{aligned} \varphi(x_1, t_1 - \varepsilon) &= (\psi(t_1 - \varepsilon), x_1 - x(t_1 - \varepsilon)) = \\ &= (\psi(t_1 - \varepsilon), x(t_1) - x(t_1 - \varepsilon)) = (\psi(t_1 - \varepsilon), f(x(t_1 - \varepsilon), u(t_1 - \varepsilon)) \cdot \varepsilon + o(\varepsilon)) = \\ &= \varepsilon \cdot m(\psi(t_1 - \varepsilon), x(t_1 - \varepsilon)) + (\psi(t_1 - \varepsilon), o(\varepsilon)), \end{aligned}$$

где $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\|o(\varepsilon)\|}{\varepsilon} = 0$.

Принимая во внимание условие б) теоремы, малость ε и то, что $\|\psi(t_1 - \varepsilon)\| < \infty$, получаем

$$\varphi(x_1, t_1 - \varepsilon) > 0,$$

что противоречит предположению (7).

Из условия в) теоремы вытекает, что точка x_1 не принадлежит множеству $\Omega(\tau)$, где $\tau < t_1 - \varepsilon$. Теорема доказана.

Условия, аналогичные условиям а) — в) теоремы, приведены в работе [2] в предположении, что вектор-функция $\psi(t)$ непрерывна всюду на отрезке $t_0 \leq t \leq t_1$.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
11 января 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Понтрягин Л. С., Болтянский В. Г., Гамкрелидзе Р. В., Мищенко Е. Ф. Математическая теория оптимальных процессов. М., «Наука», 1976.
2. Сейсов Ю. Б. Об оптимальности управлений при наличии фазовых ограничений. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 4.

Е. А. Балин

ЧӘКЛИ ФАЗА КООРДИНАТЛАРЫНДА ЧАЛТ ХЕРЕКЕТЛИЛИК МЕСЕЛЕСИНДЕ БИРИНЖИ ТЕРТИБИҢ ОПТИМАЛЛЫГЫНЫҢ ЕТЕРЛИК ШЕРТЛЕРИ ХАКЫНДА

Ишде оптималлыгың (2)-де гетирилен, етерлик шертлериниң гошамак мүмкин-чиликлери гөркезилйәр.

E. A. Balin

ON THE FIRST DEGREE OPTIMALITY SUFFICIENT CONDITIONS IN A PROBLEM OF RAPID ACTION IN LIMITED PHASE COORDINATES

The paper deals with an opportunity of relaxation of sufficient optimality conditions given in (2).

УДК 517.91.943

А. Г. БАСКАКОВ
 К. КОРПАЕВ

ОБОБЩЕННЫЕ ПОЧТИ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Изучаются почти периодические решения абстрактных функциональных уравнений, рассматриваемых в однородных функциональных пространствах.

Пусть R — числовая прямая, X — комплексное банахово пространство, $C(R, X)$ — банахово пространство непрерывных ограниченных функций, определенных на R , со значениями в X с $\sup$ нормой, $L(R)$ — банахова алгебра суммируемых на R функций.

Банахово пространство $N=N(R, X)$ локально суммируемых на R со значениями в банаховом пространстве X функций называется однородным, если выполнены следующие условия:

1. Для любого $\varphi \in N$ и для любого $t \in R$ функция $\varphi_t \in N$ и $\|\varphi_t\| = \|\varphi\|$, $(\varphi_t(s) = \varphi(t+s), t, s \in R)$.

2. Для любого $\varphi \in N$ функция $\bar{\varphi}: R \rightarrow N$, $\bar{\varphi}(t) = \varphi_t$ непрерывна.

3. Для любого $\varphi \in N(R, X)$ элемент $\int_a^b \varphi_t dt \in C(R, X)$, и отображение $\varphi \rightarrow \int_a^b \varphi_t dt$ непрерывно.

Функция $\varphi \in N$ называется почти периодической, если семейство $\{\varphi_t\}_{t \in R}$ ее сдвигов относительно компактно в N . Множество $N_0 = N_0(R, X)$ почти периодических функций есть замкнутое подпространство пространства N (см. [1, 2]). Ясно, что пространство Степанова $S_p(R, X)$, равномерно непрерывных относительно нормы Степанова функций, является однородным пространством [3].

Для $\varphi \in N(R, X)$ и $f \in L(R)$ функция $f * \varphi = \int_R f(t) \varphi_t dt$ называется сверткой. Напомним, что последовательность $\{\varphi_n\} \in C(R, X)$ называется c -сходящейся к $\varphi \in C(R, X)$, если она ограничена и равномерно сходится к φ на каждом компакте из R . Последовательность $\{\varphi_n\} \subset N$ называется c, N -сходящейся к $\varphi \in N$, если для любого $\hat{f} \in L(R)$ с компактным носителем $\sup \hat{f} \hat{f}$ ($\hat{f}$ -преобразование Фурье функций $\hat{f}$) функция $\hat{f} * \varphi_n$ c -сходится к $\hat{f} * \varphi$. Заметим, что из свойства 3 однородных пространств следует

Лемма 1. Для любой $f \in L(R)$ и $\varphi \in N(R, X)$, $f * \varphi \in N$.

В работе рассматриваются уравнения вида

$$Lx = \psi, \quad \psi \in N(R, X), \quad (1)$$

где L — линейный, N — замкнутый оператор с областью определения $D(L) \subset N(R, X)$ и со значениями в $N(R, X)$.

Определенная на R операторная функция $H(\lambda)$, для которой при любом $x \in X$ и $\lambda \in R$

$$H(\lambda)x = L(xe^{i\lambda t}) \quad (0),$$

если $xe^{i\lambda t} \in D(L)$, называется характеристической функцией оператора L .

Множество $\rho(H)$ тех $\lambda \in R$, для которых оператор $H(\lambda)$ имеет ограниченный обратный, называется регулярным множеством функции H , а множество $\sigma(H) = R/\rho(H)$ — сингулярным.

Спектром Бёрлинга $s(\varphi)$ [4] функций $\varphi \in N$ называется множество всех $\lambda \in R$, для которых из $f * \varphi = 0$ следует, что $\hat{f}(\lambda) = 0$ для любой $f \in L(R)$.

Относительно оператора L дополнительно делаются следующие предположения.

1. Если $\varphi \in D(L)$, то для любого $t \in R$ функция $\varphi_t \in D(L)$ и $L(\varphi_t) = (L\varphi)_t$.

2. В каждой точке $\lambda_0 \in \rho(H)$ функция $\tilde{H}(\lambda) = H^{-1}(\lambda)$ является преобразованием Фурье суммируемой операторной функции.

3. Множество $B_{00} \subset B(R, X)$ ($B \subset R, X$) — пространство п.п. функций, определенных на R , со значениями в X) п.п. функций, спектр которых не имеет предельных точек на каждом компакте из R , c, N — плотно в $D(L)$. Точнее, для любой $\varphi \in D(L)$ существует последовательность $\{\varphi_n\}_{n=1}^\infty \subset B_{00} \cap D(L)$ такая, что она c, N — сходится к φ , а последовательность $\{L\varphi_n\} c, N$ — сходится к $L\varphi$.

Теорема 1. Предположим, что $\sigma(H)$ — счетное множество и X не содержит подпространств, изоморфных пространству c_0 сходящихся к нулю числовых последовательностей [5]. Тогда каждое решение уравнения (1) с $\psi \in N_0(R, X)$ почти периодически (то есть принадлежит $N_0(R, X)$).

Доказательство основывается на следующих двух результатах:

1. Для любого решения $\psi \in N$ уравнения (1) множество $\sigma^1(\varphi) = R/\{\lambda \in R: \text{существует } f \in L(R), \text{ такая, что } \hat{f}(\lambda) \neq 0 \text{ и } f * \varphi \in N_0(R, X)\}$ содержится в $\sigma(H)$.

2. Если множество $\sigma^1(\varphi)$ счетно и X не содержит подпространств, изоморфных c_0 , то $\varphi \in N_0(R, X)$ [1, 2].

Оператор L называется (N, α) -регулярным (N, α -регулярным), если для любой $\psi \in N$ ($s(\psi) \subset \alpha$) существует единственное решение $\varphi \in N$ (со спектром из множества α) уравнения (1).

Теорема 2. а). Если оператор L N -регулярен, то $\sigma(H) = \Phi$ и $\sup\|H^{-1}(\lambda)\| \leq M$ (предполагается, что функции вида $xe^{i\lambda t} \in N$ для любого $\lambda \in R$ и $x \in X$); б) если α компакт из R , то для N, α -регулярности оператора L необходимо и достаточно, чтобы $\sigma(H) \cap \alpha = \Phi$; в) оператор L, N -регулярен, если $\sigma(H) = \Phi$, функции $\tilde{H}(\lambda) = H^{-1}(\lambda)$ и ее производная есть суммируемые на R функции.

Следствие 1. Условие $\sigma(H) = \Phi$ необходимо для регулярности оператора L в $C(R, X)$.

Следствие 2. Если оператор L, N α -регулярен, то (при условии $\sigma(H) \cap \alpha = \emptyset$) для любой $\psi \in N_0$, $s(\psi) \subset \alpha$ с рядом Фурье $\psi(t) = \sum_{\lambda_n \in \alpha} \psi_n e^{i\lambda_n t}$ почти периодическое решение $\varphi \in N_0$ с $s(\varphi) \subset \alpha$ имеет вид

$$\varphi(t) \sim \sum_{\lambda_n \in \alpha} H^{-1}(\lambda_n) \psi_n e^{i\lambda_n t}.$$

Следствие 3. Для регулярности оператора L в пространстве $C(R, X)$ необходимо и достаточно, чтобы он был регулярен в пространстве N_0 (предполагается, что X конечномерно, и функции вида $x e^{i\lambda t} \in N_0$ для любого $x \in X$ и $\lambda \in R$).

Примером оператора, удовлетворяющего налагаемым на L условиям, может служить оператор вида

$$B_1 x(t) = \dot{x} - Ax, \quad (2)$$

где A — производящий оператор сильно непрерывной полугруппы операторов в банаховом пространстве X , рассматриваемый в однородном пространстве Степанова $S_p(R, X)$ или в пространстве $U(R, X)$ равномерных непрерывных функций, ограниченных на R .

Вторым примером может служить оператор вида

$$B_2 x(t) = \sum_{j=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} x^{(j)}(t) \mu_j(dt), \quad (3)$$

где μ_j — счетно-аддитивные борелевские меры на R , рассматриваемые в произвольном однородном пространстве. Его характеристическая функция имеет вид

$$H_2(\lambda) = \sum_{j=1}^n (i\lambda)^j \mu_j^\wedge(\lambda),$$

где $\mu_j^\wedge$ — преобразование Фурье мер μ_j . Как отмечалось выше, необходимым условием его регулярности является условие $\inf_{\lambda \in R} \|H_2(\lambda)\| \geq \alpha > 0$. Заметим, что это условие ни в коей мере не является достаточным. Примером может служить уравнение вида

$$\mu * x = f, \quad f \in C(R, X)$$

Известен пример мер μ [6] такой, что $\inf_{\lambda \in R} \mu^\wedge(\lambda) \geq \alpha > 0$, а μ^{-1} не существует. Приведем только одно достаточное условие регулярности этого оператора.

Теорема 3. Оператор B_2 регулярен в пространстве $N(R, X)$, если $\tilde{H}_2(\lambda) = H^{-1}(\lambda) \in L_2(R)$ и $\frac{dH_2^{-1}(\lambda)}{d\lambda} \in L_2(R)$. В этом случае

$$\|B_2^{-1}\| \leq \sqrt{2} \cdot \inf_{d>0} \left(\|H_2(d\lambda)\|_{L_2(R)} + \left\| \frac{dH_2(d\lambda)}{d\lambda} \right\|_{L_2(R)} \right).$$

Заметим, что доказательство основано на одном результате Бохнера о критерии, когда функция $\tilde{H}_2(\lambda)$ есть преобразование Фурье суммируемой функции [7].

Условия сформулированной теоремы выполнены, например, в случае, если $\inf \|H_2(\lambda)\| > \alpha > 0$, а $\inf_{\lambda \in R} \mu_n^\wedge(\lambda) > \alpha_1 > 0 \max_{j \in R} \sup \left\| \frac{d\mu_j}{d\lambda} \right\| \leq M, j=1, \dots, n, (n \geq 1)$. Если φ — ограниченное решение уравнения

$$B_2 x = \psi,$$

то $\varphi, \varphi^1, \dots, \varphi^{(n-1)} \in N(R, X)$, даже более того существует $c \geq 0$ такое, что $\|\varphi\|_N + \|\varphi^1\|_N + \dots + \|\varphi^{(n-1)}\|_N \leq c \cdot \|\varphi\|$ для любой $\varphi \in N(R, X)$.

Туркменский государственный университет
им. А. М. Горького

Дата поступления
28 сентября 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баскаков А. Г. Некоторые вопросы векторных почти периодических функций. — Автореф. канд. дисс. Воронеж, 1973.
2. Баскаков А. Г. Некоторые критерии почти периодичности ограниченных функций. — Труды НИИМ ВГУ. вып. 11, 1973.
3. Левитан Б. М. Почти периодические функции. М., ГИИТЛ, 1953.
4. Данфорд Н., Шварц Дж. Т. Линейные операторы. М., ИЛ, т. 1, 2, 1962.
5. Кадец М. И. Функциональный анализ и его приложения. Неопределенный интеграл от почти периодических функций в пространстве Банаха. вып. 3, 1968.
6. Шрейдер Ю. А. Строение максимальных идеалов в кольце мер со свёрткой. — Математический сборник, 1950, вып. 27.
7. Bochner S. Fastperiodische Lösungen der Wellengleichungen, Acta Math, 62 (1934), 227—237.

А. Г. Баскаков, К. Көрпәев

ФУНКЦИОНАЛ ДЕНҖЛЕМЕЛЕРИҢ УМУМЫЛАШДЫРЫЛАН ПЕРИОДИГИРӘК ЧӨЗГҮДИ

Дүрли функционал гинчишликлерде абстракт функционал денҗлемелериң периодигирәк чөзгүди өвренилйәр.

A. G. Baskakov, K. Korgayev

GENERALIZED ALMOST PERIODICAL SOLUTIONS OF FUNCTIONAL EQUATIONS

The paper analysis the almost periodical solutions of the abstract functional equations in various functional spaces.

УДК 521.1

Л. В. ЖЕЛДАКОВА

ВОЗМУЩЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДЕЛОНЕ—АНДУАЙЕ В ЗАДАЧЕ О ПОСТУПАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА В ПОЛЕ ПРИТЯЖЕНИЯ ШАРА

Рассматривается задача об интегрировании дифференциальных уравнений поступательно-вращательного движения твердого тела в поле притяжения шара. Искомые элементы представляются в виде рядов, расположенных по степеням параметра σ ,

$$\sigma\beta = \frac{A-B}{A}, \sigma\gamma = \frac{A-C}{A}, \text{ где } A, B, C — \text{ моменты инерции твердого тела.}$$

Найдены нулевое и первое приближения.

1. Изучению движения твердого тела в поле притяжения шара посвящены работы [1—4], в которых рассматриваются поступательно-вращательное движение твердого тела в канонических переменных Делоне—Андуайе. В качестве основной плоскости выбирается неизменяемая плоскость Лапласа. С помощью интегралов площадей понижается порядок исходных уравнений задачи на четыре единицы.

Строятся возмущения первого порядка для элементов Делоне—Андуайе, характеризующие основные эффекты в поступательно-вращательном движении тел. Полученные формулы пригодны для описания нерезонансных движений тел M_0, M_1 . В качестве невозмущенного движения выбирается кеплеровское эллиптическое движение центра масс тела M_1 относительно центра масс тела M_0 и вращательное движение тела M_1 в предположении его полной симметрии.

Возмущения первого порядка находятся методом малого параметра, в качестве которого выбирается величина σ , определяемая соотношениями $\sigma\beta = \frac{A-B}{A}, \sigma\gamma = \frac{A-C}{A}$, где A, B, C — главные центральные

моменты инерции тела M_1 .

2. Рассмотрим поступательно-вращательное движение твердого тела M_1 под действием притяжения однородного шара M_0 . Обозначим через m_1, m_0 соответствующие массы тел, а через $A \neq B \neq C$ — главные центральные моменты инерции тела M_1 . Для описания движения тел введем в рассмотрение следующие системы координат: $OXYZ$ — относительная система координат с началом в центре масс O шара и с осями, сохраняющими постоянную ориентацию в пространстве; $O_1X_1Y_1Z_1$ — система декартовых координат с началом в центре масс O_1 тела M_1 ,

оси которой параллельны соответствующим осям системы $OXYZ$; O_1xyz — подвижная система координат, оси которой направлены по главным центральным осям инерции тела M_1 , причем главные центральные моменты инерции A, B, C соответствуют осям инерции O_1x, O_1y, O_1z .

Поступательно-вращательное движение тела M_1 опишем каноническими оскулирующими элементами Делоне—Андуайе [1, 4]:

$$L', G', H', L, G, H, l', g', h', l, g, h, \quad (1)$$

где L', G', H', l', g', h' — элементы Делоне — $L' = \sqrt{\mu' a}$; l' — средняя аномалия;

$G' = \sqrt{\mu' a(1-e^2)}$; g' — угловое расстояние до перицентра орбиты;

$H' = G' \cos i$; h' — долгота восходящего узла орбиты;

a — большая полуось, e — эксцентриситет, i — ее наклонность к основной плоскости OXY ;

$\mu' = f m_0 m_1 \nu'$, $\nu' = \frac{m_0 m_1}{m_0 + m_1}$; f — гравитационная постоянная; $L, G, H,$

l, g, h — элементы Андуайе;

G — модуль кинетического момента вращательного движения тела M_1 , L — величина проекции вектора G на ось O_1x ; H — значение проекции вектора G на ось O_1z ; l — угол собственного вращения тела M_1 , отсчитываемый от промежуточной плоскости P , нормальной к вектору $\vec{G}$; g — долгота восходящего узла плоскости тела O_1xy на промежуточной плоскости; h — долгота восходящего узла промежуточной плоскости на основной плоскости $O_1X_1Y_1$. По формулам $L = G \cos \theta$, $H = G \cos \rho$ введем в рассмотрение величины θ, ρ , где θ — наклонность плоскости тела O_1xy к промежуточной плоскости; ρ — наклонность плоскости P к основной плоскости $O_1X_1Y_1$.

Уравнения движения тел M_0, M_1 в канонических переменных (1) получены в работе [4] и показано, что в результате понижения порядка исходных уравнений движения с помощью интегралов площадей и введения обозначений $G' = \Gamma'$, $G = \Gamma$ уравнения для переменных $L', \Gamma', L, \Gamma, l', g', l, g$ образуют независимую каноническую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dL'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial l'} , & \frac{dl'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial L'} , \\ \frac{d\Gamma'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial g'} , & \frac{dg'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Gamma'} , \\ \frac{dL}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial l} , & \frac{dl}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial L} , \\ \frac{d\Gamma}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial g} , & \frac{dg}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Gamma} , \end{aligned} \quad (2)$$

где приближенное значение гамильтониана задачи определяется формулами:

$$F = F_0 + \sigma F_1; \quad (3)$$

$$F_0 = \frac{\mu^{12}}{2 \nu' L^{12}} - \frac{\Gamma^2}{2A}. \quad (4)$$

Основная часть гамильтониана F_0 соответствует невозмущенному движению, в котором центр масс тела M_1 описывает кеплеровскую орбиту,

а само тело вращается как однородный шар относительно неподвижной в пространстве оси с постоянной угловой скоростью; σF_1 — члены первого порядка относительно малого параметра σ , отождествляющиеся с частью кинетической энергии вращательного движения тела, обусловленной отличием рассматриваемого тела от шара с центральным моментом инерции A и второй гармоникой силовой функции.

На основе предположения, что эллипсоид инерции тела близок к сфере, малый параметр введем равенствами

$$\frac{A-B}{A} = \sigma\beta, \quad \frac{A-C}{A} = \sigma\gamma.$$

Тогда тригонометрическое разложение функции σF_1 по элементам Делоне—Андуайе [4] примет вид:

$$F_1 = \frac{1}{4} \left[\frac{\gamma}{C} + \frac{A(j-\beta)}{BC} \right] L^2 + \frac{\beta}{4B} \left(\Gamma^2 - L^2 \right) \cos 2l + \quad (5)$$

$$+ \lambda \sum_{k_1, k_2, k_3, k_4} U_{k_1, k_2, k_3, k_4}(\theta, I, e, \delta) \cos(k_1 l' + k_2 g' + k_3 l + k_4 g),$$

где суммирование производится по индексам $k_1(0, \infty)$,

$$k_2(0, \pm 2), k_3(0, \pm 2), k_4(0, \pm 1, \pm 2),$$

а коэффициенты U_{k_1, k_2, k_3, k_4} как явные функции переменных θ, I, e и параметра δ определяются формулами:

$$U_{s, 0, 0, 0} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right) \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 I \right) (1 - 2\delta) C_s^{-3, 0};$$

$$U_{s, 0, 2, 0} = -\frac{3}{8} \sin^2 \theta \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 I \right) C_s^{-3, 0};$$

$$U_{s, 0, 0, 2} = \frac{3}{16} \sin 2\theta \sin 2I, (1 - 2\delta) C_s^{-3, 0};$$

$$U_{s, 0, 2, 2} = -\frac{3}{32} (1 + e \nu \cos \theta)^2 \sin^2 I C_s^{-3, 0};$$

$$U_{s, 0, 0, 2} = \frac{3}{16} \sin^2 \theta \sin^2 I (1 - 2\delta) C_s^{-3, 0}; \quad (6)$$

$$U_{s, 0, 2, 2} = -\frac{3}{16} e \nu \sin 2I \sin 2\theta (1 + e \nu \cos \theta) C_s^{-3, 0};$$

$$U_{s, 2\mu, 2\epsilon, 0} = -\frac{9}{32} \sin^2 \theta \sin^2 I (C_s^{-3, 2} + \mu S_s^{-3, 2});$$

$$U_{s, 2\mu, 0, 2} = \frac{3}{32} \sin^2 \theta (1 - \mu \nu \cos)^2 (1 - 2\delta) (C_s^{-3, 2} + \mu S_s^{-3, 2});$$

$$U_{s, 2\mu, 2\epsilon, 2} = -\frac{3}{64} (1 + e \nu \cos \theta)^2 (1 - \mu \nu \cos I)^2 (C_s^{-3, 2} + \mu S_s^{-3, 2});$$

$$U_{s, 2\mu, 0, \nu} = \frac{3}{16} \sin I \sin 2\theta (\cos I - \mu \nu) (1 - 2\delta) (C_s^{-3, 2} + \mu S_s^{-3, 2});$$

$$U_{s, 2\mu, 2\epsilon, \nu} = \frac{3}{16} \epsilon \nu \sin \theta \sin I (1 + \epsilon \nu \cos \theta) (\cos I - \mu \nu) (C_s^{-3, 2} + \mu S_s^{-3, 2});$$

$$U_{s, 2\mu, 0, 0} = \frac{3}{8} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right) \sin^2 I (1 - 2\delta) (C_s^{-3, 2} + \mu S_s^{-3, 2});$$

где для краткости записи введены обозначения $\mu = \pm 1$, $\epsilon = \pm 1$, $\nu = \pm 1$, $s = (0, 1, \dots, \infty)$,

$$\delta = \frac{\gamma}{\beta}, \quad \lambda = f \frac{m_0 A \beta}{2a^3}, \quad C_s^{-3, 0}, \quad C_s^{-3, 2},$$

$$S_s^{-3, 2} \text{ — известные функции эксцентриситета } e = \frac{\sqrt{L'^2 - \Gamma'^2}}{L^1},$$

а величины θ , I , a определяются формулами $I = \rho + i$,

$$a = \frac{L^{12}}{\mu'}, \quad \cos \theta = \frac{L}{\Gamma}, \quad \cos I = \frac{c^2 - \Gamma'^2 - \Gamma^2}{2\Gamma'\Gamma}.$$

Уравнения (2) допускают интеграл $F = \text{const}$.

3. Основываясь на методе малого параметра, определим возмущения первого порядка для элементов Делоне—Андуйе.

Будем искать решение системы уравнений (2) в виде рядов

$$L' = \sum_{k=0}^{\infty} L'_k \sigma^k, \quad l' = \sum_{k=0}^{\infty} l'_k \sigma^k,$$

$$\Gamma' = \sum_{k=0}^{\infty} \Gamma'_k \sigma^k, \quad g' = \sum_{k=0}^{\infty} g'_k \sigma^k,$$

$$L = \sum_{k=0}^{\infty} L_k \sigma^k, \quad l = \sum_{k=0}^{\infty} l_k \sigma^k,$$

$$\Gamma = \sum_{k=0}^{\infty} \Gamma_k \sigma^k, \quad g = \sum_{k=0}^{\infty} g_k \sigma^k$$

при следующих начальных условиях:

$$L'_0(t_0) = L'_{00}, \quad \Gamma'_0(t_0) = \Gamma'_{00}, \quad L_0(t_0) = L_{00}, \quad \Gamma_0(t_0) = \Gamma_{00},$$

$$l'_0(t_0) = l'_{00}, \quad g'_0(t_0) = g'_{00}, \quad l_0(t_0) = l_{00}, \quad g_0(t_0) = g_{00},$$

$$L'_k(t_0) = \Gamma'_k(t_0) = L_k(t_0) = \Gamma_k(t_0) = l'_k(t_0) = g'_k(t_0) = \\ = l_k(t_0) = g_k(t_0) = 0, \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

Нулевое приближение, которое описывает невозмущенное поступательно-вращательное движение, дается формулами:

$$L'_0 = L'_{00}, \quad \Gamma'_0 = \Gamma'_{00}, \quad L_0 = L_{00}, \quad \Gamma_0 = \Gamma_{00}; \quad (7)$$

$$l'_0 = l'_{00} + n't, \quad g'_0 = g'_{00}, \quad l_0 = l_{00}, \quad g_0 = g_{00} + nt,$$

где среднее орбитальное движение n' и угловая скорость n вращения тела M_1 определяются соотношением

$$n' = \frac{\mu'^2}{\nu' L_{00}^2}, \quad n = \frac{\Gamma_{00}}{A}.$$

Возмущения первого порядка элементов Делоне — Андуайе находим по формулам [5]:

$$\begin{aligned} L'_1 &= \int \frac{\partial F_1}{\partial l'_0} dt, & \Gamma'_1 &= \int \frac{\partial F_1}{\partial g'_0} dt, \\ L_1 &= \int \frac{\partial F_1}{\partial l_0} dt, & \Gamma_1 &= \int \frac{\partial F_1}{\partial g_0} dt, \\ l'_1 &= - \frac{\partial^2 F_0}{\partial L_0'^2} \int L'_1 dt - \int \frac{\partial F_1}{\partial L_0'} dt, \\ g'_1 &= - \int \frac{\partial F_1}{\partial \Gamma'_1} dt, & l_1 &= - \int \frac{\partial F_1}{\partial L_0} dt, \\ g_1 &= - \frac{\partial^2 F_0}{\partial \Gamma_0^2} \int \Gamma_1 dt - \int \frac{\partial F_1}{\partial \Gamma_0} dt, \end{aligned} \quad (8)$$

где индекс «0» означает соответствующие частные производные при невозмущенных значениях переменных Делоне — Андуайе, а «00» — начальные условия.

Интегрируя уравнения (8), получим в первом приближении для переменных L', Γ', L, Γ :

$$\begin{aligned} L'_1 &= \lambda \sum_{|k_1|+|k_4| \neq 0} \frac{k_1 U_{k_1, k_2, k_3, k_4} \cos(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n}, \\ \Gamma'_1 &= \lambda \sum_{|k_1|+|k_4| \neq 0} \frac{k_2 U_{k_1, k_2, k_3, k_4} \cos(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n} - \\ &\quad - \left[\lambda \sum_{|k_1|+|k_4|=0} k_2 U_{0, k_2, k_3, 0} \sin(k_2 g'_0 + k_3 l_0) \right] t, \\ L_1 &= \lambda \sum_{|k_1|+|k_4|=0} \frac{k_3 U_{k_1, k_2, k_3, k_4} \cos(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n} - \\ &\quad - \left[\frac{\beta}{2B} (\Gamma_0^2 - L_0^2) \sin 2l_0 + \lambda \sum_{|k_1|+|k_4|=0} k_3 U_{0, k_2, k_3, 0} \sin(k_2 g'_0 + k_3 l_0) \right] t, \\ \Gamma_1 &= \lambda \sum_{|k_1|+|k_4| \neq 0} \frac{k_4 U_{k_1, k_2, k_3, k_4} \cos(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь U_{k_1, k_2, k_3, k_4} — величины, определяемые формулами (6). Для возмущений элементов l'_1, g'_1, l_1, g_1 имеем:

$$\begin{aligned} l'_1 &= -\lambda \sum_{|k_1|+|k_4| \neq 0} \frac{\Phi_{k_1, k_2, k_3, k_4} \sin(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n} - \\ &\quad - \left[\lambda \sum_{|k_1|+|k_4|=0} \Phi_{0, k_2, k_3, 0} \cos(k_2 g'_0 + k_3 l_0) \right] t, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g'_1 = & -\lambda \sum_{|k_1|+|k_4| \neq 0} \frac{E_{k_1, k_2, k_3, k_4} \sin(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n} - \\
& - \left[\lambda \sum_{|k_1|+|k_4| = 0} E_{0, k_2, k_3, 0} \cos(k_2 g'_0 + k_3 l_0) \right] t; \\
l_1 = & \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{\gamma}{C} + \frac{A(\gamma - \beta)}{BC} \right] L_0 + \frac{\beta}{2B} L_0 \cos 2L_0 - \right. \\
& - \lambda \sum_{|k_1|+|k_4| = 0} N_{0, k_2, k_3, 0} \cos(k_2 g'_0 + k_3 l_0) \left. \right\} t - \\
& - \lambda \sum_{|k_1|+|k_4| \neq 0} \frac{N_{k_1, k_2, k_3, k_4} \sin(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n}; \\
g_1 = & - \left[\frac{\beta}{2B} \Gamma_0 \cos 2L_0 + \lambda \sum_{|k_1|+|k_4| = 0} M_{0, k_2, k_3, 0} \cos(k_2 g'_0 + k_3 l_0) \right] t + \\
& + \lambda \sum_{|k_1|+|k_4| \neq 0} \frac{M_{k_1, k_2, k_3, k_4} \sin(k_1 l'_0 + k_2 g'_0 + k_3 l_0 + k_4 g_0)}{k_1 n' + k_4 n},
\end{aligned} \tag{10}$$

где

$$\begin{aligned}
E_{k_1, k_2, k_3, k_4} &= \frac{\partial U_{k_1, k_2, k_3, k_4}}{\partial \Gamma'_0}; \\
E_{0, k_2, k_3, 0} &= \frac{\partial U_{0, k_2, k_3, 0}}{\partial \Gamma'_0}; \\
N_{k_1, k_2, k_3, k_4} &= \frac{\partial U_{k_1, k_2, k_3, k_4}}{\partial L_0}; \\
N_{0, k_2, k_3, 0} &= \frac{\partial U_{0, k_2, k_3, 0}}{\partial L_0}; \\
M_{k_1, k_2, k_3, k_4} &= \left[\frac{\partial^2 F_0}{\partial \Gamma_0^2} \frac{k_4 U_{k_1, k_2, k_3, k_4}}{k_1 n' + k_4 n} + \frac{\partial U_{k_1, k_2, k_3, k_4}}{\partial \Gamma_0} \right]; \\
M_{0, k_2, k_3, 0} &= \frac{\partial U_{0, k_2, k_3, 0}}{\partial \Gamma_0}; \\
\Phi_{k_1, k_2, k_3, k_4} &= \left[\lambda \frac{\partial^2 F_0}{\partial L_0^2} \frac{U_{k_1, k_2, k_3, k_4}}{k_1 n' + k_4 n} + \frac{\partial \lambda}{\partial L_0} U_{k_1, k_2, k_3, k_4} + \right. \\
& \left. + \lambda \frac{\partial U_{k_1, k_2, k_3, k_4}}{\partial L'_0} \right]; \\
\Phi_{0, k_2, k_3, 0} &= \left[\frac{\partial \lambda}{\partial L'_0} U_{0, k_2, k_3, 0} + \lambda \frac{\partial U_{0, k_2, k_3, 0}}{\partial L'_0} \right].
\end{aligned}$$

В работе найдены возмущения первого порядка для элементов Делоне — Андуайе, которыми описывалось поступательно-вращательное движение тел M_0, M_1 . Из формул (9), (10) следует, что возмущения пер-

вого порядка для элементов L' и G не содержат вековых членов, а это означает, что большая полуось орбиты и величина вектора кинетического момента в первом приближении меняются лишь периодическим образом и не содержат вековых составляющих. Этот факт согласуется с более общим утверждением, установленным в работе [4]. Полученные формулы пригодны для изучения влияния формы небесных тел на их поступательно-вращательное движение в нерезонансных случаях.

Выражаю благодарность Ю. В. Баркину за внимание к работе.

Туркменский политехнический институт

Дата поступления
9 марта 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баркин Ю. В. Уравнения поступательно-вращательного движения небесных тел в оскулирующих элементах. — «Астрономический журнал», 1977, 54, 413.
2. Баркин Ю. В. Применение методов усреднения в задаче о поступательно-вращательном движении осесимметричного тела в поле притяжения шара. — «Вестник МГУ, сер. физ. астрон.», 1977, № 4.
3. Баркин Ю. В., Желдакова Л. В. Дифференциальные уравнения поступательно-вращательного движения осесимметричного твердого тела в поле притяжения шара. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 1.
4. Баркин Ю. В. Периодические решения Пуанкаре третьего сорта в задаче о поступательно-вращательном движении твердого тела в поле притяжения шара. — «Астрономический журнал», 1978, № 1.
5. Дубошин Г. Н. Небесная механика, основные задачи и методы. М., 1975.

Л. В. Желдакова

ШАРЫҢ ЧЕКИШ ГҮЙЖҮНИҢ МЕЙДАНЫДАКЫ ГАТЫ ЖИСИМИҢ ӨҢЕ ГИДИЖИ — АЙЛАНМА ХЕРЕКЕТИ ХАКЫНДАКЫ МЕСЕЛЕДЕ ДЕЛОНЕ—АНДУАИЕ ЭЛЕМЕНТЛЕРИНИҢ БОЗУЛМАСЫ (ГОЗГАЛАҢЫ)

Макалада шарың чекиш гүйжүниң мейданындакы гаты жисимиң өңе гидижи—айланма херекетиниң дифференциал деңлемелериниң интеграллениши хакдакы меселе сүредилйэр. Агтарыян элементлер параметриң дережеси боюнча ерлешйән хатарлар гөрнүшинде берилйэр σ .

$$\sigma\beta = \frac{A-B}{A}, \quad \sigma\gamma = \frac{A-C}{A},$$

мундакы A, B, C — гаты жисимиң инерция пурсатларыдырлар. Иште ноллук ве биринжи якынлашмалар тапылды.

L. V. Zheldakova

PERTURBATION OF DELONE—ANDOISE ELEMENTS IN A PROBLEM ABOUT PROGRESSIVE — ROTATIONAL MOTION OF A SOLID BODY IN A FIELD OF A SPHERE ATTRACTION

The paper deals with a problem on integration of differential equations which describe the progressive — rotational motion of a solid body in a field of a sphere attraction. The unknown elements have been presented in an aspect of some series rearranged according to the parameters degrees $\sigma, \beta = \frac{A-B}{A}, \sigma\gamma = \frac{A-C}{A}$ where A, B, C —are

solid body' moments of force. The zero and first approximation have been presented as well.

УДК 621.315.59

О. МОСАНОВ
М. ХАДЖИЕВ
М. РЕДЖЕПОВ
Е. ЕГЕННАЗАРОВ

О МАГНИТОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И ГАЛЬВАНОТЕРМОМАГНИТНОЙ ДОБРОТНОСТИ ПРИ ЗАКОРАЧИВАНИИ ЭДС НЕРНСТА — ЭТТИНГСГАУЗЕНА И ХОЛЛА

В настоящее время стало возможным осуществление твердотельного криогенного охладителя азотного уровня температур [1]. Для получения столь низкой температуры используются термоэлектрический (ТЭ), магнитотермоэлектрический (МТЭ) и гальванотермомагнитный (ГТМ) эффекты.

Достигнут прогресс в повышении магнитотермоэлектрической добротности $Z_{\text{МТЭ}}$ материалов [2—5]. Значение $Z_{\text{МТЭ}} = \frac{\alpha_H^2}{\rho_H \kappa_H}$ составляет $9-11 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ в области азотных температур, а значение $Z_{\text{ГТМ}} = \frac{(Q_H H)^2}{\rho_H \kappa_H}$ составляет $4-5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Здесь α_H , ρ_H , κ_H , Q_H — соответственно термоэдс, удельное сопротивление, теплопроводность, коэффициент Нернста — Эттингсгаузена (Н—Э) материала в магнитном поле напряженностью H . Основным материалом для этих преобразователей служат соединения висмута с сурьмой.

Увеличение термоэдс в магнитном поле за счет использования «геометрического» эффекта казалось бы должно приводить к росту $Z_{\text{МТЭ}}$, что, однако, не всегда имеет место [6, 7, 1]. Например, для образцов $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с малым отношением длины l к ширине b наблюдалось уменьшение величины α_H , в то время как образцы $\text{Bi}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}$ с малым $\frac{l}{b}$ обнаружили существенное повышение α_H по сравнению с образцами с большим $\frac{l}{b}$.

Таким образом, имеются неясности относительно использования «геометрического» эффекта магнитотермоэдс для повышения $Z_{\text{МТЭ}}$.

Известно, для достижения высокого значения $Z_{\text{ГТМ}}$ необходим термоэлектрический материал с собственной проводимостью, с одинаковыми значениями подвижностей электронов μ_n и дырок μ_p — что нуж-

но для получения высокого значения Q_H и малой запрещенной зоны — для малого значения ρ_H . Эти условия ограничивают выбор материала. Материалы с примесной и собственной проводимостью (с большим отношением μ_n и μ_p) имеют малое значение $Z_{ГТМ}$ и не годятся для этих целей. Между тем предпочтение отдается гальванотермомагнитным охлаждающим устройствам [1, 7, 8].

Многообразие термоэлектрических материалов дало возможность добиться значительной ТЭ добротности. В настоящем сообщении показывается возможность достижения ГТМ добротности такой же величины для материалов с примесной и собственной проводимостью с высокими значениями подвижностей носителей зарядов.

Проследим за изменением МТЭ добротности от магнитного поля в случае полного закорачивания эдс Н—Э в образцах. При этом сильное изменение претерпевают удельное сопротивление $\rho_H^{\text{геом}}$ и термоэдс $\alpha_H^{\text{геом}}$. Согласно [9—12],

$$\rho_H^{\text{геом}} = \rho_0 \left(1 + \frac{\left(\frac{\mu H}{c} \right)^2}{\frac{\rho_H}{\rho_0}} \right) = \rho_0 (1 + M); \quad (1)$$

$$\alpha_H^{\text{общ}} = \alpha_H + \alpha_H^{\text{геом}} = \alpha_H + \frac{\frac{\mu Q_H H^2}{c^2}}{\frac{\rho_H}{\rho_0}} = \alpha_H + \frac{Q_H}{\mu} M, \quad (2)$$

где μ — подвижность носителей заряда, Q_H — коэффициент Н—Э в поле H ; ρ_H , ρ_0 — удельное сопротивление образца в поле H и в отсутствие поля до закорачивания эдс Н—Э, $M = \frac{(\mu H/c)^2}{\rho_H/\rho_0}$; α_H — термоэдс в магнитном поле до закорачивания эдс Н—Э; c — скорость света. Для МТЭ добротности имеем

$$Z_{\text{МТЭ}} = \frac{(\alpha_H^{\text{общ}})^2}{\rho_H^{\text{геом}} \alpha_H} = \frac{\left(\alpha_H + \frac{Q_H}{\mu} M \right)^2}{(1 + M) \rho_0 \alpha_H}. \quad (3)$$

Предполагается, что закорачивание эдс Н—Э не влияет на теплопроводность κ_H .

$Z_{\text{МТЭ}}$ проходит через максимум при

$$M = \frac{\mu \alpha_H}{Q_H} - 2. \quad (4)$$

Подставляя это значение в (3), получим

$$Z_{\text{МТЭ}} = \frac{4 \frac{Q_H}{\mu} \left(\alpha_H - \frac{Q_H}{\mu} \right)}{\rho_0 \alpha_H}. \quad (5)$$

Из (3), (4) и (5) следует, что $Z_{MTЭ}$ максимален в области значений магнитного поля, при которых $M \approx 1$, то есть когда сопротивление образца возрастает примерно в 2 раза. При этом $Q_H H$ максимален и

$$Z_{MTЭ} = \frac{(\alpha_H + Q_H H)^2}{2 \rho_0 \kappa_H}.$$

Так как закорачивание эдс Н—Э и Холла приводит к быстрому росту $\alpha_H^{\text{геом}}$ и $\rho_H^{\text{геом}}$ с полем H (см. (1)—(2)), отсюда очевидна необходимость закорачивания для достижения при малых полях максимальной $Z_{MTЭ}$. В отсутствии закорачивания $Z_{\text{макс}}$ достигается при высоких полях. Заметим, что если закорачивание осуществлено в материале с собственной проводимостью с отношением $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \gg 1$, то уменьшение значения магнитного поля, при котором наступает максимум $Z_{MTЭ}$, составляет примерно $\sqrt{b}$ раз.

Поскольку коэффициент Н—Э Q_H — наибольший в примесной области проводимости, то для получения наибольшей $Z_{MTЭ}$ необходимо избавиться от биполярной проводимости. Примесная проводимость положительно влияет также на α_H и κ_H . Если же материал обладает собственной проводимостью, то для получения наибольшей $Z_{MTЭ}$ необходимо большое отношение подвижностей электронов к подвижности дырок.

Отрицательный знак эффекта Н—Э (как это видно из (2) и (3)) уменьшает термоэдс и добротность. Поэтому необходимо, чтобы в материале преобладал акустический механизм рассеяния носителей заряда.

Так как величина Q_H в случае закорачивания в определенной степени определяет $Z_{MTЭ}$, то для достижения наибольшей $Z_{MTЭ}$ предпочтительнее выбрать материал с несколькими сортами электронов или дырок [13].

В области азотных температур многие термоэлектрические материалы могут обладать подвижностью носителей около $10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$, и для них МТЭ добротность в случае полного закорачивания будет максимальной в полях порядка 10 кэ. Это создает перспективы для широкого применения способа увеличения добротности в магнитном поле путем закорачивания эдс Н—Э как для n -ветви, так и p -ветви термоэлемента.

В случае закорачивания термоэдс в образце коэффициент Н—Э $Q_H^{\text{геом}}$ выражается формулой [14—16]:

$$Q_H^{\text{геом}} = \frac{\mu \alpha_H}{\rho_H / \rho_0}, \quad (6)$$

тогда для $Z_{ГТМ}$ имеем

$$Z_{ГТМ} = \frac{(Q_H^{\text{геом}} H)^2}{\rho_H^{\text{геом}} \kappa_H} = \frac{\alpha_H^2 M}{(1+M) \rho_H \kappa_H} = \frac{1}{\left(\frac{1}{M} + 1\right)} \cdot \frac{\alpha_H^2}{\rho_H \kappa_H}. \quad (7)$$

Таким образом, при достаточно большом значении M ($M \gg 1$) ГТМ добротность имеет значительную величину в полупроводниках в примесной и собственной (при $\frac{\mu_n}{\mu_p} \gg 1$) областях проводимости. Это существенно расширяет выбор материала.

Выводы

Закорачивание эдс Нернста—Эттингсгаузена и Холла положительно отражается на повышении МТЭ и ГТМ добротности материалов. Максимальная МТЭ добротность достигается при сравнительно низких магнитных полях в области критических полей ($\frac{\mu H}{c} \approx 1$). Определены требования к величине и знаку коэффициента Н—Э для получения наибольшей МТЭ добротности. При закорачивании эдс Холла ГТМ добротность термоэлектрических материалов с примесной и собственной проводимостью имеет примерно такую же величину, как и МТЭ добротность. Применение закорачивания существенно расширяет возможности в выборе материалов для МТЭ и ГТМ приборов.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
3 февраля 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

- Осипов Э. В. Твердотельная криогеника. Киев, 1977.
- Wolfe R., Smith G. Effect of a magnetic field on the thermoelectric properties of a bismuth — antimony alloys — Appl. Phys. Letters, 1962, 1, 1, p. 5.
- Иванов Г. А., Куликов В. А., Налетов В. Л. и др. Термоэлектрическая добротность чистых и легированных сплавов висмут—сурьма в магнитном поле.— ФТП, 1972, 6, № 7.
- Vim W. M., Amith A. Bi—Sb alloys for magnetoelectric and thermomagnetic cooling — Solid State Electronics, 1972, 15, p. 1141.
- Земсков В. С., Гусаков В. П., Рослов С. А. и др. Магнитотермоэлектрическая добротность твердых растворов висмут—сурьма, легированных теллуrom.— ДАН СССР, 1975, 222, № 2.
- Ertl M. E., Pfister G. R., Goldsmid H. J. Size dependence of magneto—Seebeck effect in Bi—Sb—Brit. J. Appl. Phys. 1963, 14, p. 161.
- Harman T. C., Hoing J. M. Thermoelectric and thermomagnetic effects and application. New—York, McGraw—Hile, 1967.
- Goldsmid H. J. Thermoelectric refrigeration, London, 1964.
- Агаев Я., Мосанов О. Методы увеличения магнитосопротивления. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1966, № 1.
- Мосанов О., Окдиров А. Геометрический эффект магнитосопротивления в InSb при 77К.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1976, № 4.
- Агаев Я., Мосанов О., Исмаилов О. Усиление эффекта магнитотермоэдс в полупроводниках. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1967, № 6.
- Мосанов О., Егennaзаров Е. Об изменении знака термоэдс InSb в магнитном поле.— ФТП, 1976, № 3.
- Ланг И. Г., Павлов С. Т., Тамарин П. В. Теория гальваномагнитных и термомагнитных эффектов в невырожденных полупроводниках с двумя сортами носителей тока. — ФТП, 1971, т. 13, № 12.
- Мосанов О., Исмаилов О. К увеличению эффективности преобразователей Нернста—Эттингсгаузена.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1968, № 4.
- Мосанов О., Егennaзаров Е. О разработке эффективных преобразователей Нернста—Эттингсгаузена. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1977, № 4.
- Мосанов О., Хаджиев М. Эффект Эттингсгаузена в InSb и InSb—NiSb.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1977, № 4.

О. Мосанов, М. Хажыев, М. Режебов, Е. Егенназаров

**НЕРНСТ — ЭТТИНГСГАУЗЕН ЭДС-НИН ВЕ ХОЛЛУН ГЫСГАЛДЫЛМАГЫНДАКЫ
МАГНИТОТЕРМОЭЛЕКТРИК ВЕ ГАЛЬВАНОТЕРМОМАГНИТ
МӘКӘМЛИК ХАКЫНДА**

Нернст — Эттингсгаузен эдс-нин (Н—Э) ве Холлун гысгалдылмагынын материал-
ларың магнитотермоэлектрик (МТЭ) ве гальванотермомагнит (ГТМ) мөкәмлигиниң
ёкарланмагына положитель тәсир әдйәндиғи гөркезилйәр. Шейлеликте МТЭ ве ГТМ
приборлары үчин материаллары сечип алмаклығың мүмкинчиликлери әп-әсли гинә-
йәр.

O. Mosanov, M. Khadzhiyev, M. Redzhepov, E. Egennazarov

**ON MAGNETOTHERMOELECTRICAL AND GALVANOTHERMOMAGNETIC
QUALITIES OF MATERIALS WHEN NERNST — ETTINGHAUSEN
AND HALL. E. M. F. SHORT — CIRCUITED**

It have been shown that short-circuiting of the Nerst-Ettingshausen and
Hall. e. m. f. increased the magnetothermo — electrical and galvanothermomagnetic
qualities of the materials. This broadens the possibilities of a choice of the materials suited
for magnetothermoelectrical and galvanothermomagnetic devices.

УДК 539.2.07.007.5

А. БЕРКЕЛИЕВ
Е. В. БРАГИН
В. А. ГОЛОВКИН
Ш. ДОВУЛОВ
Н. НАЗАРОВ

СИСТЕМА СБОРА И РЕГИСТРАЦИИ ДАННЫХ ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Широко применяющиеся различные системы автоматизации экспериментальных исследований (САЭ) призваны ускорить сбор и обработку экспериментальной информации, повысить эффективность и качество исследований. Уровень автоматизации может быть различным и зависит от характера исследований, оснащенности средствами цифровой измерительной и вычислительной техники и др. Наиболее распространены двухуровневые САЭ, осуществляющие как автоматизированный сбор и обработку данных, так и управление экспериментом. Вместе с тем внимание привлекают системы, осуществляющие только автоматизированный сбор и регистрацию информации с последующей обработкой ее на ЭВМ (режим off-line). Такие САЭ можно классифицировать как системы с разделением во времени процессов сбора и обработки данных, поступающих в ходе эксперимента.

Подобные системы предъявляют менее жесткие требования к быстродействию и надежности ЭВМ, позволяют производить обработку данных на ЭВМ, территориально отдаленной от объекта исследований. Наряду со сравнительной простотой они ускоряют сбор и обработку экспериментальной информации, освобождают экспериментатора от выполнения второстепенных задач, включая математическую обработку результатов, известными методами.

Нами рассматривается система (рис. 1), способная обеспечить автоматизированный сбор и регистрацию данных физического эксперимента (в физике твердого тела), с целью их дальнейшей обработки на ЭВМ.

Система позволяет производить:

1. Прием и регистрацию на самописец аналоговых сигналов с амплитудой $\pm 10В$.

2. Программный опрос измеряемых сигналов с десяти каналов коммутатора с общей землей (вход 1) или пяти каналов — с раздельной землей (вход 2).

3. Измерение сигналов, поступающих с экспериментальной установки, цифровым вольтметром Ц1413, с последующим преобразованием: в двоично-десятичный параллельный код 8—4—2—1, единично-десятичный параллельный код, двоично-десятичный последовательный код 8—4—2—1.

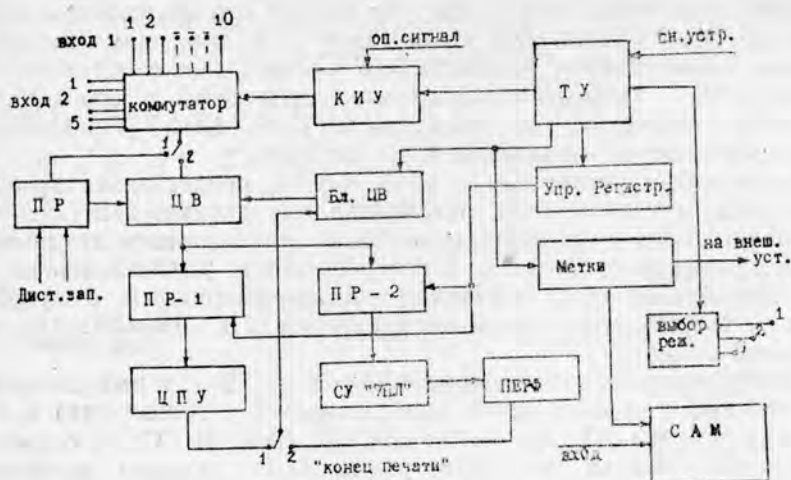


Рис. 1. Автоматизированная система сбора и регистрации данных с физического эксперимента:

КИУ — командно-исполнительное устройство, ТУ — таймирующее устройство, ПР — преобразователь ВК2-21, ЦВ — цифровой вольтметр Ц1413, Бл. ЦВ — блокировка ЦВ, УПР. РЕГ. — управление регистрацией, ПР-1 — преобразователь кода 8—4—2—1 в единично-десятичный код, ПР-2 — преобразователь параллельного кода 8—4—2—1 в последовательный код, ЦПУ — цифropечатающее устройство, СУ — согласующее устройство, Перф — перфоратор ПЛ20-2, САМ — самописец.

4. Регистрацию поступающей информации в цифровом коде 8—4—2—1 на перфоленту — перфоратором ПЛ-20-2 (скорость печати 20 зн/с) и в единично-десятичном коде — цифropечатающим устройством Ф581К с печатающей машинкой ЭУМ-23 (скорость печати 7—6 зн/с). Регистрация информации может производиться отдельно, как перфоратором, так и ЦПУ.

5. Выдачу, в соответствии с командными импульсами от таймирующего устройства (ТУ), меток на внешние устройства (например, самописец).

В системе предусмотрен блок времени, входящий в комплект ЦПУ Ф581К, который выдает командные импульсы (КИ) с большим интервалом времени (от 5 с до одного часа).

Минимальное время, необходимое для регистрации результатов одного измерения ЦВ, определяется скоростью печати ЦПУ (не учитывая время коммутации каналов, так как $T_{\text{комм}} \ll T_{\text{печати}}$):

$T_{\text{мин}} = T_{\text{цпу}} + T_{\text{изм. цв}} = 600 \text{ мс} + 300 \text{ мс} = 900 \text{ мс}$. Для регистрации результатов с большей скоростью цифropечатать необходимо отключить, тогда

$$T_{\text{мин}} = T_{\text{перф}} + T_{\text{изм. цв}} = 100 \text{ мс} + 300 \text{ мс} = 400 \text{ мс}.$$

Работа системы может проходить в трех режимах:

1. Автоматическом (с частотой командных импульсов 30 Гц и ниже, с плавной регулировкой).
2. Ждушем (от КИ внешних устройств).
3. Ручном (от кнопки разового пуска).

При необходимости измерения цифровым вольтметром значений U ; I ; R , а также отношений $\frac{\Delta U}{U}$; $\frac{\Delta I}{I}$; $\frac{\Delta R}{R}$ система дополняется преобразователем ВК2-21, имеющим дистанционное управление.

Коммутатор, используемый в системе, выполнен с применением магнитно-управляемых контактов типа КЭМ-2, что позволило полностью разделить цепи управления коммутатором и цепи коммутации. Управление коммутатором осуществляет командно-исполнительное устройство (КИУ). Переключение каналов происходит в соответствии с программой, набранной на тумблерном поле КИУ. Предусмотрена также возможность управления КИУ от ЭВМ.

Согласующее устройство к ЦПУ Ф581К представляет преобразователь кода, в котором для преобразования двоично-десятичного потенциального кода в единично-десятичный использовался диодный матричный дешифратор, сигналы с которого затем усиливались по мощности. Преобразователь выполнен четырехразрядным, с преобразованием по уровню: знака пределов измерения (1В, 10В, 100 мВ) и знака полярности сигнала.

Преобразователь параллельного кода 8—4—2—1 в импульсный последовательный код 8—4—2—1 (лабораторного изготовления) и согласующее устройство 7ПЛ (разработка СКБ ИРЭ АН СССР) служат для согласования выхода на регистрацию ЦВ с входом перфоратора ПЛ20-2.

Работа системы начинается при поступлении командного импульса (КИ) от таймирующего устройства (в ждущем режиме необходима дополнительная команда «Привязка по времени»). Каждому командному импульсу ставится в соответствие одно измерение вольтметра. Этот же КИ включает перфоратор и цифропечать для регистрации результата измерения вольтметра. Частота поступления командных импульсов регулируется. Возможна синхронизация от внешних устройств.

Для блокировки показаний вольтметра также используется КИ от таймирующего устройства, который блокирует показания ЦВ на период регистрации. После окончания регистрации одного измерения ЦВ от ЦПУ (или перфоратора) поступает команда «Конец печати», по которой вольтметр начинает следующее измерение.

Система предполагает использование ЭВМ для работы в линию с экспериментальной установкой. При этом ЭВМ может осуществлять управление автоматизированным сбором и первичную обработку полученных данных.

Обработка результатов эксперимента, заключающая в себе такие операции, как нормировка, усреднение, аппроксимация и т. д., может происходить при составлении соответствующей программы на любой ЭВМ, имеющей ввод с перфоленты.

Система использовалась для автоматизированного сбора данных спектрального эксперимента в полупроводниках, в частности спектрального распределения фоточувствительности.

Спектроскопические исследования в полупроводниках дают многообразную информацию о физических процессах с участием поглощения и излучения и охватывают широкий круг экспериментов: оптические, фотоэлектрические, люминесцентные.

Несмотря на разнородность тематики, спектральные эксперименты имеют много общего, например, характер и объем первичной информации, а также алгоритмы ее обработки весьма близки. В этих экспериментах всегда исследуется зависимость фотоотклика, снимаемого с приемников (или образцов) от монотонно изменяющейся длины волны. Оптическими приборами, разлагающими излучение источника в спектр, служат монохроматоры или спектрофотометры. Поэтому, кроме применения системы для автоматизированного сбора данных спектрального распределения фоточувствительности в полупроводни-

ках, возможно ее применение и в других спектральных экспериментах. Блок-схема системы для автоматизированного сбора и регистрации данных спектрального эксперимента приведена на рис. 2.

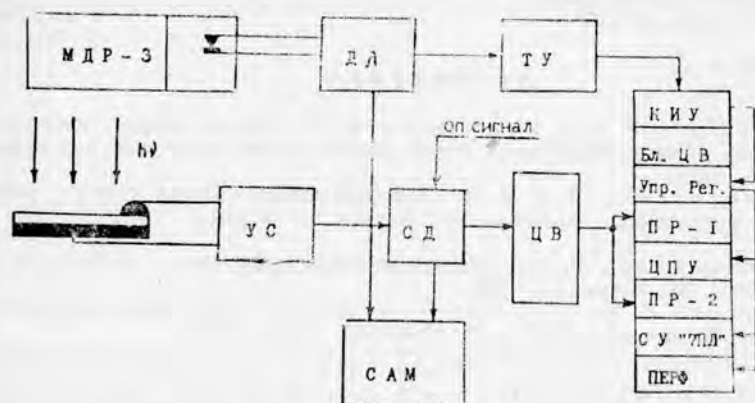


Рис. 2. Автоматизированная система сбора и регистрации данных спектрального эксперимента в полупроводниках:
МДР-3 — монохроматор МДР-3, ДЛ — датчик длины волны λ ,
УС — усилитель измерительный У2-6, СД — синхронный детектор.

В данном случае необходимо регистрировать одновременно длину волны падающего на образец (или фотоприемник) излучения и соответствующую ей амплитуду сигнала, то есть регистрировать данные в двух координатах. В качестве оптического прибора, разлагающего излучение источника в спектр, использовался монохроматор МДР-3, не имеющий кодового выхода длины волны. Поэтому для регистрации значений длины волны падающего на образец излучения использовался способ, заключающийся в фиксации реперных точек синхронно с фиксацией значений исследуемого сигнала. Дополнительное устройство к монохроматору МДР-3 (датчик λ) обеспечивает выдачу реперных импульсов через 1 или 10 нм развертки спектра. Измерение амплитуды сигнала с образца, с интервалом 1 нм, 10 нм развертки, в этом случае производится непосредственно ЦВ. Регистрация значений измеряемого сигнала происходит в соответствии с импульсами от датчика λ , то есть реперные импульсы используются как командные. Зная начальное значение длины волны λ_0 (считывается с механического счетчика длин волн монохроматора), легко определить значение длины волны в любой точке исследуемого спектра. В остальном работа системы не изменяется.

Кроме того, возможно применение системы для снятия вольт-амперных характеристик и в других экспериментах, где не требуется высокого быстродействия и происходит цикличность операций измерения.

Все блоки лабораторного изготовления системы выполнены на элементной базе УФУ типа «Элемент-2».

Применение в аппаратуре автоматизации различных стандартов на электрическую и механическую части создает большие трудности при стыковке этой аппаратуры. Поэтому в настоящее время разрабатываются и применяются программно-управляемые модульные системы обработки и передачи информации на основе стандартизированных и программно-совместимых блоков [3]. В качестве основы для такой

стандартизации принимается система КАМАК с ее дальнейшим развитием на основе использования новых средств микроэлектроники, больших интегральных схем и микропроцессоров.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
2 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лифшиц Т. М., Олейников А. Я. Автоматизация эксперимента в физике твердого тела. Материалы пятой зимней школы по физике полупроводников. Л., ЛИЯФ, 1973.
2. Багдасарян Л. С. и др. Информационная система сбора и регистрации данных с физического эксперимента. Научное сообщение ЕФИ-123(75). Ереван, 1975.
3. Виноградов В. И. Дискретные информационные системы в научных исследованиях. М., Атомиздат, 1976.
4. Египко В. М., Погосян И. А. Вопросы теории проектирования систем автоматизации экспериментов. Киев, «Наукова думка», 1973.

А. Беркелиев, Е. В. Брагин, В. А. Головкин, Ш. Довулов, Н. Назаров

ФИЗИКИ ЭКСПЕРИМЕНТДЕН МАГЛУМАТЛАРЫҢ ЫГНАЛШЫНЫҢ ВЕ РЕГИСТРАЦИЯ ЭДИЛШИНИҢ АВТОМАТЛАШДЫРЫЛАН СИСТЕМАСЫ

Ишде физики экспериментден маглуматлары ыгнамак ве регистрация этмек үчин автоматлашдырылан системаның хем-де онуң ярым гечирижилериниң спектрал дерчевлеринде уланылышының, хас такыгы ярым гечирижилердеки фото дуужы спектриниң ыгналшының ве регистрация эдилшиниң беяны гетирилээр.

A. Berkeliyev, E. V. Bragin, V. Golovkin, Sh. Duvalov, N. Nazarov

THE SYSTEM FOR DATA OBTAINING FROM PHYSICAL EXPERIMENT AND ITS REGISTRATION

The paper deals with description of automatized system for data obtaining from physical experiments and its registration in spectral investigations of semiconductors and in particular for obtaining and registration of photosensitivity spectrum in semiconductors.

УДК 621.382.2

О. ГАЗАКОВ
П. ХАЙДАРОВ
Я. АГАЕВ
С. В. СЛОБОДЧИКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИСХОДНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ В n -GaP

По свойствам фосфида галлия накоплен обширный материал. Однако поведение глубоких центров, их взаимодействие, влияние термообработки и т. д. изучено еще недостаточно.

Имеются сообщения о существенном повышении квантового выхода в результате термообработки диффузионных диодов. Сообщается [1], что за счет термообработки при 600... 700°C внешний квантовый выход красной люминесценции в оптимальном режиме в 50... 200 раз превышает эффективность приборов, не подвергнутых отжигу. Предполагают, что это достигается за счет уменьшения числа дефектов структуры. Такое увеличение связано с возрастанием времени жизни электронов. Изучение влияния термообработки на свойства GaP важно также для исследования влияния технологических факторов как на стадии получения исходного материала, так и в процессе создания полупроводниковых устройств.

Нами исследовано влияние термического отжига исходных кристаллов на фотоэлектрические свойства диффузионных $p-n$ -переходов на основе n -GaP, выращенного методом Чохральского. Концентрация носителей равна $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Подвижность электронов составляет $\mu_n = 135 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T=300 \text{ К}$.

Из слитков фосфида галлия вырезались шайбы толщиной примерно 2 мм, которые разрезались на пластинки толщиной 0,3 мм и шлифовались. Толщина шлифованных пластинок составляла 100—200 мкм. Кристаллы перед закладкой в ампулу травили в смеси $\text{HNO}_3 + 3\text{HCl}$, промывали и просушивали. Загруженную образцами ампулу откачивали и запаивали. Необходимую температуру для термического отжига ($T=973, 1027 \text{ К}$) устанавливали заранее, до введения ампулы в печь (без градиента) и поддерживали с точностью ± 1 градус. Подвергнутые термическому отжигу образцы вместе с образцами без отжига — одинаковой толщины — вторично травили, промывали, просушивали и закладывали в ампулу для диффузионного отжига.

Диффузионный отжиг кристаллов GaP для получения диодов серии Г2 и Д2 осуществляли в присутствии Zn и P при температуре $T=1144 \text{ К}$ в течение 6 часов. Так же получены диоды Г5 (исходные кристаллы отожжены) и Д5 при $T=1154 \text{ К}$. Время диффузии — 7 ча-

сов. Омические контакты к образцам, подвергнутых и не подвергнутых термическому отжигу, получали при одинаковых условиях [2, 3].

Фотоэлектрические свойства $p-n$ -переходов исследовали методом модулированного освещения. Измерения проводили в стационарном режиме при линейной зависимости фототока от интенсивности падающего освещения.

Исследованы спектральные распределения фоточувствительности диффузионных диодов при комнатной, а также при низких температурах. Цифрами 1, 2 на рис. 1 показаны кривые диодов из серии Г2. Исходные кристаллы диодов предварительно, до проведения диффузионного отжига, подвергали термическому отжигу при $T=1027$ К в течение 10 часов. Цифрами 3, 4 обозначены кривые диодов из серии Г5, исходные кристаллы которых также подвергались термическому отжигу при $T=973$ К в течение 22,5 часа. Кривые 5, 6, 7 соответственно означают диоды из серии Д2 (кривая 5) и Д5 (кривые 6, 7). В данном случае исходные кристаллы не подвергались предварительному термическому отжигу.

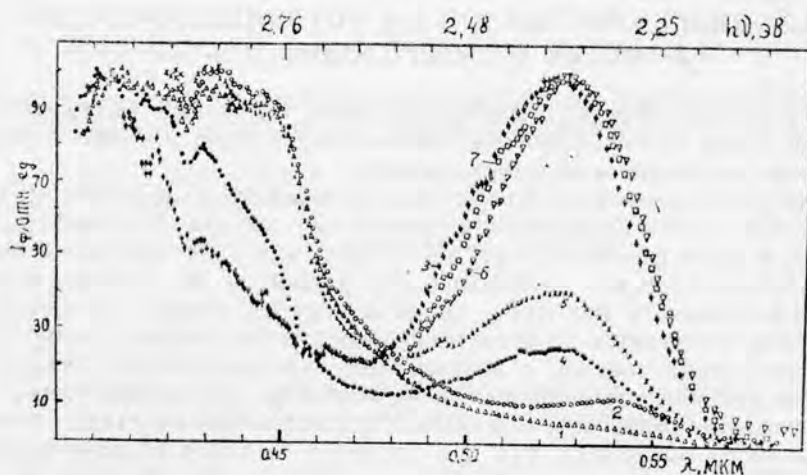


Рис. 1. Спектральное распределение фоточувствительности GaP $p-n$ -переходов при комнатной температуре: 1 (диод 1Г2), 2 (3Г2) — исходные кристаллы диодов до проведения диффузионного отжига подвергались термическому отжигу при $T=1027$ К в течение 10 часов; 3 (2Г5), 4 (3Г5) — исходные кристаллы диодов подвергались термическому отжигу при $T=973$ К в течение 22,5 часа; 5—Д2; 6—Д5; 7—Д5—исходные кристаллы диодов не подвергались термическому отжигу.

Как видно из рис. 1 (кривые 5, 6, 7), у диодов, полученных без предварительной термической обработки, максимум чувствительности к падающему свету наблюдается в собственной области поглощения. У диодов, исходные кристаллы которых подвергались предварительной термической обработке, максимум фоточувствительности лежит в основном в коротковолновой области спектра. По-видимому, в результате предварительной термообработки изменяется структура кристалла. Хотя по некоторым электрическим данным в результате термообработки уменьшается концентрация основных носителей, это уменьшение сопровождается появлением в структуре кристалла новых комплексных свойств. Такое изменение, вероятно, вызвано перераспределением примесей дефектов. На наш взгляд, здесь имеют место несколько процессов.

Во-первых, поскольку термообработка проведена в вакууме, может наблюдаться некоторое отклонение (в результате испарения фосфора) от стехиометрии.

Во-вторых, могут образоваться дефекты, играющие роль ловушек и центров рекомбинации.

Генерационная составляющая основных равновесных носителей тока может уменьшаться в результате термообработки также вследствие ассоциации комплексов. К числу таких образований относятся комплексы $Zn+O$, представляющие собой образования из примесей и дефектов решетки. Исходные кристаллы легированы теллуром, а кислород вполне мог войти в процессе синтеза.

В-третьих, решетка частично упорядочивается термообработкой в результате перемещения примесей, диффузии дефектов и дислокаций. Эти изменения структуры кристаллов, по-видимому, приводят к появлению аномальной фоточувствительности $p-n$ -переходов, полученных на основе отожженных кристаллов GaP.

Аномальная фоточувствительность характеризуется высокой электродвижущей силой $p-n$ -перехода, превышающей во много раз ширину запрещенной зоны полупроводника. Этот эффект наблюдался в работах [4, 5]. Аномальная фотоэлектродвижущая сила может возникать в результате суммирования элементарных фотоэлектродвижущих сил, генерируемых под действием падающего света цепочкой малых $p-n$ -переходов. Роль таких структур выполняет структура металл—полупроводник и электронно-дырочный переход. Термически обработанные кристаллы более высокоомные и поэтому компенсированные [6]. Диффузией Zn в такие кристаллы получены $p-n$ -переходы с линейным распределением примесей в слое объемного заряда. Хотя сплавление сплава индия и Zn дает омический контакт в p -GaP, в исследованных компенсированных кристаллах p -GaP не исключена возможность образования микроструктур между $Zn+4\%$ Zn и поверхностным p -слоем GaP. Такие структуры, соединяясь последовательно с $p-n$ -переходом, дают высокую фотоэлектродвижущую силу и при измерении электрических свойств $p-n$ -перехода не проявляют себя.

Кроме того, в отожженных компенсированных кристаллах примеси как в базе, так и в тонкой p -области, возможно, распределяются неравномерно, в связи с чем их концентрация с некоторым градиентом изменяется от поверхности к глубине. Это приводит к образованию некоторого тянущего электрического поля, способствующего как уменьшению числа поверхностной рекомбинации, так и ускоренному перемещению носителей к $p-n$ -переходу. В данном случае так же должна появляться высокая фоточувствительность.

Из спектрального распределения фоточувствительности в собственной области поглощения (кривые 3, 5... 7) выявлены не прямые переходы из центра зоны Бриллюэна в валентной зоне в минимум зоны проводимости при $K=(100)$. Энергия, соответствующая этому переходу, определяемая по половине спада длинноволнового края фоточувствительности, равна 2,25... 2,26 эВ для всех типов диодов Д2 и Д5. Во всех исследованных $p-n$ -переходах обнаружены прямые переходы $\Gamma_{15}^V \rightarrow \Gamma_1^C$ (2,78 эВ при $T=300$ К) и переходы электронов из расщепленной подзоны Γ_{15}^V в более высокие подзоны зоны проводимости.

Рост фоточувствительности в области прямых переходов связан с изменением подвижности при высокой плотности фотовозбужденных носителей и с некоторым лавинным переходом носителей из валентной зоны в высоколежащие точки зоны проводимости. Механизм таких переходов описан в работе [7]. Обнаруженные в коротковолновой области спектра пики при 2,78 эВ связаны с прямыми переходами в центре зоны

Бриллюэна, с прямыми переходами из окрестности так называемой обычной критической точки, с экситонным поглощением и с взаимодействием носителей с продольными оптическими фононами [8].

Обнаруженные четкие тонкие структуры спектров фоточувствительности в области прямых переходов подтверждают достаточно высокое совершенство исследуемых кристаллов и $p-n$ -переходов на их основе.

Выводы

Исследовано влияние термической обработки исходных кристаллов на фотоэлектрические свойства $p-n$ -переходов в собственной и коротковолновой области поглощения.

В результате термообработки появляется аномальная фоточувствительность. Кривые спектрального распределения фоточувствительности $p-n$ -переходов, исходные кристаллы которых отожджены, заметно смещаются в коротковолновую область спектра. Такое изменение связано с перераспределением примесей и дефектов. Определены основные параметры исходного кристалла GaP.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
3 февраля 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Togama M., Kasami A., Naito M., Maeda K., Transact Metallurg. Soc. AIME, 2115, 551, 1969.
2. Газаков О., Хайдаров П., Атабаев Х. Электрические свойства $p-n$ -переходов на основе n -GaP, выращенного методом Чохральского. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1975, № 3.
3. Газаков О., Хайдаров П., Агаев Я., Аннабердиев Х. Исследования зависимости дифференциальной емкости $p-n$ -переходов в n -GaP от напряжения. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1975, № 5.
4. Grimeiss H. G. and Koelmans H., phil Res. Rep., 15, 290—304, 1960.
5. Nelson D. F., Johnson L. F. and Gershenson M. phys Rev., v. 135, № 5 A, A 1399—A 1406.
6. Газаков О., Хайдаров П. О фотопроводимости в n -GaP. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1976, № 5.
7. Тауц Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. М., «Наука», 1962.
8. Газаков О., Хайдаров П., Слободчиков С. В., Агаев Я. Фоточувствительность $p-n$ -переходов на n -GaP, выращенном методом Чохральского. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1975, № 4.

О. Газаков, П. Хайдаров, Я. Агаев, В. С. Слободчиков

КРИСТАЛЛАРЫ ТЕРМИКИ ИШЛЕМЕКЛИГИН n -GaP-дэки $p-n$ -ГЕЧИШЛЕРИҢ ФОТОЭЛЕКТРИК ХӘСИЕТЛЕРИНЕ ТӘСИРЛЕРИНИҢ ДЕРҖЕЛИШИ

Кристалларың термики ишленишиниң $p-n$ -гечишлериң фотоэлектрик хәсиетлерине тәсирлериниң дерневи, термоишлениш нетижесинде аномал фото дуйгурлыгың пейда боляндыгыны гөркезди. Эгрилер спектриң гысгы толкунлы областына сүйшйәрлер. Шейле өзгеришлер гарындыларың ве дефектлериң гайтадан бөлүниши билен багланышыклы.

ОБ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ В 2,3-БУТАНДИОЛЕ

Исследованию акустических свойств сильновязких жидкостей — ассоциированных, углеводородных, стекол, расплавов полимеров, низкомолекулярных соединений — посвящено значительное число работ [1—13]. При этом основное внимание уделялось исследованию распространения продольного звука в жидкостях, что позволяло изучить поведение некоторой эффективной вязкости, представляющей собой линейную комбинацию объемной и сдвиговой вязкостей. В ряде работ [2—4, 10—13] одновременное исследование распространения продольных и сдвиговых волн дало возможность разделить вклады в продольный модуль от объемных и сдвиговых процессов. Они выполнены в основном для ограниченного числа объектов, в узком интервале частот, но широком интервале изменения вязкости.

Уровень теории жидкого состояния, касающийся природы акустических свойств сильновязких жидкостей, не позволял до последнего времени результаты этих исследований трактовать с единых физических позиций. В работе [6] были установлены основные закономерности явления и даны аналитические выражения, которым должны следовать теории, претендующие на описание распространения звука в вязких средах. Это наблюдение, сформулировавшее зависимость акустических параметров среды от полуцелой степени частоты, явилось исходной точкой при разработке нелокальной теории М. А. Исаковича и И. А. Чабан [14]. Феноменологическая модель нелокальной теории [14] удовлетворительно описывала весь имеющийся экспериментальный материал о вязких жидкостях.

Цель настоящей работы — изучить акустические свойства 2,3-бутандиола одновременно в широком интервале частот, температур в зависимости от поляризации звука и обсудить результаты эксперимента.

Поглощение α и скорость распространения продольных волн измерялись в интервале температур от -80 до $+90^\circ\text{C}$ на частотах $0,5 \div 2800 \text{ МГц}$ с точностью $\pm 3-10\%$ и $\pm 0,1-2\%$ соответственно при низких и высоких частотах, температурах [8, 15—17]. Сдвиговые волны изучались при температурах от -50 до $+90^\circ\text{C}$ на частотах $10 \div 2300 \text{ МГц}$ для модуля коэффициента отражения r и на частотах $10 \div 150 \text{ МГц}$ измерялся фазовый сдвиг φ . Точность измерения действительной и мнимой части акустического импеданса составляет $\pm 5-10\%$, в зависимости от температуры и частоты [12, 18].

В табл. 1 приведены результаты измерения сдвиговой вязкости η_s и плотности ρ в интервале температур от $+90$ до -35°C . Методы измерения этих параметров описаны в работе [8]. Ниже -35°C значения плотности находились по экстраполяции экспериментальных прямых, а значения вязкостей — по формуле

$$\lg \eta = A + \frac{B \cdot 10^8}{(t^\circ\text{C} + 273)^3}, \text{ где } A = -2,75; B = 0,675.$$

Таблица 1

Температурная зависимость сдвиговой вязкости и плотности в 2,3-бутандиоле

$t, ^\circ\text{C}$	$\eta_s, \text{пз}$	$\rho, \text{г/см}^3$	$t, ^\circ\text{C}$	$\eta_s, \text{пз}$	$\rho, \text{г/см}^3$	$t, ^\circ\text{C}$	$\eta_s, \text{пз}$	$\rho, \text{г/см}^3$
90	0,02	0,939	50	0,123	0,974	0	6,68	1,015
80	0,03	0,947	40	0,218	0,981	-10	24,8	1,023
70	0,046	0,956	30	0,435	0,989	-22	153,8	1,034
60	0,072	0,965	20	0,973	0,997	-35	1527	1,045

Измерение поглощения продольного ультразвука и гиперзвука в 2,3-бутандиоле показало, что во всем исследованном диапазоне частот и температур наблюдается отклонение поглощения α от квадратичной зависимости, и температурная зависимость величины α/f^2 проходит через максимум (рис. 1а). Максимум поглощения изменяет свое положение с изменением частоты; при повышении частоты он смещается в сторону высоких температур.

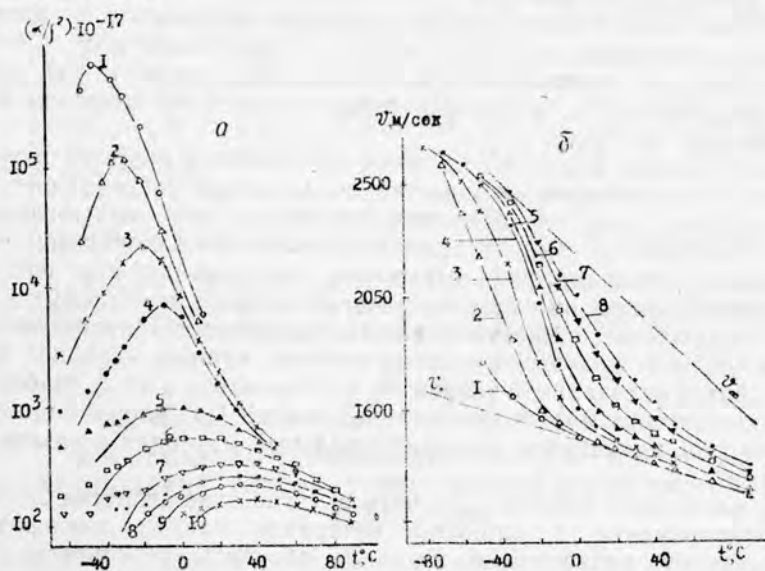


Рис. 1. Температурная зависимость величины α/f^2 в 2,3-бутандиоле при различных частотах: 1 — $f=0,5$; 2 — 3,2; 3 — 21; 4 — 62; 5 — 400; 6 — 800; 7 — 1200; 8 — 1600; 9 — 2000; 10 — 2800 МГц. Сплошные линии — результат расчета по формулам теории [14] — а; зависимость скорости звука V от температуры в 2,3-бутандиоле при разных частотах — б.

Температурная зависимость скорости распространения звука в 2,3-бутандиоле при различных частотах показана на рис. 1б. Скорость звука при переходе от низких частот к высоким растет, и величина дисперсии $d = V_\infty - V_0/V_0$ в зависимости от температуры составляет $24 \div 58\%$.

По экспериментальным значениям r и φ рассчитаны действительная R_s и мнимая x_s части (рис. 2) сдвигового механического импеданса $z^*(\omega) = R + ix$ по формулам:

$$R_s = z_1 \cos \theta \frac{1-r^2}{1+r^2+2r \cos \varphi}; \quad x_s = z_1 \cos \theta \frac{2r \sin \varphi}{1+r^2+2r \cos \varphi},$$

где z_1 — акустический импеданс преобразователя звука; θ — угол отражения сдвиговых волн.

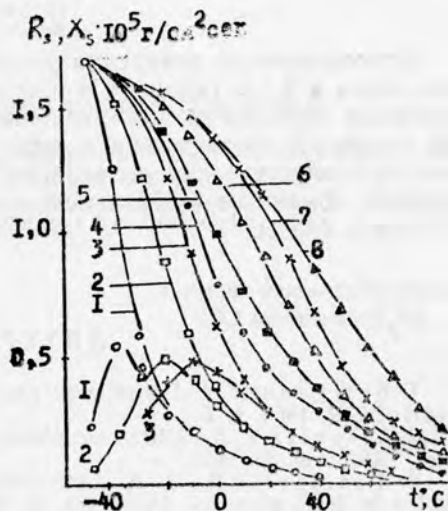


Рис. 2. Температурная зависимость величины R_s и x_s в 2,3-бутандиоле при различных частотах: 1 — $f=10$; 2 — 70; 3 — 150; 4 — 600; 5 — 937; 6 — 1200; 7 — 1800; 8 — 2300 МГц.

Как следует из рис. 2, с увеличением вязкости вещества величина R_s растет и достигает некоторого предельного значения, а x_s — имеет явный максимум. С повышением температуры значение величин x_s и R_s совпадает, то есть жидкость перестает быть вязкоупругой.

Ранее было показано, что релаксационная теория при конечном числе свободных параметров непригодна для описания результатов опыта по распространению ультразвука и гиперзвука в вязких жидкостях [6]. Поэтому интерпретация экспериментальных результатов проводилась по нелокальной теории [14]. Согласно этой теории, релаксационные модули для продольных, сдвиговых волн, коэффициент поглощения и скорость звука определяются формулами:

$$K = \left[\frac{1}{K_\infty} + i \left(\frac{1}{K_0} - \frac{1}{K_\infty} \right) F(\omega\tau) \right]^{-1}; \quad (1)$$

$$G = \left[\frac{1}{G_\infty} - \frac{1}{i\omega\eta} + i \left(-\frac{1}{G_0} - \frac{1}{G_\infty} \right) F(\omega\tau) \right]^{-1}; \quad (2)$$

$$M = K + 4/3 G; \quad (3)$$

$$\frac{1}{V} + i \frac{\alpha}{\omega} = \left(\frac{\rho}{K + 4/3 G} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$\tau = \frac{5}{3} \frac{V_\infty^2}{\rho V_0^2} \frac{\eta_s + 3/4 \eta_v}{V_\infty^2 - V_0^2}, \quad (5)$$

Теоретические кривые, рассчитанные по формулам (1—5), изображены на рис. 1, 2 сплошными линиями вместе с экспериментальными точками. Как видно из рисунков, нелокальная теория удовлетворительно описывает эксперимент.

Однако при низких температурах наблюдается некоторое расхождение теории с экспериментом. При низких температурах для количественного описания вязкоупругих свойств среды, по-видимому, необходимо учитывать и вклады других механизмов релаксации.

Выводы

Одновременные измерения распространения продольного и поперечного звука в 2,3-бутандиоле в широком интервале частот и температур позволили произвести прямую проверку уточненных формул нелокальной теории. В соответствии с выводами работы [14] можно предположить, что акустическая релаксация в 2,3-бутандиоле связана с диффузионным обменным механизмом, обусловленным микронеоднородным строением среды.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
6 июля 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бажулин П. А. Поглощение ультразвука в жидкостях.— Труды ФИАН СССР, 1950, т. 5.
2. Litovitz T. A. «Ultrasonic Absorption of Glycerin in the Liquid and Vitreous states», IASA, vol. 23, 1951.
3. Piccirelli R., T. A. Litovitz. «Ultrasonic shear and compressional relaxation in liquid glycerol», IASA, vol. 23, 1951.
4. Herzfeld K. F., T. A. Litovitz. «Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves», Isted., New York, 1959.
5. Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П. Основы молекулярной акустики. М., 1964.
6. Кривохижа С. В., Фабелинский И. Л. Экспериментальные исследования распространения ультразвука в вязких жидкостях.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, вып. 1.
7. Златин И. Ш., Кривохижа С. В., Фабелинский И. Л. Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна и распространение гиперзвука в вязких жидкостях.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 4.
8. Лысенко В. А. Акустические свойства вязких жидкостей в широком диапазоне частот и температур.— Автореф. канд. дисс. Ашхабад, ФТИ АН ТССР, 1973.
9. Бердыев А. А., Лысенко В. А., Хемраев Б. Поглощение и дисперсия ультразвука и гиперзвука в глицерине.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 9.
10. Моор Р., Мак-Скимин Г. Физическая акустика, т. 6. М., 1973.
11. Хакимов О. Исследование динамических сдвиговых свойств некоторых вязких жидкостей.— Автореф. канд. дисс. Л., 1974.
12. Бердыев А. А., Халлыев Б., Хемраев Б. Исследование сдвиговых волн в политриэтиленгликольсукцинате.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1976, № 3.
13. Бердыев А. А., Халлыев Б., Хемраев Б. Распространение продольных и поперечных акустических волн в 1,3-бутандиоле и 1,2-гексантириоле.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1976, № 4.
14. Исакович М. А., Чабан И. А. Распространение волн в сильновязких жидкостях.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, вып. 5.
15. Бердыев А. А., Лежнев Н. Б. Поглощение ультразвука в бензоле и тиофене на частотах до 300 МГц.— «Акустический журнал», 1963, т. 9, № 1.
16. Бердыев А. А., Хемраев Б. Н. Акустические и гиперзвуковые исследования ненасыщенных и насыщенных альдегидов.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1971, № 3.
17. Бердыев А. А., Мурадов В. А., Хемраев Б. Исследование акустических свойств касторового масла на частотах 0,5—3000 МГц.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1974, № 6.
18. Бердыев А. А., Мурадов В. А., Хемраев Б. Ультразвуковая аппаратура для измерения вязкоупругих свойств жидкостей.— Труды Третьей Всесоюзной конференции на тему: «Современные вопросы ультразвуковой спектроскопии». Вильнюс, 1971.

Б. Хемраев

2,3-БУТАНДИОЛАДАКЫ АКУСТИК РЕЛАКСАЦИЯ ХАКЫНДА

2,3-бутандиолдың өзлүгі тапмынан секиз тертибе үйтгейн халатда $0,5 \div 2800 \text{ МГц}$ йыгылыклардакы узабоюна сесин ювудылма коэффициенти ве тизлиги, $10 \div 2300 \text{ МГц}$ йыгылынларда песе сес толкнунун серпилме коэффициентинин модулы ве $10 \div 150 \text{ МГц}$ йыгылыкларда фазаның өзгериши өлченилди. Температураның үйтгеми билен сесин максимум синдирилиши сыпаг аркалы тапылды. Середилен хадьса өзли средада сес яйрайшын локал дэл теориясы билен канагатланарлы беян эдилйэр.

B. Khemrayev

ON ACOUSTICAL RELAXATION IN 2,3-BUTANE-DIOLE

It were measured: the absorption and rate of distribution of: longitudinal sound for frequencis $0,5 \div 2800 \text{ MHz}$, shifted waves on frequencies $10 \div 2300 \text{ MHz}$ for reflaction coefficient module as well as the phase-shift in 2,3-butane-diole for frequencies $10 \div 150 \text{ MHz}$ when this liquid viscosity is changed by about eight orders.



ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СЕРЫ ИЗ ЕЕ РАСТВОРОВ

Из температурного хода вязкости в сере [1, 2] следует, что ее молекулы могут существовать в форме, по крайней мере, двух сильно различающихся структур с температурой перехода $\sim 160^\circ\text{C}$. Этот факт подтверждается рентгенографическими [3] и акустическими [4, 5] исследованиями, а также измерениями электропроводности [6]. По имеющимся данным [7], вблизи температуры плавления сера представляет модификацию S_λ (S_8), которая при повышении температуры обогащается модификациями S_π и S_μ . Дальнейший нагрев превращает кольцевые структуры в полимерные цепи, которые при еще большем нагреве распадаются. Известно также [7, 9], что в растворенном состоянии при температурах много ниже 160°C молекулы жидкой серы тоже представляют собой восьмичленные кольца S_8 . С точки зрения спектроскопии, такая форма молекулы принадлежит к группе симметрии D_{4d} и имеет одиннадцать нормальных колебаний, семь из которых дважды вырождены [8]. Приступая к исследованиям растворов серы, мы полагали, что релаксационные эффекты термической природы проявятся в них особенно отчетливо.

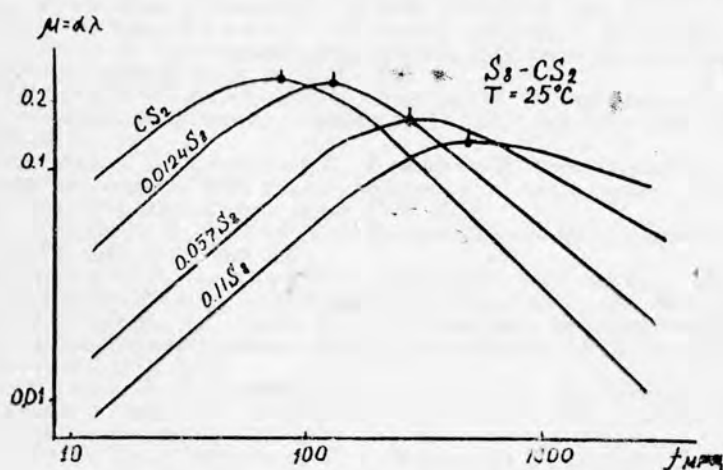


Рис. 1. Концентрационная зависимость поглощения на длине волны в растворах серы.

Из акустических данных о скорости и поглощении звука в диапазоне частот 12—3000 МГц определено релаксационное поглощение на длине волны звука $\mu = \alpha^2 \lambda$ (рис. 1). Из графика видно, что максимум поглощения с повышением концентрации серы смещается в высокочастотную область.

Исходя из значений максимального поглощения на длине волны, найдены эффективные времена релаксации растворов серы (рис. 2). Концентрационная зависимость эффективных времен релаксации показывает, что с повышением мольной доли серы в растворе время релаксации резко уменьшается. Такая зависимость времен релаксации присуща бинарным смесям с резко различающимися временами релаксации.

Ранее [9] нами осуществлен анализ этих результатов по теории Бауэра [12]. Однако эта теория содержит допущение, что эффективность перехода энергии при соударениях разнородных молекул равна эффективности при соударениях однородных молекул объекта с меньшим временем релаксации. Подобное допущение не всегда правомерно. Для более точного определения кинетических и термодинамических параметров серы

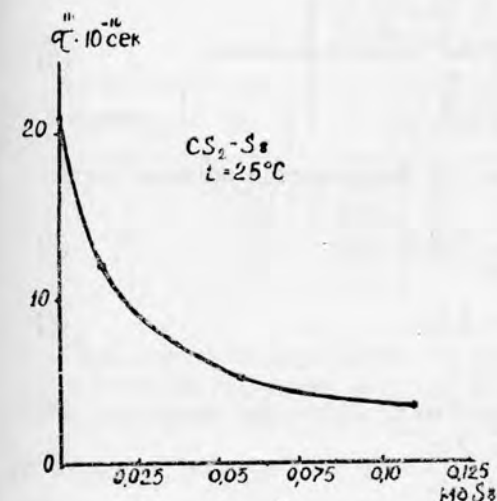


Рис. 2. Концентрационная зависимость времени релаксации в растворах серы.

мы воспользовались теорией Сетте [11]. Сетте показал, что если ввести коэффициенты, определяющие сравнительные эффективности переходов энергии при соударении однородных и разнородных молекул раствора, то выражение для низкочастотного поглощения запишется в виде

$$\frac{\alpha}{f^2} = \left(\frac{\alpha}{f^2} \right)_b (1-dx) \left[\frac{xz c'_a / c'_b}{x+t(1-x)} + \frac{1-x}{1+x(u-1)} \right], \quad (1)$$

где

$$u = \frac{\tau_b}{\tau_{ba}}; \quad t = \frac{\tau_a}{\tau_{ab}}; \quad z = \frac{\tau_a}{\tau_b};$$

$$d = 1 - \frac{\left(\frac{\alpha'}{f^2} \right)_a \cdot c'_a}{\left(\frac{\alpha'}{f^2} \right)_b \cdot c'_b \cdot z}$$

индекс a относится к сероуглероду, b — к сере, x — мольная доля сероуглерода.

Для определения коэффициентов u и t акустические данные обрабатывались на ЭВМ способом, изложенным в [13].

Так как низкочастотное поглощение в чистой жидкой сере определено разными авторами неоднозначно, в предположении колебательной релаксации, нами выбран интервал дискретных значений времени релаксации в области $0,245 \div 1,5 \cdot 10^{-10} \text{с}$.

Термодинамические величины жидкой сере выбраны с учетом экстраполяции теплоемкости из жидкой фазы к температуре опыта с одно-временным учетом соотношения (2):

$$\left. \begin{aligned} d &= 1 - \left(\frac{c_p - c_v}{v_0 c_p c_v} \right)_a \left| \left(\frac{c_p - c_v}{v_0 c_p c_v} \right)_b \right| \\ k &= \frac{1}{1-d} \left(\frac{\alpha_0}{f^2} \right)_a \left| \left(\frac{\alpha_0}{f^2} \right)_b \right| \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

и нескольких условий, характерных для большинства жидких сред:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{2\pi^2}{v_0} \frac{(c_p - c_v) \cdot c'}{c_p \cdot c_v} \cdot \tau; \quad (3)$$

$$c_p - c_v = 5R; \quad (4)$$

$$c_v = \frac{c_p^2}{c_p + \frac{Mv^2\theta^2 T}{Jg}} \quad (5)$$

Таким образом, в пределах имеющихся значений поглощения в сере получено несколько вариантов значений коэффициентов u и t (табл. 1).

Поскольку исследуемая система может быть отнесена к бинарным смесям неассоциированных жидкостей с термической природой релаксации, то обмен между поступательной энергией и энергией внутренних колебательных степеней, свободы может быть рассмотрен в форме двух параллельных реакций [10]. В этом случае поглощение вычисляется по уравнению

$$\left(\frac{\alpha'}{f^2} \right)_x = \frac{2\pi^2}{v_\omega} \left(\frac{v_0}{v_\omega} \right)_x^2 \frac{c_p^* - c_v}{c_p^* (c_p^* - c_v^*)} \cdot \sum_1^2 \frac{c_s'' \tau_s''}{1 + (\omega \tau_s'')^2}, \quad (6)$$

в котором скорость звука определяется дисперсионным соотношением,

$$\left(\frac{v_\omega}{v_0} \right)^2 = 1 + \frac{c_p^* - c_v^*}{c_p^* (c_p^* - c_v^*)} \cdot \sum_1^2 \frac{c_s'' (\omega \tau_s'')^2}{1 + (\omega \tau_s'')^2}, \quad (7)$$

где $\omega = 2\pi f$.

Величины c_p^* , c_v^* , c'^* , τ_s'' , c_s^* для растворов найдены из значений изобарной, изохорной и колебательной теплоемкостей чистых объектов, их молярных концентраций и времен релаксаций:

$$\tau_1 = \frac{\tau_a}{x + t(1-x)}; \quad \tau_2 = \frac{\tau_b}{1+x(u-1)}. \quad (8)$$

Таким способом получено несколько вариантов рассчитанных значений поглощения и дисперсии.

Критерием выбора наиболее оптимального варианта параметров (табл. 1) было минимальное среднеквадратичное значение величины:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i,j=1}^n \left[\frac{y_{i \text{ эксп}} - y_{i \text{ расч}}}{y_{i \text{ расч}}} \right]^2, \quad (9)$$

где i — концентрация, j — частота.

Таблица 1

Термодинамические и кинетические параметры серы

Вариант	u	t	$c_p \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot \text{гр}}$	$c_v \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot \text{гр}}$	$\tau \cdot 10^{-10} \text{ с}$	$\sqrt{\sigma^2} \cdot 100 \%$
I	6,8312	68,1785	50	46	0,81	16,44
II	7,1298	68,9797	55	50	1,5	18,26
III	7,3796	67,5122	55,6	46,4	0,4	13,6
IV	8,9705	68,9008	69	64,7	1,5	17,7
V	12,7997	67,0367	59	52,2	0,245	14,66

Самое минимальное (табл. 1) нормированное отклонение экспериментальных от расчетных величин имеет вариант, для которого изобарная и изохорная теплоемкости и время релаксации в чистой сере име

ют значения, близкие к $c_p = 55,6 \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot \text{гр}}$; $c_v = 46,4 \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot \text{гр}}$; $\tau = 0,4 \cdot 10^{-10} \text{ с}$.

Сопоставление экспериментальных величин поглощения в растворах серы с рассчитанными по соотношению (6) представлено на рис. 3. Из рисунка видно, что результаты теоретического расчета поглощения, в предположении существования в сере релаксации колебательной природы, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными. Таким образом, несмотря на приближенный характер определения термодинамических и кинетических характеристик серы, из ее растворов найдены значения этих величин, наиболее соответствующие истинным.

В растворах серы в сероуглероде выполнены измерения скорости в зависимости от концентрации. Концентрационная зависимость скорости ультразвука находится в соответствии с величиной этого параметра, экстраполированного к комнатным температурам из значений его для расплава серы.

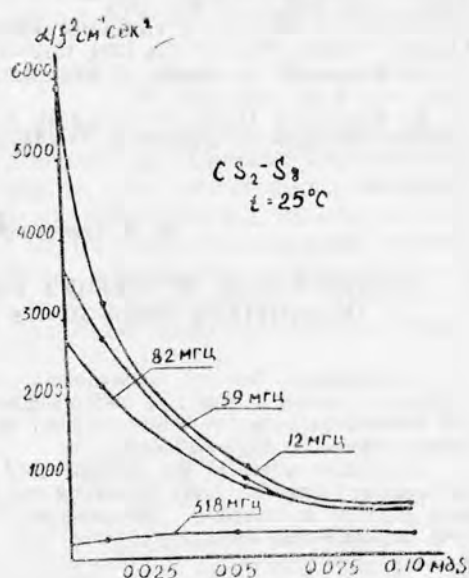


Рис. 3. Частотно-концентрационная зависимость поглощения в системе $\text{CS}_2\text{—S}_8$; — — расчет, . — эксперимент.

Выводы

Путем обработки акустических данных на ЭВМ найден оптимальный вариант соответствия термодинамических и кинетических параметров серы экспериментальным результатам. Полученные значения времени релаксации, изобарной, изохорной и колебательной теплоемкости показывают, что избыточное поглощение в сере обусловлено колебательной релаксацией.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
28 февраля 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лекае В. М., Елкин Л. Н. Физико-химические и термодинамические константы элементарной серы. М., 1964.
2. Гитис М. Б., Ниязов С., Михайлов И. Г. Скорость звука и сжимаемость в расплавленных сере и селене. — «Акустический журнал», 1968, т. 14, № 1.
3. Ормонт Ф. Структура неорганических веществ. М., ГТТИ, 1959.
4. Гитис М. Б., Михайлов И. Г., Ниязов С. Поглощение звука в жидкой сере. — «Акустический журнал», 1970, т. 16, 3.
5. Pryor A. W., Richardson E. G. Viscosity and Absorption of Ultrasonic in Liquid Sulphur. *Phys. Chem.* 59, 1955.
6. Techer, Lutz H. D. Beiträge zur Chemie der Schwefels, 70. Die electrische Leitfähigkeit Schwefels. *Zur anorg. and allem. Chem.* 1964, 333, 416, 216—225.
7. Глестон С., Лейдлер К., Эйринг Г. Теория абсолютных скоростей реакций. М., ИЛ, 1948.
8. Свердлов Л. М., Ковнер М. А., Крайнов Е. Колебательные спектры многоатомных молекул. М., «Наука», 1970.
9. Лежнев Н. Б., Золотарева Ю. В. О механизме акустической релаксации в растворах среды. XV Международная конференция «Ультразвук». Прага, 1976.
10. Herzfeld K. F., Litovitz T. A. Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves. New York—London, 1959.
11. Sette D. On the Ultrasonic Absorption in Binary Mixtures of Unassociated Liquids. I. *Chem. Phys.* 18, 12, 1950, 1592—1594.
12. Bauer E. A. Theory of Ultrasonic Absorption in Unassociated Liquids. *Proc. Phys. Soc. A* 62, 1949, 141—154.
13. Бекетов П. В., Лежнев Н. Б. О вероятностях обменных взаимодействий в смесях кнзеровских жидкостей. — «Акустический журнал», 1977, т. 23, № 4.

N. B. Lezhnyev, Yu. Zolotaryeva

DETERMINATION OF SULFUR'S THERMODYNAMICAL AND KINETICAL PARAMETERS THROUGH ITS SOLUTIONS INVESTIGATIONS

Comparisons between experimental values of ultrasound absorption by sulfur solution in carbon sulfide and ones calculated with a help of Setti theory were made. The coefficients of comparative efficiency in collisions between homogenous and heterogeneous molecules were obtained.

Computers revealed the minimal-rated deviation of the experimental values from the measured ones for every frequency and concentration supposing that two reactions went parallel in solutions. Thermodynamical and kinetical parameters of pure sulfur were determined as well.

УДК 662.997

Р. БАЙРАМОВ
 И. В. БАУМ
 Б. ЛИ
 Ю. И. МАЧУЕВ

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ТОНКОСТЕННЫХ ПАРАБОЛОИДНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ

Работа посвящена обоснованию модели формирования температурных полей на параболоидной поверхности, подвергающейся воздействию внешних тепловых факторов. Модель строится исходя из общих соображений о теплообмене конструкций, находящихся на открытом воздухе, и учитывает воздействие прямой солнечной радиации.

Основными статьями теплового баланса являются поглощаемая солнечная радиация, поглощаемое тепловое излучение окружающих предметов, конвективный теплообмен с воздухом, собственное тепловое излучение. Наряду с этим установка в целом (параболоидный отражатель и несущая конструкция) как массивное тело обладает определенной тепловой инерцией.

Детализация рассматриваемого процесса должна происходить по всем указанным основным пунктам.

Пусть некоторый элемент поверхности отражателя получает тепловую энергию, поглощая солнечную и тепловую радиацию окружающих тел, земли и атмосферы, отдает тепло за счет собственного теплового излучения и путем конвекции, а также обменивается теплом за счет теплопроводности внутри материала отражателя с соседними участками параболоида. Алгебраическая сумма перечисленных потоков тепла равна изменению теплосодержания в рассматриваемом элементе за единицу времени. В общем случае уравнение теплопроводности имеет вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + q/\delta, \quad (1)$$

где

$$q = q_c + q_p + q_n + q_k,$$

c — удельная теплоемкость материала; ρ — плотность материала; q — поверхностная плотность источников тепла; δ — толщина обшивки отражателя; q_c — поглощаемый элементом поток солнечной радиации; q_p — поглощаемый элементом поток теплового излучения окружающих тел и противоизлучения атмосферы; q_n — поток тепла, уносимый собственным тепловым излучением элемента; q_k — поток тепла, уносимый конвективной теплоотдачей.

Отметим, что в предпологаемой идеализированной ситуации мы не учитываем конструктивные неоднородности и считаем параболоид однородной поверхностью, характеризуемый константами c , ρ , λ , δ .

В уравнении (1)

$$q_c \approx A_s J,$$

где A_s — средняя по спектру поглощательная способность покрытия поверхности; J — плотность потока солнечной радиации.

Далее

$$q_n = -2\epsilon\sigma T^4,$$

где ϵ — излучательная способность поверхности; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Слагаемое q_p имеет сложный характер ввиду того, что температура различных предметов неодинакова и сами эти предметы видны для различных элементов поверхности под различными телесными углами. Однако ввиду пропорциональности теплового излучения окружающих предметов четвертой степени их температур, а также неоднократно наблюдавшегося в эксперименте значительного перегрева поверхности параболоида относительно характерных температурных уровней земли и окружающего воздуха, можно сказать, что в целом радиационный баланс, учитывающийся членами q_p и q_n , приведет к отводу тепла от поверхности параболоида. Аналогично конвективная составляющая теплообмена q_k также обусловит отток тепла от параболоидной поверхности. Тем самым второй член в правой части (1) состоит из заведомо положительного слагаемого q_c и трех членов q_p , q_n , q_k , в сумме являющимися величиной отрицательной.

Рассмотрим случай стационарных внешних условий

$$\sigma\lambda \nabla^2 T + q = 0. \quad (2)$$

Если бы поле температур было однородным, то $\nabla^2 T \equiv 0$ и температура T определялась бы из алгебраического уравнения $q(T) = 0$.

Однако в q входит поглощенная радиация $A_s J$, которая меняется от точки к точке ввиду различия в углах падения прямых лучей на разные участки искривленной поверхности, поэтому первый член в (2) отличен от нуля. Оценим его величину. Пусть перепад температуры по всему параболоиду составляет $\Delta_R T$. В качестве первого приближения для значения $\nabla^2 T$ примем оценку [1]:

$$\Delta^2 T \approx \frac{\Delta_R T}{R^2}, \quad (3)$$

где R — радиус параболоидной чаши.

Оценка (3) обоснована в [1] для оператора Лапласа ∇^2 , записанного в декартовых координатах, где R характеризует линейные размеры области изменения аргумента. В нашем случае оператор ∇^2 следует представить в специальной параболической системе координат [2], где дифференцирование по радиусу заменяется дифференцированием по образующей (меридиану) параболоидной поверхности. Однако ввиду сравнительно небольшой искривленности параболоида (как пространственной фигуры), когда $r/p \leq 1$, где r — расстояние точки на параболоиде от оси симметрии, p — фокальный параметр параболоида, оценка (3) оператора $\Delta^2 T$ по порядку величины также справедлива.

Если мы отбросим первый член в (2), это вызовет некоторую погрешность в определении расчетной температуры. Обозначим абсолютную величину этого отклонения через $\Delta_m T$. Величина $\Delta_m T$ связана с величиной первого члена в (2) соотношением

$$2\alpha \Delta_M T = \delta \lambda \nabla^2 T \approx \frac{\delta \lambda \Delta_R T}{R^2}, \quad (4)$$

вытекающим из (2), в котором q_p , q_n , q_k представлены в простейшем виде

$$q_p + q_n + q_k = -2\alpha (T - T_0).$$

Введем относительную погрешность в определении температуры:

$$\varepsilon_M = \Delta_M T / \Delta_R T. \quad (5)$$

Тогда из (4)

$$\varepsilon_M \approx \lambda \delta / 2\alpha R^2.$$

Но величина $\lambda \delta / 2\alpha$ представляет собой квадрат характерной длины проникновения теплового потока l_T^2 при наличии источника тепла в однородной тонкостенной конструкции.

$$l_T = \sqrt{\lambda \delta / 2\alpha}.$$

Таким образом,

$$\varepsilon_M \approx \left(\frac{l_T}{R} \right)^2. \quad (6)$$

Чтобы правильно описать неоднородное распределение температуры на поверхности, методическая погрешность $\Delta_M T$, очевидно, должна быть много меньше реального перепада $\Delta_R T$ температуры, то есть $\varepsilon_M \ll 1$. Практически для чаш, линейные размеры которых десятикратно превышают характерную тепловую длину l_T , точность уравнения $q=0$ вполне удовлетворительна $\varepsilon_M \approx 1\%$. То есть реальные перепады температур, вызванные неоднородной облученностью, будут отчетливо воспроизводиться несмотря на погрешность $\Delta_M T$.

Для оценки l_T придадим величинам (6) конкретные значения: $\delta = 0,002$ м, $\lambda = 150$ Вт/м град, $\alpha = 15$ Вт/м² град, тогда $l_T = 0,1$ м. Величина l_T в реальных конструкциях близка этому значению.

На основе анализа можно сделать следующий вывод. В однородных тонкостенных конструкциях размерами порядка нескольких метров и более внутренняя теплопроводность практически не влияет на распределение температуры. Вывод о возможности пренебрежения координатными производными в уравнении (1) распространяется и на случай нестационарности температурных полей, так как формирование распределения температуры в различных участках обшивки происходит не за счет внутренней теплопроводности, а за счет локального теплообмена с окружающей средой. Это замечание вполне соответствует ходу рассуждения, принятому в теории подобия [1] при выводе оценки (3).

На рис. 1 изображена зависимость $\Delta_M T$ от R в однородной тонкостенной конструкции при $l_T = 0,1$ м и различных $\Delta_R T$.

Напротив, в тонкостенных обшивках, имеющих конструктивные неоднородности (ребра жесткости, места крепления обшивки с несущей конструкцией), необходимо учитывать передачу тепла путем теплопроводности в участках поверхности, находящихся от дополнительных источников или стоков тепла на расстояниях, сравнимых с l_T .

Таким образом, общая схема модели теплообмена сводится к следующему. Обшивку считается однородной и поле температур в ней рассчитывается с помощью локальной модели без учета теплопроводности

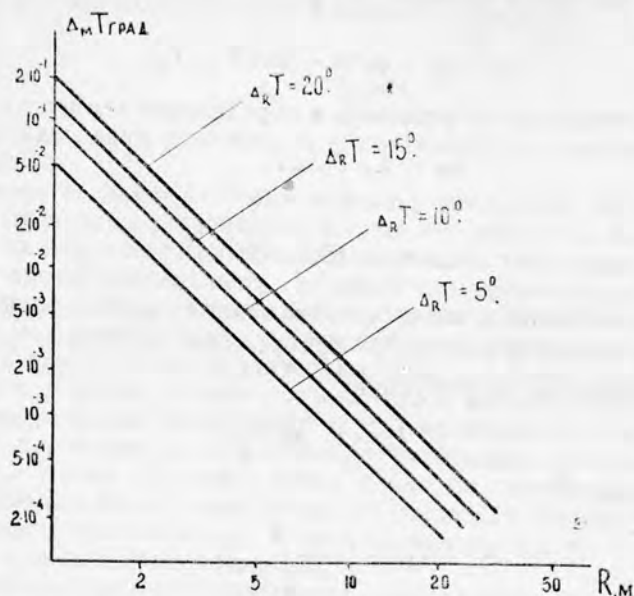


Рис. 1. Зависимость изменения методической погрешности ΔmT от радиуса R .

Влияние конструктивных неоднородностей оценивается лишь в областях, прилежащих к стокам тепла, как поправки к решению задачи для однородной обшивки. При вычислении этих поправок необходим учет внутренней теплопроводности материала.

Наконец, температурные поля в самих подкрепляющих элементах в основном определяются теплопроводностью и по соответствующим им температурным градиентам должны оцениваться термодформации.

Рассмотрим расчет температуры обшивки без учета влияния ребер. В общем случае локальный теплообмен элемента обшивки описывается уравнением (1), в котором отброшен член $\lambda \nabla^2 T$, а q имеет вид

$$q = A_s J + 2\epsilon \sigma T_p^4 - 2\epsilon \sigma T_0^4 - 2\alpha_k (T - T_0). \quad (7)$$

Тогда

$$c\rho \delta \frac{\partial T}{\partial t} = A_s (J_0 \cos i + J_p) + 2\epsilon \sigma T_p^4 - 2\epsilon \sigma T_0^4 - 2\alpha_k (T - T_0). \quad (8)$$

Эквивалентную радиационную температуру T_p приближенно заменяем на T_0 , ввиду их незначительного отличия и сложности экспериментального определения T_p . Далее, предполагая, что J_0 , J_p , T_0 , α_k в течение достаточно длительного интервала времени остаются практически постоянными, можно пренебречь производной по времени в левой части уравнения (8), и уравнение (8) примет вид

$$A_s (J_0 \cos i + J_p) - 2\epsilon \sigma (T^4 - T_0^4) - 2\alpha_k (T - T_0) = 0. \quad (9)$$

Иными словами, хотя внешние параметры и являются функциями времени, однако в каждый данный момент температура параболоида T практически равна равновесной температуре, соответствующей данным мгновенным значениям внешних параметров.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
22 марта 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Галканов А. Аналитическое исследование и методика расчета тепловых режимов параболоидных рефлекторов. — Автореф. канд. дисс. ФТИ АН ТССР. Ашхабад, 1975.
2. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. М., «Высшая школа», 1973.

Р. Байрамов, И. В. Баум, Б. Ли, Ю. М. Мачуев

ЮКА ДИВАРЛЫ ПАРАБОЛОИД КОНСТРУКЦИЯЛАРЫҢ ТЕМПЕРАТУРА МЕЙДАНЛАРЫНЫҢ ФОРМИРЛЕНИШ ШЕРТЛЕРИНИҢ АНАЛИЗИ

Иш дашаркы йылылык факторларының тәсирине сезевар әдилен юка диварлы параболоид үстде температура мейданының формирлениш моделини эсасландырмаклыга багышланыпдыр. Модель ачык ховада дуран ве гөни гүн радиациясы хасаба алының конструкцияның йылылык чалышмасы хакдакы умумы дүшүнжелере эерилип дөредилди. Модель чылшырымлы конструкцияның параболоид фацетиниң йылылык хасабыны гечирмәге мүмкинчилик берйәр.

P. Bairamov, I. V. Baum, B. Li, Yu. I. Machuyev

ANALYSIS ON CONDITIONS OF TEMPERATURE FIELDS FORMATION FOR THIN-WALLED PARABOLOID CONSTRUCTIONS

*The paper deals with a description of a model of temperature field formation on the thin-walled paraboloid surfaces influenced by external thermal factors.

The model was build up on the basis of general consideration on a heat exchange construction installed on open air and with account of direct radiation. The model permits to make the heat calculations of the complexed construction facets.

УДК 662.997

Р. БАЙРАМОВ
И. В. БАУМ
Б. ЛИ
Ю. И. МАЧУЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ТОНКОСТЕННОЙ ОБШИВКИ ПАРАБОЛОИДНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ

Исследуемый параболоидный отражатель [1] изготовлен из металлических щитков (фацет) на основе алюминия и окрашен в серый цвет. Толщина листов фацет 1,5 мм.

Температуру параболоида измеряли потенциометрически [2], климатические параметры — по методике работы [3]. При определении максимальных температур и максимальных перепадов температур по поверхности параболоида при различных положениях фокальной оси относительно Солнца нами выбран метод экспериментального поиска.

Выбраны следующие положения фокальной оси:

1. Фокальная ось параболоида следит за Солнцем. При таком положении, по-видимому, будет наблюдаться максимальный нагрев рабочей поверхности параболоида, следовательно, максимальная симметричная термодетормация.

2. Фокальная ось радиотелескопа направлена так, что половина рабочей поверхности параболоида освещена Солнцем, другая находится в тени. Предполагается максимальный перепад температур на поверхности параболоида.

3. Фокальная ось параболоида направлена в зенит. Этот вариант является промежуточным между положениями фокальной оси по вариантам 1 и 2.

4. Фокальная ось параболоида параллельна поверхности Земли и направлена на север.

5. Фокальная ось параболоида параллельна поверхности Земли и направлена на юг.

По-видимому, возникновение максимальной термодетормации наиболее вероятно летом, когда скорость ветра минимальная, а солнечная радиация достигает максимума.

Экспериментальные исследования подтвердили правильность предположения, что при одинаковых климатических параметрах максимальные значения температур поверхности параболоида наблюдаются при слежении фокальной оси отражателя за Солнцем в летний период, причем максимальная температура наблюдалась у вершины параболоида. Максимальный перепад температур по обшивке наблюдался, когда ось параболоида направлена в зенит (осеннее время).

Рассмотрим подробнее указанные режимы облучения параболоида в отдельности, когда фокальная ось параболоида следит за Солнцем и когда она направлена в зенит.

Симметричное облучение (фокальная ось параболоида следит за Солнцем)

За время эксперимента максимальная температура по поверхности параболоида достигала 59°C и наблюдалась летом. Максимальный перепад температур составлял 12° .

Поверхность параболоида нагревалась неравномерно, что объясняется наличием неоднородностей в конструкции и различием локальных значений коэффициента поглощения.

Если занижение экспериментальных значений температур обшивки объяснить влиянием на нее конструктивных неоднородностей (например, ребра жесткости) и учесть влияние ребра в расчете, то расхождение между экспериментальными и расчетными значениями температур уменьшится и составит не более $2-3^{\circ}$.

Другая причина неоднородностей температурного поля—различие в коэффициенте A_s , вызванное старением лакокрасочного покрытия в процессе эксплуатации антенного устройства. Измерения коэффициента поглощения на исследуемом объекте выполнялись лабораторией гелиотехники ЭНИН им. Г. М. Кржижановского. В основном покрытие характеризуется $A_s = 0,8$, в отдельных местах величина A_s составила 0,65. При изменении коэффициента поглощения A_s , например на 0,1, расчетная температура изменяется на $1-1,5^{\circ}$ (рис. 1, пунктирная кривая), что является немаловажным фактором при оценке совпадения экспериментальных и расчетных данных. На рис. 1 показан один из характерных случаев распределения температуры по образующей параболоида. Сплошной линией показан ход расчетной температуры, экспериментальные данные приведены в виде треугольников.

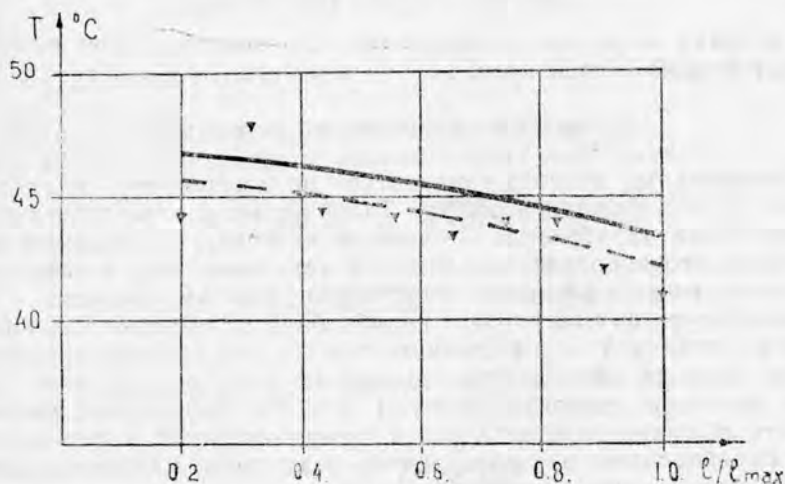


Рис. 1. Распределение температуры по образующей параболоида (симметричное облучение)

Обработка экспериментальных данных производилась по методике [1] в следующем порядке:

- 1) определялись и усреднялись коэффициенты теплоотдачи;

2) на основании средних значений коэффициента теплоотдачи определялись расчетные значения температур;

3) проводилось сравнение расчетной по значению температуры с экспериментальной.

Определение α . При известных значениях метеорологических параметров и характеристик отражателя [1] определялось локальное значение α как функции скорости ветра V .

Нанесенные точки на графике $\alpha = f(V)$ показали, что в первом приближении эту зависимость можно считать линейной. Коэффициенты линейной зависимости α от V находили методом наименьших квадратов [4].

Из анализа экспериментальных данных видно, что коэффициент конвективной теплоотдачи для параболоидной конструкции в меньшей степени зависит от скорости ветра, чем в случае обтекания гладкой поверхности. Очевидно, сильная турбулизация потока происходит уже на самом краю чаши, в отличие от плоской пластины, поэтому в качестве характерного размера следует выбирать размер отдельных конструктивных блоков чаши (фацет). Кроме того, конструктивные неоднородности, создающие «ветровую тень» на участках поверхности обшивки, снижают эффект, обусловленный увеличением скорости внешнего невозмущенного набегающего потока. По-видимому, в данном случае имеет место закономерность, аналогичная случаю естественной конвекции при больших числах Грасгофа, когда коэффициент конвективной теплоотдачи при увеличении геометрических размеров объекта не изменяется. Этот вывод особенно важен ввиду того, что непосредственное моделирование процессов теплообмена для рассматриваемых объектов затруднено из-за громоздких значений числа Рейнольдса. Таким образом, значение коэффициента теплоотдачи при скоростях ветра $1 \div 5$ м/с колеблется в интервале $11 \div 15$ Вт/м²град. и можно в первом приближении пользоваться формулой

$$\alpha = (0,5V + 13), \text{ Вт/м}^2\text{град.}$$

Этот интервал останется, по-видимому, справедливым при переходе к объектам больших масштабов.

Несимметричное облучение

Максимальный перепад температур по поверхности параболоида достигал 17° и наблюдался осенью. Такой большой перепад температур по поверхности параболоида — частное явление, объясняемое конструктивными неоднородностями антенной установки. Так, в районе падения тени от контррефлектора температура резко уменьшается.

Температура по поверхности параболоида нарастала с южной в северную и с западной — в восточную стороны (когда фокальная ось направлена в зенит, поверхность отражателя разделена на зоны — восточную, западную, северную, южную) (рис. 2). Наибольший нагрев поверхности обшивки наблюдался в северо-восточной и юго-восточной частях параболоида, что обусловлено различием падения солнечных лучей по поверхности параболоида. Такие же закономерности распределения температур, по поверхности параболоида (то есть изменение температуры зависит от угла падения прямой солнечной радиации), наблюдались в течение всего дня. Область наибольшего нагрева поверхности параболоида непостоянна, как бы «плавает», перемещаясь по ходу движения Земли и антенны относительно Солнца.

В общем случае, температура для четырех направляющих поверхности параболоида может быть вычислена по формулам:

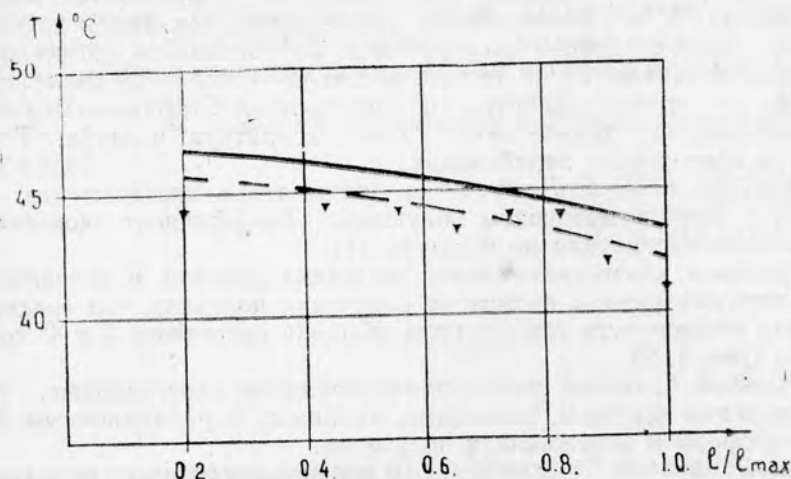


Рис. 2. Распределение температуры по образующей параболоида (несимметричное облучение).

для южной и северной направляющих параболоида

$$A_s \left\{ J_0 \left[\pm \frac{R}{\sqrt{R^2 + P^2}} \left(\sqrt{1 - \cos^2 67^\circ \cos^2 \varphi} \cos 2\pi \frac{\tau}{24} \sin \mu - \right. \right. \right. \\ \left. \left. - \cos 67^\circ \cos \varphi \cos \mu \right) + \frac{P}{\sqrt{R^2 + P^2}} \left(\sqrt{1 - \cos^2 67^\circ \cos^2 \varphi} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{\tau}{24} \cos \mu + \cos 67^\circ \cos \varphi \sin \mu \right) \right] + J_p \right\} - \\ - 2\epsilon \sigma (T^4 - T_0^4) - 2\alpha_k (T - T_0) = 0. \quad (2)$$

Знаку (—) перед выражением $\pm \frac{R}{\sqrt{R^2 + P^2}}$ соответствует южная направляющая параболоида, знаку (+) — северная.

Для восточной и западной направляющих параболоида

$$A_s \left\{ J_0 \left[\pm \frac{R}{\sqrt{R^2 + P^2}} \sqrt{1 - \cos^2 67^\circ \cos^2 \varphi} \sin 2\pi \frac{\tau}{24} \sin \mu + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{P}{\sqrt{R^2 + P^2}} \left(\sqrt{1 - \cos^2 67^\circ \cos^2 \varphi} \cos 2\pi \frac{\tau}{24} \cos \mu + \cos 67^\circ \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \times \cos \varphi \sin \mu \right) \right] + J_p \right\} - 2\epsilon \sigma (T^4 - T_0^4) - 2\alpha_k (T - T_0) = 0.$$

Знакам перед выражением $\pm \frac{R}{\sqrt{P^2 + R^2}}$ соответствуют: знаку (+) восточная направляющая параболоида, (—) западная направляющая параболоида,

$$\varphi = \frac{K_1 - K_2}{365} 360^\circ,$$

$K_1 - K_2$ — количество дней между днем эксперимента K_1 и K_2 — 22 июня; τ — время в часах от полудня; R — радиус, указывающий поло-

жение измеряемой точки на параболоиде; P — фокальный параметр параболоида; 67° — дополняющий угол наклона оси Земли до прямого угла; μ — широта района эксперимента; J_0 — плотность потока прямой солнечной радиации; J_p — плотность потока рассеянной солнечной радиации; ε — степень черноты; σ — постоянная Стефана — Больцмана; α — коэффициент теплоотдачи; T_0 — температура воздуха; T — температура поверхности параболоида.

Последовательность обработки результатов эксперимента такая же, как и при симметричном облучении. Коэффициент конвективной теплоотдачи определяли по формуле (1).

Проверка квазистационарной методики расчета в осесимметричном и несимметричном вариантах облучения показала, что среднеквадратичная погрешность температуры обшивки составляет 2 и 4° соответственно (рис. 1, 2).

Основной причиной расхождения являются нерегулярные, трудно предсказуемые факторы, связанные, например, с радиационным балансом атмосферы и окружающих предметов.

Таким образом, предложенная квазистационарная методика [1] пригодна для расчета и математического моделирования температурных полей тонкостенных параболоидных конструкций больших размеров.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
27 марта 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Байрамов Р., Баум И. В., Ли Б., Мачуев Ю. И. Анализ условий формирования температурных полей параболоидного отражателя. — «Известия АН ТССР, серия физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 4.
2. Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы. М., 1958.
3. Руководство для выполнения практических заданий по курсу «Метеорология и климатология». Изд. Ленинград. университета, 1972.
4. Зельдович Я. Б., Мышкис А. Д. Элементы прикладной математики. М., «Наука», 1972.

Р. Байрамов, В. И. Баум, Б. Ли, Ю. И. Мачуев

ПАРАБОЛОИД ГАЙТАРЫЖЫНЫҢ ЮКА ДИВАРЛЫ УСТКИ ӨРТУГИНИҢ ТЕМПЕРАТУРА МЕЙДАНЫНЫҢ ЭКСПЕРИМЕНТАЛ БАРЛАГЫ

Макалада барлагларын объекти беян эдилер ве экспериментин вариантлары сайланылар. Барлагын нетижелери эсасында максимал температураларын хем-де параболоидин үстүндөки температура гачмаларынын ехмети кесгитленилэр.

Шемалын тизлигине баглылыкда параболоидин үсти боюнча йылылыгы дашына чыкарыш коэффициентинин өзгермесине анализ эдилди. Дерцевин нетижелеринин ишленилиши, йылылыгы дашына чыкарыш коэффициентинин биринжи голайлашмада чызыклы канун боюнча шемалын тизлигинден үйтгейиндигини гөркезди. Шонда температураларын хасап ве дерцев ехметлеринин арасындакы тапавут $2-4^\circ$ -дан агдык дәл. Иште шейле-де параболоидин үстүниң оптики характеристикасынын үйтгейиш диапазоны гетирилэр.

УДК 550.338.2

О. О. ОВЕЗГЕЛЬДЫЕВ
Л. П. КОРСУНОВА
В. Д. БАКАЛДИНА

О СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЯХ ВЕРОЯТНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ Е-СПОРАДИЧЕСКОГО

В работах, посвященных сезонным вариациям E_s [1, 2], показано, что противофазность годовых изменений параметров E_s в северном и южном полушариях обусловлена соответствующими изменениями динамических характеристик среды. Такие изменения могут быть связаны с величиной ветровых сдвигов, интенсивностью турбулентных процессов, высотными вариациями зональной системы ветра.

Розенберг [3], анализируя данные 70 экспериментов по измерению профилей нейтрального ветра, определил величину предельных и средних сдвигов горизонтальных скоростей для различных высотных диапазонов. Оказалось, что сдвиги максимальны в области высот 90—110 км и убывают на $h > 110$ км. Однако сезонных различий в величине сдвигов не отмечено. Что касается интенсивности турбулентных процессов, то здесь картина очень противоречивая. По метеорным наблюдениям [4] отмечается усиление турбулентности в осенне-зимний период, тогда как ионосферные данные [5] и теоретические расчеты нейтрального состава [6] свидетельствуют об увеличении коэффициента турбулентной диффузии летом по сравнению с зимним периодом. В этой связи важное значение приобретает изучение высотных вариаций зональной системы ветра, определяющей движение заряженных частиц в E -области.

Годовые изменения вероятности появления E -спорадического рассмотрены нами для двух станций северного («Ростов») и южного («Годлей Хид») полушарий с близкими геометрическими факторами (φ , I). На рис. 1а показан годовой ход вероятности появления E_s на станциях «Ростов» и «Годлей Хид» в ночное время (20 час.—04 час.), усредненный за 1958—1969 гг. Выбор этого времени определяется тем, что ночью влияние динамических процессов проявляется в наиболее чистом виде. На рис. 1б представлены годовые изменения наиболее вероятных высот появления E_s на этих станциях. Видно, что противоположному ходу PE_s в двух полушариях соответствует противоположный ход модальных значений действующих высот E -спорадического. При этом поведение действующих высот ночью отражает истинное положение вещей, так как групповое запаздывание радиосигнала в ночной нижней ионосфере пренебрежимо мало. Из рис. 1б следует, что местным летом E_s наиболее часто образуется на высоте $h \sim 108$ км, зимой — на $h \sim 102$ км. При этом с ростом высоты увеличивается общая вероятность образования E -спорадического.

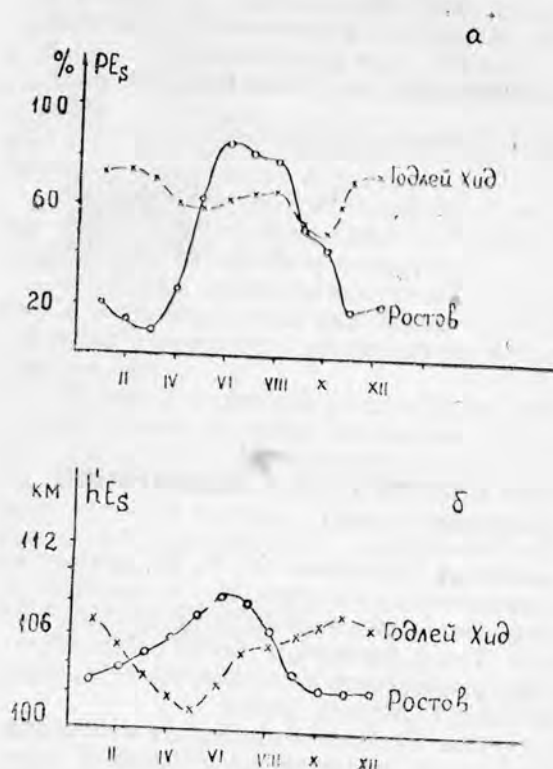


Рис. 1. Годовые вариации вероятности появления PE_s (а) и действующих высот $h'E_s$ (б) для среднеширотных станций северного и южного полушарий.

Так как в среднем величина сдвигов не изменяется практически в области 100—110 км [3], поведение высот наиболее частого появления E_s обусловлено сезонными изменениями профиля вертикальной скорости движения ионов. В свою очередь, последние определяются высотными вариациями зональной системы ветра. Действительно, сезонно-широтная модель ветра, проводимая Гровсом [7], обнаруживает различные высоты появления сдвигов для летних и зимних условий, причем летом сдвиги появляются на больших высотах (~ 110 км), чем зимой (~ 95 км). Этот факт подтверждается годовыми изменениями высот образования E_s , представленными на рис. 1б.

Принимая во внимание, что эффективность механизма перераспределения ионизации за счет ветровых сдвигов быстро падает с уменьшением высоты [8], получим, что местной зимой образование E_s должно быть менее вероятно, чем летом. Действительно, рис. 1а служит доказательством этого положения. Ранее [1] такая возможность обсуждалась с привлечением данных других станций.

Для того, чтобы E -спорадический сформировался на высотах ниже 100 км, нужны очень большие значения сдвигов с учетом малой эффективности сгонки ионизации на этих высотах. Такие условия, по-видимому, довольно редко осуществляются на практике, так что вероятность появления E_s на $h < 100$ км в большинстве случаев менее 50%. Нами прослежены изменения общей вероятности появления E_s в зависимости от наблюдаемости E_s на высотах ниже 100 км (рис. 2) на различных широтах (60—30°N). Использованы данные вертикального зондирования в ночные часы с января по декабрь 1958—1969 гг. Отдельная точка характеризует общую вероятность появления E -спорадического в зависимости от PE_s ($h < 100$ км) для каждого месяца.

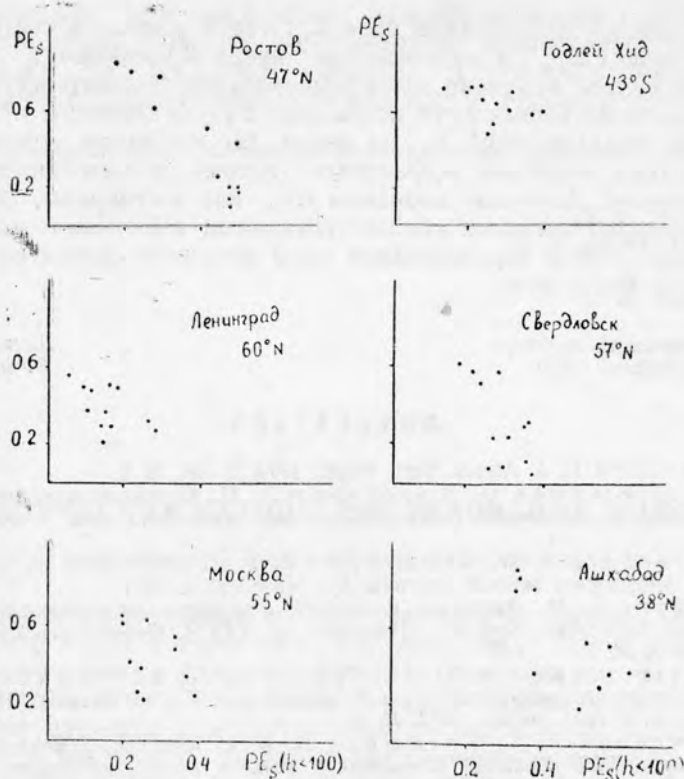


Рис. 2. Изменения общей вероятности появления E_s в зависимости от вероятности образования E -спорадического на высотах ниже 100 км.

Видна вполне определенная тенденция уменьшения общей вероятности появления E -спорадического с увеличением числа случаев образования E_s на высотах ниже 100 км. Эта тенденция прослеживается на станциях как северного, так и южного полушарий.

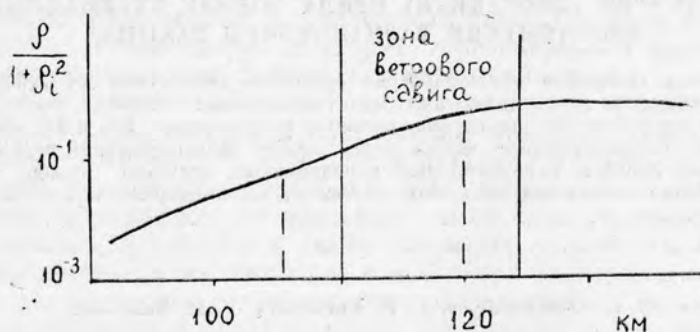


Рис. 3. Высотный ход эффективности сгонки ионизации и зона ветрового сдвига.

Таким образом, сезонную зависимость среднеширотного типа слоя E -спорадического можно объяснить вертикальным перемещением зоны ветрового сдвига (турбопаузы) по отношению зоны механизма сгонки ионизации, что схематически иллюстрируется рис. 3. Зона механизма сгонки очень широкая, а зона ветрового сдвига более узкая. Перемещение зоны ветрового сдвига вниз, из-за ослабления механизма сгонки

ки, затрудняет формирование слоя E_s , что в конечном счете приводит к уменьшению PE_s , а перемещение вверх — наоборот к увеличению PE_s . Тем самым получено экспериментальное доказательство, что сезонные вариации вероятности появления E_s обусловлены общим подъемом зоны формирования E_s до высот, где механизм перераспределения ионизации наиболее эффективен (летом), и опусканием — зимой. Иными словами, сезонные вариации PE_s как в северном, так и в южном полушариях вызваны соответствующими высотными изменениями нейтрального ветра: перемещением зоны ветрового сдвига относительно зоны сгонки ионизации.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
31 марта 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Triskova L. J. Atmos. Terr. Phys., 1974, т. 36, № 5.
2. Овезгельдыев О., Корсунова Л. П. Сезонные вариации E_s и метеорная активность. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1975, № 3.
3. Rosenberg N. W., Zimmerman S. P. «Third seminar on the cause and structure of temperature latitude sporadic E». Washington, 1971.
4. Тептин Г. М. Движение в верхней атмосфере по наблюдениям методом радиолокации метеорных следов. — «Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 3.
5. Овезгельдыев О. О., Корсунова Л. П., Бакалдина В. Д. Турбопауза как специфическая зона верхней атмосферы, II. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1977, № 4.
6. Антонова Л. А., Катюшина В. В. О возможном механизме возникновения полугодовых вариаций плотности в верхней атмосфере Земли. — «Геомагнетизм и аэронавтика», 1976, т. 16, № 2.
7. Groves G. V. AFCRL Report, 1971, № 368.
8. Овезгельдыев О. О., Корсунова Л. П., Бывальцева Т. Ф. Вклад ветра в формирование и вариации основной высотной зоны E_s . — «Геомагнетизм и аэронавтика», 1976, т. 16, № 2.

О. О. Овезгельдыев, Л. П. Корсунова, В. Д. Бакалдина

Е-СЕЛЧЕНЛИГИН (СПОРАДИКИ) ПЕЙДА БОЛМАК ЭХТИМАЛЛЫГЫНЫН МӨВСҮМЛЕЙИН ВАРИАЦИЯЛАРЫ ХАКЫНДА

Бирмензеш географик гицишликлерде ерлешйән демиргазык ве гүнорта ярым-шарларын ионосфера станцияларынын магlumatларынын анализи томус вагтлары Е-селченлигинин пейда болмак эхтималлыгынын улалмасынын E_s пейда болмасынын хас ёкары эхтималлыкларынын өсүши билен алнып барыляндыгыны гөркезди.

PE_s мөвсүмлейин вариацияларын ионизациянын ковулуш зонасы бабатында шемалын сүйшме зонасынын диклигине үйтгемеси билен шертлендирилendigине нетиже чыкарылды.

О. О. Ovezgel'diyev, L. P. Korsunova, V. D. Bakaldina

ON SEASONAL CHANGES OF SPORADIC E EMERGING PROBABILITY

The analysis of data obtained from ionospheric stations situated in the same latitudes in the northern and southern hemisphere showed the augmentation of sporadic e emerging probability in summer, causes the increase of the most probable E_s formation heights. The seasonal changes of PE_s values were determined by vertical replacements of wind shift zone relative to ionization disappearance zone.

В. В. МИГУЛИН
Л. А. ЛОБАЧЕВСКИЙ
С. А. НАМАЗОВ
В. Д. НОВИКОВ

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ*

Радиоинтерференционные методы

Радиоинтерференционные методы основаны на интерференции двух или большего числа когерентных сигналов между собой или с сигналом, образованным на приемной станции. Одним из первых устройств, открывших путь к широкому использованию радиоинтерференционных методов для изучения ионосферы, был дисперсионный интерферометр [1, 2]. Этот метод основан на измерении разности фаз между двумя когерентными сигналами, излучаемыми из одной точки, проходящими приблизительно один и тот же путь и раздельно принимаемыми в точке приема. При установке на ракете или ИСЗ дисперсионный интерферометр дает важную информацию об интегральной концентрации электронов вдоль траектории радиосигналов, а при определенных допущениях — и о локальной концентрации.

Большой цикл измерений вариаций фазы сигналов, отраженных от ионосферы, был проведен с помощью трех наземных установок, находившихся на расстоянии 30—40 км друг от друга [3, 4]. Эти измерения дали богатую информацию о среднемасштабных (десятки километров) неоднородностях ионосферы: их форме, горизонтальных размерах, скорости и направлении дрейфа и других характеристиках.

Создание высокостабильных стандартов частоты и развитие техники преобразования частоты с сохранением высокой стабильности открыли новые возможности перед радиоинтерференционными методами. В частности, это позволило проводить измерения разности фаз или частот сигнала, отраженного от ионосферы, и сигнала независимого опорного генератора, входящего в схему приемного устройства. При изучении быстротекущих процессов в ионосфере (например, при воздействии на нее излучения солнечных вспышек) частотные (доплеровские) измерения оказались удобнее фазовых, что привело к довольно широкому распространению доплеровского метода ионосферных исследований.

В основе метода лежат наблюдения за вариациями частоты радиоволн, отраженных от изменяющейся во времени ионосферы [5].

При доплеровских измерениях излучение и прием непрерывного, стабильного по частоте радиосигнала в диапазоне 2—25 МГц осуществляются на наземных пунктах. Частота отраженного сигнала сравнива-

* Начало см.: «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», № 3, с. 46—63.

ется в приемном устройстве с частотой местного опорного генератора. Включение источника опорного сигнала в схему приемника дает возможность использовать одну и ту же аппаратуру на разных расстояниях от передатчика — от почти вертикального до наклонного зондирования на расстоянии в тысячи километров. Частота опорного генератора обычно сдвигается относительно частоты передатчика на несколько герц, что позволяет определить знак доплеровского смещения Δf . Биеция с разностной частотой, получающиеся при смещении принятого и опорного сигналов, записываются на магнитную ленту, движущуюся с малой скоростью $\sim 0,5$ мм/с. При воспроизведении скорость повышается до стандартной, 380—760 мм/с, благодаря чему все записанные частоты увеличиваются в 750—1500 раз и попадают в звуковой диапазон, а затем анализируются стандартными спектроанализаторами звуковых частот.

Обычно наблюдения ведутся на нескольких трассах и на нескольких частотах, что позволяет определить как горизонтальную, так и вертикальную составляющие скорости ионосферных возмущений.

В отличие от большинства наземных радиометодов, таких как изучение поглощения космических радиосигналов, прием атмосферных волн, кросс-модуляция, частичные отражения и другие, которые дают информацию о динамике нижней ионосферы, доплеровский метод — один из немногих методов, позволяющих изучать динамику областей E и F ионосферы.

Интересные данные получены, в частности, при изучении эффектов солнечных вспышек, геомагнитных возмущений, землетрясений и ядерных взрывов, атмосферных волн на ионосферных высотах и других, а также при исследовании частотных искажений сигналов на линиях радиосвязи. Подробно эти вопросы рассмотрены в обзоре [6].

Расчет величины доплеровского смещения при заданном характере изменений в ионосфере не представляет труда. Сложнее обстоит дело с решением обратной задачи — определением параметров ионосферных процессов по результатам доплеровских измерений. Интерпретация доплеровских записей осложняется интегральным характером получаемых результатов как в пространстве (накопление различных эффектов вдоль траектории радиосигнала), так и во времени (возможность одновременного воздействия различных факторов на одну и ту же область ионосферы).

Однако при некоторых допущениях обратную задачу удастся решить. Один из подходов к ее решению [7] фактически заключается в подборе методом последовательных приближений такого возмущенного профиля $N(z)$, который давал бы расчетные значения Δf , близкие к экспериментальным. Однако этот метод оказался слишком громоздким и не нашел широкого применения.

В [8, 9] предложен упрощенный подход, основанный на представлении ионосферы моделью, состоящей из параболических слоев E и F_2 с линейным ростом электронной концентрации между ними, то есть в области F_1 . Известно, что во многих случаях такая модель хорошо аппроксимирует экспериментальные ионосферные профили [10]. Для этой модели рассчитана зависимость $\Delta f(f)$, которая состоит из трех различных участков, соответствующих отражению от областей E , F_1 и F_2 . Для каждого из участков получены аналитические выражения, позволяющие рассчитать изменения электронной концентрации в ионосфере по величине доплеровского смещения $\Delta f(t)$.

Высокочастотный доплеровский метод уверенно вошел в арсенал современных средств изучения ионосферы. Преимуществами метода являются высокая чувствительность к малым изменениям частоты и, как следствие этого, высокое временное разрешение, возможность непрерыв-

ных наблюдений, сравнительная простота аппаратуры, удобство регистрации и обработки экспериментальных данных. Слабой стороной метода является недостаточное пространственное разрешение, связанное с интегральным характером наблюдаемых эффектов. Интересно сравнить возможности доплеровского метода с возможностями других методов изучения динамики верхней ионосферы: к ним можно отнести обычное вертикальное импульсное зондирование, метод некогерентного рассеяния, измерение фарадеевского вращения сигналов радиомаяков, установленных на геостационарных спутниках.

Ионозонды существенно уступают доплеровской аппаратуре во временном разрешении. Известно, что в стандартном режиме ионограммы регистрируются каждые 15 минут, поэтому быстрые изменения в ионосфере, например, во время солнечных вспышек, происходящие за десятки секунд и даже за секунды, остаются незамеченными. К тому же при сопоставлении ионозонда и доплеровской аппаратуры следует иметь в виду, что ионозонд чувствителен к интегральным (по времени) изменениям электронной концентрации $\Delta N(z, t)$, а доплеровский метод — к производной $dN(z, t)/dt$. Например, в простейшем случае смещения

ионосферы без изменения формы профиля $N(z)$, когда $\Delta f = - \frac{2f}{c} \frac{dz}{dt}$,

при частоте $f = 6$ МГц и чувствительности аппаратуры $\Delta f = 0,1$ Гц доплеровский метод позволяет обнаруживать вертикальные перемещения со скоростью $dz/dt = 10$ м/с. С другой стороны, чувствительность лучших ионозондов к изменениям высоты не превышает $\Delta z \sim 1$ км. При такой чувствительности ионозонд регистрирует движение со скоростью 10 м/с лишь в том случае, если оно будет продолжаться не менее 100 с. Таким образом, разрешение доплеровского метода при измерениях скоростей перемещающихся возмущений существенно выше, чем у ионозонда.

Метод некогерентного рассеяния превосходит доплеровский по пространственному разрешению, не уступает ему по временному. Известен лишь один эксперимент [11], во время которого на установке в Аресибо удалось зарегистрировать вариации электронной концентрации во время ряда солнечных вспышек с разрешением порядка одной минуты, обычно же разрешение составляет от 5 до нескольких десятков минут (имеется в виду время, необходимое для получения одного профиля $N(z)$). К тому же следует иметь в виду, что установки некогерентного рассеяния сложны, дороги и немногочисленны, постановка той или иной задачи на каждой из них неизбежно вступает в жестокую конкуренцию с другими задачами, поэтому изучение динамики ионосферы, требующее длительного непрерывного наблюдения, трудно осуществимо.

Измерения фарадеевского вращения сигналов ИСЗ могут конкурировать с доплеровским методом по временному разрешению, но у них, как известно, практически отсутствует пространственное разрешение по высоте.

Таким образом, доплеровский метод обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами. Покажем кратко эти преимущества на конкретном примере изучения ионосферных эффектов солнечных вспышек. При наблюдении доплеровским методом эти эффекты проявляются в виде внезапных девиаций частоты или SFD (sudden frequency deviations) [12].

Результаты исследования SFD описаны во многих работах, посвященных как детальному изучению отдельных вспышек, так и статистическим оценкам, цель которых — определение средних параметров SFD, таких как длительность, максимальная величина смещения частоты Δf ,

зависимость от зенитного угла Солнца и другие, а также корреляция с наблюдениями вспышек с помощью других методов [13, 14].

Основные результаты изучения SFD таковы.

1. В отличие от большинства методов регистрации ионосферных эффектов вспышек, которые чувствительны к изменениям поглощения в области D и поэтому свидетельствуют лишь о рентгеновском излучении вспышки, наблюдения SFD дают информацию о поведении областей E и F , то есть в конечном счете об ультрафиолетовом излучении вспышки.

Таким образом, SFD являются индикатором ультрафиолетового излучения вспышек. Именно доплеровские измерения позволили твердо установить, что большинство вспышек сопровождается возрастанием потоков не только рентгеновского, но и ультрафиолетового излучения

в диапазоне 100—1037 Å. Позднее это было подтверждено наблюдениями

на ИСЗ на линии 304 Å и ряде других линий — их излучение во время ряда вспышек имело временной ход, подобный зависимостям $\Delta f(t)$ [15].

2. Данные об SFD позволяют оценить эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{эф}$ по известному уравнению для баланса ионизации. Полученные значения $\alpha_{эф}$ близки к результатам, полученным другими методами [16, 17].

3. Типичные SFD значительно короче оптических вспышек и, как правило, появляются между началом и максимальной фазой вспышки в H_α . Обнаружена тесная связь между временем появления SFD и так называемой «взрывной фазой» вспышки, длительность которой составляет от секунды до десятков секунд [18]. Наблюдения SFD свидетельствуют о том, что во время взрывной фазы могут происходить существенные изменения электронной концентрации на высотах области F , которые из-за кратковременности не регистрируются другими методами. Исследование же спектра взрывной фазы и его изменений во времени представляет интерес для выяснения механизма вспышки и прогноза радиационной безопасности.

В качестве примера упомянем некоторые результаты доплеровских измерений, описанные в [19]. Наблюдения проводились на трассе Форт Коллинз (США) — Гавана (Куба).

Аппаратура рассчитана на прием сигналов станций службы времени одновременно по двум каналам — на частотах 5 или 15 МГц и 10 или 20 МГц.

За период с мая по сентябрь 1975 г. зарегистрирован ряд характерных возмущений в ионосфере, в том числе эффект солнечной вспышки, регулярные суточные вариации частоты, геомагнитные возмущения и процессы волнового характера.

На рис. 1 представлены SFD на частотах 10 и 15 МГц во время вспышки 21 августа 1975 г. балла 2В. В это же время наблюдался всплеск солнечного радиоизлучения на частоте 6700 МГц. Зависимости $\Delta f(t)$ обрываются вблизи максимума вспышки из-за сильного поглощения в ионосфере.

На рис. 2 представлены регулярные вариации частоты во время восхода Солнца 20 мая, 21 августа и 5 сентября 1975 г. Моменты восхода отмечены стрелкой. Отметим, что в возникновении доплеровских смещений в утренние часы играют роль два процесса: уменьшение высоты максимума области $F2$ и рост электронной концентрации в области $F2$. Формирование дневных областей E и $F1$ также отражается на зависимостях $\Delta f(t)$.

Следует также упомянуть об интересных возможностях, которые открывает доплеровский метод для изучения волновых процессов и пе-

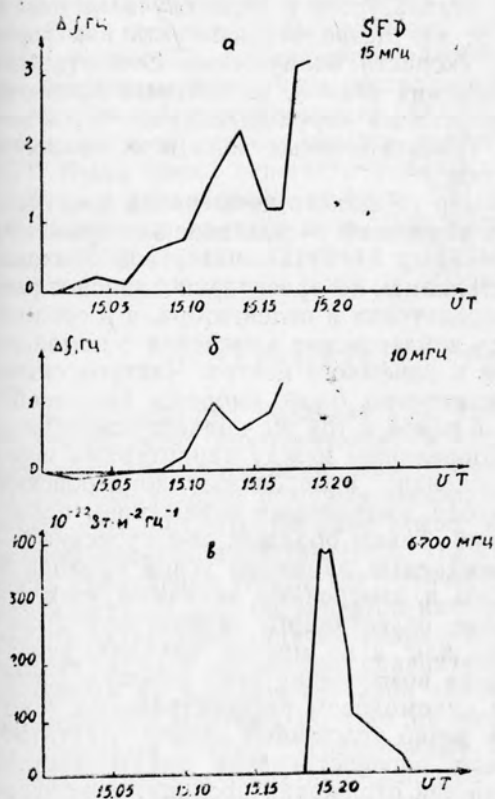


Рис. 1. SFD во время солнечной вспышки 21 августа 1975 г. на трассе Форт Коллинз (США) — Гавана (Куба); а) — на частотах 15 МГц; б) — 10 МГц (б); в) — изменение во времени плотности потока радионизлучения Солнца на частоте 6700 МГц для той же вспышки.

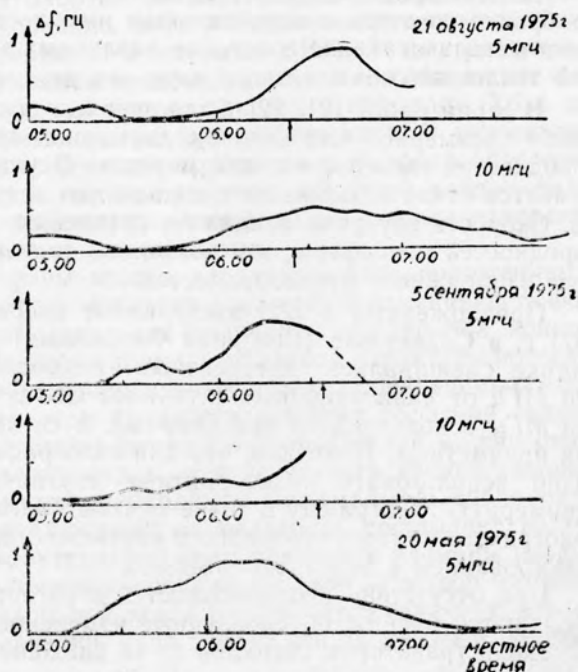


Рис. 2. Доплеровские смещения частоты в периоды восхода Солнца 21 августа, 5 сентября и 20 мая 1975 г. на трассе Форт Коллинз (США) — Гавана (Куба). Моменты восхода в средней точке трассы помечены стрелками.

ремещающихся возмущений, а также ионосферных возмущений искусственного происхождения. Метод используется в этом случае с разнесением по пространству и частоте, что позволяет измерить как горизонтальные, так и вертикальные скорости возмущений. Это открыло путь для многочисленных теоретических оценок, из которых наиболее распространенной является интерпретация перемещающихся возмущений как проявление внутренних гравитационных волн в нейтральной атмосфере на ионосферных высотах.

Пожалуй, наиболее яркий пример успешного применения пространственно-разнесенных доплеровских измерений — недавние эксперименты [20], которые сочетались с измерениями азимутальных углов прихода. Измерения углов прихода осуществлялись на траектории длиной около 300 км с помощью независимых передатчика и пеленгатора, а в средней точке этой траектории проводились доплеровские измерения с помощью четырех разнесенных передатчиков и приемного центра. Частоты системы пеленгации и доплеровских измерений были выбраны так, чтобы отражение происходило примерно в одной и той же области ионосферы. Эксперимент обнаружил четкую корреляцию между параметрами перемещающихся ионосферных возмущений, измеренными доплеровским методом, и вариациями углов прихода, вызванными отражением пеленгуемого сигнала от этих возмущений. Таким образом, доплеровские измерения позволили рассчитать ожидаемые вариации углов прихода и ввести соответствующую коррекцию в измеренные величины этих углов, то есть определить положение пеленгуемого передатчика с гораздо большей точностью. Однако, как и во многих случаях, реконструкция геометрии перемещающихся возмущений пока успешно достигается лишь при односкачковом и одномодовом распространении. Многоскачковость или многомодовость резко усложняют задачу. Достаточно сказать, что при многоскачковом распространении трудно установить, над какой из нескольких областей отражения проходит ионосферное возмущение.

Дальнейшие исследования ионосферы доплеровским методом целесообразно сочетать с вертикальным импульсным зондированием и другими методами. Такое сочетание различных методов отвечает современной тенденции комплексного изучения ионосферы.

В серии работ [21, 22] была впервые поставлена задача восстановления трехмерной или хотя бы двумерной картины ионосферных неоднородностей голографическим методом. Осуществление подобных экспериментов стало возможным с появлением искусственных спутников Земли. Скорость спутника велика по сравнению со скоростью дрейфа неоднородностей ионосферы, что позволяет получить практически «мгновенное» изображение неоднородностей.

Предложенный в [22] эксперимент впервые осуществлен в ноябре 1971 г. в Соданкюле (Северная Финляндия) [23, 24]. В наземном приемнике смешивались когерентные радиосигналы с частотами 150 и 400 МГц от навигационных спутников США, причем сигнал с частотой 400 МГц использовался как опорный, а сигнал с частотой 150 МГц — как предметный. Показано, что для голографического метода целесообразно использовать низкоорбитальные спутники, позволяющие получить одномерную голограмму в точке приема благодаря движению спутника. Голограмма от геостационарного спутника может быть получена только сканированием с помощью самолета.

При отсутствии неоднородностей в регистрирующем устройстве записываются биения, обусловленные изменением содержания электронов N_T вдоль траектории сигналов из-за движения спутника (как в методе дисперсионного интерферометра). Эти записи промодулированы прос-

ранственными вариациями N_T , которые, возможно, связаны с атмосферными волнами. Однако метод не позволяет определить положение объектов, которые лишь изменяют фазу волны. Только для сильных неоднородностей, вызывающих рассеяние волн и интерференцию между рассеянным и опорным сигналами, возможно определить положение в пространстве рассеивающего объекта. В частности, была получена голограмма и определена высота радиосияния 29 ноября 1971 г. в 21,30 ЕЕТ. Были также зарегистрированы неоднородности на высотах от 70 до 300 км с размерами от 50 до 500 м, вызывающие обычно мерцания радиосигналов со спутников. Для восстановления голограмм применялось преобразование Френеля — Фурье с помощью ЭВМ. Прямое восстановление голограмм пока не осуществлено.

О решении обратных задач

В предыдущих разделах уже упоминалось о трудностях решения обратных задач применительно к отдельным методам, в частности, о сложности интерпретации результатов доплеровских измерений или о нецелесообразности обычных фазоразностных измерений при многолучевых сигналах. Применение новых методов заставляет отказаться от установившихся представлений, что ставит под сомнение целесообразность применения теории статистически неоднородного фазового экрана при интерпретации результатов наземных измерений структуры поля и делает актуальной задачей разработку адекватной теории решения обратных задач и проведение сравнительного анализа различных методов обработки данных при изучении динамики ионосферы по структуре дифракционной картины по трехточечным записям (метод подобия, корреляционный анализ, дисперсионный анализ и т. п.).

В последние годы проведен ряд успешных методических экспериментов по интерпретации результатов радиозондирования при изучении ионосферного дрейфа с помощью трех пространственно разнесенных антенн (метод D_1). В этих работах использовались синхронное вертикальное и наклонное зондирование, пространственно-частотно-разнесенный прием, численный эксперимент с помощью ЭВМ, анализ различных методов обработки с применением трехточечного и многоантенного приема и др. Однако считать данный вопрос закрытым еще рано. Хотя радиометоды позволяют получать детальную информацию о рассеянном поле (амплитуда, фаза, углы прихода, групповая и фазовая задержка, доплеровские частоты и др.), методы решения обратной задачи получения информации о неоднородностях ионосферы по данным измерения рассеянного поля еще далеки от совершенства.

Неоднородности ионосферы можно характеризовать положением в пространстве, динамикой (поступательное движение и изменчивость формы) и интенсивностью (относительная величина электронной концентрации). Рассмотрим проблему на примере облачной структуры ионосферы для того, чтобы установить минимальный объем определяемых параметров и возникающие при этом трудности решения обратной задачи. В первом приближении в среднем форму неоднородностей можно отождествить с произвольным эллипсоидом, а изменчивость характеризовать временем релаксации. В итоге необходимое минимальное число параметров неоднородностей, подлежащих определению, составляет 10 элементов, из которых три характеризуют геометрические размеры неоднородности, три — пространственные координаты, три — вектор скорости и один — флуктуации электронной концентрации. Это означает, что необходимо составить 10 уравнений, куда входят эти элементы и измеряемые величины.

Следовательно, решение обратной задачи ставится в соответствие с возможностями решения прямой задачи. Существующие решения основаны на применении метода возмущений в том или ином виде, что накладывает существенные ограничения на интенсивность рассеивающих неоднородностей. В ионосфере, по-видимому, в основном существуют слабые неоднородности, поэтому указанное ограничение несущественно.

Ионосфера является локально гиротропной средой с регулярной рефракцией. К сожалению, к настоящему времени не создано законченной теории для такой среды, пригодной для практического использования. Поэтому при исследовании возможностей решения обратной задачи пока приходится ограничиться теориями рассеяния в локально изотропной среде.

Наибольшей относительной простотой и универсальностью обладают методы геометрической оптики, позволяющие наглядно иллюстрировать результаты теории. Флуктуации амплитуды, фазы группового пути определяются средним размером неоднородностей вдоль луча и средним числом неоднородностей на всем пути. Флуктуации углов прихода (азимутальная индикатриса), пространственная структура амплитуды и фазы определяются характеристиками неоднородностей в плоскости фронта. Эта грубая схема реализована в форме явных связей характеристик дифракционной картины поверхности Земли с параметрами рассеивающих неоднородностей и регулярными параметрами ионосферы [25, 27].

Из всего сказанного следует, что для получения пространственных характеристик рассеивающих неоднородностей в простейшем случае необходимо получение информации по трем несовпадающим направлениям (что соответствует трем сечениям двусосного эллипсоида). Это можно осуществить с помощью исследования рассеянного поля на трех различных трассах, которые должны выбираться с учетом возможностей зависимости свойств неоднородностей от высоты и географических координат области отражения. Следовательно, при выборе трасс необходимо соответствующим образом подбирать их расположение, дальность и рабочие частоты радиосигналов.

Очевидно, что подобная задача связана с большими техническими трудностями. Но если даже предположить, что она реализована, возникает вопрос: имеет ли система шести трансцендентных уравнений единственное решение и насколько это решение чувствительно к точности измерения различных величин. В наиболее простом случае неоднородностей в виде эллипсоидов вращения, ориентированных вдоль магнитного поля, число неизвестных уменьшается до четырех, что позволяет определить их с помощью исследования рассеяния радиоволн на одной трассе. Работы подобного рода дали предварительную оценку степени вытянутости неоднородностей в форме эллипсоидов вращения порядка $8 \div 10$ [28].

Проводимое до настоящего времени изучение неоднородностей по существу относится к анализу структуры дифракционной картины на плоскости, к изучению ее средних масштабов, средней анизотропии, вытянутости неоднородностей. Применяемая в некоторых случаях модель эквивалентного экрана не позволяет решать задачу об определении объемных характеристик неоднородностей.

В случае крупномасштабных неоднородностей (с размерами от десятков до сотен километров) в принципе ситуация аналогична. Однако она усложняется тем, что при наклонном зондировании имеет место дифракция Френеля (за счет многолучевости с малой разностью углов прихода), что затрудняет интерпретацию результатов при решении обратной задачи. Методы решения обратных задач при пространственно-частотноразнесенном приеме также недостаточно разработаны.

Мы рассмотрели лишь трудности, возникающие при изучении ионосферных неоднородностей. Аналогичные трудности возникают и при изучении других характеристик ионосферы, например, ее регулярной структуры, быстрых вариаций электронной концентрации, геомагнитных возмущений и других, а также при изучении магнитосферы Земли и ионосфер других планет.

Таким образом, теория решения обратных задач ионосферного зондирования нуждается в дальнейшем развитии, причем в первую очередь следовало бы разработать единый подход к интерпретации экспериментальных результатов, получаемых разными методами. Очевидно, что для установления достоверности получаемых результатов и облегчения решения обратной задачи, необходима постановка комплексных экспериментов с одновременным использованием различных методов (например, некогерентного рассеяния, обратного рассеяния, с помощью ракет и ИСЗ). Такие работы ведутся, однако делать какие-либо выводы пока преждевременно.

Заключение

При изучении столь сложного объекта как ионосфера естественным было первоначальное стремление исследователей сосредоточить внимание на ее поведении в невозмущенных условиях, что позволило сформулировать основные представления о строении ионосферы и регулярных изменениях ее параметров. При этом решающую роль сыграли наземные радиофизические методы, которые и поныне широко применяются для решения важных научных и практических задач.

В последние годы все больший интерес привлекают неоднородная структура и динамика ионосферы. Появление новых задач послужило стимулом как для развития и совершенствования существующих, так и для появления новых, весьма эффективных методов (некогерентное рассеяние, применение сложных сигналов и крупных антенных систем, доплеровские измерения и др.) с применением автоматизированных систем измерения и обработки. В свою очередь, появление новых технических возможностей позволило впервые приступить к детальному исследованию некоторых ионосферных процессов, например, быстропотекающих изменений в ионосфере под действием солнечных вспышек или природы и динамики перемещающихся возмущений.

Как известно, различия между процессами в нижней (область D) и верхней (области E и F) ионосфере привели к соответствующей дифференциации радиофизических методов. Нами рассмотрены лишь наземные методы изучения верхней ионосферы. Несмотря на довольно многочисленные ракетные и спутниковые эксперименты, применение наземных методов ионосферных исследований не только не сокращается, но обнаруживает явную тенденцию к расширению.

Использование достижений современной радиотехники привело к существенному повышению точности и разрешающей способности радиофизических методов, поэтому на первый план выступили ограничения, обусловленные свойствами среды, и трудности интерпретации экспериментальных данных, то есть решения обратных задач ионосферного зондирования.

Дальнейшие перспективы наземных методов связаны прежде всего с более полным использованием информации, содержащейся в отраженном от ионосферы сигнале, что требует автоматизации сбора, обработки и интерпретации экспериментальных данных, широкого применения ЭВМ в измерительных установках. С другой стороны, не существует единственного метода, который позволил бы одновременно и независимо регистрировать вариации всех параметров сигнала (амплитуды, фазы,

частоты, поляризации, углы прихода) и давать однозначную картину ионосферных процессов, ответственных за эти вариации. Поэтому основной тенденцией современных экспериментов по исследованию ионосферы, включая и активные эксперименты, является их комплексный характер.

Авторы выражают благодарность В. Д. Гусеву за помощь при подготовке последнего раздела настоящей работы.

Научный совет по комплексной проблеме
«Распространение радиоволн»

Дата поступления
30 ноября 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигулин В. В. и др. О дисперсии электромагнитных волн над земной поверхностью. — Доклады АН СССР, 18, 635, 1938.
2. Мигулин В. В. и др. К вопросу о влиянии земной поверхности на фазовую структуру электромагнитного поля излучающей антенны. — Доклады АН СССР, 26, 278, 1940.
3. Гусев В. Д., Драчев Л. А. Фазовый способ регистрации больших неоднородностей ионосферы. — «Радиотехника и электроника», 1, 747, 1956.
4. Гусев В. Д., Березин Ю. В. и др. Структура и движение крупных неоднородностей в ионосферном слое F_2 . — Доклады АН СССР, 123, 817, 1958.
5. Watts J. M., Davies K. J. Geophys. Res., 65, 2295, 1960.
6. Намазов С. А., Новиков В. Д., Хмельницкий И. А. Доплеровское смещение частоты при ионосферном распространении декаметровых радиоволн. — «Известия вузов. Радиофизика», 18, 473, 1975.
7. Donnelly R. F. ESSA Techn. Rep. ERL 6, Boulder, 1968.
8. Новиков В. Д., Одинцова И. Н. О характере зависимости величины SFD во время солнечных вспышек от рабочей частоты. — «Геомагнетизм и аэрономия», 16, 1013, 1976.
9. Новиков В. Д. Построение профилей $N(h, f)$ во время солнечной вспышки по результатам доплеровских измерений. — В сб.: Дифракционные эффекты декаметровых радиоволн в ионосфере. М., «Наука», 1977.
10. Bradley P. A., Dudeney J. R. J. Atm. Terr. Phys., 35, 2131, 1974.
11. Thome G. D., Wagner L. S. J. Geophys. Res., 76, 6883, 1971.
12. Chan K. L., Villard O. G. J. Geophys. Res., 68, 3197, 1963.
13. Donnelly R. F. ESSA Techn. Rep. IER 19 — ITSA 19, Boulder, 1967.
14. Donnelly R. F. Solar Phys., 20, 188, 1971.
15. Donnelly R. F., Wood A. T., Noyes R. W., Solar Phys. 29, 107, 1973.
16. Davies K. AGARD Conf. Proc. N 33, 455, 1970.
17. Ogawa T. AGARD Conf. Proc. N 33, 455, 1970.
18. Davies K., Donnelly R. F. J. Geophys. Res., 71, 2843, 1966.
19. Белый В. В., Выжеркин В. А., Ласо Л. и др. Некоторые результаты изучения динамики низкоширотной ионосферы с помощью доплеровского метода. — «Геомагнетизм и аэрономия», 17, 663, 1977.
20. Jones T. B., Reynolds J. S. B. Radio Electronic Engr., 45, 63, 1975.
21. Rogers G. L. Nature, 177, 613, 1956.
22. Rogers G. L. J. Atm. Terr. Phys., 10, 332, 1957; 11, 53, 1957; 12, 220, 1958.
23. Schmidt G., Tauriainen A. «Beacon Satellite Investigations of the Ionosphere Structure and ATS-6 Data», v. 1, 279, ИЗМИРАН, М., 1975.
24. Schmidt G., Oksman J., Tauriainen A. Там же, с. 137.
25. Гусев В. Д. Средняя геометрия рассеивающих неоднородностей и форма

дифракционной картины.— В сб.: Ветры, дрейфы и неоднородности ионосферы. Изд. АН СССР, 1971.

26. Гусев В. Д., Лан Н. Б. Некоторые вопросы методики определения параметров рассеивающих неоднородностей.— «Геомagnetизм и аэрoнoмия», 12, 1013, 1972. 1972.

27. Гусев В. Д., Лан Н. Б. Некоторые вопросы рассеяния радиоволн при наклонном распространении. — «Радиотехника и электроника», 18, 2015, 1973.

28. Гусев В. Д., Гайлит Т. А., Оостровский В. М. Исследование анизотропии неоднородностей ионосферы при наклонном зондировании.— «Геомagnetизм и аэрoнoмия», 15, 364, 1975.

V. V. Migulin, L. A. Lobachevskiy, S. A. Namazov, V. D. Novikov

RADIOPHYSICAL METHODS USED IN INVESTIGATIONS OF IONOSPHERE

The state and perspectives of the development of some ground-based techniques for investigation of the ionospheric regions *E* and *F* as well as possibilities in research of homogeneous structure and dynamic of the upper ionosphere by the radio methods are reviewed.

В. В. Мигулин, Л. А. Лобачевский, С. А. Намазов, В. Д. Новиков

ИОНОСФЕРАНЫ ӨВРЕНМЕКЛИГИҢ РАДИОФИЗИКИ МЕТОДЛАРЫ

Ионосфераның *E* ве *F* областларыны өвренмеклигиң кәбир ер үсти радиофизики методларының хәзирки заман ягдайына ве перспективаларына сын берилйәр. Радио-методларын көмеги билән ёкаркы ионосфераның динамикасыны ве бирмеңзеш болмады кструктурасыны өвренмеклигиң мүмкинчиликлери анализленилйәр.

А. И. МАНАФЛЫ
К. НЕПЕСОВ
О. М. ТАВНЕЛОВА
И. В. ЦАРЕВ
К. ИЛЬМАНОВ

СТРУКТУРА МАГНИТОВАРИАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗАПАДНОГО БОРТА ЮЖНО-КАСПИЙСКОЙ МЕГАВПАДИНЫ

В работе приводятся результаты глубинных магнитовариационных исследований, проведенных в 1976 г. Институтом сейсмологии АН ТССР с участием АзВНИИГеофизики МГ СССР по профилю о. Свиной — Саатлы — Агджебеди (рис. 1а).

Профиль начинается в пределах выступа Бакинского архипелага и пересекает по оси Нижнекуринской низменности Ширванскую и Муганскую тектонические области. Всего выполнено 11 магнитовариационных зондирований (МВЗ) с шагом около 15 км.

Регистровались компоненты магнитного поля Земли H_x , H_y и H_z с помощью станций МВС ИЗМИРАН-4 и Диапазон [1, 2]. Цены деления $\approx 0,2—0,4$ γ/мм, скорость развертки записи 40 мм/час. Искомые величинами при обработке результатов наблюдений являлись компоненты тензора магнитных отношений (η), которые определялись через соответствующие линейные соотношения, существующие между спектральными плотностями $S(f)$ компонент магнитотеллурического поля [3]:

$$S_{H_z}(f) = \eta_{zx}(f) S_{H_x}(f) + \eta_{zy}(f) S_{H_y}(f),$$

где $S_{H_x}(f)$, $S_{H_y}(f)$ — спектральные плотности горизонтальных составляющих магнитного поля, $\eta_{zx}(f)$, $\eta_{zy}(f)$ — компоненты тензора магнитных отношений, являющихся функцией частоты, направления измерения и параметров геоэлектрического разреза.

При этом опирались на математическую модель плоской электромагнитной волны, падающей сверху на земную поверхность (сферичностью Земли пренебрегаем).

В данном случае наблюдаемая компонента H_z целиком индуцируется на горизонтальных неоднородностях разреза. Учитывая географическое положение района исследования (под фокусом токовой системы S_q), мы старались при расчете компонент тензора магнитных отношений по возможности исключить из анализа компоненты S_q вариаций. Использование ночных участков записи и ограничение частотного диапазона периодами, не превышающими 4 часа, позволили, по нашему мнению, свести до минимума вклад в наблюдаемое поле вертикальной составляющей, ее первичной компоненты.

В обработку входили 10—12 реализаций, длительностью 10 часов для каждого пункта наблюдений. После аналого-цифрового преобразо-

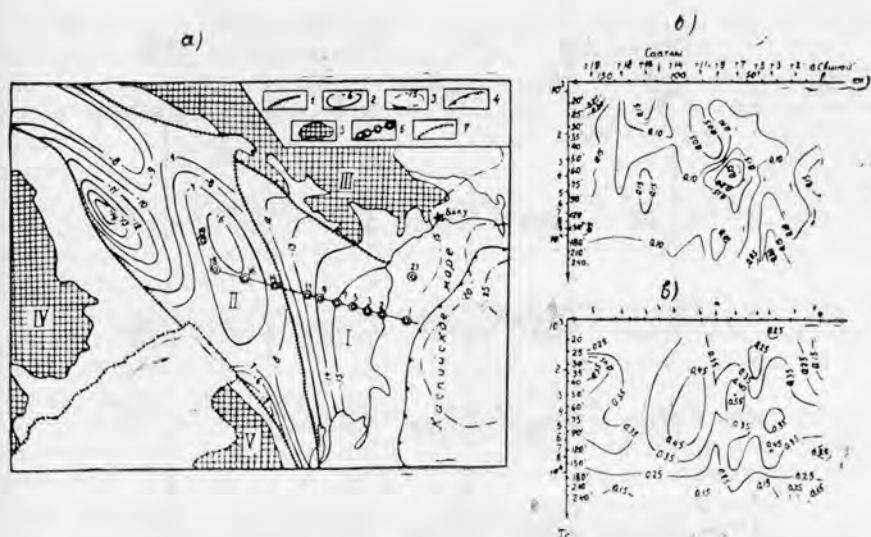


Рис. 1. а) схема геолого-тектонического строения Нижнекуринского мегасинклинория и расположение пунктов наблюдений МВЗ по профилю о. Свиной—Саатлы—Агджебеди. Контуры структур нанесены по тектонической карте юга СССР масштаба 1:1 000 000 под ред. Г. Х. Дикенштейна (1975 г.). Условные обозначения: I — Ширванская тектоническая зона, II — Муганская тектоническая зона, III — мегаантиклинорий Большого Кавказа, IV — Малокавказская складчатая система, V — Талышский антиклинорий; 1 — основные разрывные нарушения, 2 — изогипсы по поверхности консолидированного фундамента, 3 — изогипсы по подошве осадочного чехла, 4 — контуры выклинивания гранитного слоя в земной коре, 5 — горные сооружения, 6 — профиль и пункты наблюдения МВЗ, 7 — государственная граница СССР; б) пространственно-частотный разрез магнитного параметра $\text{Mod } \eta_z$; в) пространственно-частотный разрез магнитного параметра $\text{Mod } \eta_{zy}$.

вания (шаг квантования 0,4 мм, шаг дискретизации — из расчета не менее $10\Delta t$ на минимальный период) был выполнен спектральный анализ составляющих с предварительным умножением на весовую функцию Ханна.

В первом приближении пространственно-частотная структура поля магнитных вариаций может быть описана с помощью азимутального, частотного и пространственного распределения компонент тензора магнитных отношений $|\eta|$ вертикальной и горизонтальной составляющих при наблюдениях в одной точке.

На рис. 2 приведены полярные диаграммы магнитных отношений $\eta_{zx}(\alpha)$ для различных периодов (20 мин. $\leq T \leq 240$ мин.) по профилю.

Известно, что для двумерно-неоднородных сред форма полярных диаграмм — симметрическая двухлепестковая, напоминающая цифру 8, с большой осью, ориентированной вкост оси однородности разреза и малой осью, равной нулю. Аргументы магнитных отношений для всех направлений в пределах одного лепестка равны 0° , а в пределах второго — 180° , то есть этот параметр — вещественная величина. Большая ось, аргумент которой равен 180° , указывает на область избыточных токов, индуцирующих аномальные поля. Чем ближе форма диаграмм к описанной, тем уже диапазон отклонений $\text{Arg } \eta_{zx}(\alpha)$ — от 0° или 180° в пределах каждого лепестка, тем точнее среда может быть аппроксимирована двумерной моделью.

Как видно из рис. 2, наблюдаемые диаграммы напоминают цифру 8, ориентированную на всех частотах и на всем протяжении профиля в субширотном направлении. Заштрихованные участки лепестков, где $150^\circ \leq \text{Arg } \eta_{zx}(\alpha) \leq 210^\circ$, как правило, ориентированы на восток, что ука-

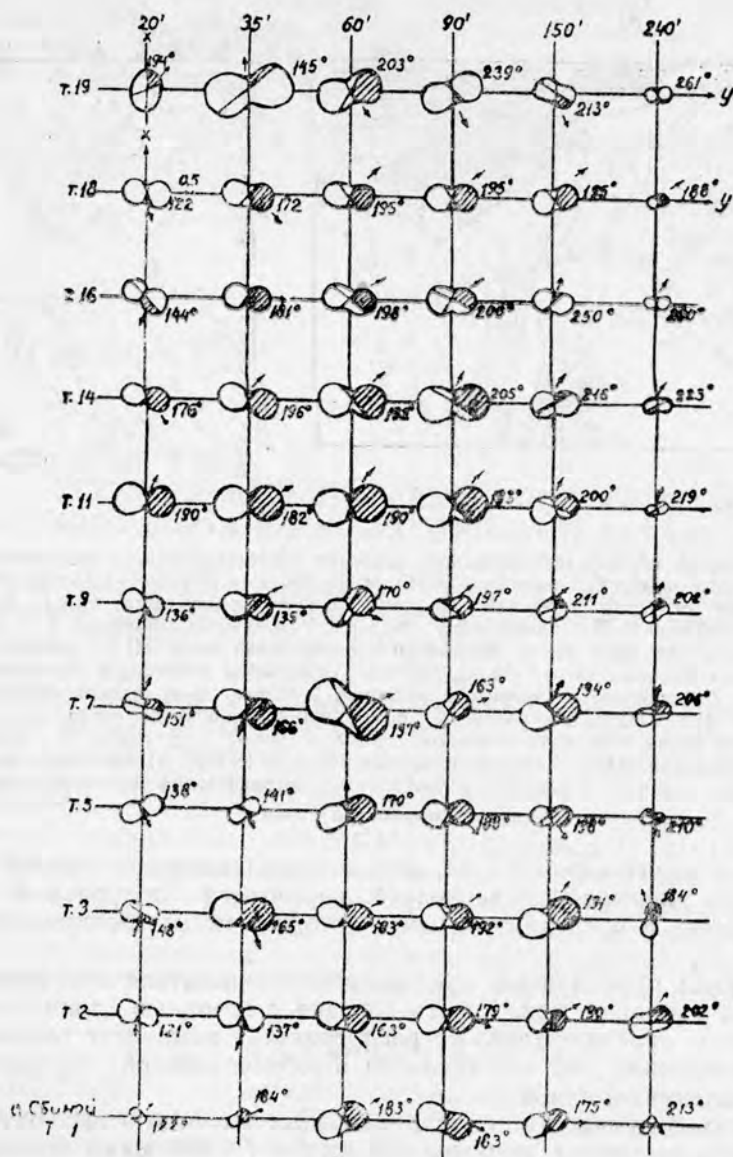


Рис. 2. Полярные диаграммы магнитных отношений $\text{Mod } \eta_{zx}(\alpha)$.

зывает на то, что область избыточных токов расположена к востоку от района работ, то есть в пределах центральной части Южно-Каспийской мегавпадины. Следовательно, наблюдается резкая асимметрия токов в субширотном направлении.

Однако малые оси диаграмм не равны нулю, аргументы большой оси, ориентированной на восток (указаны на графике цифрами), не равны точно 180° , азимуты, при которых $\text{Arg } \eta_{zx} = 180^\circ$ (показаны стрелками), не совпадают с ориентацией большой оси и, как правило, направлены на северо-восток. Все это свидетельствует о трехмерном характере горизонтальной неоднородности разреза и о наличии менее резкой меридиональной асимметрии разреза с областью избыточных токов, лежащей севернее профиля.

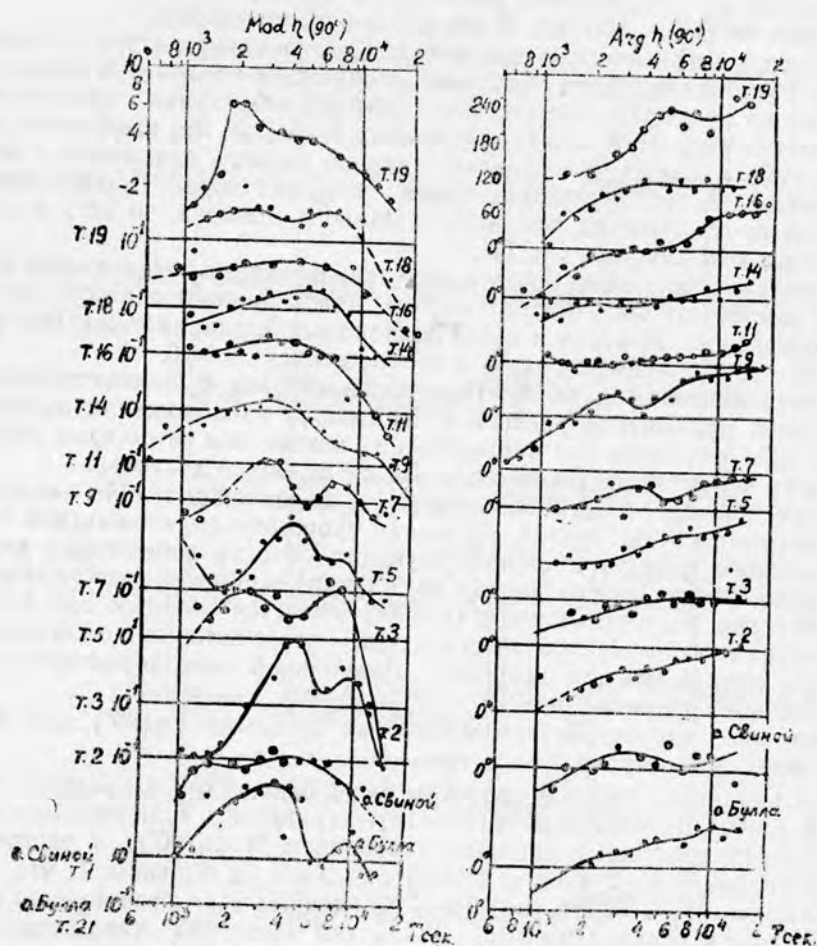


Рис. 3. Частотные характеристики магнитных отношений $\text{Mod } h(90^\circ)$ и $\text{Arg } h(90^\circ)$.

метров геоэлектрического разреза (ρ_1 и S , т. 5,7), наблюдается возрастание аномальных полей, связанных с источниками глубинного происхождения.

Аномальные поля на низких частотах затухают по мере удаления на запад и восток от борта мегавпадины.

Выводы

Наблюдается значительное различие в глубинном геоэлектрическом разрезе Муганской и Ширванской тектонических зон.

Имеет место затухание аномальных полей, связанное с наличием проводящей зоны в верхней мантии в пределах всего исследуемого региона и промежуточной — в Ширванской тектонической зоне.

К западному борту мегавпадины, в частности к Кюрдамирскому глубинному разлому, приурочена глубинная горизонтальная неоднородность геоэлектрических параметров верхней мантии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бобров В. Н. Трехкомпонентная полевая магнитовариационная станция ИЗМИРАН-4. — «Геомагнетизм и аэрономия», 1965, т. 5, № 5.
2. Авагимов А. А., Дубровский В. Г., Карандасов Г. В. Комплексная магнитотеллурическая станция. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1970, № 1.
3. Бердичевский М. Н. Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования. М., «Недра», 1968.
4. Непесов К. Структура магнитотеллурического поля и особенности глубинного распределения электропроводности Южно-Каспийской мегавпадины. — Автореф. канд. дисс. Свердловск, 1972.
5. Агакулиев Г., Аширов Т., Дубровский В. Г. и др. Особенности геоэлектрического строения верхней мантии в Азербайджане. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1973, № 1.

А. И. Манафлы, К. Непесов, О. М. Тавнелова, И. В. Царев, К. Иламанов

ГҮНОРТА-КАСПИ УЛЫ ЧУҢЛУГЫНЫҢ МАГНИТОВАРИАЦИОН МЕЙДАНЫНЫҢ ГҮНБАТАР БОРТУНЫҢ СТРУКТУРАСЫ

1976-нжы йылда Свина—Саатлы—Агжебед адасының профили боюнча Гүнорта-Каспи улы чуңлугының гүнбатар бортуның чәклеринде ерине етирилген магнитовариацион барлагларынң нәтижелери гәтирилйәр.

Гөзгәчилигиң хәр пунктында магнит гатнашыкларының дик хем-де ятык тензор компонентлериниң бөлүншени дүзйән азимутал, тизлик ве гиңишлик гурлушының ве анализиниң көмеги билән магнит ваирациялары мейданының гиңишлик-тизлик структурасына середилйәр.

A. I. Manafly, K. Nepesov, O. M. Tavnelova, I. V. Tsaryov, K. Il'manov

THE STRUCTURE OF A MAGNETIC-VARIATION FIELD OF THE WESTERN RIDGE OF THE SOUTHERN-CASPIAN MEGABASIN

The paper produced the results of the magnetic-variation probings carried out in 1976 within the western ridge of the Southern-Caspian megabasin across island Svinoy—Saatly—Agdzhebedi.

УДК 550.83

Г. И. КАРАТАЕВ
Б. КУРБАНСАХАТОВ

КРИТЕРИИ И МЕТОДИКА КОЛИЧЕСТВЕННОГО РАЙОНИРОВАНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ЭВМ

1. Количественное районирование геофизических полей, в первую очередь гравитационного и магнитного, подразумевает выполнение следующей последовательности исследований: разработка методов построения (вычисления) признаков в форме, удобной для количественной оценки степени сходства и различия полей двух районов, описывающих основные особенности строения и поведения аномального поля (так сказать, морфологические свойства поля); разработка критериев и методов сравнения морфологии полей разных районов; разработка критериев и методов разбивания территории исследования на зоны однородных по структуре и поведению полей. Районированию подвергаются либо одно наблюдаемое поле, либо их совокупность (например, одновременно совместно районировуются гравитационное и магнитное аномальные поля). Если на территории одновременно задано несколько полей и районирование необходимо выполнять совместно по всем полям, можно поступать двояко: либо совокупность полей свернуть (сжать) в одно некое формальное поле и затем районировать территорию только по нему, либо в системе признаков, которой предполагается описать поля, отразить структуру и поведение не только каждого из совместно рассматриваемых полей, но и особенности их связи (соотношения) между собой.

Для решения первой задачи — сжатия совокупности полей в одно формальное поле — предлагается следующий достаточно простой прием.

Пусть на территории R имеется m карт наблюдаемых полей $g^1, g^2, \dots, g^m$. В каждой точке $r_j = (x, y) \in R$ представим наблюдаемые значения полей в упорядоченном виде

$$\vec{g}(r_j) = (g_j^1, g_j^2, \dots, g_j^m),$$

¹ Под районированием полей мы понимаем процесс деления территории исследования на зоны, в каждой из которых поле (или поля) по своей структуре и поведению существенно, в смысле геологической цели районирования, отличается от поля (или полей) в соседних (граничных) зонах.

а всего совокупность данных в n -точках — матрицей:

$$G = (g_j^i) = \begin{pmatrix} g_1^1 & g_1^2 & \dots & g_1^m \\ g_2^1 & g_2^2 & \dots & g_2^m \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_n^1 & g_n^2 & \dots & g_n^m \end{pmatrix} \quad (1)$$

Рассматривая каждый столбец в (1) как статистическую совокупность значений случайной величины, вычислим для каждого из них средние значения $\bar{g}^1, \bar{g}^2, \dots, \bar{g}^m$ и построим матрицу ковариаций столбцов:

$$K = (k^{ij}) = \begin{pmatrix} k^{11} & k^{12} & \dots & k^{1m} \\ k^{21} & k^{22} & \dots & k^{2m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k^{m1} & k^{m2} & \dots & k^{mm} \end{pmatrix} \quad (2)$$

По (1) и (2) построим систему линейных уравнений

$$K(\alpha^i) = (\bar{g}^i), \quad (3)$$

где α^i — вектор-столбец неизвестных коэффициентов, $\bar{g}^i$ — вектор-столбец из средних значений, $i=1, 2, \dots, m$. Решим (3) относительно коэффициентов $\alpha^1, \alpha^2, \dots, \alpha^m$. Тогда формальное поле $\varphi(r)$, описывающее в сжатом виде данную совокупность из наблюдаемых полей $g^1(r), g^2(r), \dots, g^m(r)$ в каждой точке $r_j \in R$, может быть вычислено по формуле

$$\varphi(r_j) = \alpha^1 g^1(r_j) + \alpha^2 g^2(r_j) + \dots + \alpha^m g^m(r_j). \quad (4)$$

2. При количественном районировании каждой точке наблюдения ставится в соответствие упорядоченная совокупность значений неких признаков, характеризующих основные свойства структуры и поведения поля (или полей) в пределах некоторой окрестности данной точки. Радиус этой окрестности (площадь, в пределах которой свойства поля приписываются данной точке) выбирается в соответствии с геологической целью районирования. Что касается выбора признаков, их содержательной стороны, то здесь выработались два подхода.

Первый — признаки вводятся на основании непосредственно видимых исследователем свойств поля; часть из признаков нередко связывается с геолого-генетической их природой.

Второй подход состоит в представлении поля в окрестности данной точки как функции некоего математического пространства, имеющего или не имеющего физический смысл. И тогда в качестве признаков выступают свойства функций, вытекающие из принадлежности их данному математическому пространству. Например, если поле рассматривается как непрерывная функция, то в качестве признаков могут быть взяты такие характеристики, как площадь, производные различного порядка, положение экстремальных точек и т. п., отыскиваемые, исходя из теории непрерывных функций; если поле рассматривается как потенциальное, то, согласно теории потенциала, его характеристиками могут быть особые точки; если наблюдаемое поле считать реализацией некоего случайного процесса, то в качестве его характеристик — признаков, согласно корреляционной теории случайных функций, следует взять математическое ожидание и корреляционную функцию и т. п. Этот подход, на наш взгляд, вносит меньше субъективности в выбор

признаков. Кроме того, поскольку признаками здесь являются свойства тех или иных формальных функций, то они поддаются теоретическому анализу, что повышает научный уровень процесса районирования.

Признаки могут выражаться либо числами, либо функциями. Поэтому упорядоченная совокупность значений признаков в точке наблюдения, построенных в его окрестности, будет представлять собой в общем случае вектор-функцию. В геофизической теории и практике наблюденные величины, в том числе и признаки районирования полей, в зависимости от их природы и свойств рассматриваются либо как действительные числа с обычными операциями сложения и умножения, либо как непрерывные функции линейного пространства C , либо как интегрируемые функции линейного пространства L_1 , либо как интегрируемые с квадратом функции линейного пространства L_2 . При построении в точках наблюдения векторов-функций признаков может оказаться, что компоненты такого вектора относятся к разным математическим классам. Это затрудняет прямое сравнение векторов-функций для различных точек наблюдений (а известно, что при районировании операции сравнения признаков играют главную роль). Нами предлагается методика приведения векторов-функций к такому вектору, компонентами которого являются только вещественные числа.

Пусть имеется m векторов-функций, описывающих структуру и поведение геофизических полей в окрестностях m точек наблюдений: $\vec{\varphi}_1, \vec{\varphi}_2, \dots, \vec{\varphi}_m$, при этом $\vec{\varphi}_i = (\varphi_{i1}, \varphi_{i2}, \dots, \varphi_{in})$, а каждая компонента $\varphi_{i1}, \varphi_{i2}, \dots, \varphi_{in}$ может быть функцией любого из перечисленных математических пространств. Из всех m векторов $\vec{\varphi}_i$ выберем произвольный (или средний) и примем его за начальный вектор-функцию $\vec{\varphi}_0 = (\varphi_{01}, \varphi_{02}, \dots, \varphi_{0n})$. Далее, для каждого i -того вектора-функции $\vec{\varphi}_i$, для всякой его компоненты φ_{ij} ($j=1, 2, \dots, n; i=1, 2, \dots, m$) следующим образом определим расстояние до соответствующей компоненты φ_{0j} из начального вектора-функции $\vec{\varphi}_0$. Если сравниваемые компоненты φ_{ij} и φ_{0j} есть действительные числа, то расстояние между ними определяется по формуле

$$l_{ij} = \varphi_{ij} - \varphi_{0j}. \quad (5)$$

Если φ_{ij} и φ_{0j} рассматриваются как непрерывные функции, то расстояние между этими компонентами предлагается вычислять по формуле

$$l_{ij} = \text{sign} [\varphi_{ij}(r_k) - \varphi_{0j}(r_k)] \max_{r \in R_0} |\varphi_{ij}(r) - \varphi_{0j}(r)| p(r), \quad (6)$$

где

$$\varphi_{ij}(r_k) - \varphi_{0j}(r_k) = \max_{r \in R_0} |\varphi_{ij}(r) - \varphi_{0j}(r)| p(r). \quad (7)$$

Это расстояние получается путем определения по (7) точки r_k , где модуль разности величин φ_{ij} и φ_{0j} достигает максимума, а затем этому модулю приписывается знак (sign), который имеет в данной точке разность $\varphi_{ij}(r_k) - \varphi_{0j}(r_k)$.

Если φ_{ij} и φ_{0j} рассматриваются как интегрируемые функции, то расстояние между ними можно вычислить по формуле

$$L_{ij} = \int_{R_0} p(r) [\varphi_{ij}(r) - \varphi_{0j}(r)] dr. \quad (8)$$

Если же φ_{ij} и φ_{0j} относятся к классу функций, интегрируемых с квадратом, то расстояние между φ_{ij} и φ_{0j} определяется по формуле

$$L_{ij} = \int \text{sign} [\varphi_{ij}(r) - \varphi_{0j}(r)] [\varphi_{ij}(r) - \varphi_{0j}(r)]^2 p(r) d(r), \quad (9)$$

где подынтегральное выражение следует читать так: каждой разности $\varphi_{ij}(r) - \varphi_{0j}(r)$ в точке r , будучи возведенной в квадрат, приписывается тот знак, который имеет эта разность до возведения ее в квадрат. В формулах (6), (8), (9) $p(r)$ — весовая функция, R_0 — окрестность точки наблюдения r_i .

Вычислив по указанным формулам расстояния между всеми компонентами i -того вектора-функции $\vec{\varphi}_i$ и начального $\vec{\varphi}_0$, получим упорядоченную последовательность вещественных чисел: $L_{i1}, L_{i2}, \dots, L_{in}$, которую и будем далее рассматривать в качестве вектора признаков в i -той точке наблюдения. Таким образом, в каждой точке наблюдения r_i вместо вектора-функции $\vec{\varphi}_i$ получаем новый вектор $\vec{\psi}_i = (L_{i1}, L_{i2}, \dots, L_{in}) = (\psi_{i1}, \psi_{i2}, \dots, \psi_{in})$, компоненты которого — суть вещественные числа. Сравнение таких векторов, являющихся элементами n -мерного евклидова пространства, не представляет уже никаких трудностей, ибо для этого пространства расстояние между двумя векторами

$$\psi_1 = (\psi_{11}, \psi_{12}, \dots, \psi_{1n}) \text{ и } \psi_2 = (\psi_{21}, \psi_{22}, \dots, \psi_{2n})$$

определяется по формуле

$$\rho_{1,2} = \sqrt{\sum_{j=1}^n (\psi_{1j} - \psi_{2j})^2}. \quad (10)$$

3. Рассмотрим частный случай преобразования вектора-функции в вектор с числовыми компонентами.

Пусть на области R наблюдается геофизическое поле $g(r)$. В окрестности R_0 каждой точки наблюдения $r = (x, y) \in R$ наблюдаемое поле $g(r')$, для $r' \in R_0$, будем рассматривать как реализацию некоего стационарного эргодического случайного процесса. Как известно, в этом случае случайный процесс вполне описывается двумя величинами: математическим ожиданием $\bar{g}$ (средним значением поля на R_0) и автокорреляционной функцией (в общем случае — двумерной) — $K_g(\theta)$, $\theta \in R'_0 \subset R_0$. Эти величины будем рассматривать в качестве признаков, характеризующих на R_0 в точке r основные свойства структуры и поведения поля. Тогда вектор-функция поля $y(r)$ в точке $r \in R$ будет выглядеть довольно просто:

$$\varphi(r) = (\bar{g}, K_g(\theta)). \quad (11)$$

В (11) первая компонента $\varphi_1 = \bar{g}$ есть вещественное число, вторая — $\varphi_2 = K_2(\theta)$ — функция в общем случае двух координат. Следующим образом преобразуем функцию $K_g(\theta)$ к упорядоченной системе вещественных чисел.

Через начало координат $\theta = 0$, то есть через точку, где корреляционная функция достигает своего максимального значения, на области

R_0' проведем радиальные профили под углами $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_a$ и по каждому из них построим кривые—графики «квазиодномерных» корреляционных функций. Число профилей выберем так, чтобы они обеспечили отражение в графиках одномерных автокорреляционных функций основных особенностей структуры и поведения «наблюденной» двумерной корреляционной функции. Анализируя такие графики для автокорреляционных функций, построенных для аномального гравитационного и магнитного полей как наблюдаемых, так и вычисленных для возмущающих тел различной правильной формы, массы, глубины залегания, мы нашли, что автокорреляционные функции, построенные по указанным профилям, вполне можно аппроксимировать аналитическим выражением вида [4]:

$$K_i(\tau) = \beta e^{-c_i |\tau|}, \quad (12)$$

где $i=1, 2, \dots, a$ (номер профиля-графика).

Анализ величин C_i для двумерных корреляционных функций, построенных также как для наблюдаемых аномальных полей, так и для модельных полей от различных возмущающих масс, показал, что величина C меняется от профиля к профилю по закону косинуса:

$$C = A + B \cos(\nu + \alpha), \quad (13)$$

где α — азимут генерального простирания двумерной корреляционной функции. Например, для поля от эллиптического возмущающего тела с соотношением осей 2:3 получено

$$C = 0,144 + 0,070 \cos(\nu + \pi). \quad (14)$$

Учитывая (13), двумерную автокорреляционную функцию удалось описать аналитическим выражением вида

$$K(\tau, \nu) = \beta e^{-[A + B \cos(\nu + \alpha)] |\tau|}, \quad (15)$$

где τ, ν — полярные координаты.

Если принять для всех точек исследуемой области R описание (15), то очевидно, что вместо $K_g(\Theta)$ в векторе-функции (11) можно взять упорядоченный набор коэффициентов β, A, B, α из (15), от которых зависит двумерная автокорреляционная функция поля в окрестности точки наблюдения. И тогда вместо (11) будем иметь

$$\vec{\varphi}(r) = (\bar{g}, \beta, A, B, \alpha), \quad (16)$$

причем $\vec{\varphi}(r)$ теперь есть вектор, компоненты которого — вещественные числа. Ценность этого подхода состоит еще и в том, что все компоненты вектора (16) имеют, как оказалось, и физический смысл.

Прежде всего, по построению в выражении (15) величина β при $\tau=0$ есть максимальное значение корреляционной функции и, согласно теории случайных функций, β есть дисперсия величины поля $g(r)$ в окрестности R_0 точки наблюдения относительно среднего значения $\bar{g}$. Величина C (как и величина C_i) характеризует скорость убывания экспоненты с увеличением r . Общеизвестно, что чем больше C , тем круче экспонента, тем меньше коррелируют соседние значения поля. И тем самым более резко выражено, более дифференцированно наблюдается поле. В соответствии с этим величина A характеризует среднее значение из параметров $C_1, C_2, \dots, C_a$, а B — отклонение от этого среднего.

Рассмотрим геологический смысл каждого из параметров β , A , B , α . Как указывалось, параметр β есть дисперсия значений поля на области R_0' относительно среднего уровня поля $\bar{g}(R_0)$.

Дисперсия, как известно, есть величина, характеризующая степень разброса амплитуд поля в окрестности точки наблюдения $r \in R$.

По результатам сопоставления двумерных автокорреляционных функций, рассчитанных по разным полям для тел различной правильной конфигурации, с разными массами и глубинами их залегания можно заключить, что параметр β резко возрастает с увеличением значения массы тела и уменьшается при его погружении. На рис. 1 приведены поля и их автокорреляционные функции для двух участков Аладаг-Мессерианской тектонической зоны юго-запада Туркмении. В этой зоне основной возмущающей глубинной границей является поверхность мезозойских отложений. Рис. 1 *а*, *б* соответствует участку, где эта поверхность залегает на небольшой глубине (порядка 200 м), отложения существенно осложнены разломами, а рельеф поверхности носит резко выраженный характер. На рис. 1 *в*, *г* показано поле и ему соответствующая функция для относительно пологой Бугдайлинской структуры, залегающей на глубине порядка 1200 м и характеризующейся спокойными формами поверхности мезозойских отложений. Для первого участка $\beta=0,97$ ед., для второго — $\beta=0,04$ ед. Анализируя поведение параметра β для всей Аладаг-Мессерианской зоны, приходим к выводу, что изменения значений параметра β существенно обусловлены глубиной залегания возмущающей поле поверхности мезозойских отложений и в особенности — формами рельефа этой поверхности.

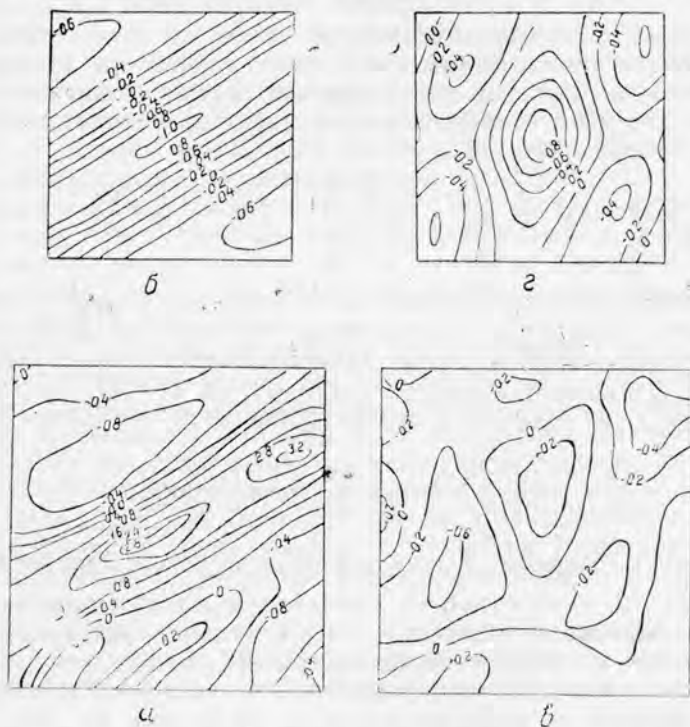


Рис. 1: *а*, *в* — поля Δg ; *б*, *г* — соответствующие им поля двумерной корреляционной функции.

О связи параметра β с массой возмущающих тел и глубиной их залегания свидетельствуют также результаты статистического анализа аномального магнитного поля по территории СССР [3]. Если же обра-

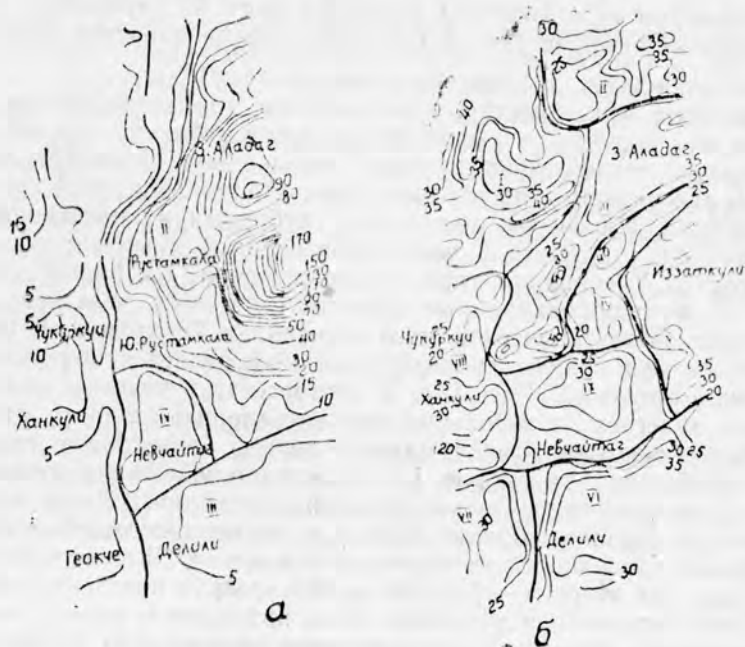


Рис. 2: а) карта параметра β , б) карта параметра A .

таться к аномальному гравитационному полю, то оказывается, что параметр β имеет прямое отношение к такой важнейшей характеристике гравитационного поля, как потенциальная гравитационная энергия, которая для системы с непрерывным распределением возмущающих масс определяется формулой [1]

$$E = \frac{1}{2} \int_T V \sigma d\tau = \frac{1}{8\pi} \int \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] d\tau, \quad (17)$$

где V — гравитационный потенциал; σ — плотность масс в объеме T ; E — «работа, затраченная силами поля при переходе данных масс от бесконечного рассеяния во внутрь данного объема T » [1, с. 110]. Подынтегральное выражение в правой части равенства (17) есть квадрат производной V по нормам к эквипотенциальной поверхности, то есть

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 = \left(\frac{\partial V}{\partial n} \right)^2. \quad (18)$$

Поскольку дисперсия β есть также интеграл от квадрата функции $[\Delta g(r) - \overline{\Delta g}]$, то, следовательно, параметр β имеет смысл некой аномальной гравитационной энергии. Энергетический смысл параметра β вытекает также из представления поля на R_0 реализацией некоего случайного процесса, энергия которого вычисляется по формуле [5]

$$E_{R_0} = \int_{R_0} [g(r) - \overline{g}]^2 dr = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty |S(\omega)|^2 d\omega, \quad (19)$$

где $S(\omega)$ — статистический спектр процесса.

Перейдем к параметру A , входящему в вектор $\vec{\phi}$ (16). По конструкции аналитического выражения, которым описывается двумерная корреляционная функция (15), видно, что параметр A характеризует среднюю степень тесноты связи (степень корреляции) поля при его сдвиге. С геофизической точки зрения параметр A характеризует степень выраженности морфологии поля в целом в окрестности R_0 точки наблюдения: чем больше значение A , тем более дифференцированным является поле на R_0 . Как видно из рис. 1, поле на первом участке Аладаг-Мессерианской тектонической зоны носит более выраженный характер, нежели на втором, причем значение A для первого участка равно 35 ед., а для второго — 25 ед. Поскольку в первом случае возмущающие массы залегают существенно ближе, нежели на втором участке, можно сказать, что величина A обратно пропорциональна глубине залегания возмущающих масс. Если же глубины залегания масс для двух районов сравнительно одинаковы, то различие значений A для них указывает на относительную степень латеральной неоднородности: чем больше неоднородность, тем, при прочих равных условиях, будет больше значение A .

Исследование поведения параметра A на теоретических моделях полей от тел правильной формы показало, что величина A зависит от формы возмущающего тела, глубины его залегания и практически не зависит от величины массы тела и интенсивности поля.

Параметр B характеризует изменчивость в области R_0 степени тесноты (степени корреляции) значений поля при его сдвиге в различных направлениях. Из рис. 1 *а, б* следует, что поле слабо изменяется в северо-восточном направлении, существенно — в северо-западном, то есть в пределах области R_0 поле в разных направлениях меняется по-разному. В то же время на рис. 1 *в, г* поле во всех направлениях меняется более или менее равномерно. Соответственно для первого участка $B=18$ ед., для второго — $B=6$ ед. Следовательно, параметр B характеризует степень радиальной анизотропии поля. В частности, для корреляционных функций радиально симметричных полей от шара и вертикального цилиндра значения $B=0$. Чем больше вытянуто возмущающее тело, тем больше значение B . Так, например, если для горизонтального цилиндра длиной $2h$ (h — глубина залегания цилиндра) значение $B=0,09$ ед., то для цилиндров размером $4h$ и $6h$ соответственно имеем $B=0,17$ и $0,23$ ед.

Изменение глубины залегания возмущающего тела оказывает влияние в следующем плане: чем больше глубина, тем меньше значение B . Это очевидно: с увеличением глубины поле становится все расплывчатее и стремится к форме поля над шаром. Изменения массы возмущающих тел, естественно, на величину B влияния не оказывают.

Параметр α характеризует генеральное направление изолиний двумерной корреляционной функции; как на теоретических моделях, так и для наблюдаемых полей значения α полностью совпадают с основными направлениями простираения аномального поля в пределах окрестности R_0 точки наблюдения.

По параметрам β , A и B отдельно были построены карты в изолиниях для всей Аладаг-Мессерианской тектонической зоны (рис. 2, 3). Сопоставление этих карт со структурно-тектоническими картами региона показало, что изменения по площади каждого из введенных параметров хорошо согласуются с изменением геологической структуры данного региона.

Так, например, выделенные по карте параметра β четыре зоны (рис. 2*а*) соответствуют четырем различным по тектоническому строению районам: северо-западная зона с относительно слабой дисперсией

соответствует восточной части Бугдайлинской, Кеймиро-Окаремской и Мешед-Мессерианской зонам поднятий; северо-восточная часть весьма сильной дисперсии поля отвечает западной части зоны погружения антиклиналей Западного Копетдага, Аладагской переходной зоны и северо-восточной части Мешед-Шахманского прогиба; южная зона относительно спокойного поведения параметра β совпадает с южной частью Мешед-Мессерианской зоны; наконец, центральная зона средней дисперсии отражает структуру центральной части Мешед-Мессерианской тектонической зоны.

На карте изолиний параметра A (рис. 2 б) выделено восемь зон однородного поведения этого параметра. Каждая зона хорошо отражает особенности морфологии гравитирующей поверхности отложений мела второго структурного этажа.

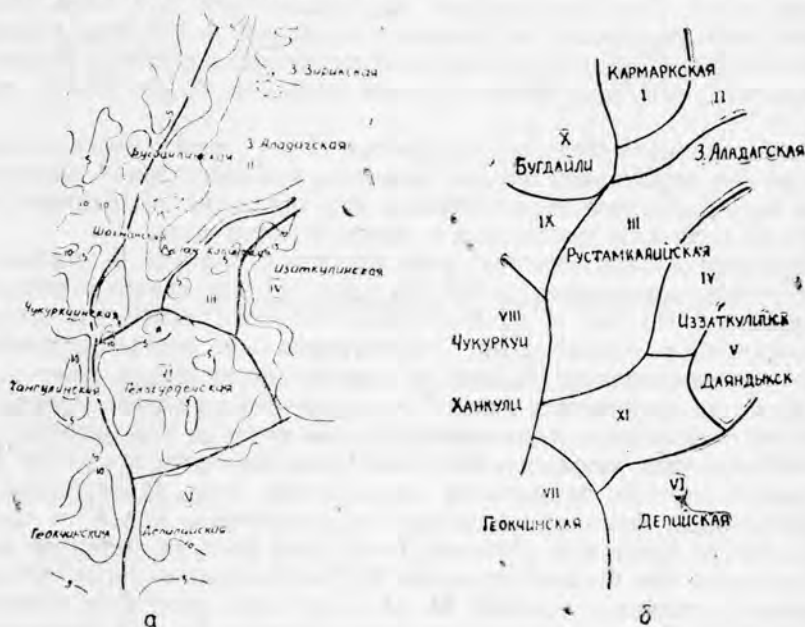


Рис. 3: а) карта параметра B , б) схема расчленения Mz — их отложений. Аладаг-Мессерианской тектонической зоны.

На карте изолиний параметра B (рис. 3а) в результате районирования получено шесть зон однородного поведения параметра B . Каждая из зон совпала с той или иной тектонической зоной. Отметим только две, наиболее характерные: северо-восточную зону с высоким градиентом изменения значений B — от 0,05 до 0,15 ед., которой соответствуют западная часть погружения Копетдага и северо-восточная часть Аладагской переходной зоны, и центральную зону весьма спокойного поведения параметра B , отвечающую западной части Шахманского прогиба.

Анализ трех карт совместно с тектонической картой района позволяет заключить, что однородным зонам параметра соответствуют геологические структуры более или менее однотипного строения и развития. Это дает основание рекомендовать введенные параметры β , A и B для применения их при геологической интерпретации гравитационного и магнитного полей.

Для исследуемой геологической провинции Аладаг-Мессерианской зоны выполнено количественное районирование по комплексу

параметров $\bar{g}$, β , A , B , рассматривая их как вектор. В результате построена тектоническая схема этого региона (рис. 3б).

4. Несколько слов о критериях и методах количественного районирования территории исследования R по векторам $\vec{\varphi}$, построенным в каждой точке наблюдения по комплексу полей, задаваемых в окрестности R_0 каждой точки $r \in R$.

Пусть для каждой точки $r \in R$ построены векторы $\vec{\varphi}(r)$. Будем рассматривать их как значения в точках $r \in R$ некоторой функции $F(r) = \vec{\varphi}(r)$. Рассмотрим колебание этой функции на R :

$$\omega = \sup_{r \in R} F(r) - \inf_{r \in R} F(r). \quad (20)$$

Если колебание ω функции $F(r)$ по определенному правилу разбить на n полуинтервалов $\omega_0 \leq F(r') < \omega_1$, $\omega_1 \leq F(r'') < \omega_2$, ..., $\omega_{n-1} \leq F(r^n) \leq \omega_n$, таких, что $U(\omega_i, \omega_{i+1}) = \omega$, $(\omega_i, \omega_{i+1}) \cap (\omega_k, \omega_{k+1}) = \emptyset$ при $i \neq k$,

то районирование в области R по векторам $\vec{\varphi}(r)$ будет состоять в установлении для каждой точки $r \in R$ номера $i+1$ полуинтервала

$[\omega_i, \omega_{i+1}]$, к которому принадлежит значение вектора $\vec{\varphi}(r)$ в этой точке.

Односвязная подобласть $R_i \subset R$, все точки которой имеют один и тот же номер полуинтервала $[\omega_i, \omega_{i+1}]$, образует район однородной структуры и поведения полей, в смысле правила разбивания колебания ω

функции $F(r) = \vec{\varphi}(r)$. Нами предлагается следующее правило разбивания колебания ω — правило классификации векторов $\vec{\varphi}(r)$ на области R .

По указанным правилам между всеми заданными векторами $\{\vec{\varphi}\}$ вычислим расстояния и упорядочим их по величине

$$\rho_1(i_1 j_1) \leq \rho_2(i_2 j_2) \leq \dots \leq \rho_n(i_n j_n), \quad (21)$$

где i, j — номер пары векторов $\vec{\varphi}_{i_1}, \vec{\varphi}_{j_1}$, между которыми вычисляется расстояние $\rho(i, j)$. По значениям расстояний $\rho(i, j)$, согласно (21), построим дискретную кривую с дискретным аргументом, являющуюся номером пары. Анализ такого рода кривых показывает, что они имеют следующую структуру: на фоне более или менее плавного возрастания кривой $\rho(i, j)$ имеются резкие увеличения значений $\rho(i, j)$, свидетельствующие о неоднородности облака точек $\{\vec{\varphi}\}$ по расстоянию между векторами $\vec{\varphi}$.

Пусть таких резких скачков на кривой $\rho(i, j)$ будет K :

$$\rho^1(i^1 j^1), \rho^2(i^2 j^2), \dots, \rho^k(i^k j^k). \quad (22)$$

Из этих значений в качестве порогового значения ρ_0 выберем то, которое имеет наименьший номер $\rho^a(i^a j^a)$ и в то же время слева от точки $(i^a j^a)$ абсциссы встречаются все номера рассматриваемых точек

$\{\vec{\varphi}\}$. Далее все точки $\{\vec{\varphi}\}$ сгруппируем по данному пороговому значению ρ_0 следующим образом: все те точки $\vec{\varphi}_1, \vec{\varphi}_2, \dots, \vec{\varphi}_k$, для которых одновременно выполняются неравенства

$$\rho(\vec{\Phi}_1, \vec{\Phi}_2) < \rho_0, \rho(\vec{\Phi}_2, \vec{\Phi}_3) < \rho_0, \dots, \rho(\vec{\Phi}_{k-1}, \vec{\Phi}_k) < \rho_0, \quad (23)$$

будем считать относящимися к одной группе, которую назовем ансамблем. Таким образом, по правилу (23) все множество точек $\{\vec{\Phi}\}$ разобьем на ряд ансамблей $\Phi_1, \Phi_2, \dots$. Далее каждый такой ансамбль разобьем на классы-таксоны. Для этого введем величину удельной связности таксонов в любом из ансамблей [2]:

$$\lambda(\Phi) = \sum_{j=1}^a \lambda(T_j) - \sqrt{3} \sum_{j=1}^a \frac{U(T_i) \cdot \lambda(T_j)}{U(T_j) \cdot \lambda(T_j)} \tilde{\lambda}(T_i, T_j), \quad (24)$$

где T_i, T_j — таксоны, причем $i=1, 2, \dots, a-1, j=1, 2, \dots, a$; $U(T_i)$ — удельная структура каждого таксона; $\lambda(T_i)$ — удельная связность точек внутри таксона, $\tilde{\lambda}$ — между таксонами.

Назовем оптимальным разбиение любого ансамбля Φ на таксоны $T_1^0, T_2^0, \dots, T_b^0$. Тогда для разбиения из p возможных вариантов выполняется равенство:

$$\lambda(T_1^0, T_2^0, \dots, T_b^0) = \max_{a_i} \max_{\lambda} \{\lambda(T_i^1, T_i^2, \dots, T_i^a)\}, \quad (25)$$

где $i=1, 2, \dots, p$. Иначе говоря, согласно (25) из всех возможных разбиений ансамбля на таксоны (группы точек $\vec{\Phi}$) выберем то группирование, для которого удельная связность по (25) будет максимальной; если же для нескольких разбиений $\lambda_{\max}$ равны, окончательно принимается то разбиение, у которого наибольшее число классов (таксонов).

В работе [2] предложены конкретный алгоритм разбиения множества точек $\{\vec{\Phi}\}$ на таксоны и методика районирования по сформулированным критериям количественного районирования.

Институт сейсмологии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
10 мая 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Идельсон Н. И. Теория потенциала. М.—Л., ОНТИКТП, 1936.
2. Каратаев Г. И., Черная Н. Н. Метод автоматического районирования геофизических полей.— Геофизический сб. Киев, «Наукова думка», 1975, вып. 63.
3. Луговенко В. Н. Статистический анализ аномального магнитного поля территории СССР. М., «Наука», 1974.
4. Одеков О. А. и др. Атлас корреляционных функций гравитационных и магнитных полей для тел правильной формы. Ашхабад, «Ылым», 1973.
5. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Физматгиз, 1962.

Г. И. Каратаев, Б. Гурбансехедов

ГЕОФИЗИКИ МЕЙДАНЛАРЫ ЭВМ-е САН ТАЙДАН РАЙОНЛАШДЫРМАГЫН ӨЛЧЕГИ ВЕ МЕТОДИКАСЫ

Макалада геофизики мейданлары ЭВМ-е сан тайдан районлашдырмагың өлчегі ве методикасы гетирілір. Деңешдіріліән икi өлчеглі автокорреляцион функцияның аналитик аңлатмаларының параметрлері гөрнүшіндеки векторларын компонентлерінің физико-геологикі манысы эсасландырылды.

УДК 543.544.6:665.666.55

А. Н. НИЯЗОВ
Е. Ф. НИЯЗБЕРДЫЕВА
Х. Д. ВАХАБОВА

ИОНООБМЕННАЯ ХРОМАТОГРАФИЯ СМЕСЕЙ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ КАРБОНОВЫХ КИСЛОТ

Обзор литературы и поведение индивидуальных нафтеновых кислот при ионообменной хроматографии показаны нами в работе [1].

Поскольку потенциметрическое титрование не позволяет установить концентрацию отдельных кислот, для контроля за поведением смесей кислот при хроматографии использовалась газо-жидкостная хроматография. Каждая проба переводилась предварительно в метиловый эфир, который и анализировался методом ГЖХ.

Количественное содержание компонентов в пробах определялось на хроматографе «Цвет-4» с пламенно-ионизационным детектором в изотермическом режиме. Смесей метиловых эфиров циклогексанового ряда анализировались на микронасадочной колонке ($4 \text{ м} \times 1 \text{ мм}$), заполненной 15% реоплекс-400 на хроматоне N-AW-DMCS ($0,160\text{—}0,200 \text{ мм}$) при температуре 160°C и давлении гелия на входе 1 атм. Метиловые эфиры смеси кислот различного строения исследовались на микронасадочной колонке ($6 \text{ м} \times 1 \text{ мм}$) с 5% SE-30 на хроматоне N-AW ($0,160\text{—}0,200 \text{ мм}$) при температуре 160°C и давлении гелия на входе 1,5 атм. Точность количественного анализа проверялась на искусственной смеси эфиров кислот методом внутренней нормализации. Площади определялись как произведение высоты на ширину пика на половине его высоты, при этом погрешность расчетов составила 0,12—2,11%.

Индивидуальные кислоты предварительно анализировались на чистоту на колонке с неподвижной фазой SE-30. Показано, что ц. г. масляная и ц. п. масляная кислоты хроматографически чистые; п-метил ц. г. к., ц. г. уксусная и ц. п. капроновая содержат 99—99,8%, жирные кислоты — 96—98% основного продукта (табл. 1). Примеси капроновой кислоты не вступают в реакцию ионного обмена и концентрируются в I фракции.

Как видно из результатов газо-жидкостной хроматографии, все кислоты, взятые для исследования, выходят на хроматограммах отдельно, что позволяет следить за содержанием в смеси каждого компонента.

Нужно отметить, что необходимость перевода кислот в метиловые эфиры повышает потери кислот, особенно низкомолекулярных, до 2—2,5% на фракцию.

С помощью ГЖХ изучена сорбция смеси индивидуальных кислот циклогексанового ряда и широкой смеси кислот циклогексан-, циклопентанкарбонových и жирного рядов анионитом ЭДЭ-10п. Сорбция про-

водилась в динамических условиях в стеклянной колонке емкостью по аниониту 3 г в воздушно-сухом состоянии (объем набухшего анионита 9, 10 мл).

Таблица 1

Количественный анализ смесей карбоновых кислот по ГЖХ

Метилвые эфиры кислот	Т. кип., °C/ <i>мм</i> рт. ст.	Чистота по ГЖХ, %	Относительное время удержи- вания	Содержание в смеси, %		Отклонение от истинного содержания	
				по титро- ванию			по ГЖХ, вес.
				моль- ное	весов- ое		

Колонка 4 м×1 мм с 15% реоплекс-400 на хроматоне N-AW-DMCS5 (0,160—0,200 мм), T—160°, P_х 1 атм

Ц. г. карбоновой	49,5—50,5	чистый	1	18,89	15,20	14,61	+0,59
Ц. г. уксусной	61—62/5	99,0	1,32	20,70	18,50	18,51	—0,01
Ц. г. пропионовой	73—77/5	99,0	1,90	19,32	18,95	19,16	—0,21
Ц. г. масляной	75/2	чистый	2,61	22,25	23,85	23,00	+0,85
Ц. г. капроновой	99/2	чистый	5,00	18,89	23,50	24,73	—1,23

Колонка 6 м×1 мм с 5% SE-30 на хроматоне N-AW (0,160—0,200 мм), T—160°, P_{вх} 1,5 атм

П-метил ц. г. карбоновой	105/1	99,8	1	13,11	11,12	10,67	+0,45
Ц. г. уксусной	61—62/5	99,0	1,11	12,40	10,52	11,32	0,80
Ц. п. масляной	61,5—62/2	99,5	1,66	14,81	13,80	12,37	+1,43
Капроновой	92—93/6	96,3	2,03	15,52	15,96	14,31	+1,65
Ц. г. масляной	75/2	чистый	2,52	15,95	16,19	16,31	—0,12
Ц. п. каприновой	94—95,5/2	99,6	3,84	13,61	14,95	17,06	—2,11
Лауриновой	115—116/6	98,0	4,75	14,60	17,45	17,98	—0,53

На смеси кислот циклогексанового ряда изучена зависимость сорбции и десорбции кислот от вида ионообменной группы анионита. Анионит применялся в OH[—], CO₃[—] и C₂H₃O₂[—] формах. Десорбентами после петролейного эфира 70—100° или циклогексана служили 0,1N растворы KOH, Na₂CO₃, CH₃COONa.

Мольная концентрация отдельных кислот в исходной смеси бралась примерно равной. Поскольку газо-жидкостная хроматография дает выход в весовых процентах, мы переводили их в мольные, чтобы иметь сравнимые результаты. Пересчет проводился по формуле $C_x = \frac{C_v \cdot M_{cp} \cdot \% (ГЖХ)_x}{100 \cdot \mathcal{E}_x}$, где C_x — мольная концентрация индивидуальной

кислоты в смеси, мг-экв/мл; C_v — общая концентрация смеси, мг-экв/мл; M_{ср} — средний молекулярный вес смеси, вычисленный с учетом весовых % отдельных кислот; % (ГЖХ)_x — %-ное содержание отдельной кислоты в смеси по данным ГЖХ; $\mathcal{E}_x$ — эквивалент отдельной кислоты.

Результаты сорбции кислот циклогексанового ряда различными формами анионита представлены в табл. 2.

Как видно, наибольшая емкость достигается, когда анионит находится в OH[—] форме. Но основную часть емкости в этом случае составляет молекулярная адсорбция. Наличие водорода гидроксильной группы благоприятствует образованию межмолекулярных связей. Величина ионного обмена мало меняется при переходе от OH[—] к CO₃[—] форме и

значительно падает при ацетатной форме анионита. Величины молекулярной адсорбции для ацетатной и карбонатной форм анионита находятся примерно в равном соотношении с величинами ионного обмена.

Таблица 2
Ёмкость анионита ЭДЭ-10п в различных формах

Форма анионита	Ёмкость, мг-экв/г			Ионный обмен молекулярная адсорбция
	общая	ионный обмен	молекулярная адсорбция	
ОН ⁻	3,4908	1,3434	2,1474	0,6256
CO ₃ ⁻	2,8289	1,4040	1,4249	0,9853
C ₂ H ₃ O ₂ ⁻	2,0747	0,9760	1,0987	0,8883

В табл. 3 приводится распределение индивидуальных кислот по фракциям при сорбции и десорбции анионитов в ОН⁻ форме. Во фракциях, проходящих через анионит без поглощения, резко увеличивается содержание высокомолекулярных кислот, тогда как при десорбции основную массу составляют низкомолекулярные кислоты при почти полном отсутствии ц. г. капроновой кислоты.

На анионите в ОН⁻ форме были осуществлены сорбция и разделение сложной смеси кислот циклогексан-циклопентанкарбоновых и жирного рядов. По данным газожидкостной хроматографии для этой смеси, так же как и для кислот циклогексанового ряда, получено распределение индивидуальных кислот по фракциям (рис. 1, 2, 3).

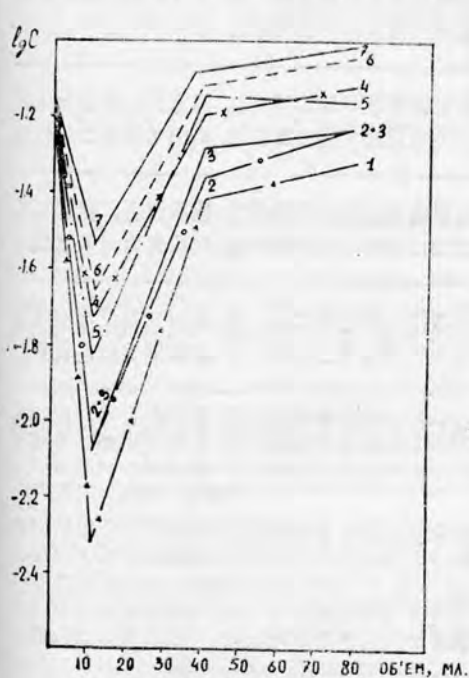


Рис. 1. Сорбция широкой смеси кислот анионитом ЭДЭ-10п. Порядковые номера кислот соответствуют номерам, указанным в табл. 4.

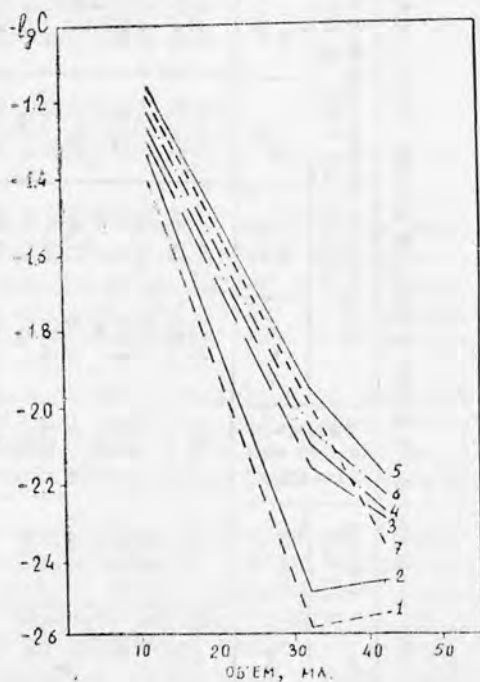


Рис. 2. Молекулярная адсорбция смеси кислот анионитом ЭДЭ-10п. Порядковые номера кислот соответствуют номерам, указанным в табл. 4.

Таблица 3

Концентрация индивидуальных кислот в смеси по данным ГЖХ с переводом весовых % в молярную концентрацию (N КОН = 0,1216)

Номер пробы	Объём, мл		Объём КОН на титрование, мл	Концентрация смеси, мг-экв/мл	Содержание индивидуальных кислот в смеси по ГЖХ, % вес.				Средняя величина	Содержание индивидуальных кислот в смеси, мг-экв/мл									
	титрование ГЖХ	пробы общий			ц. г. к.	ц. г. укс.	ц. г. пр.	ц. г. мас.		ц. г. кап.	ц. г. к.	ц. г. укс.	ц. г. пр.	ц. г. м.	ц. г. кап.				
Исходная	титрование ГЖХ																		
1	5,2	5,2	2,31	1,079	15,20	18,50	18,95	23,85	162,6	0,2035	0,2230	0,2080	0,2400	0,2035					
2	5,0	10,2	4,06	—	14,61	18,51	19,16	23,00		0,2000	0,2290	0,2150	0,2370	0,2190					
3	5,0	15,2	7,02	0,281	4,42	12,92	22,54	24,57	173,3	0,0172	0,0414	0,0705	0,0705	0,0900					
4	6,1	21,3	7,66	0,494	7,50	14,07	19,24	23,51	169,51	0,0492	0,0827	0,1032	0,1183	0,1525					
5	5,2	26,5	7,64	0,875	11,89	16,52	21,45	24,13	165,45	0,1344	0,1687	0,1990	0,2055	0,1928					
6	4,3	30,8	7,56	0,930	14,18	17,80	20,55	23,44	162,95	0,1677	0,1900	0,1995	0,2090	0,1835					
7(1)	6,3	37,1	4,72	0,928	13,41	16,77	21,32	20,77	162,65	0,1580	0,1780	0,2060	0,1840	0,2110					
8(2)	5,0	42,1	2,06	0,920	13,58	18,30	21,40	23,45	171,40	0,1672	0,2030	0,2080	0,2175	0,2190					
9(3)	6,4	48,5	1,90	0,574	16,85	20,07	24,16	24,87	160,40	0,1210	0,1340	0,1420	0,1345	0,0705					
10(4)	5,6	54,1	1,00	0,250	13,62	18,37	24,40	26,40	160,65	0,0427	0,0518	0,0625	0,0622	0,0348					
11(5)	6,6	60,7	0,64	0,1216	12,54	17,63	22,57	26,90	162,55	0,0194	0,0245	0,0285	0,0312	0,0203					
12(6)	6,2	66,9	0,53	0,0779	15,39	18,00	23,59	25,89	160,10	0,0150	0,0158	0,0189	0,0190	0,0108					
13(7)	7,4	74,3	0,45	0,0547	15,96	18,80	22,98	24,55	158,90	0,0109	0,0115	0,0128	0,0126	0,0076					
14(8)	5,2	79,5	0,50	0,0645	4,03	8,66	21,49	35,09	171,26	0,0035	0,0067	0,0152	0,0228	0,0170					
15(9)	5,2	84,7	0,36	0,0608	11,12	13,91	20,47	25,92	136,75	0,0088	0,0099	0,0132	0,0154	0,0146					
16(10)	6,6	91,3	0,30	0,0438	22,71	13,10	11,48	16,09	165,55	0,0129	0,0067	0,0053	0,0069	0,0134					
17(11)	6,0	97,3	0,21	0,0365	12,25	10,96	14,25	24,96	170,50	0,0060	0,0048	0,0057	0,0091	0,0118					
18(12)	5,0	102,3	0,23	0,0255	—	5,74	18,23	36,11	176,75	—	0,0018	0,0053	0,0096	0,0090					
19(1)	5,0	5,0	0,55	0,0280	7,80	14,68	22,51	24,98	165,00	0,0028	0,0048	0,0073	0,0088	0,0066					
20(2)	5,2	10,2	0,46	0,0669	24,33	24,96	27,24	14,61	152,55	0,0194	0,0179	0,0179	0,0088	0,0045					
21(3)	1,8	22,0	0,47	0,0560	48,49	36,05	12,36	3,15	137,76	0,0292	0,0196	0,0061	0,0014	—					
22(4)	7,6	29,6	0,46	0,0571	42,61	39,32	14,19	3,88	139,25	0,0265	0,0220	0,0072	0,0018	—					
23(5)	5,4	35,0	0,53	0,0560	38,35	35,06	19,97	6,62	127,15	0,0213	0,0176	0,0091	0,0028	—					
24(6)	6,2	41,2	0,77	0,0345	25,78	36,13	26,25	11,85	141,15	0,0187	0,0236	0,0156	0,0065	—					
25(7)	8,8	50,0	0,64	0,0935	54,40	30,30	11,86	3,44	137,10	0,0544	0,0274	0,0097	0,0026	—					
26(8)	5,3	55,3	0,70	0,0778	20,58	24,04	35,20	17,59	150,57	0,0194	0,0205	0,0273	0,0125	0,0016					
27(9)	7,1	62,4	0,28	0,0851	9,94	13,31	37,40	28,15	160,25	0,0106	0,0128	0,0327	0,0226	0,0077					
				0,0340	7,46	6,93	21,76	34,08	180,30	0,0036	0,0032	0,0087	0,0125	0,0109					

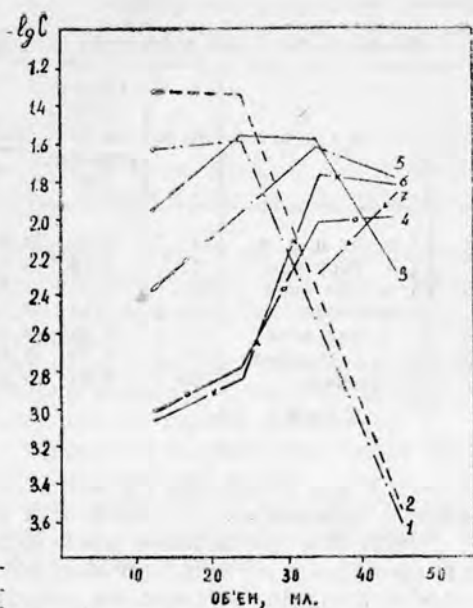
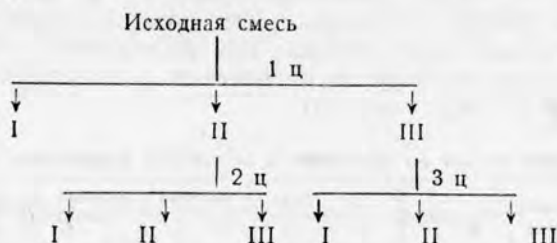


Рис. 3. Ионный обмен смеси кислот анионитом ЭДЭ-10п. Порядковые номера кислот соответствуют номерам, указанным в табл. 4.

Затем сложную смесь кислот разделили (табл. 4). Разделение проводилось по схеме:



Первый цикл разделения проводился в колонке с емкостью по аниониту 10 г в воздушно-сухом состоянии (объем набухшего анионита — 30,5 мл). Фракции собирались, как описано выше. Второй и третий циклы проводились с 3 г анионита, как описано для кислот ц. г. к. ряда. Результаты разделения на основе данных газо-жидкостной хроматографии приводятся в табл. 5.

Анализируя результаты сорбции и разделения указанной широкой смеси кислот различного строения можно отметить: разделение кислот происходит, главным образом, на стадии сорбции кислот анионитом. В первую очередь поглощаются низкомолекулярные кислоты независимо от строения (рис. 1).

Содержание кислот, молекулярно удержанных анионитом, в большей степени зависит от строения их молекул. Здесь заметно увеличение содержания незамещенной в цикле кислоты перед замещенной при равном молекулярном весе. При равной боковой цепочке содержание ц. г. масляной кислоты значительно выше содержания циклопентанмасляной. Содержание жирных кислот и кислоты с длинной боковой цепочкой больше содержания остальных кислот, кроме ц. г. масляной (рис. 2). Такое поведение исследуемых кислот похоже на ранее отмеченное поведение ароматических кислот, когда авторы пришли к заключению, что не наблюдается строгой зависимости между сорбцией и другими свойствами кислот (константой диссоциации, растворимостью, молекулярным

Таблица 4

Исходная смесь для разделения (объем раствора каждой кислоты — 14 мл)

№ п/п	Кислота	М. в.	Объем КОН на тит- рование, мл.	Содержание кислот			% весовые		
				МГ-ЭКВ мл	МГ-ЭКВ	г	моль- ные	по титро- ванию	по ГЖХ
1	П-метил ц. г. к	142,1	1,85	0,2325	3,2556	0,4626	13,11	11,12	10,48
2	Ц. г. уксусная	142,1	1,75	0,2200	3,0797	0,4376	12,40	10,52	11,18
3	Ц. п. масляная	156,1	2,09	0,2627	3,6780	0,5741	14,81	13,80	12,29
4	Каприновая	172,2	2,19	0,2753	3,8340	0,6637	15,52	15,96	15,12
5	Ц. г. масляная	170,1	2,25	0,2828	3,9596	0,6735	15,95	16,19	15,41
6	Ц. п. капроновая	184,1	1,92	0,2413	3,3788	0,6220	13,60	14,95	16,82
7	Лауриновая	200,3	2,03	0,2589	3,6252	0,7261	14,60	17,46	17,70
	Сумма				24,8309	4,1596	99,99	100,00	100,00

весом) и что поведение кислот в смеси более сложно, чем поведение каждого компонента в отдельности [2].

Частичное разделение происходит также при десорбции кислот, сорбированных по типу ионного обмена. Первые фракции здесь обогащаются низкомолекулярными кислотами, тогда как пик для высокомолекулярных кислот сдвигается к конечным фракциям (рис. 3).

Смесь кислот, дважды вступивших в реакцию ионного обмена, из 87,63% состоит из трех самых низкомолекулярных кислот. Из оставшихся 12,32% на самую низкомолекулярную из них — ц. г. масляную приходится 7,95%. Содержание низкомолекулярных кислот во фракциях, прошедших через анионит без поглощения, значительно уменьшается при одновременном повышении содержания высокомолекулярных кислот до 70% (табл. 5).

Таблица 5

Содержание кислот во фракциях в результате разделения (по данным ГЖХ)

Цикл	Исходный продукт	Фракция	Выход индивидуальных кислот, % мольные							Сумма
			1	2	3	4	5	6	7	
1	Исходная смесь	I	4,20	4,50	9,21	18,12	16,42	20,62	26,93	100,00
		II	9,28	5,57	13,01	18,56	20,15	18,30	15,12	99,98
		III	19,15	19,03	19,39	9,75	17,15	9,87	5,63	99,97
2	II фр. I ц.	I	0,79	0,60	3,16	24,15	12,45	22,57	36,26	99,98
		II	2,60	0,45	8,88	26,15	21,84	22,98	17,08	99,98
		III	9,78	5,64	18,78	15,95	23,80	15,82	10,23	100,00
3	III фр. I ц.	I	1,43	0,13	8,62	23,71	22,27	22,99	20,83	99,98
		II	4,56	1,02	21,32	17,25	28,93	19,29	7,61	99,98
		III	31,65	31,96	24,05	2,22	7,95	1,58	0,61	99,99

Таким образом, для изученной смеси кислот при дробной ионообменной хроматографии получено относительное разделение исходной смеси. Фракции, проходящие через анионит без поглощения, составляют высокомолекулярную часть. Фракции, молекулярно удерживаемые анионитом, обогащаются жирными кислотами и кислотами с длинной боковой цепочкой. При равной боковой цепочке анионит предпочтительнее сорбирует кислоту с шестичленным циклом. Фракции, вступающие в реакцию ионного обмена, содержат в основном низкомолекулярные кислоты с короткими боковыми цепями и заместителем в цикле. Следовательно, при многократной хроматографии можно добиться значительного изменения состава исходной смеси.

Несомненно, такое предварительное разделение нефтяных кислот перед использованием других методов при установлении состава может быть целесообразной и необходимой стадией.

Выводы

Изучены ионообменная хроматография и разделение смеси кислот циклогексанового ряда и сложной смеси кислот циклогексанового, цикlopентанового и жирного рядов.

Анионит в OH^- форме имеет большую емкость по циклогексанкарбоновым кислотам, чем в карбонатной и ацетатной формах. Емкость анионита увеличивается в основном за счет молекулярного взаимодействия с водородом гидроксильной группы.

Разделение кислот происходит на стадии сорбции кислот анионитом. Сорбция кислот по типу ионного обмена является функцией молекулярной массы, с увеличением последней сорбция кислот снижается.

Молекулярная сорбция кислот анионитом подчиняется более сложным закономерностям по сравнению с ионным обменом.

В результате разделения получено значительное изменение состава исходной смеси с концентрированием в отдельных фракциях более однородных по молекулярной массе и строению кислот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ниязов А. Н., Ниязбердыева Е. Ф. Ионообменная хроматография индивидуальных нафтенных кислот.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 2.

2. Шаповалова В. И., Скороход О. Р. Избирательность молекулярной и ионообменной сорбции бензойной и салициловой кислот на анионите АВ-17×8.— «Вестник БГУ», 1970, № 2, 15.

Институт химии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
18 мая 1977 г.

А. Н. Ниязов, Е. Ф. Ниязбердыева, Х. Д. Вахабова

ИНДИВИДУАЛ НЕФТЕН КИСЛОТА ГАРЫНДЫЛАРЫНЫҢ ИОН ЧАЛЫШМА ХРОМАТОГРАФИЯСЫ

ГЖК методында циклогексан хатарың ве циклогексан-циклопентанкарбон хем-де яглы хатарларың кислота гарындыларының ион чалышма хроматографиясы өвренилди. Гөврүмлилигин анионитин ион чалышма группасының гөрнүшине баглыдыгы гөркезил-йәр. Кислоталарың бөлүнишинин йыгналян кислоталардакы молекулаларың аграмына ве гурлушына чалшырымлы багланышыкда боляндыгы аныкланылды.

A. N. Niyazov, E. F. Niyazberdiyeva, Kh. D. Vakhabova

IONOEXCHANGED CHROMATOGRAPHY OF INDIVIDUAL NAPHTENES ACIDS MIXTURES

It was shown the dependence between the capacity and types of the anionite's ion exchanged group. It have been established that acids separation was not in direct dependence upon a weight and molecules' structure of the sorbed acids.

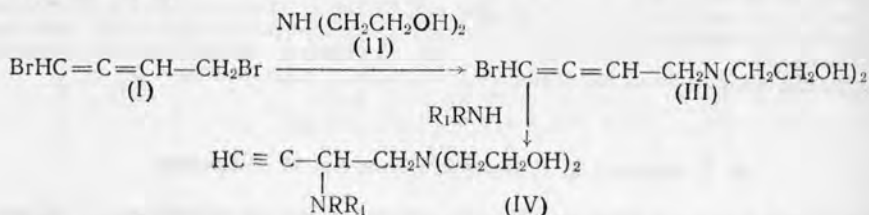
СИНТЕЗ АЦЕТИЛЕНОВЫХ АМИНОСПИРТОВ

Установлено, что взаимодействие аминов с 1,4-дибромбутадие-ном-1,2 в сравнительно мягких условиях сопровождается нуклеофиль-ным замещением брома с одновременно протекающей алленацетилено-вой перегруппировкой [1].

Взаимодействие того же дибромиды [1] с таким бифункциональным нуклеофилом, как моноэтаноламин, приводит к образованию в качестве основного продукта реакции монозамещенного алленильного производ-ного [2]. Образование 3,4-дизамещенного бутина-1 в этих условиях в заметных количествах не наблюдалось, хотя при использовании избытка других аминов соответствующие диамины образовывались [1].

При изменении условий реакции (главным образом соотношения исходных компонентов и температуры), как известно, удалось получить с удовлетворительным выходом бис(1-бромбутадиенил-1,2)—N(2-окси-этил)амин [3].

Можно было предполагать, что взаимодействие (I) с диэтанол-амином (II) будет протекать селективнее и по той же схеме, приводя к соответствующему бромалленовому аминспирту (III), который при дальнейшем взаимодействии с избытком различных аминов даст соеди-нения типа (IV):



где а) R=H, R₁=н-С₃H₇; б) R=H, R₁=изо-С₃H₇; в) R=H, R₁=н-С₄H₉;
г) R=H, R₁=изо-С₄H₉; д) R=H, R₁=н-С₅H₁₁; е) R+R₁=(CH₂)₄;
ж) R+R₁=(CH₂)₅; з) R=CH₃, R₁=цикло-С₆H₁₁.

Нами показано, что взаимодействие (II) с 1,4-дибромбутадие-ном-1,2* (I) действительно приводит, по данным тонкослойной хрома-тографии и ИК-спектров, к однородному продукту (III).

* В реакции использовали смесь дибромидов, получающихся при бромировании ви-нилацетилена и содержащую по данным газо-жидкостной хроматографии 40—50% [1].

Как и следовало ожидать, бромалленовый аминспирт (III) при реакциях с избытком первичных и вторичных аминов дает соединения (IV).

Производные с первичными аминами (IVa—d) идентифицированы в виде бисхлоргидратов, с вторичными аминами (IVe—z) — в виде биспикратов.

Строение полученных соединений доказано данными элементного анализа, ИК и для некоторых продуктов ПМР-спектрами.

ИК-спектральные характеристики валентных колебаний $\text{C}\equiv\text{C}$ -связей в бисхлоргидратах (IVa—d) выражены чрезвычайно интенсивно, в то время как в биспикратах (IVe—z) они проявляются, наоборот, крайне слабо, что отчетливо видно из рис. 1 и 2.

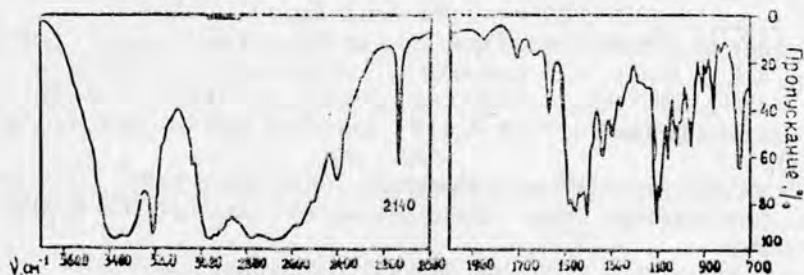


Рис. 1. ИК-спектр бисхлоргидрата 3-изобутиламино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутина-1 (IVz); прессовка с КВг.

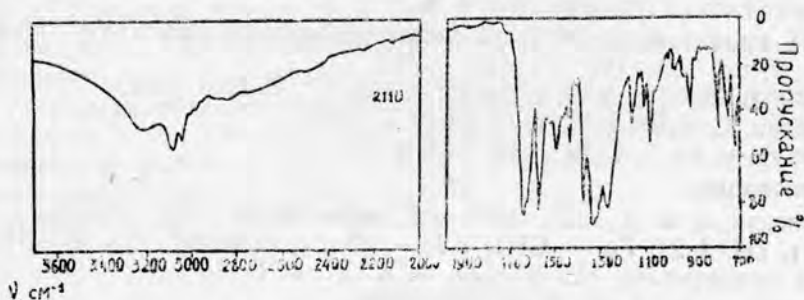


Рис. 2. ИК-спектр биспикрата 3-пирролидино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутина-1 (IVe); прессовка с КВг.

Получение полифункциональных соединений ряда ацетиленовых аминспиртов представляет особый интерес, так как они открывают возможность синтеза веществ с разнообразными свойствами, многие из которых представляют практическую ценность.

Экспериментальная часть

Контроль за ходом получения 3,4-дизамещенных бутинов-1 осуществляли методом ИК-спектроскопии. ИК-спектры снимали на приборе UR-20: для оснований — в растворе CCl_4 или тонком слое, для солей — в прессовке с оптически чистым КВг.

ПМР-спектры снимали на спектрометре ДА-60-IL. Приведенные в статье химические сдвиги даны относительно внутреннего стандарта ГМДС.

1-Бром-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутадиен-1,2 (III). К раствору смеси, содержащей 30 мл диэтиламина (0,285 моля) в 40 мл CH_3OH и 20 мл абс. эфира, при комнатной температуре приливали 71 г смеси

дибромидов (содержание алленового дибромид — 0,14 моля). После небольшого индукционного периода реакционная смесь потемнела, температура при этом поднялась до $+30^{\circ}$. После 4-х часов интенсивного перемешивания при комнатной температуре к реакционной смеси прилили 60 мл концентрированной соляной кислоты (d_4^{20} 1,17—1,19) и после охлаждения реакционной смеси для удаления нейтральных продуктов ее обработали эфиром (3×100 мл). Эфирный экстракт декантировали, а оставшуюся кислую часть продукта осторожно при охлаждении льдом обработали раствором едкого натра до щелочной реакции. Выделившееся основание экстрагировали эфиром. После отгонки растворителя под вакуумом получено 26 г (III) в виде темно-красного масла. Выход 79%.

ИК, ν , см^{-1} (тонкий слой): 1970, 3070 ($=\text{C}=\text{CHBr}$).
ПМР, δ м. д., CD_3OD : 2,65 (триплет, J 6,0 Гц, 4Н, $2\text{CH}_2\text{N}$); 3,34 (дублет дублетов, J 6,0 Гц и 2,0 Гц, 2Н, $=\text{CCH}_2$); 3,56 (триплет, J 6,0 Гц, 4Н, $2\text{CH}_2\text{O}$); 4,73 (синглет, 2Н, 2ОН); 5,42 (уширенный квинтет 1Н, $=\text{CH}$); 6,09 (двойной триплет, J 6,0 Гц и 2,0 Гц, 1Н, CHBr).

3,4-Дизамещенные бутин-1 (IV) получили по методике, описанной ранее [4].

Бисхлоргидраты (IVa—д) являются гигроскопичными соединениями. Все описываемые ниже кристаллические соединения плавятся с разложением.

Ниже приводятся основные физико-химические константы синтезированных продуктов. После указания температуры плавления в скобках указаны время (в час); температура (в $^{\circ}\text{C}$), при которой реакционную смесь нагревали; выход неочищенного основания (IV) в %; выход кристаллического производного в %.

3-Н. пропиламино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IVa) бисхлоргидрат, т. пл. $125\text{—}127^{\circ}$ (8; 50; —; 74).

Найдено: С 45,94; Н 8,39; Cl 24,23; N 9,91 %*. $\text{C}_{11}\text{H}_{24}\text{Cl}_2\text{N}_2\text{O}_2$.

Вычислено: С 45,98; Н 8,42; Cl 24,70; N 9,76 %.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2140, 3260 ($-\text{C}\equiv\text{C}-\text{H}$).

Основание:

ПМР-спектр, δ м. д., CCl_4 : 0,67—1,7 (мультиплет, 5Н, CH_2CH_3); 2,25 (дублет, 1Н, J 2,0 Гц, CH); 2,33—2,83 (мультиплет, 8Н, $4\text{CH}_2\text{N}$); 3,1—4,4 (мультиплет, 8Н; $2\text{CH}_2\text{O}$, $\equiv\text{CCHN}$, 2ОН, НН).

ИК-спектр, ν , см^{-1} CCl_4 : 2110, 2125, 3305.

3-Изопропиламино-4N бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IVб) бисхлоргидрат, т. пл. $169\text{—}170^{\circ}$ (8; 50; —; 74).

Найдено: С 46,23; Н 8,50; Cl 24,42; N 9,87 %*. $\text{C}_{11}\text{H}_{24}\text{Cl}_2\text{N}_2\text{O}_2$.

Вычислено: С 45,98; Н 8,42; Cl 24,70 N 9,76 %.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2140, 3260 ($-\text{C}\equiv\text{C}-\text{H}$).

Основание:

ПМР-спектр, δ м. д., CCl_4 : 0,97—1,15 (дублет дублетов, J 5,5 Гц, 6Н, 2CH_3); 2,13 (дублет, J 2,0 Гц, 1Н, $\equiv\text{CH}$); 2,25—3,95 (мультиплет, 15Н; $3\text{CH}_2\text{N}$, CHN , $2\text{CH}_2\text{O}$, $\equiv\text{CCHN}$, 2ОН, НН).

ИК-спектр, ν , см^{-1} , CCl_4 : 2112, 3315.

3-Н. бутиламино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IVв) бисхлоргидрат, т. пл. $115\text{—}116^{\circ}$ (18; 60; —; 31,3).

Найдено: С 47,94; Н 8,86; Cl 23,53; N 9,19%. $\text{C}_{12}\text{H}_{26}\text{Cl}_2\text{N}_2\text{O}_2$.

Вычислено: С 47,82; Н 8,70; Cl 23,55; N 9,30 %.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2130, 3195, 3330.

Основание:

ПМР-спектр, δ м. д., CCl_4 : 0,67—1,63 (мультиплет, 7Н, $\text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}_3$);

* Содержание воды в образцах 0,2%.

2,2 (дублет, J 2,0 Гц, 1Н, $\equiv\text{CH}$); 2,27—2,95 (мультиплет, 8Н, $4\text{CH}_2\text{N}$); 3,12—4,2 (мультиплет 8Н, $2\text{CH}_2\text{O}$, $\equiv\text{CCHN}$, 2OH , NH).
ИК-спектр, ν , см^{-1} (тонкий слой): 2112, 2125, 3293, 3313.

3-Изобутиламино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IV₂) бисхлоргидрат, т. пл. 153—154° (18; 60; —; 47,2).

Найдено: Cl 23,46%. $\text{C}_{12}\text{H}_{26}\text{Cl}_2\text{N}_2\text{O}_2$.

Вычислено: Cl 23,55%.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2140, 3205.

Основание:

ПМР-спектр, δ , м. д., CCl_4 : 0,88 дублет, J 6,5 Гц, 6Н, 2CH_3); 1,7 (симметричный мультиплет, 1Н, OH); 2,23 (дублет, J 2,0 Гц, 1Н $\equiv\text{CH}$); 2,3—2,82 (мультиплет, 8Н; $4\text{CH}_2\text{N}$); 3,18—3,64 (мультиплет, 5Н; $2\text{CH}_2\text{O}$, CCHN); 3,8 (уширенный синглет, 3Н: 2OH , NH).

ИК-спектр, ν , см^{-1} (тонкий слой): 2110, 2125, 3315.

3-Н. амиламино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IV_д) бисхлоргидрат, т. пл. 115—116° (6; 58; —; 40).

Найдено: Cl 22,36%. $\text{C}_{13}\text{H}_{28}\text{Cl}_2\text{N}_2\text{O}_2$.

Вычислено: Cl 22,50%.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2130, 3200, 3350.

3-Пирролидино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IV_е) биспикрат, т. пл. 142—143° (13; 50; 57,5; 32,4).

Найдено: С 42,29; Н 4,18, N 16,23%. $\text{C}_{24}\text{H}_{28}\text{N}_8\text{O}_{16}$.

Вычислено: С 42,09; Н 4,12; N 16,38%.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2110, 3045, 3083, 3220.

3-Пиперидино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IV_{жс}) биспикрат, т. пл. 97—98° (15; 63; количественный; —).

Найдено: С 43,01; Н 4,46; N 16,10%. $\text{C}_{25}\text{H}_{30}\text{N}_8\text{O}_{16}$.

Вычислено: С 42,96 Н 4,33; N 16,05%.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2110, 3090—3095, 3390.

3-N-метилциклогексиламино-4N/бис(2-оксиэтил)/аминобутин-1 (IV_з) биспикрат, т. пл. 158—159° (6; 58; количественный; 45,5).

Найдено: С 44,54%; Н 4,63; N 15,24%. $\text{C}_{27}\text{H}_{34}\text{N}_8\text{O}_{16}$.

Вычислено: С 44,61; Н 4,72; N 15,43%.

ИК-спектр, ν , см^{-1} : 2115, 3100, 3315.

Выводы

Изучено поведение 1,4-дибромбутадиена-1,2 в реакции с диэтанол-амином.

Получены и идентифицированы ранее неизвестные ацетиленовые аминоспирты, представляющие интерес не только для биологических испытаний, но как промежуточные продукты для синтеза разнообразных органических соединений.

Институт химии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
21 июня 1977 г.

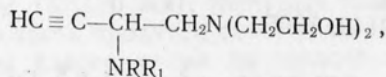
ЛИТЕРАТУРА

1. Мавров М. В., Восканян Э. С., В. Ф. Кучеров. Синтез оксиаминов диацетиленового ряда.— «Известия АН СССР, сер. хим.», 1967, 2774.
2. Мавров М. В., Столяренкова Н. В., В. Ф. Кучеров. Авторское свидетельство № 491635, 15. II. 75; Кучеров В. Ф., Столяренкова Н. В., М. В. Мавров. Синтез 1-11-алкил-2-этиллипиперазинов.— «Известия АН СССР, сер. хим.», 1976, 124.
3. Кучеров В. Ф., Столяренкова Н. В. Изучение реакции 1,4-дибромбутадиена 1,2 с первичными аминами.— «Известия АН СССР, сер. хим.», 1975, 11, 2579.
4. Столяренкова Н. В. Синтез ацетиленовых полиоксиаминов.— «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1977, № 3

Н. В. Столяренко

АЦЕТИЛЕН АМИНОСПИРТЛЕРИНИҢ СИНТЕЗИ

1,4-дибромбутadiен-1,2 диэтанолaмин билең өзара херекети аркалы мынасып 1-бром-4Nбис(2-оксиэтил)/—аминобутadiен-1,2 алынды. Ол дүрли биринжи ве икинжи аминлер билең өзара херекетде махалы умуы формуласы ашакдакы ялы болан 3, 4-гоша чалышян 1-бутинлары дөредйәр:

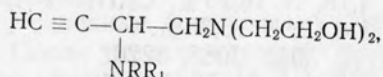


где а) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{n-C}_3\text{H}_7$; б) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{изо-C}_3\text{H}_7$; в) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{n-C}_4\text{H}_9$; г) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{изо-C}_4\text{H}_9$; д) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{n-C}_5\text{H}_{11}$; е) $\text{R}+\text{R}_1=(\text{CH}_2)_4$; ж) $\text{R}+\text{R}_1=(\text{CH}_2)_5$; з) $\text{R}=\text{CH}_3$; $\text{R}_1=\text{цикло-C}_6\text{H}_{11}$.

N. V. Stolyarenkova

SYNTHESIS OF ACETYLENE AMINO-ALCOHOLS

Through interaction of 1,4-dibromobutadiene-1,2 with diethanolamine there was obtained the conformable 1-bromine-4N/bis(2-oxyethyl)/amino-butadiene which, when interacted with various primary and secondary amina, formed, 3,4-direplaced butines-1 of a general formula:



where а) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{n-C}_3\text{H}_7$; б) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{iso-C}_3\text{H}_7$; в) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{n-C}_4\text{H}_9$; г) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{iso-C}_4\text{H}_9$; д) $\text{R}=\text{H}$; $\text{R}_1=\text{n-C}_5\text{H}_{11}$; е) $\text{R}+\text{R}_1=(\text{CH}_2)_4$; ж) $\text{R}+\text{R}_1=(\text{CH}_2)_5$; з) $\text{R}=\text{CH}_3$; $\text{R}_1=\text{cyclo-C}_6\text{H}_{11}$.

УДК 556.31.314.(575.4)

С. Н. АЛЕХИН

РТУТЬ В ПОДЗЕМНЫХ ВОДАХ КОПЕТДАГА

В Копетдаге известны три крупных рудопоявления ртути: Кара-Елчи, Куршурли и Арчман. Ртутная минерализация (Арчман и Куршурли) представлена главным образом тонкодисперсной разновидностью киновари. Кристаллическая киноварь встречается только в Кара-Елчи, где обнаружены и метациннабарит, и вторичные минералы: каломель, монтроидит и металлическая ртуть. Содержание ртути в рудопоявлениях достигает концентрации 2—3%. Повышенное содержание ртути (до 0,0n%) характерно для пород в зонах тектонических нарушений. В породах вне зон тектонических нарушений часто встречаются значения ртути близки фоновому содержанию — $n \cdot 10^{-6}\%$.

С целью поисков новых ртутных проявлений на рассматриваемой территории с 1964 г. проводятся специальные поисково-съёмочные работы, в комплексе с которыми применяется гидрогеохимический метод поисков. При гидрогеохимических исследованиях опробовано около 2000 водопунктов. Это преимущественно водопункты, дренирующие трещинные и трещинно-жильные воды в меловых породах, представленных карбонатной и терригенной фациями. Ртуть в подземных водах Копетдага содержится до 6 мкг/л.

Для выяснения природы ртути в воде и оценки гидрогеохимических аномалий нами проанализировано поведение ее в зависимости от основных естественных факторов, определяющих миграцию.

Одним из основных факторов признают литологический состав водовмещающих пород (табл. 1).

Из таблицы следует, содержание ртути и ее встречаемость в подземных водах различных водоносных комплексов отклоняются незначительно. Модальные значения изменяются от 0,3 до 0,5 мкг/л, а встречаемость — от 89 до 100%. Колебание содержания ртути в водах различных типов отложений, по-видимому, является следствием влияния сорбции на миграцию ртути. В результате сорбции содержание ртути в воде уменьшается, но увеличивается ее концентрация в породе. Наибольшей сорбцией обладают карбонатно-глинистые отложения, в подземных водах которых содержание ртути самое низкое: 0,3 мкг/л. Концентрация ртути в этих отложениях, наоборот, более высокая. Например, по скв. 15 на структуре Сенткердери в мергелях сенонского возраста концентрация ртути достигает $n \cdot 10^{-5}$ на фоне $2 \cdot 10^{-6}\%$.

Заметное влияние на миграцию ртути оказывает и химический состав подземных вод (табл. 2).

Таблица 1

**Содержание ртути в водовмещающих отложениях
(зона интенсивного водообмена)**

Возраст водовмещающих пород	Литологический состав	Количество водопунктов	Содержание ртути мкг/л	Встречаемость, %
Четвертичный	рыхлообломочные образования	37	0,5	98
Акчагыльский	песчаники	13	0,4	100
Турон-датский	глины, мергели, известняки	18	0,3	89
Сеноманский	алевролиты, песчаники	29	0,4	96,5
Альбский	песчаники, алевролиты	263	0,4	96,5
Аптский	” ”	14	0,4	100
Неокомский	известняки	27	0,4	92,6

Таблица 2

**Содержание ртути в подземных водах терригенных отложений
альбского водоносного комплекса**

Химический состав воды	Минерализация воды, г/л	Среднее (модальное) содержание ртути, мкг/л	Количество водопунктов	Встречаемость, %
I Зона интенсивного водообмена				
а) гидрокарбонатный и гидрокарбонатно-сульфатный	до 0,5	$\frac{0-1,0}{0,4}$	106	94
б) сульфатно - гидрокарбонатный и сульфатный	0,5—1,0	$\frac{0-2,6}{0,5}$	129	96,5
в) смешанный, преобладают сульфатные и хлоридные ионы	1,0—3,0	$\frac{0-0,8}{0,2}$	24	79
II Зона замедленного водообмена				
а) разнообразный, но с постоянным присутствием сероводорода	0,5—2,1	$\frac{0-0,5}{0,2}$	13	83
б) хлоридно-натриевый	10,0—29,0	$\frac{0,1-1,0}{0,2}$	6	100

Примечание: в числителе — максимальное и минимальное содержание, в знаменателе — часто встречаемое значение ртути.

Из типов вод зоны интенсивного водообмена наибольшие модальные значения ($0,5 \text{ мкг/л}$) тяготеют к гидрокарбонатно-сульфатным и сульфатно-гидрокарбонатным анионным составам вод и наименьшие ($0,2 \text{ мкг/л}$) — к водам последующей стадии метаморфизации. Аналогичную закономерность показывают графики зависимости содержания ртути от главнейших анионов воды (рис. 1). Причина подобного распределения ртути в водах зоны интенсивного водообмена обоснована А. А. Сауковым [1]. Им отмечается, что ртуть в обычных условиях — очень устойчивое соединение, но под воздействием активных

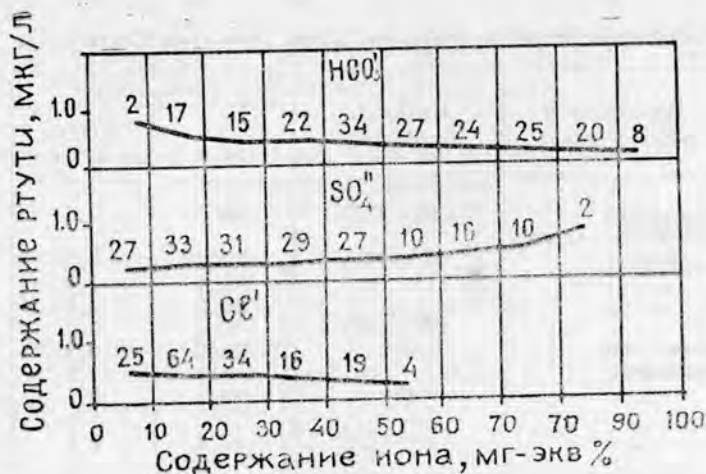


Рис. 1. Распределение ртути в зависимости от анионного состава воды.

окислителей (озон, перекись водорода и др.), поступающих с атмосферными осадками, она переходит в раствор в заметных количествах. В результате в водах начальной стадии метаморфизации, циркулирующих в приповерхностной зоне, появляется ртуть. Последующая стадия метаморфизации приводит к накоплению ртути в воде. Активную роль в переводе ртути в раствор на данном этапе играет сульфат окиси железа [1], который образуется при окислении пирита. Пирит отмечается повсеместно (до 12%) в терригенных отложениях Копетдага. При его окислении происходит обогащение подземных вод сульфатными соединениями, и воды приобретают гидрокарбонатно-сульфатный и сульфатно-гидрокарбонатный состав. Этому типу вод и соответствуют повышенные модальные значения ртути. С увеличением минерализации воды интенсивность окисления ослабевает, а вместе с ним уменьшаются содержание ртути и ее встречаемость. Уже повсеместно, как в сероводородных, так и хлоридно-натриевых водах зоны замедленного водообмена модальные значения ртути не превышают 0,2 мкг/л. Близкие значения ртути предполагаются и в водах более глубокой циркуляции — зоне весьма замедленного водообмена, о чем свидетельствует график (рис. 1) зависимости содержания ртути от содержания хлор-ионов в воде: увеличение ионов хлора сопровождается уменьшением ртути. Следовательно, если исходить из отмеченной связи, можно предположить о низких модальных значениях (не более 0,2 мкг/л) ртути в водах весьма замедленного водообмена и особенно в хлоридно-натриевых рассолах. Данную величину можно признать фоновой как для горноскладчатой области Копетдага, так и сопредельных гидрогеологических бассейнов: Каракумском — на севере и Западно-Туркменском — на западе. В водах галогенной толщи Донбасса содержание ртути тоже не превышает 0,2 мкг/л [2].

Обычно, говоря о миграции ртути, указывают на ее связь с йодом [3]. Ртуть в присутствии йода мигрирует в исключительно прочном йодидном комплексе, наличие которого затрудняет аналитическое определение ртути. В Копетдаге йод присутствует в хлоридно-натриевых водах глубокой циркуляции, достигая содержания более 400 мг/л (структуры Сеиткердери, Даната, Терсакан, Куйляр и др.). На структуре Сеиткердери были выполнены определения в воде ртути (адсорбционным методом на приборе РАФ-1М) и йода (табл. 3).

Таблица 3

Содержание ртути в подземных водах структуры Сеиткердери

Номер скважины	Литология и возраст пород	Интервал опробования	Содержание		Минерализация воды, г/л
			йода, мг/л	ртути, мкг/л	
16	песчаники	1290—1315	289,3	0,2	24,1
6	песчаники, алевролиты	670—1315	293,4	0,2	25,0
	"	"	302,1	0,3	25,1
	"	"	297,5	0,1	25,3
	"	659—505	86,4	0,2	13,9
8	известняки	476	383,9	0,2	28,8
	песчаники	"	"	0,3	"
	"	464	196,7	0,4	17,2
5	"	"	"	1,0	"
	"	24—218	87,4	0,7	10,0
	"	"	"	0,9	"
	"	"	"	1,0	"

Четкого влияния йодных вод на миграцию ртути не фиксируется. Намечается некоторая тенденция увеличения содержания ртути с уменьшением минерализации подземных вод. Последнее обусловлено процессами смешения вод глубокой циркуляции с водами инфильтрации, обычно протекающими в зонах разломов. Все аномальные содержания ртути в водах структуры Сеиткердери тяготеют к сфере воздействия крупной дизъюнктивной дислокации (скв. 5 и 8), осложняющей северную фронтальную часть структуры (рис. 2). Данная закономер-

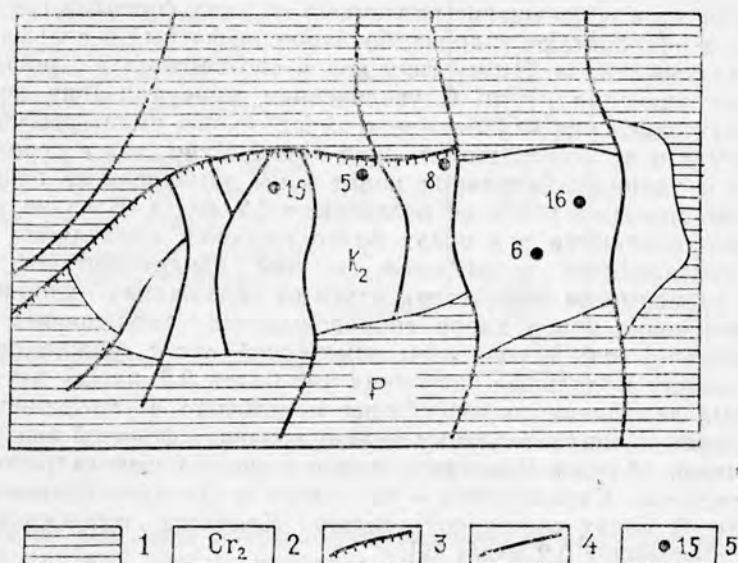


Рис. 2. Схема расположения скважин на структуре Сеиткердери:
 1 — палеогеновые отложения; 2 — верхнемеловые отложения;
 3 — надвиг; 4 — взбросо-сдвиг; 5 — скважина и ее номер.

ность является типичной для ртути. Повсеместно аномальные содержания ее отмечаются только на участках развития тектонических нарушений. Ртуть дает контрастные потоки рассеяния и, независимо

циркулируют ли воды на участках развития зон тектонических нарушений без видимой сульфидной минерализации или же на участках с установленной сульфидной и баритовой минерализацией, содержание ртути везде сравнительно повышенное (табл. 4).

Таблица 4

Содержание ртути в подземных водах на участках развития гидротермальных проявлений

Тип рудной минерализации	Участок	Содержание ртути, мкг/л	Ассоциация рудных компонентов в воде
Зона разломов без установленной рудной минерализации	Ай-Дере	0,5—2,0	Pb, Cu, Zn
Баритовый и барито-ветеритовый	Кельте-Чинар, Худан	0,4—0,6	Zn, Mo, Ba
Барит-полиметаллический	Уч-Ятаг, Аудушмес	0,6—0,8	Pb, Mo, Cu, Sn, Zn
Ртутный	Кара-Елчи	0,6—2,6	Ba, Cu, Zn

С одной стороны, это — очень хороший прогностный признак, так как указывает, что зоны разрывных нарушений проявились до и в процессе рудной минерализации [3], а с другой, — создает некоторую сложность при интерпретации водных потоков рассеяния. Одним из возможных условий решения типа рудной минерализации считают [4] установление ассоциации рудных компонентов, находящихся в водном потоке. Обычно в водах, не связанных с рудной минерализацией, ассоциации отсутствуют и появляются при наличии рудопроявления. В водах зоны окисления ртутного месторождения Кара-Елчи [5] совместно с ртутью встречаются цинк, медь, свинец, барий, то есть компоненты, находящиеся совместно с киноварью. Например, в пробе воды из древней выработки «Персидский ходок», которая остановлена в обогащенной части рудного тела (кристаллическая киноварь), содержатся в мкг/л : ртуть — 2,6, медь — 12,0, барий — 50,2, цинк — 50,0. Все элементы находятся в аномально повышенных содержаниях.

Однако как содержание, так и комплекс компонентов зависят от особенности их водной миграции. Результаты анализа керна на ртуть, цинк и свинец (данные В. В. Кюнтцеля и С. А. Сарояна) из скважин, пройденных по альбским и сеноманским отложениям, намечают следующую закономерность. По скважине, расположенной в 20 м к югу (по направлению движения подземных вод) от главного рудоконтролирующего взброса, обнаруживается по разрезу в основном ртуть; цинк и свинец отсутствуют. Свинец в породах начинает фиксироваться на глубине 137 м. По скважине в 70 м от взброса в верхней части разреза обнаруживаются уже совместно ртуть и свинец, а на глубине 58 м — ртуть, свинец и цинк. По скважине в 120 м к югу от взброса ртуть, свинец и цинк не обнаружены. Таким образом, на участке рудной минерализации происходит перераспределение компонентов по устойчивости их соединений к окислению, и киноварь, как наиболее устойчивая в зоне окисления, формирует вблизи рудопроявления монокомпонентный поток рассеяния, на некотором удалении от которого появляются компоненты, бывшие с ней в ассоциации. Подобная зональность компонентов фиксируется и в подземных водах (рис. 3). На участке ущелья Караты в непосредственной близости от тектонического

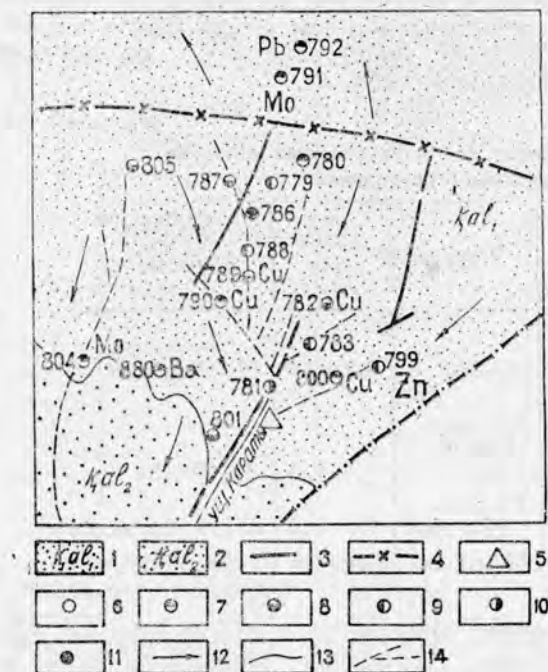


Рис. 3. Схема распространения ртути в подземных водах на участке устья Караты (дол. Чандырь); 1—аргиллиты, песчаники, алевролиты нижнего альба; 2—песчаники, алевролиты среднего альба; 3 — тектоническое нарушение; 4 — ось антиклинальной складки; 5—баритовое проявление; 6—11—содержание ртути в воде, мкг/л: 6 — до 0,1; 7—0,2—0,4; 8—0,5—0,7; 9—0,8—1,0; 10—1,1—1,3; 11—более 1,3; 12—основное направление движения; 13 — основной водоток; 14 — русла временных водотоков.

нарушения в воде установлено высокое содержание только ртути; на некотором удалении от нарушения—уже повышенное содержание ртути и меди, далее — молибдена, свинца. Содержание ртути здесь и повсеместно уже в пределах первых десятков метров от рудоконтролирующей структуры соответствует фоновому. Аналогичная закономерность прослеживается и в поверхностном водотоке. При опробовании ручья Игарли (месторождение Кара-Елчи) высокое содержание ртути обнаружено у истока, но через 100 м и на всем 800 м отрезке опробования содержание ртути в воде не превышало 0,2 мкг/л. На миграцию ртути в поверхностном водотоке большее влияние оказывает нарушение карбонатного равновесия, так как выпадение углекислого кальция сопровождается сорбцией ртути из воды [6]. О выпадении в осадок углекислого кальция свидетельствуют травертиновые образования вдоль ручья.

Выводы

Ртуть является хорошим гидрогеохимическим критерием поисков рудной минерализации. В подземных водах Копетдага ртуть встречена в 97% водопунктов из 2000 обследованных, содержание ее достигает 6 мкг/л и зависит от геолого-структурных и гидродинамических факторов.

На содержание ртути в подземных водах оказывает влияние сорбция породами. Песчаники и алевролиты обладают сравнительно одинаковой интенсивностью сорбции ртути из воды; повышенная сорбция глинистыми породами и наименьшая — гетерогенными рыхлообломочными породами.

Из типов вод, развитых в Копетдаге, относительно высокие модальные значения ртути отмечаются в водах интенсивного водообмена сульфатно-гидрокарбонатного состава (0,5 мкг/л), низкие—в сероводород-

ных и хлоридно-натриевых водах замедленного и весьма замедленного водообменов (0,2 мкг/л).

Повышенные аномальные содержания ртути в воде встречаются, как правило, на участках зон разломов. При этом аномально высокие содержания, в 4—5 раз выше фоновых, характерны для ртутных оруденений. Типичным комплексом компонентов в водах на участках ртутных оруденений Копетдага являются ртуть, медь, цинк, барий.

Ртуть в аномально повышенных содержаниях как в подземных водах, так и поверхностных водотоках обнаруживается только в непосредственной близости от рудоконтролирующей структуры.

Туркменский научно-исследовательский
и проектный филиал ВНИИГаза

Дата поступления
9 марта 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сауков А. А., Айдиньян Н. Х., Виноградов В. И. К вопросу о миграции ртути в зоне гипергенеза. — Тр. ИГЕМ АН СССР, 1960, вып. 70.
2. Карасик М. А., Гончаров Ю. И., Василевский А. Е. Ртуть в минерализованных водах и рассолах пермской галогенной толщи Донбасса. — «Геохимия», 1965, № 1.
3. Брусиловский С. А. О миграционных формах элементов в природных водах. Гидрохим. матер., т. 35, 1963.
4. Удодов П. А., Онуфриенок И. П., Париков Ю. С. Опыт гидрогеохимических исследований в Сибири. М., «Высшая школа», 1962.
5. Алехин С. Н. О гидрогеохимических особенностях зоны гипергенеза ртутного месторождения Кара-Елчи (Западный Копетдаг). — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1968, № 1.
6. Удодов П. А., Матусевич В. М., Григорьев Н. В. Гидрогеохимические поиски в условиях ползукакрытых геологических структур Томь-Яйского междуречья. Томск, 1965.

С. Н. Алехин

КОПЕТДАГЫҢ ЕРАСТЫ СУВЛАРЫНДАКЫ СИМАП

Симап Копетдагың ерасты сувларының хемме еринде габат гелйәр. Онун 6 мкг/л-е етйән дүзүми геолого-гурлуш ве гидродинамика факторларына баглыдыр. Симабың ёкары аномал дүзүми, када хөкмүнде, жайрык сувларының дөвүлен ерлерине ымтылар. Симаплы ерлерде симабың сувдакы дүзүми бейлеки ерлердәкиден 4—5 эссе ёкарыдыр. Бу ерде симап билен биле симабың минераллашмагы үчин типик болан мис, цинк, барий ялы компонентлер комплекси Копетдагдакы симаплы ерлери гөзлемекде говы гидрохимики өлчег болуп дуряр.

S. N. Alekhin

HG IN UNDERGROUND WATERS OF KOPETDAG REGION

Hg is available every where in underground waters of the Kopetdag. Its content in water approaches 6 mg/l depending on geological and structural and hydrodynamical conditions. The Hg raised anomal contents are confined to fracture waters found in the fault zones. Within the areas of Hg mineralization the Hg content in water is as much as 5 times higher the normal one Cu, Zn, Ba are found in addition, i. e. the combination of components which is typical for Hg mineralization. The Hg content and combination of components in water are sufficient hydrochemical criteria which may be used for prospecting of Hg mineralization in the Kopetdag.

УДК 551.242.122 : 551.76 (575.4)

М. Ш. ТАШЛИЕВ
В. Н. МЕЛИХОВ
Ч. С. САПАРОВ

О ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЯХ И КОНСЕДИМЕНТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ В МЕЗОЗОЕ НА ЮГЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ТУРКМЕНИИ

Одним из важных аспектов интерпретации результатов литологических исследований является анализ палеотектонических движений. Мощность отложений, их состав, генетическая природа и цикличность разрезов отражают в конечном итоге тектоническую эволюцию регионов, служат средством качественной и количественной оценки тектонических движений.

Выделяемые по классификации В. В. Белоусова [1] общие колебательные движения находят отражение в слоистом, циклическом строении разрезов и наиболее изучены. Менее изучены волновые колебательные тектонические движения. Природа волновых тектонических движений рассмотрена И. А. Одесским, разработавшим так называемый спектрально-тектонический их анализ [2]. Приходится, однако, констатировать, что при изучении волновых движений основными и более достоверными пока остаются классические методы — выяснение тектонической структуры осадочных геологических тел (метод мощностей), их фациального состава и палеоландшафтной приуроченности.

Поскольку волновые тектонические движения должны проявляться более интенсивно в подвижных зонах, ограниченных обычно разломами, логично предположить, что периоды общего воздымания территории в подобных зонах будут сопровождаться конседиментационными поднятиями, приводящими к наибольшему по сравнению с соседними районами сокращения мощностей отложений. Усиление общего прогибания обуславливает резкое увеличение мощностей в данных зонах. Отсюда следует, что конседиментационные процессы должны носить периодический характер и зависеть от прохождения тектонических волн.

Анализ мощностей отдельных секций мезозойского разреза южной части Центральной Туркмении, охватывающей территорию Низменных Каракумов, показывает, что у большинства стратиграфических подразделений (келловей-оксфорд, кимеридж-титон, берриас-валанжин, готерив, баррем, апт, альб, сенон), рассматриваемых в данном случае как геологические тела, происходит существенное увеличение мощностей отложений на юге и сокращение — на севере, в купольной части Центрально-Каракумского свода (рис. 1 Б). Подобное распределение мощностей обусловлено, главным образом, палеотектоническим режимом региона. Следовательно, на протяжении указанных отрезков гео-

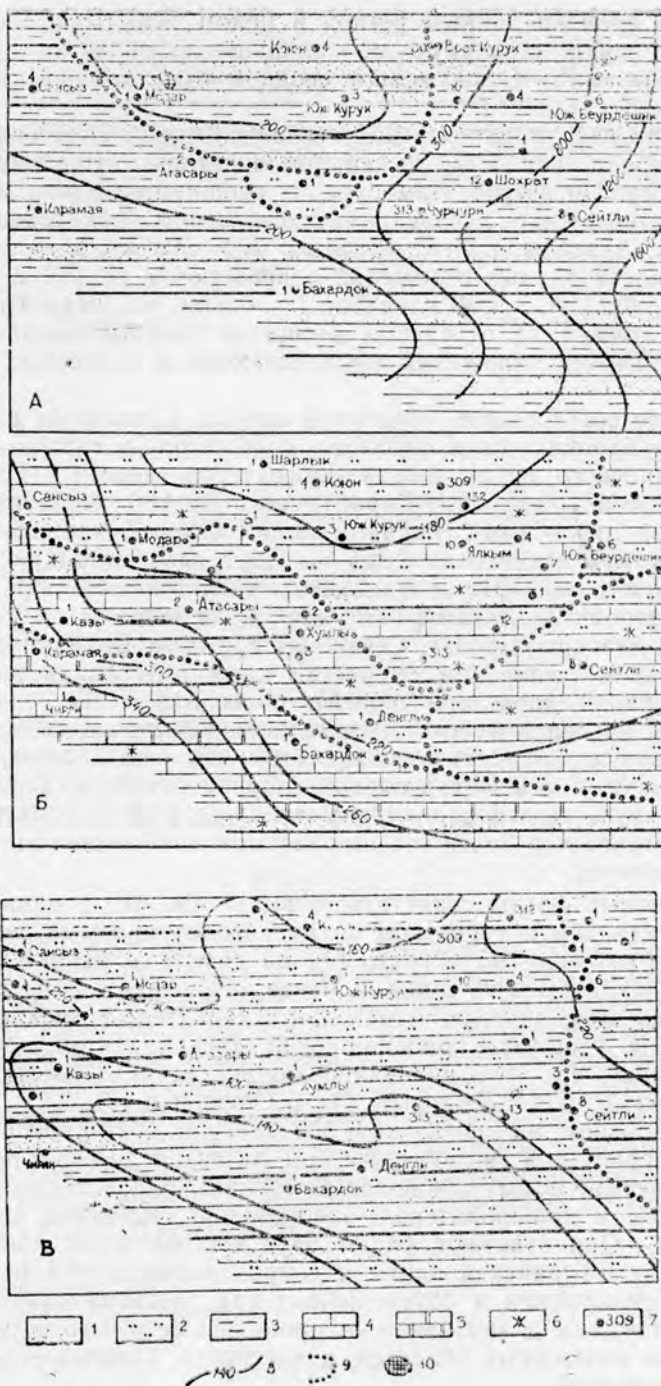


Рис. 1. Схематические карты литофаций и мощностей нижне-среднеюрских (А), готеривских (Б) и сеноманских (В) отложений юга Центральной Туркмении: 1 — песчаники; 2 — алевролиты; 3 — глины и аргиллиты; 4 — известняки; 5 — доломиты; 6 — красноватость пород; 7 — скважина и ее номер; 8 — изопохиты м; 9 — границы литофаций; 10 — области отсутствия отложений.

логического времени данный регион в целом испытывал погружение, представляя собой обширную моноклиналиную область с уклоном к югу, от Центрально-Каракумского свода к Копетдагской миогеосинклинали.

Иная картина характерна для отложений нижней-средней юры, сеномана и турона (рис. 1 А, В), мощности которых существенно сокращаются к югу. По результатам бурения субширотная зона максимальных мощностей ниже-среднеюрских отложений приурочена к районам Сансыз, Атасары, Ербент (порядка 300—500 м), в то время как к югу мощности данных отложений сокращаются до 165 м в Бахардокской опорной скв. 1 и 98 м—в скв. 1 площади Карамая. Не исключено, что еще южнее, на отдельных площадях Туаркыр-Карабакшинской зоны поднятий, эти отложения выклиниваются и полностью выпадают из разреза.

Подобное соотношение мощностей южных и северных разрезов не менее четко проявляется в сеномане и особенно в туроне. Так, мощность сеноманского яруса, выраженного терригенными породами, в купольной части Центрально-Каракумского свода составляет 200—300 м, в то время как к югу сокращается до 100 м в Бахардоке и 173 м—в Гяурсдаге. Туронские отложения на Центрально-Каракумском своде имеют мощность 150—212 м и сложены терригенными образованиями глинисто-алевролитовой литофации, простирающейся к югу до площадей Сансыз, Атасары, Ербент, Сейтли. В пределах Бахардокской моноклинали данная литофация сменяется карбонатно-глинисто-алевролитовой литофацией, характеризующейся более или менее существенным содержанием мергелей и глинистых пелитоморфных известняков и имеющей суммарную мощность отложений 80—85 м на площадях Джамал и Карамая и 32 м—в Бахардокской опорной скв. 1. К югу мощность туронского яруса еще более уменьшается (до 11,6 м в Гяурсдаге), а отложения становятся более известковистыми и обогащенными фосфатными стяжениями.

Приведенные факты свидетельствуют о том, что в ранней-средней юре, в сеноманском и туронском веках рассматриваемый регион испытывал более интенсивные погружения на севере, в районе нынешнего Центрально-Каракумского свода, и менее интенсивные—на юге, отчетливо выявляя периодические изменения в характере конседиментационного развития Туаркыр-Карабакшинской зоны поднятий, выявленной Ю. Н. Годиным [3] и анализированной А. Ф. Семенцовым [4], В. В. Ишутиным, В. И. Лыковым, О. А. Одековым [7].

Таким образом, на протяжении 130 млн. лет, составляющих юрский и меловой периоды, в геотектоническом развитии данного региона наблюдаются четыре фазы: ниже-среднеюрская, келловей-альбская, сеноман-туронская и коньяк-датская, закономерно связанные друг с другом (рис. 2). Они отвечают фазам двух тектонических волн, проходивших по югу Туранской плиты и сопредельным районам Копетдагской миогеосинклинали и обусловивших как региональные палеоклоны пластов, так и эпизодически проявлявшееся конседиментационное развитие подвижных областей, в частности Туаркыр-Карабакшинской зоны поднятий.

В этой связи находят свое логическое объяснение такие кардинальные особенности туронского яруса Южного Туркменистана, как: 1) значительная сокращенность мощностей отложений в геосинклиналиной части и многократное увеличение их на платформе, на территории Центрально-Каракумского свода и Мургабской впадины; 2) возникновение в зоне минимальных мощностей горизонтов перемылов и переотложений осадков с формированием фосфоритовых галечников; 3) по-

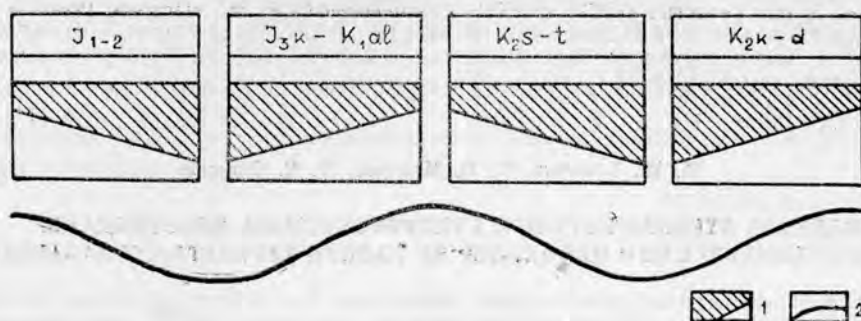


Рис. 2. Модели геологических тел (в разрезе с юго-юго-запада на северо-северо-восток) и волновые движения в мезозое на юге Центральной Туркмении:
1 — геологические тела, отвечающие стратиграфическим подразделениям; 2 — кривая волновых движений.

видимому, первичное отсутствие отложений на Кизыларватском выступе, проявившем себя как поднятие уже в сеноманское время.

Подобные соотношения мощностей турона в геосинклинальных и платформенных регионах не есть результат последующих размывов, как считает М. М. Фартуков [5], а обусловлено прежде всего возникновением на юге уплощенной подводной возвышенности [6] в результате мощных инверсионных поднятий наиболее мобильных западных и центральных участков Копетдагской миеосинклинали и существенным конседиментационным сокращением объемов накоплений.

Выводы

Палеотектоническое развитие и осадконакопление на территории юга Центральной Туркмении в мезозое в значительной степени связаны с волновыми тектоническими движениями. На протяжении юрского и мелового периодов здесь прошли две долгопериодические волны, обусловившие эпизодическое проявление конседиментационного развития подвижных областей Копетдагской миеосинклинали и Туаркыр-Карабахинской зоны поднятий. Поскольку долгопериодические волновые движения обладают и значительными амплитудами, изучение их важно как для понимания истории геологического развития регионов, так и для определения палеонаклонов и возможных путей миграции и перераспределения углеводородов.

ТуркменНИГРИ
ККУРБ объединения «Туркменнефть»

Дата поступления
4 октября 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов В. В. Основы геотектоники. М., «Недра», 1975.
2. Одесский И. А. Волновые движения земной коры. Л., «Недра», 1972.
3. Годин Ю. Н. Глубинное строение Туркмении по геофизическим данным. М., «Недра», 1969.
4. Семенов А. Ф. Глубинное строение и тектонические предпосылки перспектив нефтегазоносности Предкопетдагского прогиба и сопредельных территорий. — Автореф. канд. дисс. М., 1969.
5. Фартуков М. М. Фации и геологическая история Туркмении в верхне-меловую эпоху. — В сб.: Геология и полезные ископаемые Туркмении, вып. 2. Ашхабад, 1964.

6. Атабекян А. А. Меловая система. Общая характеристика и палеогеография. — В сб.: Геология СССР, т. XXII, Туркменская ССР. М., «Недра», 1972.

7. Ишутин В. В., Лыков В. И., Одеков О. А. Геотектонические особенности глубинной структуры Туркменистана. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1970, № 2.

М. Ш. Тәшлиев, В. Н. Мелихов, Ч. С. Сапаров

МЕРКЕЗИ ТҮРКМЕНИСТАНЫҢ ГҮНОРТАСЫНДАКЫ МЕЗОЗОЙДАКЫ КОНСЕДИМЕНТАЦИОН ПРОЦЕСЛЕР ВЕ ТОЛКУН ХЕРЕКЕТЛЕРИ ХАҚЫНДА

Өврилиен регионның палеотектоник эволюциясы ве чөкүндилицриң эмеле гелмеги эсасан юра хем мел дөвүрлеринде гечен ики саны ызыгидерли толкун билен багланышыклыдыр. Шол толкунлар херекет эднжи зоналарда конседиментацион өсүшүң эпизодик болуп гечмегини шертлендириндир.

M. Sh. Tashliyev, V. N. Melikhov, Ch. S. Saparov

ABOUT UNDULATORY MOTIONS AND CONSEDIMENTATION PROCESSES IN MESOZOIC ERA IN THE SOUTHERN PORTION OF THE CENTRAL TURKMENISTAN

On the basis of analysis of depths and facial composition of sedimentic strata there were revealed two long waves passed across the southern portions of the Central Turkmenistan during Jurassic and Cretaceous periods. Those ones resulted in an episodic consedimentation activity of the mobile areas of the Kopetdag miogeosyncline and Tuarkyr — Karabakshin zone of uplift which caused the significant shortening of some horizons in the profile and arising of underwater «hills» with formation of phosphate bench marks.

УДК 550.836(575.44)

Н. МАМИЕСЕНОВ
Н. О. НАЗАРОВ

ГЕОТЕРМИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРИБАЛХАНСКОГО РАЙОНА ЗАПАДНО-ТУРКМЕНСКОЙ ВПАДИНЫ

Геотермические особенности отдельных зон и поднятий во многом зависят от величины глубинного теплового потока, который в свою очередь связан с геологическим строением, историей геологического развития, вулканической деятельностью, гидрогеологическими условиями и т. д.

Как известно, миграция, формирование и длительное нахождение углеводородов в недрах приводят к локальным возмущениям геотемпературного поля, и зачастую район распространения зон нефтегазоаккумуляции совпадает с теми или иными тектоническими элементами. Поэтому анализ и обобщения геотермических данных отдельных элементов (складок) в пределах нефтегазоносных бассейнов имеют важное значение в практике поисково-разведочных работ на нефть и газ.

Нами рассмотрены геотермические условия Прибалханского района Западно-Туркменской впадины, перспективы которых как по плиоценовым, так и по мезозойским отложениям (восточная часть района) оцениваются очень высоко.

Как известно, структуры Прибалханского района Челекен, Котуртепе, Комсомольское, Барсагельмес, Небитдаг и Кумдаг нарушены серией региональных и локальных нарушений, которые разбивают брахиантиклинальные складки на многочисленные блоки [5]. Локальные поднятия Прибалханской зоны имеют тенденцию к возрастанию углов наклона на крыльях складок и с глубиной.

Другими характерными чертами локальных складок района являются крупные размеры центральной антиклинальной линии (Челекен, Котуртепе, Небитдаг, Монжуклы) в сравнении с юго-восточной группой локальных поднятий (Кумдаг, Кизылкум, Кобек, Куйджик, Каратеппе и др.).

Вопросам изучения геотермии Прибалханского района посвящены работы [1—3] и П. И. Журавлевой, которые выявили увеличение геотермической ступени с глубиной, что особенно резко проявляется в интервале 500—1000 м (Котуртепе). Эту особенность авторы объясняют литологическим составом пород. Рост геотермической ступени от свода к крыльям складок (Небитдаг) и увеличение температур в зоне разломов — повсеместны (Челекен, Котуртепе, Небитдаг) и объясняются влиянием гидрогеологического фактора. Кроме того, установлено

[1] криволинейное изменение температур с глубиной на складках Челекен, Кызылкум и прямолинейное — на складке Небитдаг.

Таким образом, ранние геотермические исследования на складках Прибалханского района показали различные значения геотермических градиентов и ступеней. Это, по всей вероятности, обусловлено недостаточным фактическим материалом. Последующие же работы проводились по различной методике обработки и интерпретации геотермических данных.

Геотермические исследования в поисково-разведочных, эксплуатационных и гидрогеологических скважинах за последнее время позволили накопить большое количество замеров температур. Обобщение их значительно дополняет и уточняет ранее проведенные исследования и позволяет охарактеризовать геотермические условия рассматриваемого района в целом как по разрезу, так и по площади.

Статистическая обработка имеющихся замеров температур позволила построить график зависимости по отдельным участкам и по складке в целом, что выявило криволинейное изменение температуры с глубиной, с выпуклостью относительно оси глубин.

Сравнение расчетных значений по формулам с фактическими средневзвешенными величинами температур показывает хорошую их сходимость, указывающую на приемлемость выведенных уравнений.

Таблица 1

Аналитические выражения выведенных уравнений и индекс корреляции

Название складки	Аналитическое выражение функции	Индекс корреляции
Челекен	$t = 1,499 H^{0,517}$	0,968
Котуртепе	$t = 0,663 H^{0,593}$	0,982
а) запад	$t = 0,606 H^{0,603}$	0,995
б) центр	$t = 0,662 H^{0,673}$	0,957
в) восток	$t = 0,803 H^{0,564}$	0,987
Комсомольское	$t = 0,607 H^{0,598}$	0,989
Барсагельмес	$t = 0,683 H^{0,563}$	0,987
а) запад	$t = 0,853 H^{0,561}$	0,988
б) восток	$t = 0,628 H^{0,592}$	0,968
Бурун	$t = 0,806 H^{0,562}$	0,976
Небитдаг	$t = 2,793 H^{0,414}$	0,962
Кызылкум	$t = 0,505 H^{0,637}$	0,969
Кумдаг	$t = 1,833 H^{0,465}$	0,990
Куйджик	$t = 0,891 H^{0,576}$	0,982

Как видно из табл. 1, аналитические выражения типов кривых схожи, что дает возможность построить зависимости $t = f(H)$ для Прибалханского района и выразить их уравнением: $t = 1,387 H^{0,500}$.

Рассчитанные для удобства по интервалам глубин средние значения геотермической ступени и градиента сведены в табл. 2.

Для Прибалханского района, как видно из табл. 2, отмечается рост численного значения геотермической ступени и уменьшение геотермического градиента.

Эта закономерность в той или иной степени прослеживается по всем складкам Прибалханского района. По всей вероятности, она связана, с одной стороны, с возрастающей по мере увеличения глубины плотностью пород и увеличением их коэффициента теплопроводности, и с другой — гидродинамически неустановившимся режимом района. Все это во взаимосвязи приводит к тому, что в верхнеплиоцен-четвертичных отложениях перепад температур разреза на единицу глубины выражается большей величиной по сравнению с более глубокопогруженными отложениями.

Таблица 2

Средние значения геотермической ступени и градиента

Геотермический показатель	Интервалы глубин, м									
	0—500	500—1000	1000—1500	1500—2000	2000—2500	2500—3000	3000—3500	3500—4000	4000—4500	4500—5000
Ступень, м/°С	31,7	39	50,5	60,2	68,5	74,6	83,3	87,7	94,3	100
Градиент, °С/100 м	3,16	2,56	1,98	1,66	46,1	1,34	1,2	1,14	1,06	1,0

Установление по геотермическим данным величины регионального температурного фона и выяснение связей локальных аномалий с более глубокими горизонтами необходимы для оценки перспектив нефтегазоносности исследуемого района.

Обычно температурный фон на любой глубине определяется на участках горизонтального залегания пород во избежание влияния структурного и других факторов. Если такового нет, то его определяют на уже разбуренных структурах, которые оказались бесперспективными в отношении нефтегазоносности [4].

Первый вариант исключается для исследуемого региона из-за отсутствия фактических данных. По второму варианту для установления фонового значения температур для Прибалханского района нами выбраны складки Монжуклы и Урунджик, которые по степени разбуренности отнесены к бесперспективным на нефть и газ.

Данные замеров температур как поисково-разведочных, так и гидрогеологических скважин на своде и крыльевых частях этих структур показывают средние значения 58°С, что и принимается нами за фоновое значение температур исследуемого региона.

Следует отметить, что значение 58°С должно быть приемлемо для тех складок, на которых отсутствуют активные проявления грязевых вулканов и гидрогеологической разгрузки в связи с раскрытостью по плиоценовым породам, то есть для центральной части Прибалханского района. Тогда как для складок, где геотемпературное поле искажено, под влиянием названных факторов фоновое значение температур должно быть несколько выше, примерно на 10—15%. Это относится к районам складок Челекена и восточной части Прибалханской зоны (Небитдаг, Монжуклы, Кумдаг и др.).

Для выяснения характера распределения температур по площади нами составлена схематическая карта геонизотерм на глубине 2000 м. На карте геонизотерм максимальные значения температур составляют 85°С, минимальные — 50°С. Зона максимальных температур приурочена к сводовой части Челекенской складки, минимальные температуры отмечаются в сторону погружения Кизылкумской мульды.

Повышенное значение температур отмечается на сводах гипсометрически высоко расположенных складок Челекен, Небитдаг, Кумдаг и Боядаг, минимальное — Котуртепе, Барсагельмес, Бурун и Комсомольское.

В региональном плане отчетливо вырисовываются основные черты Прибалханского района, где в сторону горного обрамления и к Кызылкумской мульде наблюдаются геоизотермы более низких значений и по мере приближения непосредственно к горным обрамлениям (Большой и Малый Балханы, Даната), возможно, будет иметь место повышенное значение температуры.

Рассмотрение геолого-геотермических профилей по линии Челекен — Малый Балхан показывает, что изотермы достаточно четко оконтуривают складки; изотермы локализованы в верхней части разреза, а с глубиной происходит их разрежение. Описанное явление хорошо согласуется с отмеченными особенностями увеличения геотермической ступени и уменьшения геотермического градиента с гипсометрической глубиной.



Рис. 1; 1 — точки замеров температур, 2 — геоизотермы.

Таким образом, температурное поле всей территории Прибалханского района является как бы отражением ее структурного плана по плиоценовым комплексам (рис. 1). Интенсивность теплового поля над отдельными складками Прибалханского района определяется целым рядом причин: приближением к поверхности более древних, консолидированных мезозойских отложений, характеризующихся сравнительно повышенной теплоемкостью и теплопроводностью (Кумдаг), уменьшением мощности пограничных между красноцветными отложениями теплоизолирующих палеоген-миоценовых пород (Кизылкум, Кумдаг, Куйджоли) и привносом тепла флюидами и др. (Челекен, Небитдаг, Боядаг).

Выводы

Во всех складках Прибалханского района изменения температур с глубиной имеют полого параболический характер и определяются уравнением вида $T = AH^b$.

Геотермический фон температур Прибалханского района отражает следующие особенности строения территории: сокращение мощностей плиоцена, гипсометрическое положение более древних пород, гидрогеологические факторы разгрузки и др.

Выявление связи геоизотерм и конфигураций складок, степени их нарушенности с физическими свойствами слагающих пород может быть поисковым критерием.

ТуркменНИГРИ

Дата поступления
19 июля 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джибути С. С. Геотермические условия подземных вод Западно-Туркменского бассейна. М., Изд-во АН СССР, 1962.
2. Акмамедов А. Особенности гидрогеологии и геохимии месторождения Котуртепе. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1964, № 1.
3. Колодий В. В. Гидрогеология плиоценовых отложений Западно-Туркменской нефтегазоносной области. М., «Недра», 1969.
4. Осадчий В. Г. Геотермические критерии нефтегазоносности недр. Киев, «Наукова думка», 1976.
5. Одеков О. А. О природе разрывных нарушений, развитых на структурах Прибалханского района. — Тр. II Закавказской конференции молодых ученых. Изд-во АН АзССР, 1960.
6. Назаров Н. О., Мамиевенов Н. — О возможности сопоставления геотерм с конфигурацией складок. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 1.

Н. Мамиевенов, Н. О. Назаров

ГУНБАТАР ТУРКМЕН ОЮНДАКЫ ЭТЕК БАЛКАН РАЙОНЫНЫҢ ГИОТЕРМИКИ ХАРАКТЕРИСТИКАСЫ

Этек Балкан районының әхли гатлақларында чуң температура өзгермелери япгыт параболлик ҳәсиетде хем-де Т-АН деңгеме гөрнүши билен кесгитленйәр.

Этек Балкан районының температураларының геотермики фоны территорияның гурлушының ашакдакы айратынлықларыны шөхлелендирийәр: плиоцениң гүйчлериниң сакланылмагы, хас гадымы жынсларың гипсометрики ягдайы, дүшүрлишиң гидрогеологии факторлары ве ш. м.

Геотермлеринң ве гатлақларың конфигурациясының багланышықларының йүзе чыкарылмасы, гошулян жынсларың физики хәсиетлери билен оларың бозулыш дережесиниң гөзлег критериси болуп билер.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

А. Н. Макаркин

МАЛОИНЕРЦИОННЫЙ ДАТЧИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗОНЕ КОНТАКТА ПРИ ВНЕШНЕМ ТРЕНИИ

Известно, что изменение температуры на поверхности трения даже в небольшом диапазоне может оказать существенное влияние на формирование силы трения и на физико-химические процессы при внешнем трении [1, 2]. Для более точного определения влияния температуры на процессы, происходящие при внешнем трении, необходимо учитывать пиковые значения повышения температуры приповерхностных слоев, которые могут сильно отличаться от средних, особенно при нестационарных режимах.

Наиболее простые и доступные методы измерения температуры не всегда обеспечивают нужную точность и чувствительность, а применение более точных и чувствительных требует значительной затраты времени и средств.

Одним из доступных и достаточно точных методов является метод измерения температуры с помощью термисторов [3, 4], чувствительный элемент которых выполнен в виде бусинки из полупроводникового материала оксидного типа, помещенной в стеклянную трубку, через которую пропускаются вводы. К таким датчикам относятся серийно выпускаемый промышленностью термистор Т8С2М. Однако применение последнего для измерения температуры при внешнем трении затруднительно, так как наличие стеклянной трубки, имеющей диаметр примерно 3 мм, не позволяет поместить датчик в непосредственной близости от поверхности трения, что резко снижает его чувствительность и значительно увеличивает инерционность.

Чувствительный же элемент должен быть расположен в непосредственной близости от поверхности трения.

Предлагаемый датчик разработан нами для измерения температуры исследуемых образцов при испытаниях материалов на износ по схеме вал — полувкладыш. В качестве чувствительного элемента используется бусинка термистора Т8С2М с сопротивлением в рабочей точке 160 Ом, мощностью при температуре $T=20^\circ\text{C}$ 16—17 мВт и чувствительностью 17,2 Ом/мВт. Для изготовления датчика применялись термисторы, отобранные по методике [1].

Бусинку вместе с сигнальными проводами осторожно извлекают из стеклянного баллона и заливают жидким прозрачным компаундом, который после полимеризации затвердевает. Из полученной заготовки вырезают прямоугольник с небольшим приливом таким образом, чтобы бусинка попала на ребро прилива, и обрабатывают далее до вида, показанного на рис. 1 а, б.

Толщина перемычек t (рис. 1б) между бусинкой и двумя ближайшими гранями прилива должна быть по возможности меньшей (порядка монослоя), но такой, чтобы при обработке не повредить бусинку. При выполнении этой операции необходим микроскоп.

Благодаря такому расположению измерительной части относительно корпуса датчика обеспечивается малая инерционность, что позволяет регистрировать пиковые значения повышения температуры. Кроме того, измерительную часть, обладающую малыми собственными размерами (примерно 0,1 мм), можно устанавливать в непосредственной близости от поверхности трения.

Подготовленный датчик закрепляют на одном из концов плоской пружины, имеющей небольшой прогиб C . Вторым концом пружины при установке образца помещают под ним (рис. 1а) заподлицо с торцом образца. При затягивании винтов, крепящих образец, плоская пружина, благодаря прогибу C , несколько отжимается и надежно прижимает датчик к поверхности образца.

По мере износа образца контртело будет упираться в защищенную стальной пружиной часть датчика и перемещать датчик вдоль поверхности, перпендикулярной поверхности трения, деформируя плоскую пружину. Этим обеспечивается заданное постоянное удаление измерительной части от поверхности трения.

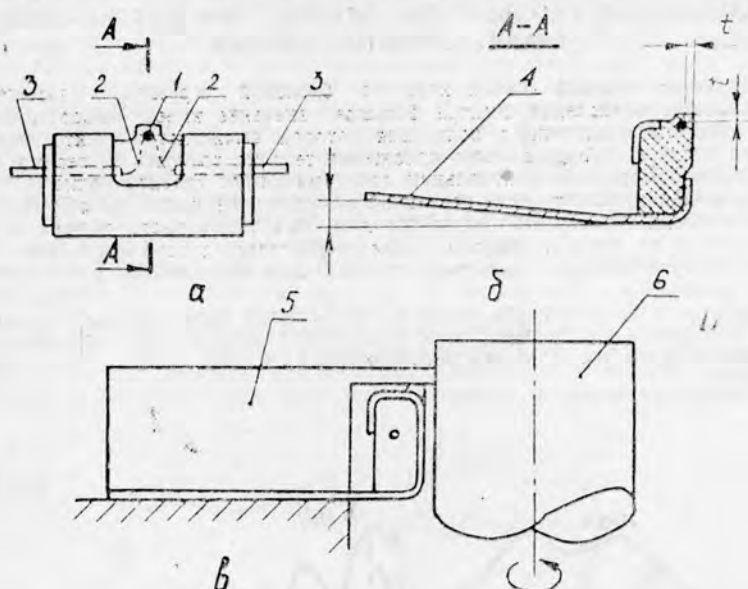


Рис. 1. Расположение элементов (а, б) и схема установки (в) датчика на контролируемом объекте; 1 — чувствительный элемент; 2 — сигнальные провода; 3 — подводящие провода; 4 — плоская пружина; 5 — образец; 6 — контртело.

Для автоматической регистрации температуры датчик подключался к самописцу типа КСМ-4 и тарировался. Датчик устойчиво работал в комплекте с прибором КСМ-4 в течение года.

Габариты датчика $3 \times 4 \times 8$ мм, вес вместе с пружиной — не более 400 мг.

Датчик может быть применен для измерения температуры подшипников скольжения, а также для измерения температуры различных микрообъектов с малой мощностью теплового излучения.

Киевский авиационный институт

Дата поступления
22 марта 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев А. М. О природе температурного максимума коэффициента трения металлов на воздухе. — «Известия вузов. Физика», 1960, № 2.
2. Михин Н. М., Амосов Н. И. Исследование зависимости коэффициента внешнего трения от температуры. — В сб.: Проблемы трения и изнашивания, вып. 5, «Техника», 1974.
3. Бондарь М. П., Миц Ю. К. Проблемы трения и изнашивания, вып. 4, «Техника», 1973.
4. Вейнберг Ф. Приборы и методы физического металловедения, вып. 1. М., «Мир», 1963.

А. Н. Макашкин

ДАШКЫ СУРТЕНМЕ МАХАЛЫ КОНТАКТ ЗОНАСЫНДАКЫ ТЕМПЕРАТУРАНЫ ӨЛЧЕМЕК УЧИН КИЧИ ИНЕРЦИЯЛЫ ДАТЧИК

Дашкы суртентме махалы контакт зонасындакы температураны өлчөмөк үчүн ёкары дуйгурлыга ве кичи (аз) инерциялы өлчөг датчигини конструкциясы гетирилёр.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО СПЕКТРА ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ
ГРАВИТАЦИОННЫХ ДАННЫХ

При изучении моделей земной коры с блоковой структурой замечено, что при приближенном вычислении спектра большое значение имеет выбор центральной (нулевой) точки гравитационного поля, для которой вычисляется спектр Фурье, так как известно влияние горизонтального положения тела на точность экспериментального спектра. Логично выбрать за центральную точку максимум гравитационного поля, так как в случае индивидуального тела последний находится на линии симметрии тела. Но в сложных моделях собственный максимум поля над телом часто смещен и потому спектр вычислится не лучшим образом. Нами предлагается способ исключения погрешности в вычислении спектра, связанной со смещением собственных максимумов поля над телами.

Выяснено, если из нескольких тел одно расположено выше других, то его параметры можно определить по спектру. Ниже исследована возможность определения параметров сближающихся тел, если они расположены на одном уровне и имеют одинаковые параметры.

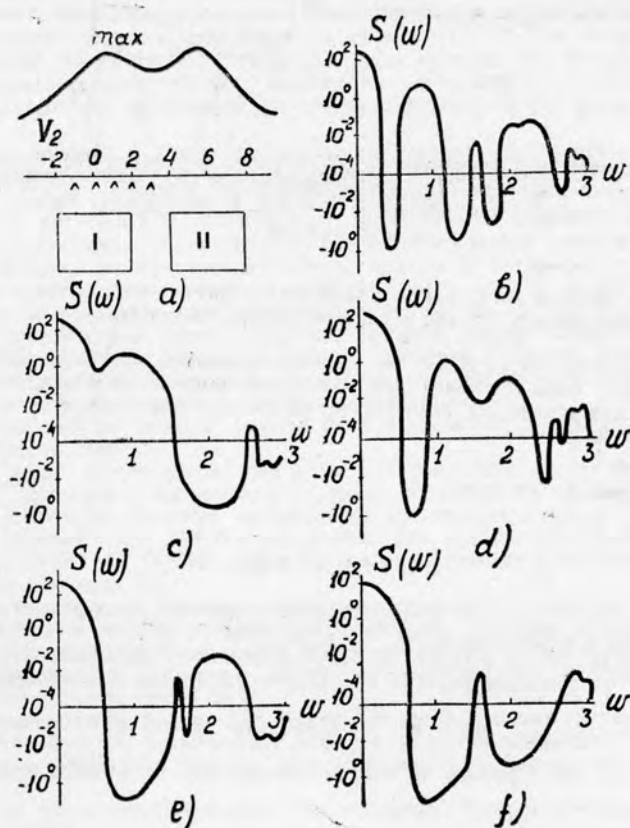


Рис. 1. Скользящий спектр.

Как видно из графика гравитационного поля (рис. 1а), максимум над телом I смещен по направлению к телу II на одну точку. Предлагается вычислить скользящий спектр, то есть спектры профилей, центральными точками которых являются точки, расположенные симметрично вокруг максимума поля. На рис. 1 в, с, d, e изображена последовательность спектров, нулевыми точками для которых являются точки с координатами — 1, 0, 1, 2, 3. Даже исходя из небольшого подбора спектральных графиков, видно, что для интерпретации наиболее подходит спектр 1с, но не 1d, который построен для профиля с центральной точкой под максимумом поля.

Следует заметить, что скользящий спектр позволяет найти истинную точку максимума поля над индивидуальным телом только в тех случаях, когда можно определить параметры данного тела по спектру сложного поля. В противном случае последовательность спектров представляет неопределенную картину.

В случае сложной модели параметры тела, наиболее близкого к поверхности, определяются достаточно хорошо. Возникает вопрос: насколько точно можно определить параметры тел, если тела адекватны и находятся на одинаковой глубине? И как влияет расстояние между телами на определение параметров?

Для этого возьмем мобильную модель (рис. 2а), представляющую собой два тела с параметрами: $l_1 = l_{II} = 2 \text{ км}$, $h_1 = h_{II} = 2 \text{ км}$, $H_1 = H_{II} = 5 \text{ км}$, $\sigma_1 = \sigma_{II} = 0,3$, $L = 60 \text{ км}$, $\Delta x = 1 \text{ км}$, где $2l$ — горизонтальная протяженность, h_i — глубина залегания верхней грани, H_i — глубина залегания нижней грани, σ — плотность i -того тела ($i=1, 2$), L — длина профиля, для которого рассчитывается спектр; Δx — расстояние между точками профиля. Здесь приведены графики трансформированных спектров

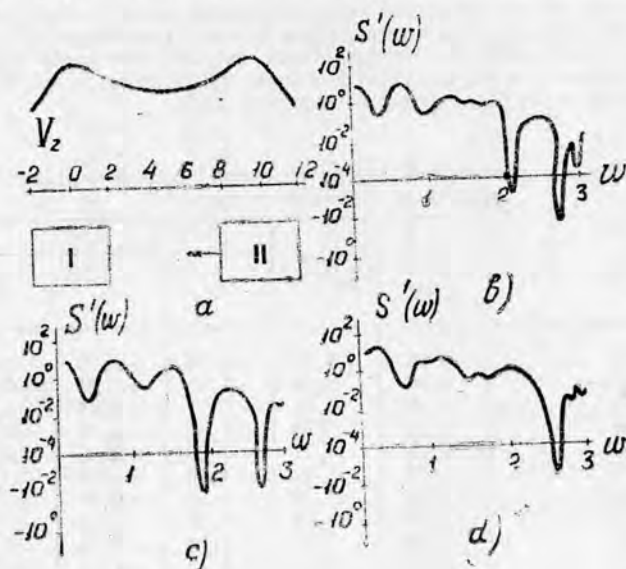


Рис. 2. Иллюстрация к определению параметров сближающихся тел, находящихся на одном уровне.

$S'(w)$ над одним из тел. Расстояния между телами брались соответственно 6 км (рис. 2а) 4 км (рис. 2б), 2 км (рис. 2д). По вычисленным спектрам ($S(w)$) получено, что во всех трех случаях $l \approx 2 \text{ км}$. Следует заметить, что максимумы поля над телами разделялись. По графикам спектров $S'(w)$ определено расстояние до верхней кромки тела. Для расстояний между телами 6, 4, 2 км соответственно определены значения h , равные 2,09; 1,90; 2,12 км.

Выводы

Скользящий спектр позволяет определить истинное положение максимума поля над телом (то есть максимума собственного тела) в случае, когда имеется более чем одно тело. При этом рассматриваются модели, тела в которых располагаются в одном слое, то есть $h_j \ll h_i$ для любых i - и j -того тел.

Если тела идентичны и расположены на одном уровне, можно определить их параметры, на каком бы расстоянии они не находились, при условии разделения максимумов поля над ними.

В случае недифференциации максимумов скользящий спектр неэффективен, так как при определении параметров по спектру тела сливаются в одно.

Институт сейсмологии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
30 ноября 1977 г.

О. А. Odekov, I. I. Korneluyk

The present report deals with the method of an error exclusion in determination of a spectrum, the error is caused by replacing of the gravitational fields own maximum over bodies — for the models describing the earth crust of the block structure. Also were analyzed the potentialities for determination of the bodies parameters, ones being situated on the same level.

УДК 528.112+528.061(575.4)

Т. В. Кайзер
С. С. Челпанов

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ПРЕЦИЗИОННОГО НИВЕЛИРОВАНИЯ ПО ПРОФИЛЮ БАХАРДОК—АШХАБАД

Один из профилей Ашхабадского геодинимического полигона Бахардок — Ашхабад нивелировался сотрудниками Института физики Земли и атмосферы АН ТССР дважды: в 1966 и 1974 гг. По результатам нивелирования этих лет составлена сводная таблица, где приведены разности правого и левого нивелирований прямого и обратного ходов и допустимые величины этих разностей для каждого хода.

Таблица 1

Величины расхождений превышений между реперами правого и левого нивелирований прямого и обратного ходов (мм)

Секция	r , (км)	$m_{\text{доп}}$ $3\sqrt{r}$	1966 г.		1974 г.	
			d_5^I	d_6^I	d_5^{II}	d_6^{II}
Рп 2321—Рп 1945	6,22	$\pm 7,47$	+2,03	+1,15	+0,28	+2,72
Рп 1945—Рп 6909	4,86	6,61	+1,96	+2,84	-0,61	+2,31
Рп 6909—Рп 1314	8,19	8,59	-0,71	-3,31	+0,78	+1,28
Рп 1314—Рп 1184	8,49	8,674	-1,46	-4,74	-0,08	-1,10
Рп 1814—Рп 1944	3,75	5,81	+0,08	+0,42	+0,65	+2,32
Рп 1944—Рп 6811	5,44	7,00	+4,16	+5,04	-0,44	-1,71
Рп 6811—Рп 1943	7,54	8,24	+2,58	+0,10	+0,76	+1,94
Рп 1943—Рп 1166	2,78	4,98	+0,16	+0,84	-0,50	+0,95
Рп 1166—Рп 1396	9,76	9,83	+1,59	-4,59	-0,80	+3,07
Рп 1396—Рп 1397	6,25	7,50	-1,41	-1,84	+0,35	+1,05
Рп 1397—Рп 347	15,32	11,74	+1,84	+0,59	-0,86	+4,84

Вычисление средней квадратической случайной ошибки, приходящейся на 1 км хода, при обработке нивелирования одной эпохи выполнялось с использованием разностей $d_5 = (h_{\text{прав}})_{\text{ср}} - (h_{\text{обр}})_{\text{ср}}$ и $d_6 = (h_{\text{прав}})_{\text{ср}} - (h_{\text{лев}})_{\text{ср}}$, где h — превышения, полученные из правых и левых нивелирований прямого и обратного ходов.

В разностях d_5 и d_6 присутствуют случайные и систематические ошибки короткого и длинного периодов действия.

Средние квадратические случайные ошибки η на 1 км хода по разностям превышений d_5 и d_6 получены по формуле $\eta = \pm \sqrt{\frac{1}{4n} \left[\frac{dd}{r} \right]}$, где d — разность превышений некоторой секции; r — длина секции (км); n — число секций; η_1 для 1966 г. равна $\pm 0,47$ мм, η_2 для 1974 г. — $\pm 0,27$ мм.

Средняя квадратическая случайная ошибка разности отметок двух нивелирований, подсчитанная по формуле $m \Delta H_{1974-1966} = \pm \sqrt{\eta_1^2 + \eta_2^2}$, будет $\pm 0,54$ мм. По

упрощенной формуле В. И. Звонова $m^2 = \frac{1}{4(n-1)} \left\{ \left[\frac{dd}{r} \right] - \frac{[d]^2}{r} \right\}$ для случайной средней квадратической ошибки на 1 км хода превышений первой и второй эпох и ошибки

разности превышений этих эпох средняя квадратическая случайная ошибка разности отметок двух нивелирований будет $\pm 0,53$ мм.

Применяемые на полигоне аппаратура и методика нивелирования позволяют получить высокую точность нивелированных работ, которая может характеризоваться средней квадратической случайной ошибкой на 1 км нивелирного хода около $\pm 0,500$ мм и средней квадратической систематической ошибкой на 1 км хода $\pm 0,05$ мм. Однако из-за отсутствия замкнутости нивелирного хода невозможно получить достаточно точно величину систематической ошибки, лишь можно полагать, что влияние систематической ошибки слабо выражено.

При анализе результатов нивелирования 1966 и 1974 гг. основное внимание уделялось оценке точности полученных разностей высот. Средняя квадратическая ошибка определения разностей отметок двух эпох и средние квадратические случайные ошибки определения отметок для 1966 и 1974 гг. сведены в табл. 2. В качестве исходной точки определения смещений земной поверхности был взят фундаментальный репер 2321, расположенный в пределах Туранской плиты.

Таблица 2

Средние квадратические ошибки определения разниц отметок для 1966 и 1974 гг., величины вертикальных смещений и скорости реперов

Репер	ΔH (мм) 1974-66	$m_{H_{1966}}$ мм	$m_{H_{1974}}$ мм	$m_{\Delta H_{74-66}}$ мм	v $\frac{\text{мм}}{\text{год}}$	m_v
2321	0	0	0	0	0	0
1945	+ 0,949	$\pm 1,18$	$\pm 0,68$	$\pm 1,36$	+0,12	$\pm 0,17$
6909	- 2,463	1,57	0,90	1,81	-0,31	0,22
1314	- 2,324	2,54	1,46	2,93	-0,29	0,36
1184	+ 2,974	2,89	1,66	3,32	+0,37	0,41
1944	+ 4,080	3,03	1,74	3,50	+0,51	0,43
6811	+ 8,095	3,22	1,85	3,71	+1,01	0,46
1943	+12,428	3,47	1,99	4,00	+1,55	0,50
1166	+16,310	3,56	2,04	4,10	+2,04	0,51
1396	+21,484	3,85	2,21	4,44	+2,69	0,55
1397	+39,074	4,02	2,31	4,64	+4,88	0,58
347	+24,830	4,42	2,54	5,09	+3,10	0,64

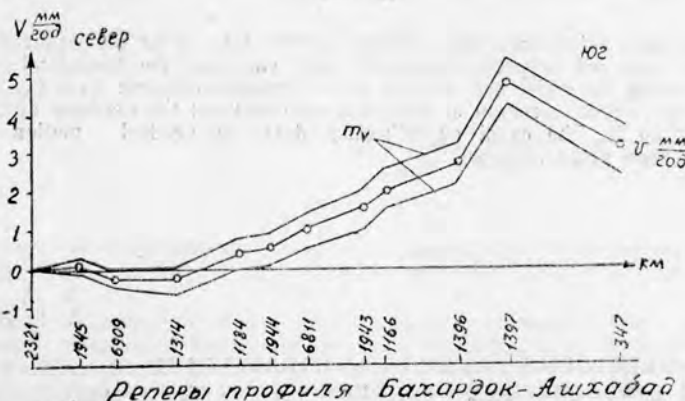


Рис. 1. График скорости вертикальных смещений реперов V и возможных ошибок определения скоростей m_v .

Средняя квадратическая случайная ошибка разности отметок двух нивелирований получена по формуле $m_{\Delta H_{1974-1976}} = \pm \sqrt{m_{H_{1966}}^2 + m_{H_{1974}}^2}$, где $m_{H_i} = \pm \eta \sqrt{l}$ —

квадратическая случайная ошибка определения отметок; i — год наблюдений; l — расстояние от исходного репера.

Надо заметить, что полученные значения изменений отметок реперов значительно превышают величины предельных значений, обусловленных действием ошибок самого нивелирования.

Предположив движение реперов во времени равномерным, подсчитали скорости их движений и величины возможных ошибок определения скоростей движений реперов

по формуле $m_v = \pm \frac{m \Delta H_{1974-1966} \sqrt{t}}{t}$, где t — интервал времени между двумя эпо-

хами наблюдений, в годах. По характеру скоростей упомянутый профиль (рис. 1) делится на две части: первую — принадлежащую к платформе (нет относительных движений) и вторую — расположенную в зоне Предкопетдагского прогиба (скорости достигают 4—5 мм/год).

Выводы

Анализ ошибок измерений позволяет утверждать, что полученные результаты нивелирования достаточно надежны для исследований вертикальных движений земной коры. Максимальные смещения реперов в несколько раз превосходят возможные ошибки нивелирования и поэтому должны соответствовать действительности.

Наибольшие смещения испытывают реперы в районе Предкопетдагского краевого прогиба. Здесь вертикальные смещения реперов за 8 лет значительны и достигают 40 мм.

Более устойчивые реперы расположены в пределах Туранской плиты.

Институт сейсмологии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
31 января 1978 г.

T. V. Kaizer, S. S. Chelpanov

ESTIMATION OF ACCURACY AND ANALYSIS OF RESULTS FOR PRECISE LEVELLING ACROSS BAKHARDEN — ASHKHABAD CROSS-SECTION DURING 1966—74

It have been established that changes heights data of for the Bakharden-Ashkhabad cross-section were not only commensurable with values of the theoretical feasible errors while determining the difference between data of heights obtained from two levelling, but exceeded ones in such a region as the joint zone between the platform and the pied Kopetdag foredeep is. The exact quantification data on vertical motion of the earth surface have been given in paper.

УДК 538.741.683

Г. Г. Джемилев
А. М. Мурадов
А. Г. Израитель

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ОБРАТНЫХ И КРУГОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ НА СТАНЦИИ «АШХАБАД»

Частным случаем сверхдальнего распространения коротких радиоволн (КВ) является распространение обратных (ОС) и кругосветных (КС) сигналов. ОС обегает вокруг Земли неполный круг, а КС — один и более. Схматическое изображение распространения ОС и КС показано на рис. 1 [1]. Основные параметры ОС и КС значительно отличаются от аналогичных параметров КВ сигналов на коротких и средних трассах. Отличие распространения ОС и КС от стандартных скачковых механизмов распространения КВ вызывает необходимость их тщательного экспериментального исследования с целью построения моделей процессов кругосветного распространения [2—6].

В настоящей работе приводятся результаты наблюдений дальнего распространения высокочастотных импульсных сигналов, в том числе ОС и КС на трассе Иркутск —

Ашхабад. Передатчик с импульсной мощностью 20 кВт работал на нескольких частотах декаметрового диапазона (13,9; 14,2; 15,9; 16,7 МГц) с частотой повторения 5 Гц. Рабочие частоты во время передачи менялись в зависимости от условий прохождения коротких радиоволн в ионосфере. Прием сигналов на ст. «Ашхабад» осуществлялся на диполь Надененко. Принятый сигнал после предварительного усиления широкополосным антенным усилителем (ШАУ) подавался на вход приемника Р-250М, подключенного к осциллографу с разверткой типа А. Синхронизация осуществлялась от высокостабильного кварцевого генератора. Покадровая регистрация производилась с экрана осциллографа. Наблюдения проводились с 10.00 до 13.30 местного времени в ноябре-декабре 1976 г. пятиминутными сеансами через каждые 30 минут, а в случае появления ОС и КС регистрация велась по улаженному расписанию.

Произведено 265 регистраций, из них в 55 сеансах на частотах 14,2 МГц и 16,7 МГц наблюдались ОС, что составляет 21%, а КС наблюдались только на частоте 16,7 МГц в течение двух дней: 13 декабря с 10.35 до 15.53 местного времени и 16 декабря с 10.40 до 10.50 местного времени. На полученных осциллограммах вслед за прямым сигналом располагаются ОС и КС в виде четких, нерасплывающихся импульсов. Дискретность формы ОС и КС указывает, по-видимому, на скачковый механизм их распространения. По относительному расположению прямого сигнала, ОС и КС определяются времена запаздывания двух последних.

Средние значения времен запаздывания, вычисленные на основе наших измерений, составляют $T_{ос} = 112$ мс, $T_{кс} = 137$ мс. Если обозначить время распространения прямого сигнала через t , нетрудно показать, что

$$t \approx \frac{T_{кс} - T_{ос}}{2}.$$

Используя вычисленные из осциллограмм средние значения времен запаздывания ОС и КС, получаем $t \approx 12,5$ мс, что в пределах точности наших измерений согласуется с данными наклонного зондирования ионосферы.

Ослабление амплитуд ОС и КС относительно амплитуд прямого сигнала по нашим измерениям лежит в пределах 12,4—14,4 дБ, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными измерениями [7] и теоретическими оценками [8].

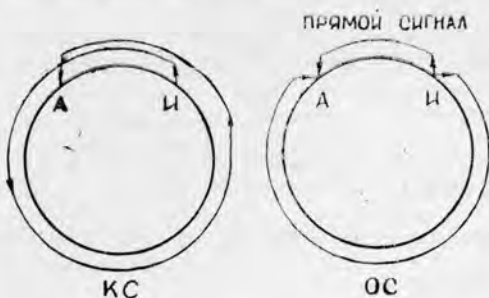


Рис. 1. Схематическое изображение распространения ОС и КС.

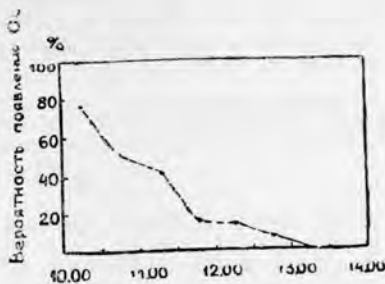


Рис. 2. Зависимость вероятности появления ОС от местного времени в точке приема.

На основании анализа полученных осциллограмм установлено, что в различные интервалы времени количество появлений ОС было неодинаковым, поэтому представляло интерес вычислить вероятность появления ОС. Под вероятностью появления понимается отношение числа случаев появления ОС за данный промежуток времени к общему числу наблюдений в том же промежутке. На рис. 2 показана зависимость вероятности появления ОС от местного времени. Кривая получена путем усреднения соответствующих значений вероятности появления ОС на частотах 14,2 и 16,7 МГц. На графике отчетливо проявляется тенденция к уменьшению вероятности появления ОС по мере приближения к полуденным часам. Таковы основные экспериментально обнаруженные закономерности появления ОС и КС на исследуемой трассе. Перейдем к обсуждению полученных результатов.

Из приведенных данных видно, что в утренние часы в подавляющем большинстве случаев наблюдались ОС, а КС появлялись очень редко. Этого, по-видимому, и следовало ожидать, так как оптимальные условия их появления неравнозначны. По современным представлениям, кругосветное распространение высокочастотных радиосигналов может осуществляться в так называемом ионосферном волновом канале (ИВК) [8, 9]. Наиболее благоприятные условия для захвата коротких радиоволн в

ИВК и вывода из него [9, 10] возникают при значительных горизонтальных градиентах электронной концентрации, отрицательных в направлении распространения от передатчика и положительных — вблизи точки приема, то есть, когда изолинии значений электронной концентрации в корреспондирующих пунктах имеют определенный наклон. Поскольку в утренние часы изолинии значений электронной концентрации на средних широтах имеют наклон [11, 12], который необходим для вывода из ИВК энергии ОС, приходящих с ночной стороны, то на исследуемой трассе при данной ориентации корреспондирующих пунктов именно в утренние часы следует ожидать наиболее уверенного приема ОС, что и наблюдается в проведенном эксперименте. Поскольку КС и ОС приходят в точку наблюдения из противоположных направлений (см. рис. 1, эффект отклонения от дуги большого круга здесь пренебрегается), то наиболее уверенный прием КС должен иметь место при обратном наклоне изолиний значений электронной концентрации в точке приема, то есть в вечерние часы. Это утверждение находится в соответствии с имеющимися экспериментальными данными [5].

Таким образом, временные особенности появления ОС и КС должны существенным образом зависеть от взаимного расположения корреспондирующих пунктов. Если на рассматриваемой нами трассе наиболее благоприятные условия для приема ОС имели место в утренние часы, то при противоположном расположении корреспондирующих пунктов (передача из Ашхабада, а прием — в Иркутске) наиболее уверенный прием ОС при прочих равных условиях должен осуществляться в вечерние часы. Эти рассуждения относятся и к КС.

Попытаемся объяснить факт убывания вероятности появления ОС от утренних часов к полуденным. Известно, что по мере приближения к полуденным часам величины горизонтальных градиентов (наклон изолиний) электронной концентрации убывают, а поглощение радиоволн в D -области возрастает. Оба этих фактора и приводят к уменьшению вероятности появления ОС в указанном интервале времени. Аналогичная зависимость вероятности появления ОС от времени наблюдения была обнаружена в экспериментах [13] по исследованию антиподного распространения высокочастотных радиосигналов.

Выводы

В ноябре-декабре 1976 г. на станции «Ашхабад» в утренние часы зарегистрированы ОС и КС с временами задержек соответственно 112 и 137 мс. Ослабление ОС и КС относительно прямого сигнала составляет 12,4—14,4 дБ.

Обнаружено, что вероятность появления ОС убывает от утренних к полуденным часам. Это убывание обусловлено ухудшением условий вывода ОС из ИВК и эффектом поглощения в D -области.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
1 марта 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., Изд. АН СССР, 1960.
2. Hess H. A. Proc. IRE, 1952, vol. 40, N 9.
3. Fenwick R. B., Villard O. G. J. Geophys. Res., 1963, vol. 68, N 16.
4. Островский И. Я. Азимутальные характеристики кругосветного сигнала в зимний период. — «Геоматнезизм и аэрономия», 1972, т. 12, № 4.
5. Островский И. Я., Шлионский Ш. Г. Азимутальные, временные и частотные закономерности распространения кругосветных сигналов. — Сб.: Вопросы распространения коротких радиоволн, ч. 2. М., 1974.
6. Бубнов В. А., Румянцев Г. А. Сезонные вариации азимутальных характеристик обратных эхо-сигналов. — «Известия ВУЗов. Радиофизика», 1975, т. 18, № 4.
7. Бенедиктов Е. А., Бенькова Н. П., Букин Г. В. и др. Исследование аномальных модов распространения КВ импульсных сигналов на трансэкваториальных трассах. 4. Некоторые результаты приема сигналов обратного и кругосветного эхо. — Сб.: Вопросы распространения коротких радиоволн, ч. 2. М., 1974.
8. Гуревич А. В. Влияние нелинейности на генерацию кругосветных сигналов. — «Геоматнезизм и аэрономия», 1971, т. 11, № 6.
9. Гуревич А. В., Цедиллина Е. Е. К теории сверхдальнего распространения коротких радиоволн. — «Геоматнезизм и аэрономия», 1973, т. 13, № 2.
10. Керблайт Т. С., Ковалевская Е. М. Горизонтальная неоднородность ионосферы как одна из причин распространения обратных и кругосветных сигналов. — Тезисы докл. XI Всесоюзной конф. по распространению радиоволн, ч. 4. Казань, 1975.
11. Evans J. V. Planet. Space Sci., 1965, vol. 13, N 11.
12. Легенька А. Д., Мурадов А., Фаткуллин М. Н. Теоретические модели среднеширотной области F_2 в зимний сезон. — Сб.: Исследования области F и внешней ионосферы. М., 1974.
13. Banks P. M. J. Geophys. Res., 1965, vol. 70, N 3.

СОДЕРЖАНИЕ

Сейсов Ю. Б.— Об оптимальности управлений при наличии фазовых ограничений	3
Балин Е. А.— О достаточных условиях оптимальности первого порядка в задаче быстрогодействия при ограниченных фазовых координатах	9
Баскаков А. Г., Корнаев К.— Обобщенные почти периодические решения функциональных уравнений	14
Желдакова Л. В.— Возмущения элементов Делоне — Андуайе в задаче о поступательно-вращательном движении твердого тела в поле притяжения шара	18
Мосанов О., Хаджиев М., Реджепов М., Егенназаров Е.— О магнитотермоэлектрической и гальванотермомагнитной добротности при закорачивании эдс Нернста — Эттингсгаузена и Холла	25
Беркелиев А., Брагин Е. В., Головкин В. А., Довулов Ш., Назаров Н.— Система сбора и регистрации данных физического эксперимента	30
Газиков О., Хайдаров П., Агаев Я., Слободчиков С. В.— Исследование влияния термической обработки исходных кристаллов на фотоэлектрические свойства $p-n$ -переходов в n -GaP	35
Хемраев Б.— Об акустической релаксации в 2,3-бутандиоле	39
Лежнев Н. Б., Золотарева Ю. В.— Определение термодинамических и кинетических параметров серы из ее растворов	44
Байрамов Р., Баум И. В., Ли Б., Мачуев Ю. И.— Анализ условий формирования температурных полей в тонкостенных параболоидных конструкциях	49
Байрамов Р., Баум И. В., Ли Б., Мачуев Ю. И.— Экспериментальное исследование температурного поля тонкостенной обшивки параболоидного отражателя	54
Овезгельдыев О. О., Корсунова Л. П., Бакалдина В. Д.— О сезонных вариациях вероятности появления E -спорадического	59
Мигулин В. В., Лобачевский Л. А., Намазов С. А., Новиков В. Д.— Радиофизические методы исследования ионосферы	63
Манавлы А. И., Непесов К., Тавиелова О. М., Царев И. В., Ильяманов К.— Структура магнитовариационного поля западного борта Южно-Каспийской мегавпадины	74
Каратаев Г. И., Курбансахатов Б.— Критерии и методика количественного районирования геофизических полей на ЭВМ	80
Ниязов А. Н., Ниязбердыева Е. Ф., Вахабова Х. Д.— Ионнообменная хроматография смесей индивидуальных карбоновых кислот	91
Столяренко Н. В.— Синтез ацетиленовых аминоспиртов	98
Алехин С. Н.— Ртуть в подземных водах Копетдага	103
Ташлиев М. Ш., Мелихов В. Н., Сапаров Ч. С.— О волновых движениях в конседиментационных процессах в мезозое на юге Центральной Туркмении	110
Мамиевенов Н., Назаров Н. О.— Геотермическая характеристика Прибалханского района Западно-Туркменской впадины	115

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Макаркин А. Н.— Малоинерционный датчик для измерения температуры в зоне контакта при внешнем трении (120).
 Одеков О. А., Корнелюк И. И.— Использование скользящего спектра при интерпретации гравитационных данных (122).
 Кайзер Т. В., Челпанов С. С.— Оценка точности и анализ результатов прецизионного инвелирования по профилю Бахардок — Ашхабад (124).
 Джемилев Г. Г., Мурадов А. М., Изрантель А. Г.— Некоторые результаты наблюдений обратных и кругосветных сигналов на станции «Ашхабад» (126).

Отв. секретарь журнала С. П. Хрипунова
 Художественный редактор Н. Петунова
 Технический редактор Р. Санатулова
 Корректор Л. Глушкова

Сдано в набор 25/V-78 г. Подписано к печати 20 VII. 78 г. Формат 70×108¹/₁₆.
 Уч.-изд. л. 8,69. Физ. печ. л. 8,0. Привед. печ. л. 11,2. Зак. 2501. Тираж 709 экз.
 Цена 60 коп. — И—02468.

Издательство «Ылым». 744000, Ашхабад, ул. Ангельса, 6.
 Типография АН ТССР. 744012, Ашхабад, ул. Ростовская, 92а.

Цена 60 коп.

Индекс
77948

Продолжается подписка
на журнал
**„ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК
ТУРКМЕНСКОЙ ССР“**
на 1978 год

ПО СЕРИЯМ:

физико-технических, химических
и геологических наук,
биологических наук,
общественных наук
и журнал „Проблемы освоения пустынь“

Периодичность каждой серии

6 номеров в год

Подписная плата

серия физико-технических,
химических и геологиче-
ских наук

на год 3 р. 60 к.

на 6 месяцев 1 р. 80 к.

цена отдельного

номера 60 к.

серии биологических,
общественных наук
и журнал „Проблемы
освоения пустынь“

3 р.

1 р. 50 к.

50 к.

*Подписка принимается
во всех отделениях
„СОЮЗПЕЧАТИ“*