

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր
Д О К Л А Д Ы

XXXVII, № 4

1963

Խմբագրական կոլեգիա

Редакционная коллегия

Գ. Կ. ԱՅՐԻՑՅԱՆ, կենսաբանական գի-
տությունների բեկնաժու, Ա. Թ. ԲԱՐԱՅԱՆ,
ՍՍՐ ԳԱ թղթակից-անդամ, Վ. Մ. ԲԱՌԱ-
ՅԱՆ, ՍՍՐ ԳԱ թղթակից-անդամ, Վ. Հ.
ՍԱՐԱՐՉՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ.
ՍԶԱՐՅԱՆ, կենսաբանական գիտու-
թյունների դոկտոր (պատ. խմբագրի տե-
ղակալ), Գ. Մ. ՂԱՐԻՐՅԱՆ, ՍՍՐ ԳԱ թղթ-
ակից-անդամ, Ս. Հ. ՄԻՐՉՈՅԱՆ, ՍՍՐ ԳԱ
թղթակից-անդամ, Ս. Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, ՍՍՐ
ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՍՍՐ
ԳԱ ակադեմիկոս, Մ. Մ. ՋՐՐԱՇՅԱՆ, ՍՍՐ
ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Ս. Մ.
ՊՈՆՋՅԱՆ, ՍՍՐ ԳԱ թղթակից-անդամ:

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Э. Г.
АФРИКЯН, кандидат биологических
наук, А. Т. БАБАЯН, чл.-корресп. АН
АрмССР, Г. М. ГАРИБЯН, чл.-корресп.
АН АрмССР, М. М. ДЖРБАШЯН, ака-
демик АН АрмССР (отв. редактор), В. О.
КАЗАРЯН, доктор биологических наук
(зам. отв. редактора), С. А. МИР-
ЗОЯН, чл.-корресп. АН АрмССР, С. С.
МКРТЧЯН, академик АН АрмССР, А. Г.
НАЗАРОВ, академик АН АрмССР, О. М.
САПОНДЖЯН, чл.-корресп. АН АрмССР,
В. М. ТАРЛЯН, чл.-корресп. АН АрмССР

Ի Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Սուղբի սեսուրյուն

Մ. Մ. Մանուկյան—Ուժեղացնող բարակ ծածկույթ ունեցող փոփոխական տրամագծով բաղադրյալ պրիզմայաձև ձողի ոլորումը ոչ գծային սողքի պայմաններում 177

Թիզիկա

Է. Դ. Գաղապյան և Հ. Ս. Մերգելյան—Գծային հոսանքների նաոսուպայթումը սպտիկորեն աղտիվ և հիբոտրոպ միջավայրում 185

Ցան Շի—Ալիքային խտության տեսության վերաբերյալ 191

Պ. Հ. Բեգիրզանյան—Սպեկտրալ դժի լայնություն և ինտենսիվության կախումը սենտոգենյան սղբյուրի կոհերենտ ճառագայթման տևողությունից 197

Դիֆուզիոնային օդեկուլյարանություն

Ն. Հ. Պետրոսյան—Ուղղաձիգ վարընթաց արագությունների ազդեցությունը բամուկաշափ տրանսֆորմացիայի պրոցեսի վրա 203

Գեոմիտրիա

Ա. Ս. Փարամազյան և Է. Խ. Խուրշուդյան—Մոլիբդենիումի մոլիբդենի և սենիումի միջև իզոմորֆիզմի հարցի շուրջը 211

Բիոմիտրիա

Ա. Ա. Գալստյան և Ն. Վ. Կուրոլյով—Խղիտային խրոմատոգրաֆիայի միջոցով անջատված բժերի բիոնալան բաղադրության և սուլֆատիությունը էմիսիոն-միկրոսպեկտրալ անալիզի մեթոդով 217

Մեկրարանություն

Ս. Գ. Սարգսյան և Մ. Ա. Մոսխոյան—Տատանողական շարժումների հայտնաբերման ննարավորությունների մասին մերձերևանյան շրջանի միոցենի հասակի ազատար հաավածքում բառ անհիդրիդի առկայության 221

Հանճարանություն

Չ. Հ. Չիրախչյան—Նրկրեկման նամեմատական դիսպերսիայի միջոցով պլազմայի կայունների բացարձակ նասակի որոշման մեթոդի մասին 227

Բույսերի ֆիզիոլոգիա

Պ. Հ. Կուզարյան և Վ. Ա. Կավրյան—Բույսերի գեներատիվ պարզացման պրոցեսների ազդեցությունը ֆոտոսինթեզի պրոցեսին դեպրեսիայի վրա 231

Ֆիզիոլոգիա

Ն. Գ. Միրայելյան—Գլխուղեղի տարրեր բամբակների դերը կաթնասունների բազմացման ֆունկցիայում 237

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Теория ползучести

- М. М. Манукян*—Кручение призматического составного стержня с тонким усиливающим покрытием в условиях нелинейной ползучести 177

Физика

- Э. Д. Газизян и О. С. Мергелян*—Излучение линейных токов в оптически активных и гиротропных средах 185
- Ян Ши*—К теории волны спиновой плотности 191
- П. А. Безирганян*—Зависимость ширины и интенсивности спектральной линии от длительности когерентного излучения рентгеновского источника 197

Динамическая метеорология

- Н. А. Петросян*—Влияние вертикальных нисходящих токов на процесс трансформации поля ветра 203

Геохимия

- А. С. Фармазян и Э. Х. Хуршудян*—К вопросу об изоморфизме между молибденом и рением в молибденитах 211

Биохимия

- А. А. Галоян и Н. В. Королев*—Применение эмиссионного микроспектрального анализа к исследованию пятен на бумажных хроматограммах 217

Геология

- С. Г. Саркисян и М. А. Мовсисян*—О возможности выявления колебательных движений по содержанию ангидрита в миоценовой соленосной толще Приереванского района 221

Минералогия

- З. О. Чибухчян*—Об определении абсолютного возраста плагиоклазов методом сравнительной дисперсии двупреломления 227

Физиология растений

- В. О. Казарян и В. А. Давтян*—Влияние процессов генеративного развития на ночную фотосинтетическую депрессию растений 231

Физиология

- И. Г. Микаелян*—Роль различных отделов головного мозга в функции размножения у млекопитающих 237

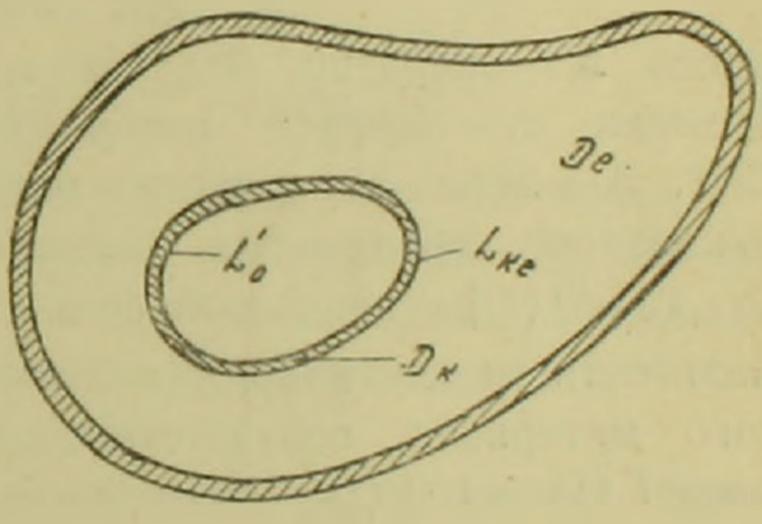
ТЕОРИЯ ПОЛЗУЧЕСТИ

М. М. Манукян

Кручение призматического составного стержня с тонким усиливающим покрытием в условиях нелинейной ползучести

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Х. Арутюняном 17/V 1963)

§ 1. *Постановка задачи и основные уравнения.* Рассмотрим призматический стержень, составленный из различных призматических тел. Допустим, что вдоль боковой поверхности и поверхностей продольных отверстий стержень покрыт тонкими усиливающими слоями (фиг. 1).



Пусть толщины усиливающих слоев пренебрежимо малы по отношению к остальным размерам поперечного сечения и радиуса кривизны контуров этих слоев.

Рассмотрим один из этих слоев. Область покрытия обозначим через D_k . Допустим, что D_k граничит только с одной из остальных областей, которую обозначим через D_l . Линию раздела D_k и D_l обозначим через L_{kl} , а контур всей области — через L_0 и L_0 .

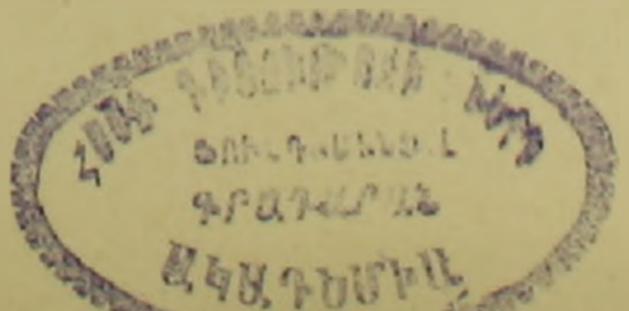
Для области D_k введем координатную систему s и n , где s — длина дуги линии раздела L_{kl} , отсчитываемой от произвольно выбранной на ней точки, а n — длина нормали к L_{kl} , направленной в сторону области D_k . Эту координатную систему можно считать прямолинейной и ортогональной.

Допустим, что материал покрытия не обладает свойством ползучести.

Поместим начало прямоугольной системы координат x, y, z в некоторой точке области D_l , направив ось z параллельно её образующим.

Здесь k и l принимают значения, соответствующие покрытиям и смежным областям поперечного сечения стержня.

Согласно недавно опубликованной работе ⁽²⁾, решение рассматриваемой задачи приводится к определению непрерывной в области



поперечного сечения стержня функции напряжений $\Phi(x, y, t)$, удовлетворяющей в области D_l нелинейным интегро-дифференциальным уравнениям

$$\Delta\Phi_l(t) - G_l(t) \int_{\tau_1}^t \Delta\Phi_l(\tau) \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{1}{G_l(\tau)} \right] d\tau - 3G_l(t) \int_{\tau_1}^t \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[F_l(\sigma_l^{(t)}) \frac{\partial\Phi_l}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[F_l(\sigma_l^{(t)}) \frac{\partial\Phi_l}{\partial y} \right] \right\} \frac{\partial C_l(t, \tau)}{\partial \tau} d\tau = -2G_l(t) \theta(t), \quad (1.1)$$

и следующим условиям на контуре стержня и на линиях раздела

$$\Phi_k(s, \delta, t) = C_k(t), \quad (1.2)$$

$$\Phi_k(s, 0, t) = \Phi_l(s, 0, t), \quad (1.3)$$

$$\frac{1}{G_k} \frac{\partial\Phi_k}{\partial n} = \frac{1}{G_l(t)} \frac{\partial\Phi_l(t)}{\partial n} - \int_{\tau_1}^t \frac{\partial\Phi_l(\tau)}{\partial n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{1}{G_l(\tau)} \right] d\tau - 3 \int_{\tau_1}^t F_l[\sigma_l^{(t)}(\tau)] \frac{\partial\Phi_l(\tau)}{\partial n} \frac{\partial C_l(t, \tau)}{\partial \tau} d\tau. \quad (1.4)$$

Здесь Δ — оператор Лапласа по переменным x и y , t — координата времени, τ_1 — возраст материала в момент приложения нагрузки, $C_l(t, \tau)$ — мера ползучести материала области D_l , $G_l(t)$ — модуль мгновенной деформации сдвига материала соответствующей области D_l , $F_l[\sigma_l^{(t)}(t)]$ — некоторая функция, характеризующая нелинейную зависимость между напряжениями и деформациями ползучести для данного материала, соответствующей области D_l , нормированная условием $F(1) = 1$, $\theta(t)$ — угол закручивания на единицу длины стержня в момент времени t , $\sigma_l^{(t)}(t)$ — интенсивность тензора напряжений, имеющая следующий вид

$$\sigma_l^{(t)}(t) = \sqrt{\left(\frac{\partial\Phi_l}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi_l}{\partial y} \right)^2}, \quad (1.5)$$

$\delta = \delta(s)$ — толщина покрытия, а $C_k(t)$ — значение функции напряжений на той части контура области D_0 , которая граничит с D_k . Из функций $C_k(t)$ только одна может быть выбрана произвольно, остальные должны быть определены из условия однозначности компонентов перемещения при помощи формулы Бредта (²).

Так как материал покрытия не обладает свойством ползучести, то основное уравнение (1.1) для области D_k примет следующий вид

$$\frac{\partial^2\Phi_k}{\partial s^2} + \frac{\partial^2\Phi_k}{\partial n^2} = -2G_k\theta(t). \quad (1.6)$$

Как известно (³), в уравнении (1.6) можно пренебречь производной по s и заменить (1.6) уравнением вида

$$\frac{\partial^2\Phi_k}{\partial n^2} = -2G_k\theta(t). \quad (1.7)$$

Интегрируя это уравнение, находим

$$\Phi_k = -G_k \psi(t) n^2 + B_k(t) n + D_k(t), \quad (1.8)$$

где $B_k(t)$ и $D_k(t)$ — произвольные функции от t .

Из (1.8) и (1.3) непосредственно следует, что

$$B_k(t) = \frac{\partial \Phi_k(s, 0, t)}{\partial n}, \quad D_k(t) = \Phi_k(s, 0, t). \quad (1.9)$$

Тогда, используя (1.2), (1.9) и (1.4), из соотношения (1.8) получим

$$\begin{aligned} G_l(t) \Phi_l - G_k G_l(t) \psi(t) \psi^2 + G_k \frac{\partial \Phi_l}{\partial n} \psi - \\ - G_k G_l(t) \psi \left\{ \int_{\tau_1}^t \frac{\partial \Phi_l(\tau)}{\partial n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left| \frac{1}{G_l(\tau)} \right| d\tau + \right. \\ \left. + 3 \int_{\tau_1}^t F_l[\sigma_l^{(1)}(\tau)] \frac{\partial \Phi_l(\tau)}{\partial n} \frac{\partial C_l(t, \tau)}{\partial \tau} d\tau \right\} = G_l(t) C_k(t). \end{aligned} \quad (1.10)$$

на L_k

§ 2. Решение основного интегро-дифференциального уравнения (1.1). Положим, что $F_l(\sigma_l^{(1)})$ имеет вид

$$F_l(\sigma_l^{(1)}) = \alpha_l + \beta_l (\sigma_l^{(1)})^{m-1} \quad (m > 1), \quad (2.1)$$

где α_l, β_l, m — постоянные параметры, определяемые из опыта.

Как известно (4), экспериментальные исследования показывают, что степенным законом вида (2.1) достаточно хорошо описываются кривые ползучести для ряда материалов. Одновременно опыты показывают, что β_l является малой ($\beta_l < 1$).

Малый параметр β_l для первой области D_1 обозначим через β . Допустим, что β_l выражается через β следующей формулой

$$\beta_l = \lambda_l \beta, \quad (2.2)$$

где λ_l — постоянное число, определяемое из опыта, причем $\lambda_1 = 1$.

Тогда, если, следуя работе (2), выражение (2.1) вносить в (1.1), предполагать, что $G_l(t) = G_l = \text{const}$, затем решение полученного нелинейного интегро-дифференциального уравнения представить по степеням малого параметра β

$$\Phi_l(x, y, t) = \Phi_l^{(0)}(x, y, t) + \sum_{p=1}^{\infty} \beta_l^p \Phi_l^{(p)}(x, y, t) \quad (2.3)$$

и приравнять коэффициенты при одинаковых степенях β , то получим рекуррентные линейные интегро-дифференциальные уравнения. Решения этих уравнений будут (4)

$$\Delta \Phi_l^{(0)}(t) = -2G_l \psi_{0,l}(t). \quad (2.4)$$

$$\Delta \Phi_l^{(1)}(t) = \psi_{1,l}(x, y, t) + \alpha_l \int_{\tau_1}^t \psi_{1,l}(x, y, \tau) R_l(t, \tau, \alpha_l) d\tau, \quad (2.5)$$

где $R_l(t, \tau, \alpha_l)$ — резольвента линейного интегрального уравнения Вольтерра с ядром $K_l(t, \tau)$.

$$\psi_{0,l}(t) = \theta(t) + \alpha_l \int_{\tau_1}^t \theta(\tau) R_l(t, \tau, \alpha_l) d\tau, \quad (2.6)$$

$$\psi_{1,l}(t) = \int_{\tau_1}^t M_l(\Phi_l^{(0)}) K_l(t, \tau) d\tau, \quad (2.7)$$

$$M_l(\Phi_l^{(0)}) = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left[\left(\frac{\partial \Phi_l^{(0)}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_l^{(0)}}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}} \frac{\partial \Phi_l^{(0)}}{\partial x} \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left[\left(\frac{\partial \Phi_l^{(0)}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_l^{(0)}}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}} \frac{\partial \Phi_l^{(0)}}{\partial y} \right\}. \quad (2.8)$$

Если принять, что мера ползучести материала области D_l определяется зависимостью

$$C_l(t, \tau) = \left(\frac{A_{1,l}}{\tau} + C_{0,l} \right) \left[1 - e^{-\gamma_l(t-\tau)} \right], \quad (2.9)$$

где $A_{1,l}$, $C_{0,l}$, γ_l — некоторые параметры, определяемые из опыта, то резольвента $R_l(t, \tau, \alpha_l)$ определится следующей формулой

$$\alpha_l R_l(t, \tau, \alpha_l) = \gamma_l - \eta'_l(\tau) + [\eta'_l(\tau) + \eta''_l(\tau) - \gamma_l \eta'_l(\tau)] \times \\ \times l^{\eta_l(\tau)} \int_{\tau_1}^t l^{-\eta(x)} dx. \quad (2.10)$$

Здесь

$$\eta_l(\tau) = \gamma_l \int_{\tau_1}^{\tau} \left[1 + 3G_l \alpha_l \left(\frac{A_{1,l}}{\tau} + C_{0,l} \right) \right] d\tau. \quad (2.11)$$

Значения $\Phi_l^{(0)}$, $\Phi_l^{(1)}$, ... будут последовательно определяться путем интегрирования полученных рекуррентных линейных дифференциальных уравнений, при этом полученные решения должны удовлетворять условиям (1.2), (1.3) и (1.10), причем (1.10) при (2.1) примет следующий вид

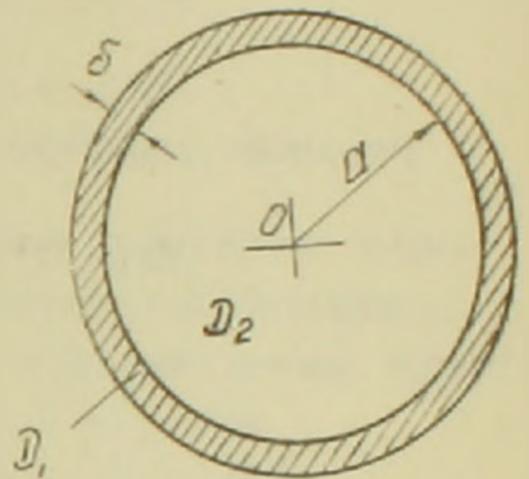
$$G_l \Phi_l - G_k G_l \theta(t) \delta^2 + G_k \delta \frac{\partial \Phi_l}{\partial n} - G_k G_l \delta \left\{ \alpha_l \int_{\tau_1}^t \frac{\partial \Phi_l(\tau)}{\partial n} K_l(t, \tau) d\tau + \right. \\ \left. + \beta_l \int_{\tau_1}^t \frac{\partial \Phi_l(\tau)}{\partial n} N_l[\Phi_l(\tau)] K_l(t, \tau) d\tau \right\} = C_k G_l, \quad (2.12)$$

$$\text{где } N_l(\Phi_l) = \left[\left(\frac{\partial \Phi_l}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_l}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}}. \quad (2.13)$$

В выражения $\Phi_l^{(0)}, \Phi_l^{(1)}, \Phi_l^{(2)}, \dots$ будет входить неизвестная величина $\theta(t)$. Для ее определения нужно значения $\Phi_l^{(0)}, \Phi_l^{(1)}, \Phi_l^{(2)}, \dots$ подставить в выражения крутящего момента и отсюда определить $\theta(t)$.

§ 3. Кручение круглого стержня с усиливающим покрытием
В качестве приложения вышеизложенных результатов рассмотрим кручение круглого стержня с усиливающим покрытием (фиг. 2).

Область поперечного сечения, соответствующую усиливающему материалу стержня, обозначим через D_1 , а область, соответствующую основному материалу, — через D_2 . Модуль мгновенной деформации сдвига материалов областей D_1 и D_2 соответственно обозначим через G_1 и G_2 . Допустим, что материал в области D_2 обладает свойством ползучести, а в области D_1 материал является упругим.



Фиг. 2.

В силу осевой симметрии функция напряжений Φ в данном случае будет зависеть только от r и t , поэтому основное интегро-дифференциальное уравнение (1.1) и контурное условие (2.12) примут следующий вид

$$\Delta\Phi(t) - \alpha \int_{\tau_1}^t \Delta\Phi(\tau) K(t, \tau) d\tau - \beta \int_{\tau_1}^t M[\Phi(\tau)] K(t, \tau) d\tau = -2G_2\theta(t). \quad (3.1)$$

$$G_2\Phi - G_1G_2\theta(t)\delta^2 + \delta G_1 \frac{\partial\Phi}{\partial r} - \delta G_1G_2 \left\{ \alpha \int_{\tau_1}^t \frac{\partial\Phi(\tau)}{\partial r} K(t, \tau) d\tau + \beta \int_{\tau_1}^t \left[\frac{\partial\Phi(\tau)}{\partial r} \right]^m K(t, \tau) d\tau \right\} = 0, \quad (3.2)$$

где

$$\Delta\Phi(t) = \frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial r}, \quad (3.3)$$

$$M(\Phi) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial r} \right)^m + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial r} \right)^m. \quad (3.4)$$

Решение уравнения (3.1) ищем в виде ряда (2.3). Подставляя (2.3) в (3.1) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях β , получим рекуррентные линейные интегральные уравнения.

В этом случае, если удовлетворяться только первыми двумя приближениями, то решение нелинейного интегрального уравнения (3.1) можно представить в следующем виде

$$\Delta\Phi(r, t) = 2G_2H_0(t, \tau_1) + \beta(m+1)G_2^m r^{m-1} [H_1(t, \tau_1) + \alpha \int_{\tau_1}^t H_2(\tau, \tau_1) R(t, \tau, \alpha) d\tau] + O(\beta^2), \quad (3.5)$$

где

$$H_0(t, \tau_1) = -b(t) - \alpha \int_{\tau_1}^t \theta(\tau) R(t, \tau, z) d\tau. \quad (3.6)$$

$$H_1(t, \tau_1) = \int_{\tau_1}^t [H_0(\tau, \tau_1)]^m K(t, \tau) d\tau. \quad (3.7)$$

Решение дифференциального уравнения (3.5) будет

$$\Phi(r, t) = C_1(t) \ln r + C_2(t) + \frac{1}{4} A(t) r^2, \quad (3.8)$$

где

$$A(t) = 2G_2 \left\{ H_0(t, \tau_1) - \beta \frac{2G_2^{m-1}}{m+1} r^{m-1} \left[H_1(t, \tau_1) + \right. \right. \\ \left. \left. + \alpha \int_{\tau_1}^t H_1(\tau, \tau_1) R(t, \tau, z) d\tau \right] \right\}. \quad (3.9)$$

$C_1(t)$, $C_2(t)$ — произвольные функции интегрирования. Из условия ограниченности функции напряжения $\Phi(r, t)$ в области D_2 непосредственно следует, что $C_1(t) = 0$. Подставляя (3.9) в выражения крутящего момента M , определяем значение неизвестной функции $C_2(t)$. Тогда функция напряжений $\Phi(r, t)$ примет следующий вид

$$\Phi(r, t) = \frac{[M]}{2\pi a^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{a^2}{2} - r^2 \right) G_2 H_0(t, \tau_1) - \\ - \beta \frac{G_2^m}{m+1} \left(\frac{2a^{m+1}}{m+3} - r^{m+1} \right) \left[H_1(t, \tau_1) + \right. \\ \left. + \alpha \int_{\tau_1}^t H_1(\tau, \tau_1) R(t, \tau, z) d\tau \right]. \quad (3.10)$$

Для определения $H_0(t, \tau_1)$ воспользуемся условием (3.2), которое в данном случае, при пренебрежении члена, содержащего множитель δ^2 , по отношению к остальным членам, примет вид

$$H_0(t, \tau_1) - a_1 \alpha \int_{\tau_1}^t H_0(\tau, \tau_1) K(t, \tau) d\tau + \\ + \beta b_1 H_2(t, \tau_1) - \beta c_1 \int_{\tau_1}^t H_1(\tau, \tau_1) K(t, \tau) d\tau - \\ - \beta d_1 \int_{\tau_1}^t [G_2 H_0(\tau, \tau_1) a + \beta G_2^m a^m H_2(\tau, \tau_1)]^m K(t, \tau) d\tau = l_1, \quad (3.11)$$

где

$$a_1 = \frac{4\delta G_1^\mu}{a\mu + 4\delta}, \quad b_1 = \frac{4a^{m-1}G_2^{m-1}}{a\mu + 4\delta} \left(\frac{a\mu}{m+3} + \delta \right),$$

$$c_1 = a_1 \alpha G_2^{m-1} a^{m-1}, \quad d_1 = a_1 a^{m-1} G_2^{m-1}, \quad l_1 = -\frac{2M}{\pi a^3 (a\mu + 4\delta)}, \quad (3.12)$$

$$H_2(t, \tau_1) = H_1(t, \tau_1) + \alpha \int_{\tau_1}^t H_1(\tau, \tau_1) R(t, \tau, \alpha) d\tau.$$

(3.11) представляет собой нелинейное интегральное уравнение относительно $H_0(t, \tau_1)$. Если к этому уравнению применить вышеизложенный метод решения и удовлетворяться только первыми двумя приближениями, то для неизвестной функции $H_0(t, \tau_1)$ получим

$$H_0(t, \tau_1) = l_1 B_0(t, \tau_1) + \beta \left[B_1(t, \tau_1) + a_1 \alpha \int_{\tau_1}^t B_1(\tau, \tau_1) R(t, \tau, \alpha) d\tau \right] + O(\beta^2). \quad (3.13)$$

Здесь для $C(t, \tau)$ принято выражение (2.16) и введены следующие обозначения

$$B_0(t, \tau_1) = 1 - 3G_2 \alpha \gamma a_1 \left(\frac{A_1}{\tau} + C_0 \right) \frac{l_1^{r_1} \tau_1^p}{r_1^{1-p}} \left[\tilde{\Phi}(r_1 t, \rho) - \tilde{\Phi}(r_1 \tau_1, \rho) \right],$$

$$\rho = 3G_2 \alpha \gamma A_1, \quad r_1 = \gamma (1 + 3G_2 \alpha C_0), \quad \tilde{\Phi}(\xi, \rho) = \int_0^\xi \frac{l^{-\tau}}{r_1^\rho} d\tau,$$

$$B_1(t, \tau_1) = c_1 \int_{\tau_1}^t H_1^{(0)}(\tau, \tau_1) K(t, \tau) d\tau +$$

$$+ d_1 G_2^m a^m \int_{\tau_1}^t [H_0^{(0)}(\tau, \tau_1) + a^{m-1} G_2^{m-1} H_2^{(0)}(\tau, \tau_1)] K(t, \tau) d\tau =$$

$$= -b_2 H_2^{(0)}(t, \tau_1), \quad (3.14)$$

$$H_0^{(0)}(t, \tau_1) = l_1 B_0(t, \tau_1),$$

$$H_1^{(0)}(t, \tau_1) = l_1^m \int_{\tau_1}^t [B_0(\tau, \tau_1)]^m K(t, \tau) d\tau,$$

$$H_2^{(0)}(t, \tau_1) = H_1^{(0)}(t, \tau_1) + \alpha \int_{\tau_1}^t H_1^{(0)}(\tau, \tau_1) R(t, \tau, \alpha) d\tau.$$

Следовательно, значение $H_0(t, \tau_1)$ известно. Остается определить угол закручивания $\theta(t)$. Для этого нужно решить интегральное уравнение (3.6). Решение этого уравнения будет

$$\theta(t) = -H_0(t, \tau_1) - \alpha \int_{\tau_1}^t H_0(\tau, \tau_1) K(t, \tau) d\tau, \quad (3.15)$$

так как $R(t, \tau, \alpha)$ является резольвентой ядра $K(t, \tau)$.

Таким образом, функцию напряжений $\Phi(r, t)$ можно считать известной. Продифференцировав (3.10) по r , найдем выражение касательного напряжения.

Институт математики и механики
Академии наук Армянской ССР
Ереванский государственный университет

Մ. Մ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ

**Ուժեղացնող բարակ ծածկույթ ունեցող փոփոխական հրամազծով
բաղադրյալ պրիզմայաձև ձողի ոլորումը ոչ զծային սողի պայմաններում**

Ներկա աշխատանքում քննարկվում է ուժեղացնող բարակ ծածկույթ ունեցող բաղադրյալ պրիզմայաձև ձողի ոլորման խնդիրը, երբ հաշվի են առնվում նյութերի ոչ զծային սողի հատկությունները և ակնթարթային դեֆորմացիայի մոդուլի փոփոխականությունը:

Այս խնդրի լուծումը զծային սողի դրվածքով ուսումնասիրված է (3) աշխատանքում:

Քննարկվող խնդրի լուծման ժամանակ, որպես հիմնական ֆիզիկական հիպոթեզ, ընդունվում է (1) աշխատանքում շարադրված ոչ զծային սողի տեսությունը՝ ճյուղի ծերացման հաշվառումով:

Աշխատանքում ստացված են խնդրի ոչ զծային սողի ինտեգրո-դիֆերենցիալ հավասարումները: Ստացված հավասարումները լուծելու համար օգտագործվում է փոքր պարամետրի մեթոդը, որը զարգացված է (4) աշխատանքում:

Որպես օրինակ քննարկվում է ուժեղացնող ծածկույթով բաղադրյալ շրջանային ձողի ոլորման խնդիրը:

ЛИТЕРАТУРА — ԻՐ Ա. Կ. Ա. Ն. Ի. Բ. Յ. Ի. Ն.

¹ Н. Х. Арутюнян, Некоторые вопросы теории ползучести, Гостехиздат, М.-Л., 1952. ² М. М. Манукян, В. С. Саркисян, Известия АН АрмССР (серия физ.-мат. наук), 3 (1963). ³ Н. Х. Арутюнян, К. С. Чобанян, Известия АН СССР, отделение техн. наук, 6 (1956). ⁴ Н. Х. Арутюнян, М. М. Манукян, Известия АН СССР, механика и машиностроение, 6 (1959).

Э. Д. Газазян и О. С. Мергелян

Излучение линейных токов в оптически активных и гиротропных средах

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 16/V 1963)

В работе рассмотрено излучение линейного тока, движущегося с постоянной скоростью в изотропных оптически активных и гиротропных средах.

Получены выражения для полей и потерь энергии на излучение, исследованы спектр и поляризация возникающего излучения.

1. Излучение тока в изотропной оптически активной среде.

Пусть ток плотности \vec{j} , направленный вдоль положительной оси y , движется вдоль оси z со скоростью v . Среда характеризуется постоянными ϵ , μ и γ , где γ — постоянная гирации, характеризующая способность среды вращать плоскость поляризации электромагнитной волны. Разложим поля в двукратные интегралы Фурье

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_{\vec{k}} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d\vec{k}, \quad (1)$$

где

$$\vec{k} = \vec{k}(k_x, k_z), \quad \omega = kv, \quad dk = dk_x \frac{d\omega}{v}$$

Для материальных уравнений и уравнений поля имеем ⁽¹⁾

$$\vec{D}_{\vec{k}} = \epsilon \vec{E}_{\vec{k}} + \frac{i\gamma}{k} [\vec{k} \vec{E}], \quad (2)$$

$$\vec{B}_{\vec{k}} = \mu \vec{H}_{\vec{k}}$$

и

$$i[\vec{k} \vec{H}] = -i \frac{i\omega}{c} \vec{D}_{\vec{k}} + \frac{\vec{j}}{\pi c}, \quad (3)$$

$$i [\vec{k} \vec{E}] = i \frac{\omega \mu}{c} \vec{H}_k,$$

$$(\vec{k} \vec{H}_k) = 0,$$

$$(\vec{k} \vec{D}_k) = 0,$$

Решая совместно уравнения (2) и (3), для Фурье-компонент полей получим

$$\vec{E}_k = i \frac{\omega \mu}{\pi c^2} \frac{j \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu \right) + \frac{i \omega^2}{k c^2} \gamma \mu [\vec{k} j]}{\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n_1^2 \right) \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n_2^2 \right)}, \quad (4)$$

где

$$n_1^2 = (\varepsilon + \gamma) \mu, \quad n_2^2 = (\varepsilon - \gamma) \mu.$$

После интегрирования по k_x имеем

$$E_x(\vec{r}, t) = E_x^+ + E_x^- = i \frac{j}{2vc} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{n_1 S_1} e^{i \left(\frac{\omega}{v} S_1 x + \frac{\omega}{v} z - \omega t \right)} - \frac{1}{n_2 S_2} e^{i \left(\frac{\omega}{v} S_2 x + \frac{\omega}{v} z - \omega t \right)} \right) \mu d\omega, \quad (5)$$

$$E_y(\vec{r}, t) = E_y^+ + E_y^- = - \frac{j}{2c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{S_1} e^{i \left(\frac{\omega}{v} S_1 x + \frac{\omega}{v} z - \omega t \right)} + \frac{1}{S_2} e^{i \left(\frac{\omega}{v} S_2 x + \frac{\omega}{v} z - \omega t \right)} \right) \mu d\omega,$$

$$E_z(\vec{r}, t) = E_z^+ + E_z^- = -$$

$$i \frac{j}{2cv} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{n_1} e^{i \left(\frac{\omega}{v} S_1 x + \frac{\omega}{v} z - \omega t \right)} + \frac{1}{n_2} e^{i \left(\frac{\omega}{v} S_2 x + \frac{\omega}{v} z - \omega t \right)} \right) \mu d\omega,$$

$$S_{1,2}^2 = \beta^2 n_{1,2}^2 - 1, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Первые члены в (5) описывают правополяризованное излучение, распространяющееся под углом θ_1 к движению тока, определяемым из равенства

$$\cos \theta_1 = \frac{1}{\beta n_1}. \quad (6)$$

Вторые члены относятся к испущенному током излучению, плоскость поляризации которого вращается влево, а распространяется излучение под углом θ_2 , определяемым из

$$\cos \theta_2 = \frac{1}{\beta n_2}. \quad (7)$$

Потери энергии единицей длины тока на единице пути даются формулой

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{j^2}{c^2 v} \left(\int_{\beta n_1 > 1} \frac{\mu}{S_1} d\omega + \int_{\beta n_2 > 1} \frac{\mu}{S_2} d\omega \right). \quad (8)$$

Первый член в формуле (8) есть интенсивность правополяризованного излучения, а второй член описывает интенсивность левополяризованного излучения.

2 *Излучение тока в гиротронной среде.* Пусть теперь $\gamma = 0$, но на среду наложено внешнее магнитное поле, направленное по оси z , — $\vec{H}_0 (H_{0z})$.

Тогда материальные уравнения примут вид (1)

$$\vec{D}_k = \epsilon (\vec{E}_k - i[\vec{g} \vec{E}]), \quad (9)$$

$$\vec{B}_k = \mu \vec{H},$$

где

$$\vec{g} = \vec{H}_0 \frac{f(\omega)}{\epsilon(\omega)}, \text{ где } f(\omega) \text{ зависит от свойств среды.}$$

Из уравнений поля с учетом материальных уравнений для Фурье-компонент полей имеем

$$\begin{aligned} E_{xk} &= \frac{j}{\pi} \frac{\omega \mu}{c^2} g \frac{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}, \\ E_{yk} &= i \frac{j}{\pi} \frac{\omega \mu}{c^2} \frac{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}, \\ E_{zk} &= \frac{j}{\pi} \frac{\omega \mu}{c^2} g \frac{\frac{\omega}{v} k_x}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$S^2 = \beta^2 \epsilon \mu - 1.$$

$$k_{x1,2} = \frac{\omega^2}{v^2} S^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu \frac{g^2}{2} \pm \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu \frac{g}{2} \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \epsilon \mu}}.$$

Представив $\frac{1}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)}$ в виде

$$\frac{1}{(k_x^2 - k_{1x}^2)(k_x^2 - k_{2x}^2)} = \frac{1}{c^2 \varepsilon \mu g \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}}} \left(\frac{1}{k_x^2 - k_{1x}^2} - \frac{1}{k_x^2 - k_{2x}^2} \right). \quad (11)$$

Проинтегрируем выражения для полей по k_x . Интегрирование сведется к вычетам в точках $k_x = k_{x1,2}$ и в результате получим

$$E_x^\pm(\vec{r}, t) = \pm i \frac{j}{v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left[-\left(1 - \beta^2 \varepsilon \mu \frac{q^2}{2}\right) \pm \beta^2 \varepsilon \mu \frac{q}{2} \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \right] e^{i(k_{1,2}x + \frac{\omega}{v}z - \omega t)}}{\varepsilon \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \left(S^2 - \beta^2 \varepsilon \mu \frac{g^2}{2} \pm \beta^2 \varepsilon \mu \frac{g}{2} \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \right)^{1/2}} d\omega$$

$$E_y^\pm(\vec{r}, t) = -\frac{j}{2c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\pm g + \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \right) e^{i(k_{1,2}x + \frac{\omega}{v}z - \omega t)}}{\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \left(S^2 - \beta^2 \varepsilon \mu \frac{g^2}{2} \pm \beta^2 \varepsilon \mu \frac{g}{2} \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \right)^{1/2}} \mu d\omega \quad (12)$$

$$E_z^\pm(\vec{r}, t) = \pm i \frac{j}{v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\varepsilon \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}}} e^{i(k_{1,2}x + \frac{\omega}{v}z - \omega t)} d\omega.$$

Как видно из формул (12), ток в гиротропной среде излучает два типа волн. Поля с индексами $+$ описывают волны, поляризованные вправо, поля же с индексом $-$ описывают левополяризованное излучение.

Излучение имеет место при выполнении условий

$$\beta^2 \varepsilon \mu \left(1 - \frac{q^2}{2} \pm \frac{q}{2} \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \right) > 1, \quad (13)$$

обозначив выражение в скобках в формуле (13) через $\xi_{1,2}^2$, для углов, под которыми испускается излучение, имеем

$$\cos \theta_{1,2} = \frac{1}{\beta \xi_{1,2} \sqrt{\varepsilon \mu}}. \quad (14)$$

Потери энергии на единице пути даются вектором Пойнтинга

$$-\frac{dW}{dz} = \frac{j^2}{vc^2} \int_{\beta \xi_{1,2} \sqrt{\varepsilon \mu} > 1} \mu \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{g + \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}}}{\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu} \left(S^2 - \beta^2 \varepsilon \mu \frac{q^2}{2} + \beta^2 \varepsilon \mu \frac{q}{2} \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \right)^{1/2}}} d\omega + \\
& + \int_{\varepsilon_2 \sqrt{\varepsilon \mu} > 1}^{\mu} \frac{-g + \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}}}{\sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu} \left(S^2 - \beta^2 \varepsilon \mu \frac{g^2}{2} + \beta^2 \varepsilon \mu \frac{q}{2} \sqrt{g^2 + \frac{4}{\beta^2 \varepsilon \mu}} \right)^{1/2}}} d\omega.
\end{aligned}
\tag{15}$$

При $g = 0$ и $\gamma = 0$ результаты совпадают с результатами работ^(2,3).

Է. Դ. ԳԱԶԱՂՅԱՆ ԵՎ Լ. Ս. ՍԵՐԳԵՆՅԱՆ

Գծային հոսանքների ճառագայթումը օպտիկորեն ակտիվ և հիրոտրոպ միջավայրում

Աշխատության մեջ դիտարկված է գծային հոսանքի ճառագայթումը, երբ այն շարժվում օպտիկորեն ակտիվ և հիրոտրոպ միջավայրում հաստատուն արագությամբ:

Ստացված են արտահայտություններ դաշտերի և կներգիայի կորուստների համար, ուսումնասիրված են ծաղող ճառագայթման օպտիկորեն ու բևեռացումը:

ЛИТЕРАТУРА — ԻՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1959.
² А. И. Морозов, Вестник МГУ, 1, 1957. ³ Г. М. Гарибян, О. С. Мергелян, Известия АН АрмССР, XII, 5 (1959).

Ян Ши

К теории волны спиновой плотности

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 24/V 1963)

Выяснение вопроса об основном и возбужденном состоянии системы взаимодействующих электронов имеет большое значение для построения микроскопической теории металлов, ферро- и антиферромагнетиков и т. д. На протяжении нескольких последних десятилетий этот вопрос изучался многими авторами. В частности, Блох⁽¹⁾ первый указал, что при низкой плотности электронов ферромагнитное состояние (когда спины всех электронов ориентированы параллельно) обладает меньшей энергией, чем обычное состояние вырожденного Ферми-газа. Вигнер⁽²⁾ и Пайнс⁽³⁾ отметили, что если учесть корреляционные эффекты, то энергия ферромагнитного состояния будет больше энергии вырожденного Ферми-газа. Однако, Ивамото и Савада⁽⁴⁾ показали, что в приближении Хартри-Фока при кулоновском взаимодействии между электронами состояние вырожденного Ферми-газа все же не является основным состоянием.

Недавно Оверхаузер^(5,6) предложил в качестве основного состояния системы взаимодействующих электронов в приближении Хартри-Фока рассмотреть так называемое состояние волны спиновой плотности (ВСП)— суперпозицию плоских волн с волновыми векторами k , $k + Q$ и с противоположными спинами.

Идея Оверхаузера во многом сходна с основной идеей теории сверхпроводимости^(7,8). Как известно, в теории сверхпроводимости большую роль играет метод канонического преобразования Н. Н. Боголюбова⁽⁸⁾. В настоящей работе будет показано, что с помощью этого метода не только легко получить все результаты Оверхаузера, но и естественным образом можно обобщить теорию ВСП на случай наличия кристаллической решетки. Кроме того, методом канонического преобразования весьма удобно изучать коллективные возбуждения.

Рассмотрим систему из N электронов, находящихся в периодическом потенциале положительных ионов кристаллической решетки. Будем считать, что одноэлектронная задача для периодического потенциала уже решена. Для простоты рассмотрим случай, когда име-

ется один валентный электрон на каждый ион и будем предполагать что в результате взаимодействия между собой электроны не переходят из одной зоны в другую. Иногда гамильтониан системы в представлении вторичного квантования может быть записан в виде:

$$H = \sum_{k,\sigma} E_k a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + (2N)^{-1} \sum V_{k_1 k_2, k_2' k_1'} a_{k_1 \sigma_1}^+ a_{k_2 \sigma_2}^+ a_{k_2' \sigma_2} a_{k_1' \sigma_1}, \quad (1)$$

где $a_{k\sigma}^+$, $a_{k\sigma}$ — Ферми-операторы порождения и уничтожения одноэлектронных состояний (блховских волн), матричные элементы $V_{k_1 k_2, k_2' k_1'}$ обладают следующей симметрией:

$$V_{k_1 k_2, k_2' k_1'} = V_{k_2 k_1, k_1' k_2'} = V_{k_1' k_2', k_2 k_1}^* \quad (2)$$

Во второй сумме гамильтониана (1) $k_1 + k_2 - k_1' - k_2' = 2\pi G$, где G — вектор обратной решетки.

Волнам спиновой плотности соответствуют операторы вторичного квантования b , которые связаны с операторами a соотношениями

$$b_{k0} = \cos \theta_k a_{k\uparrow} + \sin \theta_k a_{k+Q\downarrow}, \quad (3)$$

$$b_{k1} = \sin \theta_k a_{k\uparrow} - \cos \theta_k a_{k+Q\downarrow},$$

где θ_k и Q — некоторые параметры, которые определяются из условия минимума средней энергии.

Легко видеть, преобразование (3) является каноническим. Поэтому новые операторы b также являются фермиевскими.

В качестве основного состояния будем рассматривать состояние $|0\rangle$, для которого имеются следующие условия:

$$\begin{aligned} b_{k0}^+ |0\rangle = 0 \quad \text{для } k \in A; \quad b_{k0} |0\rangle = 0 \quad \text{для } k \in A; \\ b_{k1} |0\rangle = 0 \quad \text{для всех } k. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь область A в k -пространстве является совокупностью двух областей — области A_F , ограниченной поверхностью Ферми, и области A_F^Q , полученной из A_F сдвигом на вектор $-Q$.

Из соображения симметрии будем считать, что вектор Q направлен по одной из осей симметрии. Относительно величины Q заметим, что в предельном случае выключенного взаимодействия основным состоянием системы должно быть состояние вырожденного Ферми-газа. Это соответствует решению: $\theta_k = 0$ в области A_F , и $\pi/2$ в области A_F^Q . При этом величина Q должна быть такой, чтобы области A_F и A_F^Q соприкасались (например, если поверхность Ферми является сферической, то Q равняется удвоенному ее радиусу). В случае же неисчезающего взаимодействия значение Q несколько меньше, так что имеется небольшое пересечение двух поверхностей Ферми (фиг. 1).

Среднее значение энергии по состоянию, определенному условиями (4), равняется:

$$\begin{aligned}
\langle H \rangle = & \sum_{k \in A} (E_k \cos^2 \theta_k + E_{k+Q} \sin^2 \theta_k) - \\
& - (2N)^{-1} \sum_{k_1, k_2 \in A} (V_{k_1 k_2, k_1 k_2} \cos^2 \theta_{k_1} \cos^2 \theta_{k_2} + \\
& + 2V_{k_1 k_2+Q, k_1+Q k_2} \cos \theta_{k_1} \sin \theta_{k_1} \cos \theta_{k_2} \sin \theta_{k_2} + \\
& + V_{k_1+Q k_2+Q, k_1+Q k_2+Q} \sin^2 \theta_{k_1} \sin^2 \theta_{k_2}), \quad (5)
\end{aligned}$$

Для стационарного решения вариация средней энергии по θ_k должна обращаться в нуль. Это приводит к уравнению минимизации

$$\begin{aligned}
(-E_k + E_{k+Q}) \sin 2\theta_k + N^{-1} \sum_{k' \in A} (V_{kk', k'k'} \sin 2\theta_k \cos^2 \theta_{k'} - \\
- \operatorname{Re} V_{kk'+Q, k+Q k'} \cos 2\theta_k \sin 2\theta_{k'} - V_{k+Q k'+Q, k+Q k'-Q} \sin 2\theta_k \sin^2 \theta_{k'}) = 0. \quad (6)
\end{aligned}$$

Уравнение (6) можно записать в виде

$$(-\varepsilon_k + \varepsilon_{k+Q}) \sin 2\theta_k - 2g_k \cos 2\theta_k = 0, \quad (7)$$

$$\text{где } \varepsilon_k = E_k - N^{-1} \sum_{k' \in A} V_{kk', k'k'} \cos^2 \theta_{k'}, \quad (8)$$

$$\varepsilon_{k+Q} = E_{k+Q} - N^{-1} \sum_{k' \in A} V_{k+Q k'+Q, k+Q k'+Q} \sin^2 \theta_{k'}, \quad (9)$$

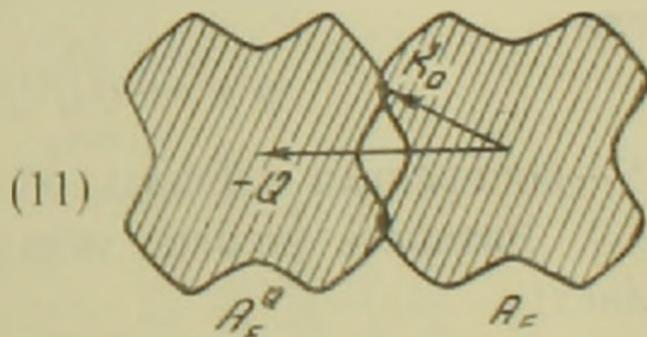
$$g_k = N^{-1} \sum_{k' \in A} \operatorname{Re} V_{kk'+Q, k+Q k'} \sin \theta_{k'} \cos \theta_{k'}. \quad (10)$$

Спектр одночастичных возбуждений в ВСП вычисляется как значение энергии по связанным одночастичным состояниям:

$$\bar{E}_{k0} = \langle \hat{b}_{k0} H \hat{b}_{k0} \rangle_{\text{св}} \quad \text{для } k \in A$$

$$= \langle \hat{b}_{k0} H \hat{b}_{k0} \rangle_{\text{св}} \quad \text{для } k \notin A$$

$$\bar{E}_{k1} = \langle \hat{b}_{k1} H \hat{b}_{k1} \rangle_{\text{св}} \quad \text{для всех } k.$$



(11)

Фиг. 1. Область A в k-пространстве.

В результате получаем

$$\bar{E}_{k0} = \varepsilon_k \cos^2 \theta_k + \varepsilon_{k+Q} \sin^2 \theta_k - g_k \sin 2\theta_k \quad (12)$$

$$\bar{E}_{k1} = \varepsilon_k \sin^2 \theta_k + \varepsilon_{k+Q} \cos^2 \theta_k + g_k \sin 2\theta_k.$$

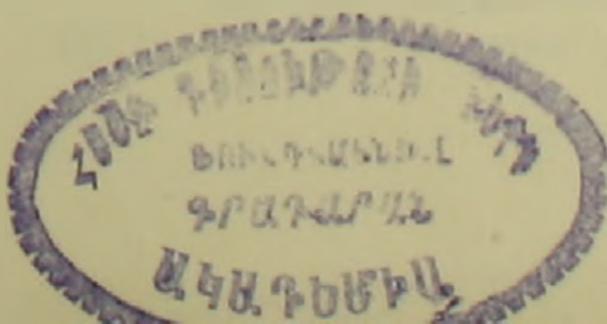
Заметим, что \bar{E}_{k0} и \bar{E}_{k1} удовлетворяют уравнениям

$$\bar{E}_k^2 - (\varepsilon_k + \varepsilon_{k+Q}) \bar{E}_k + (\varepsilon_k \varepsilon_{k+Q} - g_k^2) = 0. \quad (13)$$

Поэтому

$$\bar{E}_{k\pm} = (\varepsilon_k + \varepsilon_{k+Q})/2 \pm \sqrt{(\varepsilon_k - \varepsilon_{k+Q})^2/4 + g_k^2}. \quad (14)$$

Отсюда видно, что g имеет смысл минимальной щели между двумя ветвями в спектре одночастичных возбуждений.



Из (12), (7) и (10) получаем, что уравнение минимизации эквивалентно уравнению

$$g_k = N^{-1} \sum_{k' \in A} \operatorname{Re} V_{kk'+Q, k+Qk'} \frac{g_{k'}}{\bar{E}_{k'1} - \bar{E}_{k'0}}, \quad (15)$$

или

$$g_k = N^{-1} \sum_{k' \in A} \operatorname{Re} V_{kk'+Q, k+Qk'} \frac{g_{k'}}{2 [(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_{k'+Q})^2/4 + g_{k'}^2]^{1/2}}. \quad (16)$$

Заметим, что при выключении взаимодействия уравнение (14) имеет лишь одно тривиальное решение $g_k = 0$. В случае же неисчезающего взаимодействия существует еще нетривиальное решение. Оно отлично от нуля в окрестности точки пересечения (k_0) областей A_F и A_F^Q и переходит в нуль вдали от нее. Для получения явного вида нетривиального решения мы заменяем матричный элемент V постоянной величиной γ , а параметр g_k аппроксимируем постоянной g вблизи k_0 на расстоянии L и нулем вдали. Вообще говоря, пересечение областей A_F и A_F^Q может быть в нескольких точках, и эти точки могут оказаться неэквивалентными. В этом случае для каждого типа неэквивалентных точек мы должны ввести параметр g_i . Для g_i мы получаем из уравнения (16) систему трансцендентных уравнений. В простейшем случае, когда области A_F и A_F^Q пересекаются в одной точке или все точки пересечения являются эквивалентными, мы получаем явное выражение для g :

$$g = \mu L/2 \operatorname{sh} (8\pi^3 \mu / \gamma S), \quad (17)$$

где

$$\mu = - (Q/Q) \operatorname{grad} \varepsilon_k |_{k=k_0}, \quad (k_0 Q = Q^2/2),$$

S — поперечная площадь области пересечения.

Разность энергии между решением (17) и тривиальным составляет:

$$\frac{\Delta \langle H \rangle}{N} = - \frac{\mu L^2 S}{32\pi^3} \left(\operatorname{cth} \frac{8\pi^3 \mu}{\gamma S} - 1 \right) \quad (18)$$

и является отрицательно определенной.

В частном случае свободных электронов, когда кристаллическое поле отсутствует, мы имеем

$$V_{k_1 k_2, k_3 k_4} = N \frac{4\pi e^2}{|k_3 - k_2|^2} = N \frac{4\pi e^2}{|k_4 - k_1|^2} \quad (19)$$

($k_1 + k_2 - k_3 - k_4 = 0$). Легко видеть, в этом случае из (5), (6), (14), (16) непосредственно получаем все результаты Оверхаузера⁽⁶⁾.

Нам остается еще исследовать вопрос устойчивости состояния ВСП. Для этого мы рассмотрим вгору вариацию средней энергии (5). В простейшем случае имеем

$$\delta^2 \langle H \rangle = 2 \sum_k \left| f(k) (\delta \theta_k)^2 - \gamma \sum_{k'} \cos 2(\theta_k - \theta_{k'}) \delta \theta_k \delta \theta_{k'} \right|, \quad (20)$$

где

$$f(k) = (-E_k + E_{k+Q}) \cos 2\theta_k - \gamma \sum_{k'} \cos 2(\theta_k - \theta_{k'}). \quad (21)$$

Используя уравнение минимизации (7), нетрудно записать функцию $f(k)$ в виде

$$f(k) = 2g_k / \sin 2\theta_k. \quad (22)$$

Приводя квадратичную форму (20) к диагональному виду, мы приходим к уравнению

$$(\omega - f(k)) \delta \theta_k + \gamma \sum_{k'} \cos 2(\theta_{k'} - \theta_k) \delta \theta_{k'} = 0. \quad (23)$$

Уравнение (23) решается просто. Пусть

$$\sum_{k'} \cos 2\theta_{k'} \delta \theta_{k'} = C_1, \quad \sum_{k'} \sin 2\theta_{k'} \delta \theta_{k'} = C_2. \quad (24)$$

Тогда для C_1 и C_2 получаем линейную систему однородных уравнений

$$\begin{aligned} C_1 \left[1 + \gamma \sum_{k'} \frac{\cos^2 2\theta_{k'}}{\omega - f(k')} \right] + C_2 \gamma \sum_{k'} \frac{\sin 2\theta_{k'} \cos 2\theta_{k'}}{\omega - f(k')} &= 0 \\ C_1 \gamma \sum_{k'} \frac{\sin 2\theta_{k'} \cos 2\theta_{k'}}{\omega - f(k')} + C_2 \left[1 + \gamma \sum_{k'} \frac{\sin^2 2\theta_{k'}}{\omega - f(k')} \right] &= 0. \end{aligned} \quad (25)$$

Для того, чтобы существовали нетривиальные решения системы уравнений (25), необходимо и достаточно, чтобы ее детерминант равнялся нулю. Это приводит к уравнению для определения ω :

$$-1 = \gamma \sum_k \frac{1}{\omega - f(k)} + \gamma^2 \sum_{k'k''} \frac{\sin^2 2\theta_{k'} \cos^2 2\theta_{k''}}{[\omega - f(k')][\omega - f(k'')]} \quad (26)$$

Когда взаимодействие мало, можно пренебречь членами порядка γ^2 и выше. В этом случае мы имеем приближенное уравнение:

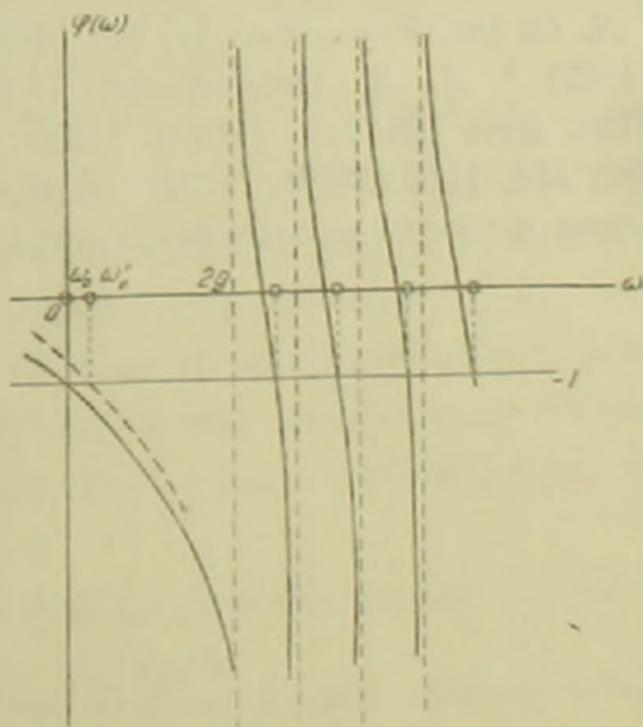
$$-1 = \gamma \sum_k \frac{1}{\omega - f(k)} \equiv \varphi(\omega). \quad (27)$$

Общий вид функции $\varphi(\omega)$ показан на фиг. 2. Пересечения прямой -1 с графиком функции $\varphi(\omega)$ дает корни уравнения (27). Мы имеем $N-1$ корней в области положительных значений ω . Кроме того,

$$\varphi(0) = -\gamma \sum_k \frac{1}{f(k)} = -1. \quad (28)$$

Поэтому существует еще один изолированный корень

$$\omega_0 = 0. \quad (29)$$



Фиг. 2. Графическое решение характеристического уравнения (27) для собственных значений второй вариации средней энергии. Пунктирная кривая — правая часть уравнения (26), учитывающая члены порядка γ^2 .

Для малых ω вторая сумма в правой части уравнения (26) положительна. Поэтому при учете членов порядка γ^2 изолированный корень (29) передвигается в область положительных значений ω (фиг. 2). Таким образом, мы убеждаемся, что все собственные значения ω_i квадратичной формы (20) положительны. Следовательно, вторая вариация средней энергии (20) является положительно определенной, что означает устойчивость состояния ВСП.

Автор выражает свою искреннюю благодарность академику Н. Н. Боголюбову за указание темы, С. В. Тябликову и В. В. Толмачеву за внимание к работе и обсуждение результатов.

Центральная научно-исследовательская
физико-техническая лаборатория
Академии наук Армянской ССР

3ԱՆ ՇԻ

Արիֆալին խոսուքյան հետազոտական վերաբերյալ

Իր գոյությունից կանոնիկ ձևափոխությունների մեթոդով դիտարկվում է սպինային խոսուքյան ալիքի (ՍԽԱ) վիճակը փոխազդող էլեկտրոնների համար բյուրեղային ցանցի պարբերական դաշտում: Ցույց է տրված, որ ՍԽԱ վիճակը միշտ ավելի փոքր էներգիա ունի, քան այլասերված ֆերմի-գազի սովորական վիճակը և, որ նրա միջին էներգիայի երկրորդ վարիացիան հանդիսանում է դրականորեն որոշված մեծություն: Վերջին հանգամանքը ցույց է տալիս, որ ՍԽԱ վիճակը կայուն է:

ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Փ. Блох, Z. Physik, 57, 549 (1929). ² Вигнер, Trans. Far. Soc. 34, 678 (1938).
³ Д. Пайнс, Phys. Rev. 92, 626 (1953). ⁴ Ф. Ивамото, Савада К. Phys. Rev. 126, 887 (1962). ⁵ А. В. Оверхаузер, Phys. Rev. Lett. 4, 462 (1960). ⁶ А. В. Оверхаузер, Phys. Rev. 128, 1437 (1962). ⁷ Дж. Бардин, Л. Купер, Дж. Шриффер, Phys. Rev. 106, 162; 108, 1175 (1957). ⁸ Н. Н. Боголюбов, В. В. Толмачев, Д. В. Ширков, Новый метод в теории сверхпроводимости, Изд. АН СССР, 1958.

П. А. Безирганян

Зависимость ширины и интенсивности спектральной линии от
 длительности когерентного излучения рентгеновского источника

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 30/V 1963)

При решении различных интерференционных задач рентгеновских лучей предполагают, что весь облучаемый объем кристалла независимо от его размеров рассеивает когерентно.

Однако известно ⁽¹⁾, что когерентными являются только волны, принадлежащие к одному и тому же акту испускания атома.

Следовательно, интерференционная картина не может быть получена даже если заставить встретиться волны, испускаемые одним и тем же атомом, но в разное время и притом с опозданием, большим временем длительности когерентного излучения.

Рассмотрим дифракцию рентгеновских лучей в кристаллах с учетом длительности когерентного излучения источника.

Допустим, «монохроматическое» рентгеновское излучение, принадлежащее различным актам испускания атома, падает на систему отражающих плоскостей кристалла под углом Вульфа-Брэгга.

Пусть длительность одного акта испускания будет τ . Так как интерференция может наблюдаться только при наложении волн, принадлежащих одному и тому же акту испускания, то мы рассмотрим сумму волн, отраженных от плоскостей системы и принадлежащих данному цугу.

Задачу решим в рамках кинематической теории интерференции рентгеновских лучей, в частности предположим, что волны, рассеянные от различных точек облучаемого объема в направлении точки наблюдения, параллельны.

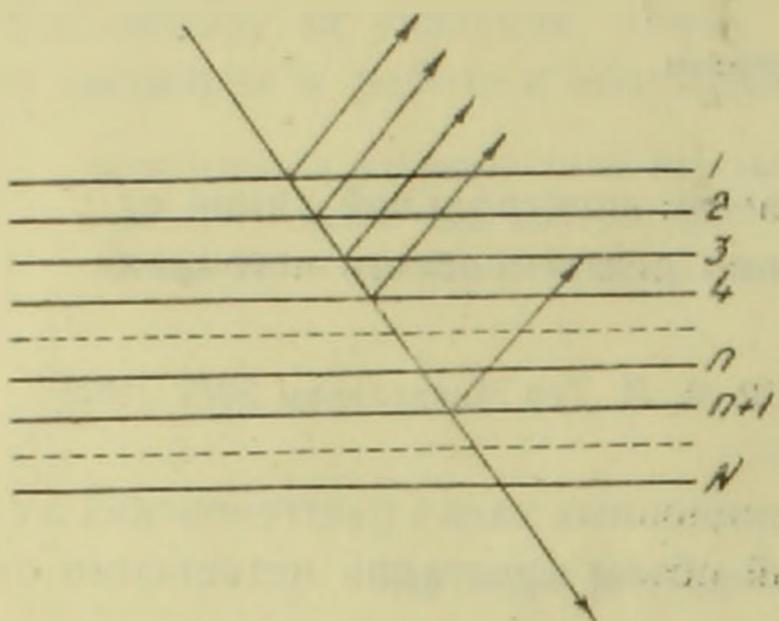
Как известно, разность хода между волнами, отраженными от соседних плоскостей, равна $2d \sin \theta$, тогда $\tau_0 = \frac{2d \sin \theta}{c}$ будет время запаз-

дывания между этими волнами, где c — скорость распространения электромагнитных волн. В таком случае, при $\tau/\tau_0 = n$ и $N > n$, где N — число отражающих плоскостей, волна, отраженная от первой плоскости в точке наблюдения не встретится с волнами, принадлежащими

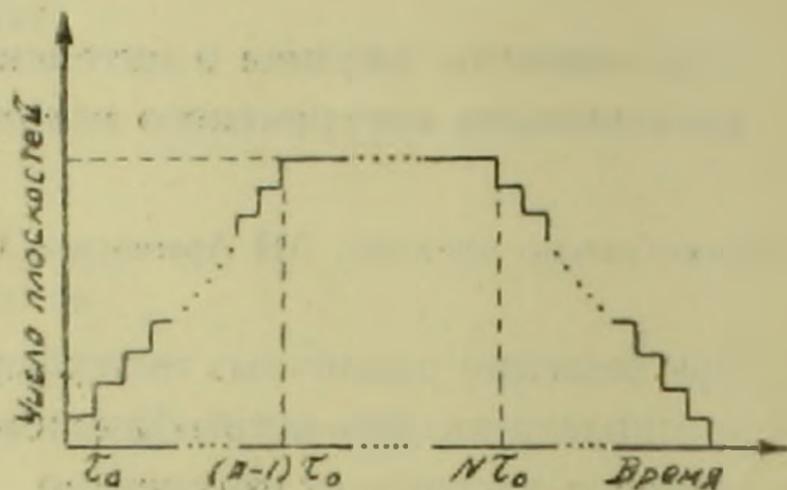
тому же цугу и отраженными от плоскостей, имеющих номера $n + 1$, $n + 2, \dots, N$ (фиг. 1).

Следовательно, в общем случае, число волн (число плоскостей), одновременно участвующих в интерференции в точке наблюдения меньше, чем число облучаемых атомных плоскостей.

Зависимость числа волн (числа плоскостей) от времени, отраженных от атомных плоскостей под углом Вульфа-Брэгга и одновременно участвующих в интерференции, показана на графике (фиг. 2).



Фиг. 1.



Фиг. 2.

При составлении графика имелось в виду, что в промежутке времени от 0 до τ_0 в точке наблюдения была только волна, отраженная от первой плоскости, в промежутке времени от τ_0 до $2\tau_0$ в точке наблюдения были волны, отраженные от первой и второй плоскостей и т. д., а в промежутке времени от $(n-1)\tau_0$ до $n\tau_0 = \tau$ в точке наблюдения были все волны, отраженные от первых n плоскостей. В промежутке времени от $(n-1)\tau_0$ до $\tau_0 + (N-n)\tau_0 = N\tau_0$ число волн в точке наблюдения остается максимальным и равным n . В промежутке времени от $N\tau_0$ до $N\tau_0 + (n-1)\tau_0$ число отражающих плоскостей падает от $n-1$ до 1. Как видно из графика, максимальное число волн n , одновременно участвующих в интерференции в точке наблюдения не зависит от числа отражающих плоскостей N (если $N > n$).

Из вышеуказанного можно сделать следующие важные выводы. Без учета продолжительности когерентного излучения невозможно точно определить: 1) ширину дифракционного максимума; 2) зависимость ширины дифракционного максимума от порядка отражения; 3) интенсивность дифракционного максимума; 4) зависимость интенсивности дифракционного максимума от порядка отражения. Действительно, как известно, ширина спектральной линии зависит от числа плоскостей, одновременно участвующих в интерференции. При определении ширины спектральной линии обычно предполагают, что число плоскостей семейства одновременно участвует в интерференции в точке наблюдения, и, следовательно, ширина спектральной линии определяется полным числом отражающих плоскостей. Однако, как показывает приведенный график, число плоскостей

одновременно участвующих в интерференции, меняется со временем, и максимальное значение этого числа равно n .

Таким образом, если $N > n$, то ширина спектральной линии определяется n , а не числом плоскостей N . В случае, когда $N < n$ (левая ступенчатая часть графика) максимальное число плоскостей, одновременно участвующих в интерференции, будет N , но число плоскостей, определяющих ширину спектральной линии, опять будет меньше, чем N , а среднее значение этого числа будет $N/2$.

Согласно кинематической теории интерференции, если амплитуда волны, отраженной от одной атомной плоскости, равна A и если облучаемый кристалл имеет N таких отражающих плоскостей, то отраженная часть энергии будет

$$\frac{N^2 A^2}{A_0^2}, \quad (1)$$

где A_0 — амплитуда падающей волны.

Однако, имея в виду вышеприведенный график, для этой части найдем

$$\frac{A^2 [3Nn - n^2 + 1]}{3A_0^2}, \quad (2)$$

в частном случае, когда $N = n$, то получим

$$A^2 \frac{2N^2 + 1}{3A_0^2} \approx 2/3 \frac{A^2}{A_0^2} N^2. \quad (3)$$

Как видно из (1) и (2), без учета продолжительности когерентного излучения не точно определяется и отраженная часть энергии. Сравнивая (1) и (2) между собою, мы увидим, что с увеличением числа отражающих плоскостей интенсивность отраженной волны, согласно соотношению (1), растет быстрее, чем следует из выражения (2).

Согласно интерференционным функциям Лауэ, высота и ширина дифракционного максимума не зависят от порядка отражения ((² стр. 122). Однако, поскольку в рассматриваемом случае с увеличением порядка отражения увеличивается τ_0 , а следовательно, уменьшается n , то с увеличением порядка отражения высота пика дифракционного максимума уменьшается, а ширина увеличивается.

Оценим время продолжительности когерентного рентгеновского излучения.

За время продолжительности рентгеновского когерентного излучения можно принять эффективное время жизни рентгеновского осциллятора τ , которое выражается формулой:

$$\tau = \frac{3mc}{8\pi^2 e^2} \lambda_0^2 = 4,7 \lambda_0^2 \text{ сек.}$$

При расчете эффективного времени продолжительности когерентного излучения, не допуская существенной ошибки, за λ_0 можно принять табличные значения длин волн рентгеновских спектральных линий.

Аналогичный результат получим для эффективного времени продолжительности когерентного излучения, если воспользоваться соотношением неопределенности $\tau \sim \frac{1}{\Delta\omega}$, где $\Delta\omega$ — ширина спектральной линии.

Тогда, например, для продолжительности когерентного излучения спектральной линии M_0K_2 , ($\lambda = 0,707 \text{ \AA}$) получим $\tau = 2,35 \cdot 10^{-16}$ сек.

Рассмотрим отражение этого излучения от семейства плоскостей ромбоэдра кварца ($d = 3,3626 \text{ \AA}$, $\theta = 6^\circ 2'$). В этом случае для τ_0 получим $\tau = 0,2359 \cdot 10^{-18}$ сек. Следовательно $n = \tau/\tau_0 \approx 10^3$. Если толщина кристаллика кварца $L = 3,336 \cdot 10^{-4}$ см, т. е. если $N = 10^4$, то ширина спектральной линии M_0K_2 , отраженной от такого кристалла, будет определяться не $N = 10000$ плоскостями, а $n = 1000$ плоскостями, отраженная часть энергии будет не $\frac{A^2}{A_0^2} N^2 = \frac{A^2}{A_0^2} 10^8$, а

$$\frac{A^2}{A_0^2} \frac{3Nn - n^2 + 1}{3} = \frac{A^2}{A_0^2} \cdot 9,66 \cdot 10^6.$$

Для вторичного отражения в этом же случае получим

$$\tau_0 = 0,5718 \cdot 10^{-18} \text{ сек}, \quad n = 0,5 \cdot 10^3, \quad \frac{A^2}{A_0^2} \frac{3Nn - n^2 + 1}{4} = \frac{A^2}{A_0^2} \cdot 4,967 \cdot 10^6.$$

т. е. ширина и интенсивность спектральной линии сильно зависят от порядка отражения.

Выводы

1. Для точного определения ширины и интенсивности дифракционного максимума необходимо учесть время продолжительности когерентного излучения. Ширина и интенсивность дифракционного максимума зависят от числа отражающих плоскостей, одновременно участвующих в интерференции в точке наблюдения, а число этих плоскостей в основном зависит от длительности когерентного излучения.

2. Без учета длительности когерентного излучения при определении размера кристалла с помощью ширины дифракционного максимума, можно допустить грубую ошибку, так как при малой продолжительности когерентного излучения даже большие кристаллы дают широкие дифракционные максимумы.

Ереванский государственный университет

Պ. Լ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Սպեկտրալ գծի լայնության և ինտենսիվության կախումը ուժեղեցիկ աղբյուրի կոհերենց ճառագայթման սեռությունից

Հոդվածում քննարկվում է ուժեղեցիկ սպեկտրալ գծի լայնության և ինտենսիվության կախումը ուժեղեցիկ սկզբնական ճառագայթման կոհերենցությունից: Սովորաբար ուժեղեցիկ ճառագայթների ինտերֆերենցիայի տարրեր հարցեր լուծելիս ենթադրվում են, որ աղբյուրը ճառագայթվող ծավալը, անկախ նրա չափերից, զրոն է կոհերենց կերպով: Մյուս

կողմից հայտնի է, որ կոհերենտ են միայն այն ալիքները, որոնք պատկանում են ատոմի ճառագայթման միևնույն ալտին: Հետևապես ինտերֆերենցիա տեղի չի ունենում նույնիսկ այն դեպքում, եթե վերադրվեն միևնույն ատոմի ճառագայթման տարրեր ալտերին պատկանող ալիքները:

Հողվածում ապացուցվում է, որ ճանապարհների մեծ տարբերության դեպքում գծի լայնությունը կախված է լինում կոհերենտ ճառագայթման տևողությունից և ոչ թե բյուրեղի չափերից:

Ստացված է բանաձև զրված ճառագայթների ինտենսիվության համար:

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

Г. С. Ландсберг, Оптика. М., 1957. * А. Гимье, Рентгенография кристаллов М., 1961.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ

Н. А. Петросян

Влияние вертикальных нисходящих токов на процесс трансформации поля ветра

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Л. Шагиняном 15/V 1963)

§ 1. *Постановка задачи.* В существующих немногочисленных теоретических работах рассматриваются вертикальные токи того или другого происхождения, их влияние на процессы влагооборота, на образования облаков и осадков (1-5).

В данной работе задача ставится в следующем виде.

Воздушный поток переходит с одной подстилающей поверхности I (например суши) на другую II (например водную). При этом по причине температурной неоднородности или по другим термо-гидродинамическим причинам начинается процесс трансформации горизонтальной составляющей скорости U . Вследствие этого и в силу сохранения массы (математически выражающемся связью U и W уравнением неразрывности), возникают вертикальные скорости W .

Здесь рассматривается влияние возникших вертикальных скоростей на процесс трансформации горизонтальной составляющей скорости.

Уравнения задачи записываются в виде (6)

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k(z) \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial W}{\partial z} = 0,$$

где x и z — соответственно горизонтальная (по направлению U) и вертикальная координаты.

Граничными условиями задачи являются.

На стыке двух подстилающих поверхностей задается вертикальное распределение скорости

$$U(x, z)|_{z=0} = U_0(z). \quad (1.2)$$

На подстилающей поверхности задается поток количества движения

$$k(z) \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=0} = v_*^2,$$

или в силу того, что поток количества движения медленно меняется с высотой, последнее условие можно ставить при $z = \varepsilon$

$$k(z) \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=\varepsilon} = v_*^2, \quad (1.3)$$

где v_* — динамическая скорость для II поверхности.

На достаточно большой высоте скорость ограничена

$$U|_{z \rightarrow \infty} < \infty. \quad (1.4)$$

Вертикальная составляющая скорости W на высоте $z = \varepsilon$ обращается в нуль

$$W|_{z=\varepsilon} = 0. \quad (1.5)$$

Здесь: ε — некоторая малая высота, на которой $W = 0$, а $U \neq 0$. Другими словами и U и W стремятся к нулю при подходе к подстилающей поверхности, но таким образом, что W превращается в нуль быстрее, чем U .

Переходя к решению задачи, отметим, что поставленная нелинейная задача решается численно. При этом с целью обеспечения более высокой точности при замене производных функции $U(x, z)$ конечными разностями, разрабатывается особый сеточный метод, учитывающий выражение скорости $U(x, z)$.

§ 2. *Специальный сеточный метод, учитывающий выражение горизонтальной составляющей скорости.* Вертикальный профиль скорости ветра имеет такой вид, что в узкой полосе у поверхности скорость ветра очень быстро растет от нуля до конечной величины. Математически это выражается в том, что если брать производную по вертикали z , имея в виду выражение

$$U(x, z) = C_1(x) z^m + C_2(x), \quad (2.1)$$

получим

$$\frac{\partial U}{\partial z} = C_1(x) z^{m-1} m, \quad (2.2)$$

где $C_1(x)$, $C_2(x)$ — некоторые функции, а $m < 1$.

Следовательно, функция $\partial U / \partial z$ у поверхности, т. е. при $z \rightarrow 0$ имеет особенность. Исходя из этого, чтобы обеспечить определенную точность расчетов, при численном решении приходится брать очень мелкий шаг по z .

Для вертикальной составляющей скорости W , которая на основе второго уравнения системы (1.1) при принятом виде U по формуле (2.1) имеет вид

$$\frac{\partial W}{\partial z} = - \frac{\partial U}{\partial x} = - [C_1'(x) z^m + C_2'(x)], \quad (2.3)$$

Этого не требуется, так как она при $z=0$, или z близко к нулю, не имеет особенностей.

Ниже приводится разработка некоторой новой схемы представления первой и второй производных функции $U(x, z)$ по z в конечных разностях, которая позволяет не ограничивать шаг по вертикали для обеспечения нужной точности. Подобная схема может быть составлена для уравнений вида

$$\frac{\partial}{\partial z} k(x, z) \frac{\partial U}{\partial z} = U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z},$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0,$$

при граничном условии

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=0} = \psi(x),$$

где $k(x, z)$ представлено в виде

$$k(x, z) = z^n \cdot \varphi(x, z).$$

Здесь функция φ достаточно гладкая.

Напишем систему уравнений (1.1) в конечно-разностном виде. Для этого сделаем замену переменной, обозначая

$$\zeta = z^m. \quad (2.4)$$

Тогда

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial U}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial z}.$$

Учитывая обозначение (2.4) и что $\partial U / \partial \zeta|_{\zeta_j}$ можно представить в виде

$$\left. \frac{\partial U}{\partial \zeta} \right|_{\zeta_j} = \frac{U(x_i, \zeta_{j+1}) - U(x_i, \zeta_j)}{\zeta_{j+1} - \zeta_j},$$

при этом, переходя к переменной z , для $\partial u / \partial z|_{z_j}$ будем иметь

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z_j} = \frac{m z_j^{m-1}}{z_{j+1}^m - z_j^m} [U(x_i, z_{j+1}) - U(x_i, z_j)]. \quad (2.5)$$

Чтобы заменить правую часть первого уравнения системы (1.1) конечными разностями, используем также зависимость (2.4).

Если при этом учесть выражение для $k(z) = k_1 z^{1-m}$, то после несложных преобразований получим

$$\frac{\partial}{\partial z} k(z) \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z_j} = k_1 m^2 z_j^{m-1} \frac{\partial^2 U}{\partial \zeta^2} \Big|_{\zeta_j}. \quad (2.6)$$

Теперь представляя $\partial^2 U / \partial \zeta^2$ в точке ζ_j через значения функций U в точках (x_i, ζ_{j-1}) , (x_i, ζ_j) и (x_i, ζ_{j+1}) будем иметь

$$\left. \frac{\partial^2 U}{\partial \zeta^2} \right|_{\zeta_j} = aU(x_i, \zeta_{j-1}) + bU(x_i, \zeta_j) + cU(x_i, \zeta_{j+1}). \quad (2.7)$$

Для определения входящих сюда коэффициентов a , b и c напишем разложения в ряд функций правой части в точке (x_i, ζ_j) . Тогда,

приравнивая в полученном таким путем выражении коэффициенты при соответствующих членах, получим систему уравнений, решением которой является

$$a = \frac{2}{(\zeta_{j+1} - \zeta_{j-1})(\zeta_j - \zeta_{j-1})}, \quad b = \frac{-2}{(\zeta_j - \zeta_{j-1})(\zeta_{j+1} - \zeta_j)},$$

$$c = \frac{2}{(\zeta_{j+1} - \zeta_j)(\zeta_{j+1} - \zeta_{j-1})}. \quad (2.8)$$

С учетом (2.7) и (2.8) и в силу обозначения (2.4), (2.6) примет вид

$$\frac{\partial}{\partial z} k(z) \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z_j} = \frac{2k_1 m^2}{z_j^{1-m}} \left[\frac{U(x_i, z_{j-1})}{(z_{j+1}^m - z_{j-1}^m)(z_j^m - z_{j-1}^m)} - \frac{U(x_i, z_j)}{(z_j^m - z_{j-1}^m)(z_{j+1}^m - z_j^m)} + \frac{U(x_i, z_{j+1})}{(z_{j+1}^m - z_j^m)(z_{j+1}^m - z_{j-1}^m)} \right]. \quad (2.9)$$

Если представить еще $\partial U / \partial x$ и $\partial W / \partial z$ в виде

$$\frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x_i} = \frac{U(x_i, z_j) - U(x_{i-1}, z_j)}{\Delta x}, \quad \frac{\partial W}{\partial z} \Big|_{z_j} = \frac{W(x_i, z_{j+1}) - W(x_i, z_j)}{\Delta z}, \quad (2.10)$$

то с учетом (2.5), (2.9) и (2.10) вместо системы уравнений (1.1) получим следующие конечно-разностные уравнения

$$U(x_{i-1}, z_j) \frac{U(x_i, z_j) - U(x_{i-1}, z_j)}{\Delta x} + W(x_{i-1}, z_j) [U(x_i, z_{j+1}) - U(x_i, z_j)] \frac{m z_j^{m-1}}{z_{j+1}^m - z_j^m} =$$

$$= \frac{2k_1 m^2}{z_j^{1-m}} \left[\frac{U(x_i, z_{j-1})}{(z_{j+1}^m - z_{j-1}^m)(z_j^m - z_{j-1}^m)} - \frac{U(x_i, z_j)}{(z_j^m - z_{j-1}^m)(z_{j+1}^m - z_j^m)} + \frac{U(x_i, z_{j+1})}{(z_{j+1}^m - z_j^m)(z_{j+1}^m - z_{j-1}^m)} \right], \quad (2.11)$$

$$\frac{U(x_i, z_j) - U(x_{i-1}, z_j)}{\Delta x} = \frac{W(x_i, z_{j+1}) - W(x_i, z_j)}{\Delta z}.$$

Нетрудно показать, что граничные условия (1.2), (1.3) и (1.5) при этом примут вид

$$U(x_0, z_i) = U_0(z_i),$$

$$U(x_i, \varepsilon) = U(x_i, z_i) - \frac{v_*^2}{k_1 m} (z_i^m - z_0^m), \quad (2.12)$$

$$W(x_i, \varepsilon) = 0.$$

Вместо граничного условия (1.4) при расчетах принимается заданным значение скорости U на достаточно большой высоте H .

Запишем полученную систему уравнений (2.11) и граничные условия (2.12) в несколько ином виде, удобном для определения функций $U(x_i, z_j)$ и $W(x_i, z_j)$. Тогда для определения первой в фиксированном i -ом слое будем иметь

$$\begin{aligned} U_i^0 - U_i^1 &= -d_0, \\ a_i^j U_i^{j+1} - b_i^j U_i^j - c_i^j U_i^{j-1} &= -d_i^j, \\ U_i^0 &= U_0^0, \end{aligned} \quad (2.13)$$

а для второй

$$\begin{aligned} W_i^0 &= 0, \\ W_i^j - W_i^{j+1} &= \frac{\Delta z}{\Delta x} [U_i^j - U_0^j]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Здесь ради простоты аргументы x_i и z_j заменены обозначениями снизу и сверху соответственно. Коэффициенты a_i^j , b_i^j , c_i^j , d_i^j выражаются формулами

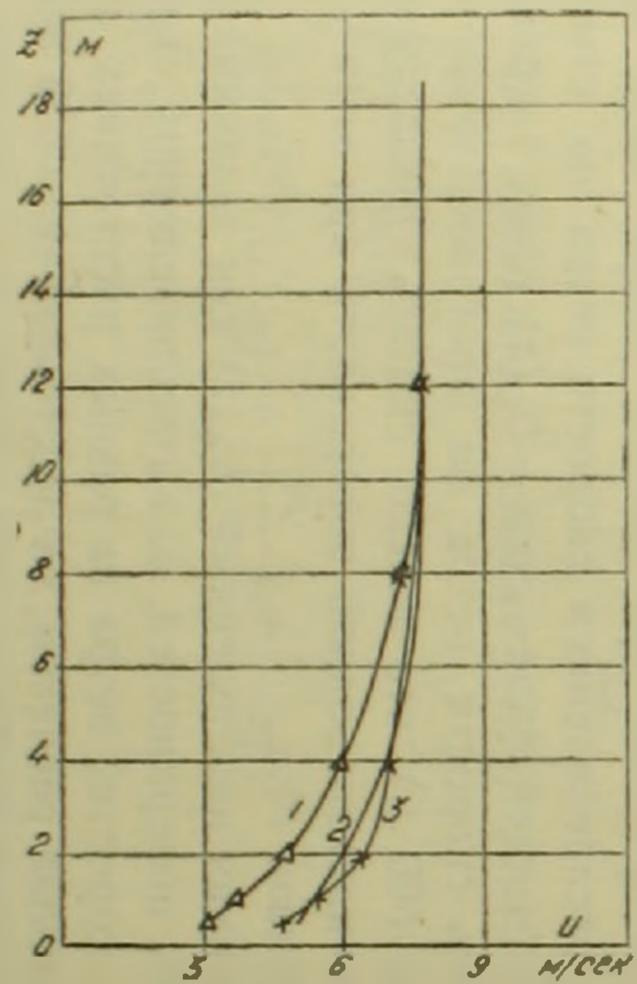
$$\begin{aligned} a_i^j &= \frac{m\Delta x}{(z_{j+1}^m - z_j^m) z_j^{1-m}} \left[\frac{2k_1 m}{z_{j+1}^m - z_{j-1}^m} - W_{i-1}^j \right], & d_0 &= \frac{v_*^2}{k_1 m} (z_1^m - z^m), \\ b_i^j &= U_0^j - \frac{m\Delta x}{(z_{j+1}^m - z_j^m) z_j^{1-m}} \left[W_{i-1}^j - \frac{2k_1 m}{z_j^m - z_{j-1}^m} \right], & & \\ c_i^j &= \frac{2k_1 m^2 \Delta x}{(z_{j+1}^m - z_{j-1}^m) (z_j^m - z_{j-1}^m) z_j^{1-m}}, & d_i^j &= (U_i^j)^2. \end{aligned} \quad (2.15)$$

и удовлетворяют условиям устойчивости (7).

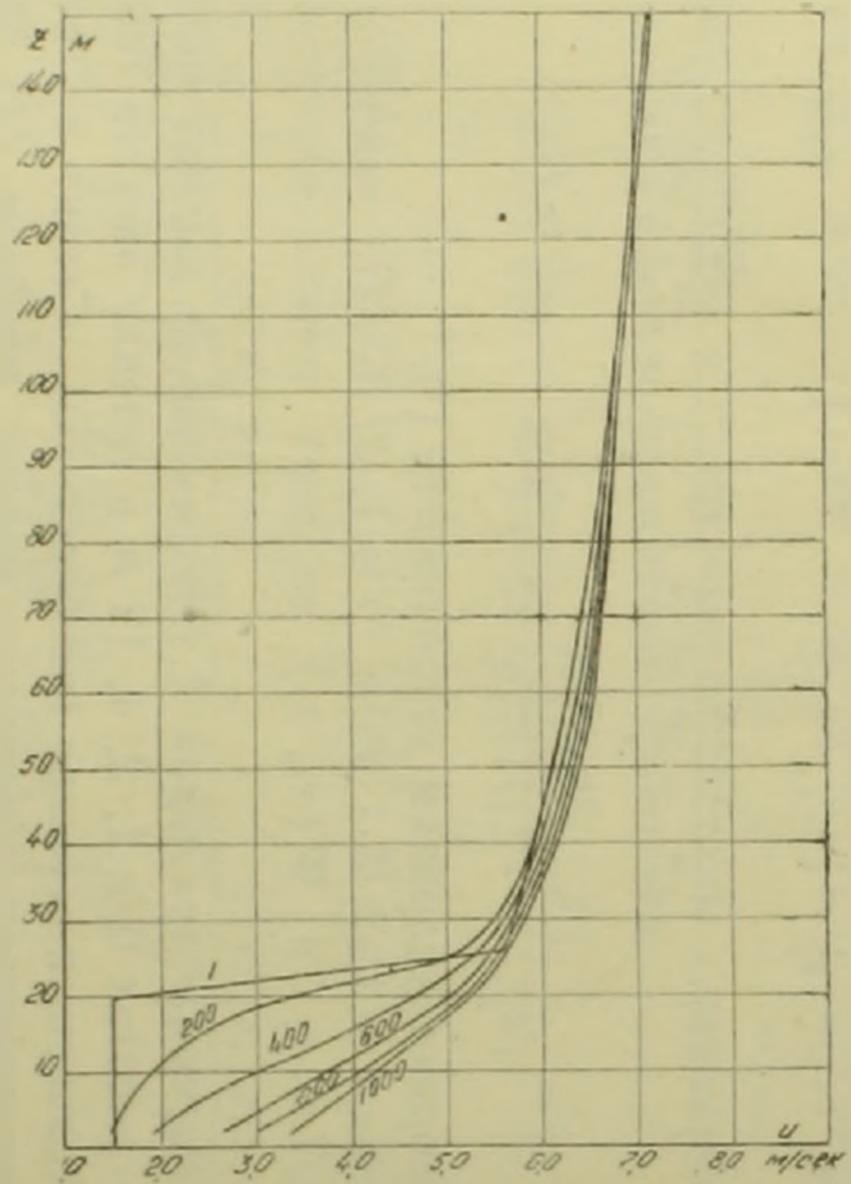
Полагая $i = 1, 2, 3 \dots J$ и $j = 1, 2, 3 \dots G$, получим значения функций $U(x_i, z_j)$ и $W(x_i, z_j)$ во всех точках интересующей нас области.

§ 3. *Расчеты примеров.* 1. На основании данных наблюдений за ветром на высотах 0,5; 1, 2, 4, 12 м в течение августа 1962 г. на маленьком Арданишском озере (на берегу оз. Севан) в Отделе гидрологии и метеорологии Института водных проблем АН АрмССР был получен средний вертикальный профиль скорости ветра на берегу озера. Этот профиль при данном направлении ветра можно считать заданным распределением скорости ветра на стыке двух подстилающих поверхностей суша — вода — $U_0(z)$ (фиг. 1 кривая 1). Получен также профиль скорости ветра на противоположном берегу озера (на расстоянии 500 м), что можно считать трансформирующимся профилем под влиянием водной поверхности при этом же направлении ветра (фиг. 1 кривая 3).

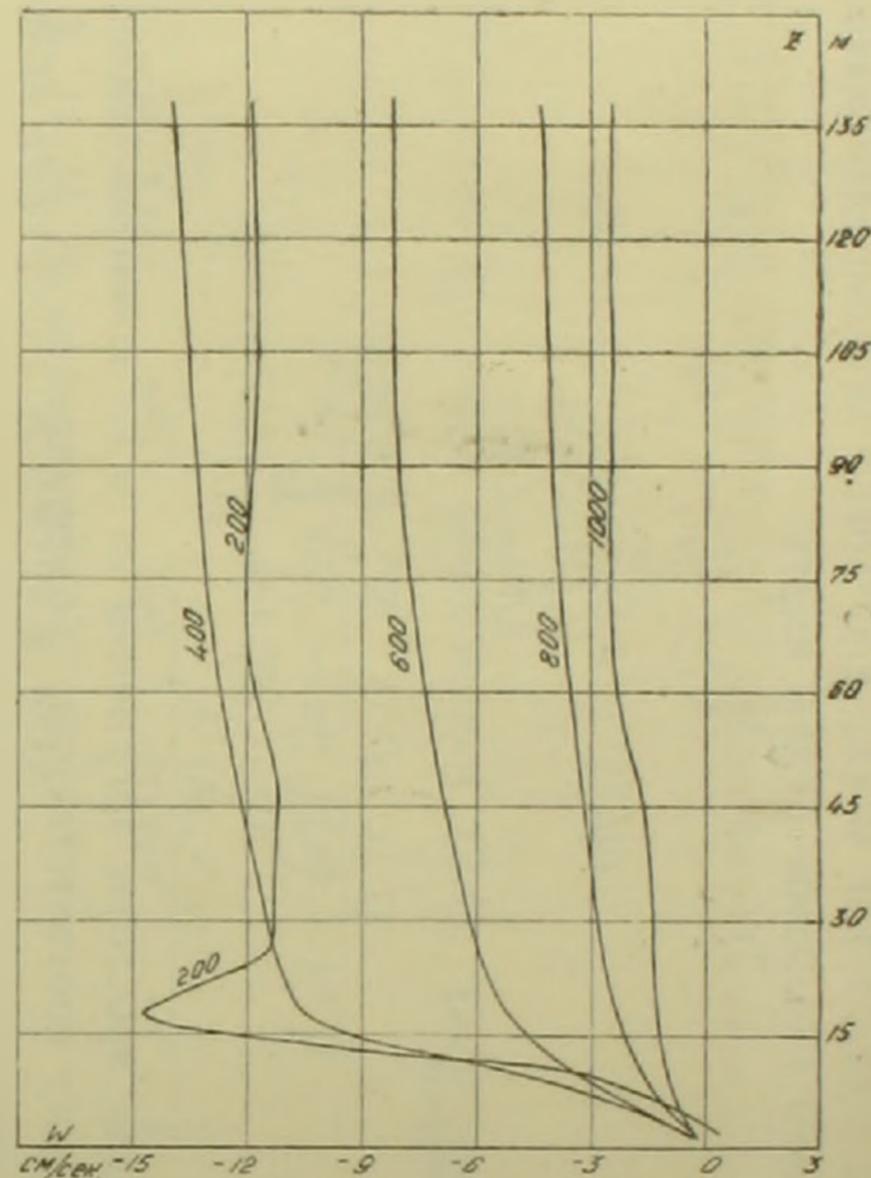
Принимая наблюденный $U_0(z)$ как заданный на стыке двух подстилающих поверхностей, по вышеприведенной схеме были рассчитаны профили скоростей ветра на разных расстояниях от берега. Профиль U , полученный расчетом, на расстоянии $x = 500$ м от берега приведен на фиг. 1 (кривая 2).



Фиг. 1. Вертикальные профили скорости ветра. Пример I. 1—при $x=0$, 2—рассчитанный и 3—наблюденный при $x=500$ м.



Фиг. 2. Распределение горизонтальной составляющей скорости по высоте на разных расстояниях от берега. Пример II. 1—при $x=0$.



Фиг. 3. Распределение вертикальной составляющей скорости по высоте на разных расстояниях от берега. Пример II.

Кривые 2 и 3 показывают, что совпадение наблюденного и рассчитанного профилей достаточно хорошее.

Вертикальные нисходящие скорости здесь получились по абсолютной величине небольшими (до 1,93 см/сек.). Ошибка в величине горизонтальной скорости из-за неучета таких скоростей составляет 5% максимум.

II. Во втором примере в качестве заданного профиля $U_0(z)$ взято распределение скорости в виде „стенки“, т. е. скорость до высоты 20 м принята постоянной, а выше растет (кривая 1 на фиг. 2).

Здесь, так же как в первом примере, при переходе воздушного потока с одной поверхности на другую увеличивается U и образуются вертикальные нисходящие токи, которые начинают расти с нулевого значения, получают свое максимальное значение на расстоянии 200–300 м от берега, а дальше убывают по расстоянию.

По абсолютной величине нисходящие токи в этом случае получились большими (до 14,67 см/сек.). Из-за неучета этих скоростей в величине горизонтальной скорости на некоторых высотах можно допустить ошибку до 48%.

Полученные здесь расчетным путем распределения U и W по высоте на разных расстояниях от берега приведены на фиг. 2 и 3.

В обоих случаях учет возникших вертикальных нисходящих токов убыстряет трансформацию горизонтальной скорости. Другими словами на данном расстоянии горизонтальная скорость U без учета вертикальных нисходящих токов всегда меньше ее значения, полученного с учетом W . Следовательно наличие нисходящих токов увеличивает U .

Институт водных проблем
Академии наук Армянской ССР

Ն. Զ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուղղաձիգ վարընթաց արագությունների ազդեցությունը բամու դառի առանաֆորմացիայի պրոցեսի վրա

Հոդվածում բերվում է ծածկույթի մակերևույթի ազդեցության տակ բամու դառի տրանսֆորմացիայի ոչ դժային հավասարման թվային լուծումը երկու մակերևույթների բաժանման սահմանում բամու արագության տրված կամայական $U_0(z)$ բաշխման դեպքում:

Աշխատությունում մշակվում է հատուկ ցանցային մեթոդ, որը հաշվի է առնում արագության հորիզոնական բաղադրիչի (2.1) անալիտիկ տեսքը:

Սահմանային (1.2)–(1.4) պայմանների դեպքում հավասարումների (1.1) սխտեմի թվային լուծման հիման վրա որոշվում է այն սխալը, որն առաջանում է արագության հորիզոնական բաղադրիչի մեծության մեջ, երբ վերջինիս տրանսֆորմացիայի պատճառով առաջացած ուղղաձիգ բաղադրիչի ազդեցությունը հաշվի չի առնվում:

Պարզվում է, որ որոշ տեսքի սկզբնական $U_0(z)$ բաշխումների դեպքում կարող են առաջանալ բացարձակ արժեքով բավական մեծ վարընթաց արագություններ (մինչև 15 սմ/վրկ), որոնց հաշվի չառնելուց առաջացած սխալը հորիզոնական արագության մեծության մեջ կարող է կազմել մինչև 48%:

Հաշվումները ցույց են տալիս, որ մշակված սխեմայով ստացված քամու արագության
բաշխումը բավարար ճշտությամբ համընկնում է նրա բնության մեջ դիտված բաշխման հետ
Աշխատությունում մշակված նոր ցանցային մեթոդը որոշակի փոփոխություններից հետո
կարող է կիրառվել մետեորոլոգիայի մի շարք այլ խնդիրների թվային լուծումները ստանալիս

ЛИТЕРАТУРА — Գ Ր Ա Վ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ ՈՒ Ն

¹ *Л. Р. Арраго*. О вертикальных токах в атмосфере над термически неоднородной поверхностью, Тр. ГГО, вып. 99, 1959. ² *Л. Р. Арраго*, Влияние вертикальных токов на влагообмен, Тр. ГГО вып. 71 (133), 1957. ³ *Л. С. Гандин*, Об особенностях испарения вблизи береговой линии, Тр. ГГО, вып. 55 (117), 1955. ⁴ *М. Е. Швец*, К вопросу о влагообороте в атмосфере, Тр. ГГО, вып. 33 (95), 1952. ⁵ *М. Е. Швец*, и *Р. Л. Каган*, К вопросу о предвычислении вертикальной скорости в атмосфере, Тр. ГГО, вып. 99, 1959. ⁶ *Н. А. Петросян*, Известия АН АрмССР (серия физ.-математич. наук), т. XVI, 3 (1963). ⁷ *Г. И. Марчук*, Методы расчета ядерных реакторов, М., 1961.

ГЕОХИМИЯ

А. С. Фармазян и Э. Х. Хуршудян

К вопросу об изоморфизме между молибденом
и рением в молибденитах

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Г. Магакьяном 7/V 1963)

Геохимическое поведение рения в настоящее время сравнительно лучше изучено в молибденовых месторождениях. Это обусловлено тем, что до самого последнего времени рений в промышленных масштабах извлекался лишь из молибденитовых концентратов. Однако во всех опубликованных работах изучение геохимии рения сводится лишь к тому, что приводятся сведения о степени его концентрации в тех или иных генетических типах молибденовых месторождений, а когда речь заходит о форме его нахождения в молибденитах, то почти все авторы ссылаются на классические работы (1-3).

Первые работы по изучению формы нахождения рения в молибденитах принадлежат И. и В. Ноддак (1), которыми были получены синтетические молибдениты с высоким содержанием рения (от 0,5 до 10%). Они нашли, что рений, в силу близости химических и кристаллохимических свойств с Mo^{4+} и Re^{4+} , входит в решетку молибденита. Следует отметить, что это сообщение Ноддак не было полностью обосновано, ибо ими не было произведено ни микроскопических, ни рентгеноструктурных исследований полученных молибденитов.

Гольдшмидт (2) на основании теоретических предпосылок близости ионных радиусов Mo^{4+} и Re^{4+} , а также постоянного присутствия рения в молибденитах, считал, что рений в молибденитах рассеивается в виде Re^{4+} , замещая Mo^{4+} .

Наконец, Ферсман (3) на основании исследований Ноддак и установленного им правила диагональных рядов считал, что рений в структуре молибденита эндокриптно замещает молибден.

При изучении распределения рения в медно-молибденовых месторождениях Армянской ССР, были обнаружены молибдениты, содержащие от 0,01 до 1,88% рения (4,5). Наличие высоких содержаний рения позволило поставить специальную работу по изучению формы нахождения его в молибденитах методами рентгеноструктурного анализа.

В составе изученных образцов молибденита, кроме основных элементов—молибдена и серы,—наряду с рением, обнаруживаются также примеси селена и теллура, которые, по всей вероятности, связаны с серой. Макроскопическими и микроскопическими наблюдениями установлена полная идентичность их физических свойств с таковыми обычных молибденитов, кроме смазывающего свойства, которое повышается с повышением содержания рения.

В отношении геологических условий образования, следует отметить, что наиболее высокие содержания рения обнаруживаются в молибденитах Айюцзорского (Даралагезского) рудного района, которые по условиям образования относятся к средне- низкотемпературным, сформированным на сравнительно небольших глубинах, тогда как средние и низкие содержания приурочены к молибденитам, образованным при более высоких температурах и на больших глубинах.

Рентгеноструктурным анализом было исследовано восемь образцов. Все образцы изучались методом порошка при следующих условиях: излучение $K_{\alpha, \beta}$ —Cu, камера ВРС—3, ($2R = 143,25$ мм), диаметр столбика 0,3 мм, экспозиция 12 часов, при режиме трубки 30 кв, 18 ма. Поправки вводились по особому снимку с NaCl.

Полученные дебаеграммы были проиндцированы в предположении гексагональной структуры MoS_2 —молибденита и рассчитаны параметры элементарной ячейки a и c (табл. 1). Расчет показал, что параметр a для всех молибденитов остается неизменным ($a = 3,160$ Å), тогда как c уменьшается с повышением содержания рения.

Таблица 1

Содержание рения, селена и теллура* в изученных молибденитах и величина параметра c

№ образцов	Местонахождение	Содержание примесей (%)			Параметр c $\pm 0,001$ Å
		рений	селен	теллур	
1	С.-В. Китай	0,0002	н/оби.	н/оби.	12,300
2	Агарак	0,035	0,024	0,002	12,288
3	Каджаран	0,16	0,128	0,0065	12,285
4	Гехя	0,22	—	—	12,265
5	Аранус	0,38	—	—	12,255
6	Элпин	0,45	0,042	0,006	12,251
7	Прошиберд	0,47	0,038	0,004	12,245
8	Варденис	1,88	0,046	0,003	12,233

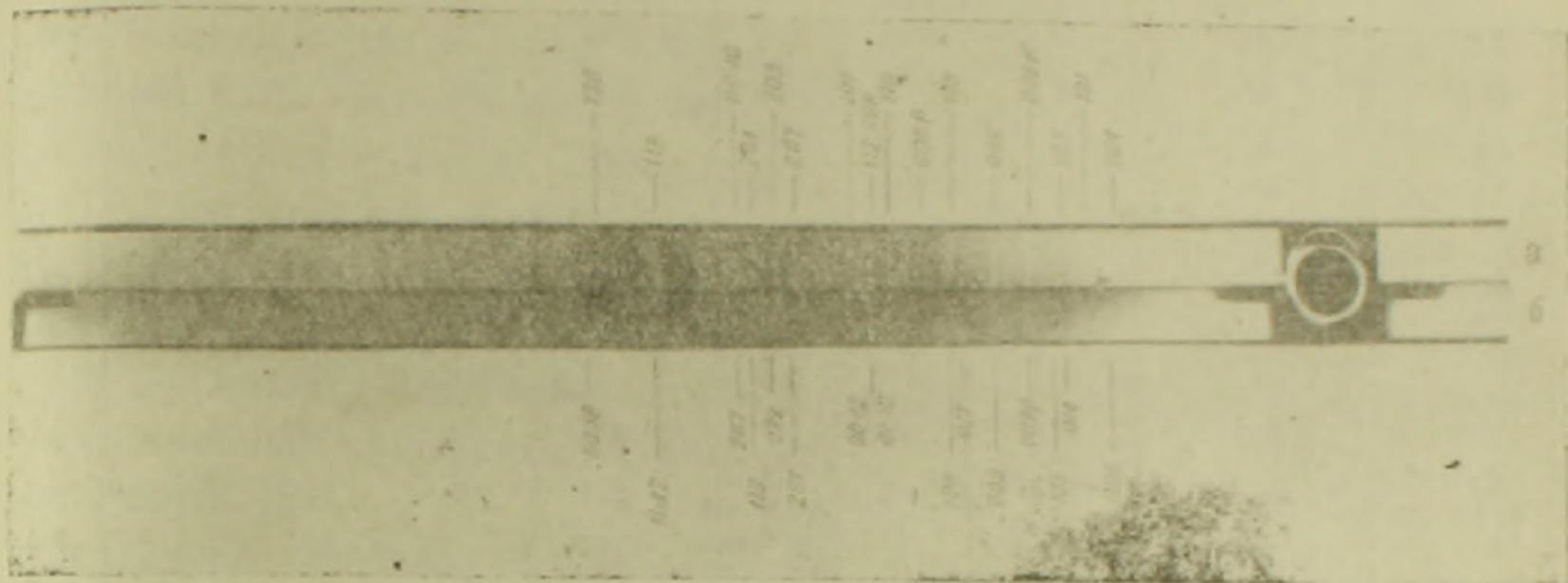
Согласно табл. 1, изменение параметра c в зависимости от содержания рения в молибденитах, в диапазоне изученных содержаний, происходит непропорционально. Так, если до содержаний 0,4—0,5% рения уменьшение параметра c происходит более или менее равномерно, то для содержания 1,88% рения (обр. 8) параметр c изменяется сравнительно мало.

* Химические анализы произведены в химической лаборатории ИГН АН АрмССР аналитиком Л. А. Элиазян.

Нам кажется, что в пробах, указанных в первой части таблицы, происходит изоморфное замещение молибдена рением без особых изменений в структуре молибденита. Уменьшение параметра c следует объяснить более сильным поляризирующим свойством иона Re^{4+} по сравнению с Mo^{4+} .

Во второй части в структуре молибденита происходят более серьезные изменения.

При сравнении дебаеграмм образцов 1 и 8 (фиг. 1, табл. 2) замет-



Фиг. 1. Дебаегрэммы дисульфидов молибдена, снятые с комбинированного столбика: а—образец 1 (α - MoS_2), б—образец 8 (β - MoS_2).

Таблица 2

Значение межплоскостных расстояний сульфидов молибдена

hkl	Образец 1		Образец 7		Образец 8		hkl	Синтетический ромбоэдрический MoS_2^{**}	
	d	l	d	l	d	l		d	l
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
002 $\frac{1}{2}$	(6,75)	6	(6,75)	5	(6,70)	5			
002	6,06	10	6,06	10	6,02	10	003	6,18	100
	(5,36)	2	—	—	—	—	—	—	—
	4,84	6	4,89	5	4,83	5	—	—	—
	3,86	2	—	—	—	—	—	—	—
004	3,074	3	3,05	1	3,043	3	006	3,05	3
101 $\frac{1}{2}$	(2,97)	1	(2,97)	1	—	—	—	—	—
100	2,74	5	2,72	5	2,70	7 о. ш.	011	2,72	19
101	2,68	5	2,68	5	—	—	102	2,64	14
102	2,445	1	—	—	—	—	—	—	—
	2,382	1	—	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	2,32	1 ш.	014	2,359	18
103	2,278	10	2,272	8	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—	105	2,205	20
006	2,055	9	2,040	7	2,040	8	009	2,051	11
	(2,028)	3	—	—	—	—	—	—	—
	1,994	1	—	—	—	—	—	—	—
	1,911	2	—	—	—	—	—	—	—

* В литературе отсутствуют экспериментальные данные по определению радиуса иона рения. Аренс (*) экстраполяцией нашел, что радиус иона рения (Re^{4+}) должен быть равен 0,72 Å, т. е. больше чем Mo^{4+} (0,70 Å), что вряд ли можно считать правильным. Подтверждением этому служат данные Лагреноди (*), согласно которым параметры единичной ячейки синтетического ReS_2 ($a = 3,14$ Å, $c = 12,20$ Å) меньше таковых молибденита.

** Синтетический ромбоэдрический MoS_2 по данным Белла и Херффта (*).

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	—		—		1,856	1 о ш.	017	1,857	9
105	1,834	10	1,828	7	—		—	—	
	1,821	2	—		—		—	—	
0083	(1,756)	2	1,753	3	1,756	5	108	1,766	5
	(1,707)	5	1,695	4	1,695	5	109	1,703	1
	1,645	1	—		—		—	—	
106	1,637	4	—		—		—	—	
	1,610	1	1,618	1	1,621	4	—	—	
110	1,585	4	1,583	8	1,587	9	110	1,586	15
008	1,544	10	1,532	10	1,532	10	{00.12 01.10}	1,534	18
107	1,486	3	1,475	1	—		—	—	
113	1,461	4	1,458	1	—		—	—	
	(1,446)	1	—		—		1.0.11	1,429	1
009	(1,393)	1	(1,391)	1	(1,391)	1	—	—	
200	1,371	1	1,369	1	(1,360)	2	201	1,360	2
202	1,343	6	1,342	1	—		—	—	
108	1,303	5	1,300	3	1,308	1	022	1,314	2
203	1,253	5	1,250	5	1,251	5	119	1,253	5
116	1,234	2	—		—		—	—	
00.10	(1,227)	7	1,222	5	1,222	7	—	1,228	3
205	1,200	5	1,197	1	—		207	1,217	2
206?	1,150	4	(1,140)	1	(1,147)	1	—	—	
10.10	1,127	2	—		—		—	—	
118	1,106	8	1,101	9	1,102	10	1.1.12	—	
207	1,087	1	—		—		—	—	
	1,070	2	—		—		—	—	
	1,058	1	—		—		—	—	
120	1,037	10	1,036	5	1,034	2	00.18	—	
00.12	1,024	2	—		—		—	—	
213	(1,005)	4	1,005	3 о ш.	1,002	2 ш.	215	—	
	0,9989	1	—		—		—	—	
	(0,9925)	2	—		—		—	—	
214	0,9813	1	—		—		—	—	
11.10	0,9734	3	0,9688	4	0,9701	4	1.1.15	—	
	(0,9618)	1	—		—		—	—	
215	0,9556	4	0,9562	3	—		—	—	
216	0,9246	1	—		—		—	—	
300	(0,9141)	2	0,9141	3	0,9146	3	300	—	
302	0,9041	1	0,9041	2	0,9046	1	303	—	
10.13	(0,8960)	8	0,8937	2	—		—	—	
	0,8932	2	—		—		—	—	
00.14	0,8779	5	0,8758	6	0,8758	8 ш.	306	—	
20.11	0,8677	4	0,8676	2	0,8697	1	1.1.18	—	
218	0,8596	3	—		—		—	—	
	(0,8520)	2	—		—		—	—	
10.14	0,8380	1	—		—		—	—	
306	0,8355	1	0,8331	2	0,8334	3	309	—	
00.15	0,8244	4	0,8244	2	—		—	—	
21.10	0,7902	1 ш.	0,7904	2	0,7909	2 ш.	220	—	
222	0,7843	4 ш.	0,7845	7 ш.	0,7841	7 ш.	223 3.0.12}	—	

но, что некоторые рефлексы, присутствующие в «чистом» молибдените (обр. 1), исчезают или ослабевают, например 102, 103 в ренийсодержащем (обр. 8). Более того, в последнем некоторые рефлексы разрешены нечетко и имеют форму диффузных полос 011 и 102, 017 (последний особенно). Это послужило поводом для сравнения рентгенограммы обр. 8 с ромбодрической модификацией синтетического MoS_2 , впервые описанной

Беллом и Херфертом⁽⁸⁾. Последними, на основании структурного анализа, установлено, что у ромбоэдрического MoS_2 период c равен 18,37 Å, т. е. приблизительно в 1,5 раза больше, чем параметр c гексагонального молибденита. Период $a = 3,16$ Å у обеих модификаций один и тот же.

Авторы настоящего сообщения проиндентифицировали рентгенограмму образца 8 при c/a для ромбоэдрического MoS_2 (табл. 2). При этом наблюдались лишь отражения с $h-k-l=3n$, что свидетельствует о ромбоэдрической симметрии образца*. Кроме того, сравнение межплоскостных расстояний изученных образцов и ромбоэдрического MoS_2 показывает непрерывный переход от нормального гексагонального молибденита (обр. 1) через ряд промежуточных (в табл. 2 приводится только один образец 7) к ромбоэдрическому (обр. 8)** по мере повышения в них содержания рения.

Это позволяет предположить, что изоморфизм между Mo^{4+} и Re^{4+} в гексагональной модификации ограниченный, а в ромбоэдрической — более широкий***.

Структура β - MoS_2 рассмотрена Беллом и Херфертом⁽⁸⁾ и уточнена С. А. Семилетовым⁽¹⁰⁾. Последний на основании экспериментов первых находит, что в отличие от гексагонального молибденита с периодом $c = 12,30$ Å, где имеется два пакета, расположенных по закону двуслойной упаковки, в ромбоэдрической модификации с периодом, в 1,5 раза превышающим период гексагональной фазы, такие же пакеты располагаются по закону трехслойной кубической упаковки. В предложенной им модели ромбоэдрического MoS_2 отсутствует центр симметрии, т. е. атомы молибдена расположены в центрах тригональных призм — координации, обусловленной строением электронной оболочки атома Мо и поэтому наиболее вероятной. Эта модель легко получается путем поворота на 60° целых пакетов, а не одного из слоев в пакете, как предложили Белл и Херферт⁽⁸⁾.

На основании сделанной работы авторы приходят к следующим выводам.

1. Впервые в природе установлена ромбоэдрическая модификация дисульфида молибдена — β - MoS_2 .

2. Рений в молибденитах изученных месторождений Армянской ССР рассеян в виде изоморфной примеси. Рентгеноструктурными анализами восьми образцов молибденитов установлено повышение степени ромбоэдричности с возрастанием в них содержания рения.

* А. Н. Зеликман и др.⁽⁹⁾ ромбоэдрическую модификацию дисульфида молибдена назвали β - MoS_2 в отличие от природного гексагонального молибденита — α - MoS_2 . По-видимому, в дальнейшем, следует закрепить эти названия.

** Следует отметить, что истинный параметр c ячейки образца 8 равен 18,349 Å и в таблице 1 параметр c приводится равным $2/3$ сист. лишь для удобства сравнения.

*** Майзель⁽¹¹⁾ на основании тригональной симметрии дифрактограммы относит ReS_2 к структурному типу CdI_2 . Параметр ячейки вдоль оси c он считает равным \approx или 12 Å.

3. Самое высокое содержание рения (1,88%) установлено в ромбоэдрической модификации MoS_2 — β - MoS_2 . Это позволяет предполагать, что образование β - MoS_2 обусловлено наличием высоких содержаний рения, т. е. ограниченным изоморфизмом между Mo^{4+} и Re^{4+} в α - MoS_2 и более широким изоморфизмом в β - MoS_2 .

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г. А. Сидоренко (ВИМС) и Х. Мамедову (ИХ АН АзССР) за ценные советы и консультации при подготовке настоящей статьи.

Институт геологических наук
Академии наук Армянской ССР

Ա. Ս. ՖԱՐՄԱՍՅԱՆ ԵՎ Է. Խ. ԽՈՒՐՇՈՒԴՅԱՆ

Մոլիբդենի և ռենիումի միջև իզոմորֆիզմի հարցի շուրջը

Հայկական ՍՍՌ-ի պղնձա-մոլիբդենային հանքավայրերում ռենիումի տեղարաշխման ուսումնասիրության ժամանակ հայտնաբերված են մոլիբդենիտներ, որոնք պարունակում են 0,01-ից մինչև 1,88% ռենիում: Այսպիսի բարձր պարունակությունների առկայությունը թույլ տվեց հատուկ հետազոտական աշխատանք կատարել մոլիբդենիտների մեջ ռենիումի գտնման ձևերի ուսումնասիրության վերաբերյալ, սենտգենաստրուկտուրային անալիզի մեթոդներով: Կատարված աշխատանքի հիման վրա արվում են հետևյալ եզրակացությունները.

1. Առաջին անգամ բնության մեջ հաստատված է MoS_2 -ի սոմրոէդրիկ մոդիֆիկացիան β - MoS_2 :

2. Ուսումնասիրված հանքավայրերի մոլիբդենիտներում ռենիումը ցրված է իզոմորֆ խառնուրդի ձևով: Մոլիբդենիտների ծ-ը նմուշների սենտգենամետրիկ անալիզով հաստատված է, որ ռենիումի պարունակության աճին զուգընթաց աճում է նրանց սոմրոէդրիկության աստիճանը:

3. Ռենիումի ամենաբարձր քանակությունը հաստատված է սոմրոէդրիկ MoS_2 -ի մեջ: Վերջինս թույլ է տալիս ենթադրել, որ β - MoS_2 -ի գոյանալը պայմանավորված է ռենիումի բարձր քանակությունների առկայությամբ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ И. и В. Ноддак, Геохимия, Сб. Основные идеи геохимии, Под ред. А. Е. Ферсмана. Л., 1935. ² В. М. Гольдшмидт, Geochemistry, Oxford, 1954. ³ А. Е. Ферман, Геохимия, т. 4, 1939. ⁴ А. С. Фарамазян, Изв. АН АрмССР, (сер. геол.-географ. наук) т. 14, № 1 (1961). ⁵ А. С. Фарамазян, А. Г. Аюбян, Изв. АН АрмССР, сер. геол.-географ. наук, т. 16, № 3 (1963). ⁶ Л. Аренс, Geochim. et Cosmochim. Acta, vol. 2, p. 155—169 (1952). ⁷ Ж. Лагреноти, J. Phys. et Radium, vol. 15, 4, 299, (1951). ⁸ Р. Е. Белл, Р. Е. Херферт, J. Amer. Chem. Soc., vol. 79, 13, 3351, (1957). А. Н. Зеликман, Ю. Д. Чистяков, Г. В. Инденбаум, О. Е. Крейн, Кристаллография, т. 6, вып. 3 (1961). ⁹ С. А. Семилетов, Кристаллография, т. 6, вып. 4 (1961). ¹⁰ К. Майзель, Z. angew. Chem., vol. 44, 243 (1931).

А. А. Галоян и Н. В. Королев

Применение эмиссионного микроспектрального анализа
к исследованию пятен на бумажных хроматограммах

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. Х. Бунятыном 6/V 1963)

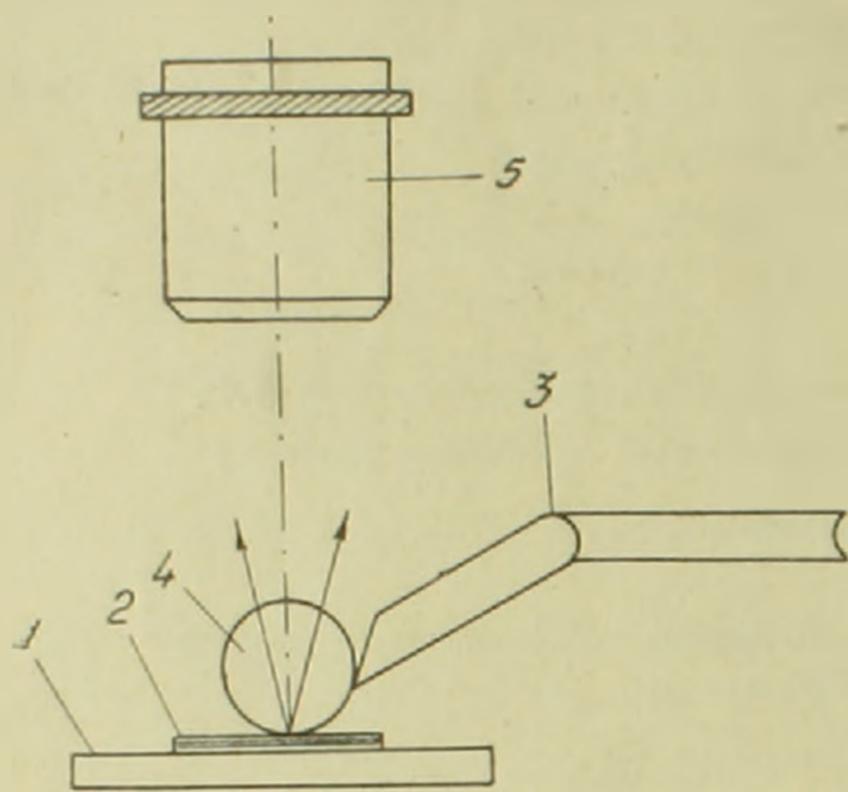
Методом эмиссионного микроспектрального анализа, описание которого приведено в наших работах (^{1,2}), можно количественно определять различные элементы в очень малых пробах (навесках) вещества. Кроме анализа на микроэлементы, эмиссионным микроспектральным анализом можно определять содержание основных элементов (углерода, азота, фосфора, серы, кислорода и водорода) в биологических пробах.

Описанный оптический эмиссионный микроанализатор (^{1,2}) и соответствующая методика пригодны пока только для анализа на углерод, фосфор и серу. Доступные сейчас для микроанализа количества этих элементов в биологической пробе должны быть не менее $0,1 \text{ мкг} = 10^{-7} \text{ г}$.

В дальнейшем с переходом на выполнение микроанализов в среде аргона, а также с расширением регистрируемой области спектра от 750 мкм до 320 мкм станет возможным определение азота, кислорода и водорода.

Мы применили эмиссионный микроспектральный анализ для определения количеств углерода, фосфора и серы в отдельных пятнах на бумажных хроматограммах. Применение метода эмиссионно-микроспектрального анализа для выяснения элементарного состава веществ, адсорбированных на хроматографических бумагах, ценно в том отношении, что в одних и тех же пятнах можно выяснить наличие того или иного важного элемента. Элюирование и суммирование многочисленных пятен для определения элементарного состава данного вещества таит в себе ряд неточностей. Во-первых, для определения, скажем, серы, углерода не имеется высокочувствительных химических методов определения. Во-вторых, при суммировании ряда пятен (для получения больших количеств) не исключена возможность размешивания и других близко лежащих пятен, которые при хроматографировании могут менять свое положение. И, наконец, в-третьих, эмиссионно-микроспектральный метод анализа гораздо точнее. Этот метод с успехом можно применять для определения вышеотмеченных элементов в неидентифицированных хроматографических пятнах. Одним из нас (^{3,4}) из гипоталамической области были выделены новые биологически активные соединения хроматографическим методом. Хотя уже был проведен

ряд биохимических исследований по идентификации этих фракций (адсорбция, гидролиз, качественные реакции для выявления ряда химических компонентов), тем не менее представляло интерес применить данную методику для выявления количества некоторых основных элементов, входящих в состав этих фракций. Мы в основном заинтересовались выяснением



Фиг. 1. 1—медная пластинка; 2—анализируемый осадок; 3—медный микроэлектрод; 4—искровое облако; 5—микрообъектив 5×0,08.

наличия во фракциях 3 и 4 фосфора и серы и соотношением между углеродом, фосфором и серой. Для сравнения мы брали фракцию 6, которая в наших опытах не оказывала фармакологического влияния на сердце. Пятна на хроматографической бумаге выявлялись по флуоресценции с помощью хромоскопа. Места, где на бумаге располагаются пятна разгонки, светятся иначе, нежели места, свободные от вещества. Пятна, намеченные к исследованию, обнаруживали микроспектрально, обводили карандашом, резали ножницами, размельчали на мелкие кусочки и помещали в кварцевые тигельки объемом в 4—5 мл для экстракции интересующих веществ. Экстракцию производили кипящей дистиллированной водой. В тигельки с бумажными кусочками добавляли дистиллированную воду в количестве 2 мл и раствор хлористого никеля — 0,2 мл, содержащий 2 мкг никеля. На электрической плитке содержимое в тигельках доводили до кипения, после чего стеклянной палочкой удаляли кусочки бумаги. Оставшийся в тигельках раствор выпаривали примерно до 0,06 мл, микропипеткой в два приема переносили на поверхность медной пластинки и выпаривали досуха. После выпаривания капли на медной пластинке остается сухой остаток, подлежащий анализу.

В качестве эталонов для анализа на медных пластинках наносили раствор вещества с известным количественным соотношением С, Р, Sn, Ni. Раствор, содержащий CuSO_4 и NiO_2 готовили с таким расчетом, чтобы после выпаривания 0,06 мл этого раствора в оставшемся сухом остатке на медной пластинке количество фосфора равнялось 2 мкг, серы—2 мкг, меди—2,62 мкг, никеля—2 мкг. Осадки с анализируемым веществом и эталона наносили на установку для эмиссионного микроспектрального анализа в импульсной микроискре по схеме, показанной на фиг. 1.

При действии микроискры пластинка с осадком перемещается так, чтобы за время экспозиции (время фотографирования спектра) искровыми разрядами был обработан весь осадок. После проявления и высушивания фотопластинки со спектрограммами осадков производилось фотометрирование аналитических спектральных линий С, Р, S, Ni и фона. Спек-

трограммы и интенсивность спектральных линий всех элементов при фотометрической обработке сравнивали с интенсивностью фона спектрограммы. Отношение интенсивности линии к интенсивности фона вычислялось по формуле:

$$\frac{I_n}{I_\phi} = 10 \frac{S_n - S_\phi}{\gamma} - 1, \quad (1)$$

где: I_n — интенсивность спектральной линии (аналитической); I_ϕ — интенсивность фона; S_n — плотность почернения линии; S_ϕ — плотность фона. γ — фактор контрастности фотопластинки в той спектральной области, где находится линия. В качестве аналитических линий взяты следующие: С—4267, II; Р—3233,62 III, S—3497,3 III; Ni 3492,956 I.

На основе вычисленных значений отношения $\frac{I_n}{I_\phi}$ определялось отношением интенсивности линии определяемых элементов к интенсивности линии никеля:

$$q_C = \frac{I_C}{I_\phi} : \frac{I_{Ni}}{I_\phi} = \frac{I_C}{I_{Ni}}; \quad q_P = \frac{I_P}{I_{Ni}} \text{ и } q_S = \frac{I_S}{I_{Ni}}.$$

Можно считать, что отношение интенсивности спектральных линий в спектрах пропорционально отношению количеств соответствующих элементов на медной пластинке. На основании этого можно вывести:

$$q_C = K_C \frac{Q_C}{Q_{Ni}}. \quad (2)$$

Здесь: $q_C = \frac{I_C}{I_{Ni}}$; K_C — коэффициент пропорциональности; Q_C — вес углерода в пятне. Q_{Ni} — вес никеля в пятне: Аналогично:

$$q_P = K_P \frac{Q_P}{Q_{Ni}} \text{ и } q_S = K_S \frac{Q_S}{Q_{Ni}}.$$

Подобные же формулы могут быть выведены и для эталонов.

$$(q_C)_{\text{эт}} = K_C \left(\frac{Q_C}{Q_{Ni}} \right)_{\text{эт}}. \quad (2')$$

Из формул 2 и 2' можно найти искомые величины Q_C , Q_P , Q_S

$$Q_C = Q_{Ni} \left(\frac{Q_C}{Q_{Ni}} \right)_{\text{эт}} \frac{q_C}{(q_C)_{\text{эт}}}, \quad (3)$$

$$Q_P = Q_{Ni} \left(\frac{Q_P}{Q_{Ni}} \right)_{\text{эт}} \frac{q_P}{(q_P)_{\text{эт}}}, \quad (4)$$

$$Q_S = Q_{Ni} \left(\frac{Q_S}{Q_{Ni}} \right)_{\text{эт}} \frac{q_S}{(q_S)_{\text{эт}}}. \quad (5)$$

По формулам — (3), (4) и (5) на основании фотометрической обработки спектрограмм определялось количество С, Р, S в отдельных хромографических пятнах (табл. 1).

Таблица 1

Результаты анализа хроматографических пятен на укороченные элементы. (Вес в микрограммах).

Объект анализа	Q_C мкг	Q_P мкг	Q_S мкг
Пятно № 4	1,1	0,0	0,8
Пятно № 3	1,7	0,9	0,3
Пятно № 6	0,7	0,0	0,1
Эталон	2,62	2,0	2,0

Полученные данные показывают, что во фракциях 3 и 4 имеется сера. По-видимому, в больших количествах она находится во фракции 4. Во всех пятнах (№ 3, 4, 6) в больших количествах имеется углерод, а фосфор — в пятне № 3. Эти данные, конечно, не дают полного представления о природе исследуемых веществ, однако указывают на наличие важных элементов, что способствует выяснению природы этих веществ. К тому же нет сомнений, что выделенные нами фракции не являются одним и тем же веществом, а, возможно, смесью некоторых веществ. Метод эмиссионно-микроспектрального анализа позволяет определить наличие весьма малых количеств элементов в составе веществ, выделенных бумажной хроматографией.

Выводы. 1. Разработан метод эмиссионного микроспектрального анализа для количественного определения содержания элементов (в основном С, Р, S) в различных фракциях, выделенных методом бумажной хроматографии. Чувствительность метода 10^{-7} г.

2. С помощью разработанного нами метода удалось выявить наличие S, C, P при хроматографировании на бумаге экстрактов гипоталамуса (пятна №№ 3, 4, 6).

Институт биохимии Академии наук
Армянской ССР

Ա. Ա. ԳԱԼՈՅԱՆ ԵՎ Ն. Վ. ԿՈՐՈՒՅՈՎ

Թյուրալինի խրոմատոգրաֆիայի միջոցով ածխածնի, ֆոսֆորի և ծծմբի քանակությունների որոշման համար թղթային խրոմատոգրամներում ստացված տոանձին բծերում քվանտիտատիվ անալիզի մեթոդ

Մշակված է էմիսիոն-միկրոսպեկտրալ անալիզի մեթոդ ածխածնի, ֆոսֆորի և ծծմբի քանակությունների որոշման համար թղթային խրոմատոգրամներում ստացված տոանձին բծերում։ Այս մեթոդի կիրառումը նախատեսված է տալիս մեծ ճշտությամբ որոշելու նշված տարրերի քանակությունը, եթե վերջիններին քանակությունը պակաս է 10^{-7} գ, Գալոյանի նախորդ աշխատանքներում ցույց է տրված պոլիպեպտիդային բնույթի նյութերի անալիզի հարթալամուսում, որոնք ունեն որոշակի ազդեցություն պտակած շրջանառության վրա։ Կիրառելով մեր կողմից մշակված էմիսիոն-միկրոսպեկտրալ անալիզի մեթոդը, հաջողվեց պարզելու ածխածնի, ֆոսֆորի և ծծմբի անալիզները 3, 4, 6 բծերում։ Ստացված տվյալներն ունեն որոշակի նշանակություն անջատված նյութերի բնույթը պարզելու համար։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Н. В. Королев, Заводская лаборатория, 8, 1959. ² Н. В. Королев, Геология рудных месторождений, 5, 1961. ³ А. А. Галоян, ДАН АрмССР, XXXIV, 3, 109 (1962). ⁴ А. А. Галоян, Известия АН АрмССР, (серия биол. наук), т. XVI, 4, (1963).

С. Г. Саркисян и М. А. Мовсесян

О возможности выявления колебательных движений по содержанию ангидрита в миоценовой соленосной толще Приереванского района

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР А. А. Габриеляном 29/V 1963)

Присутствие некоторых минералов в соленосной толще, как сильвин, ангидрит, доломит, кальцит и др. является характерным индикатором среды накопления этих солей. При изменении какого-либо фактора, обуславливающего образование отложений солей в солеродном бассейне, сразу же меняется солевой состав в качественном и количественном отношении. В статье рассмотрен минерал ангидрит (CaSO_4) в качестве индикатора периодического обновления связи солеродного бассейна с открытым морем. Нам известно, что баланс CaSO_4 в солеродном бассейне обеспечивается водами из открытого моря.

Каждый пласт, прослойка и определенная концентрация ангидрита в породах соленосной толщи свидетельствуют об ингрессии вод из открытого моря в солеродный бассейн.

Соленосная толща Приереванского района располагается в прогибе, который прослеживается от Араксинской депрессии до оз. Севан и охватывает Ереван—Аван—Эларский участок.

Соленосная толща подстилается красноцветной (конгломераты, красноцветные, песчанистые глины), которая имеет гораздо большее распространение, чем соленосная. Она (соленосная толща) перекрывается гипсоносными и терригенными породами (гипс, глина, алевролит, песчаник) гипсоносно-разданской толщи (¹).

Мощность соленосной толщи в отдельных участках Приереванского прогиба колеблется в больших пределах вследствие проявившейся соляной тектоники. Здесь, в зонах куполовидных поднятий, мощность резко увеличивается (свыше 1000 м), а в соседних синклиналиевидных углублениях она уменьшается до 200—300 м.

С юго-западной части Приереванского прогиба, с востока на запад прослеживается промежуточная зона, которая в палеогеографическом отношении играла роль разъединяющего барьера открытого моря от солеродного бассейна. Воды из открытого моря, проходя через эту промежуточную лагуну, оставили почти весь баланс CaCO_3 и части $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

вследствие увеличения концентрации рассола. Здесь же (в этой лагуинной зоне) образовались синхронные породам соленосной толщи в возрастном отношении пласты гипса.

Часть $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, которая осталась в ингрессирующих водах, перешла в солеродный бассейн и отлагалась при высокой концентрации в виде ангидрита.

Зона промежуточной лагуны (Паракар—Тазагюх—Джрвеж) отличалась от зоны солеродного бассейна некоторой стабильностью. Об этом говорят сравнительно малые мощности гипсоносных пород зоны промежуточной лагуны, которые в возрастном отношении синхронны породам соленосной толщи.

Соленосная толща в литологическом отношении представлена чередующимися пластами каменной соли, соленосной глины и ангидрита. Преобладают породы каменной соли.

Ангидрит, кроме пластовых залежей, встречается в общей массе каменной соли в виде рассеянных мельчайших зерен. Их выявление производится посредством микроскопического или химического анализов. По многочисленным химическим анализам каменной соли нами были построены ритмограммы по содержанию Na^+ , Ca^{2+} , Cl^- , SO_4^{2-} ионов. Были выявлены следующие закономерности.

Изменение содержаний Ca^{2+} и SO_4^{2-} ионов происходит синхронно; по мере увеличения содержания Ca^{2+} иона увеличивается и содержание SO_4^{2-} и наоборот. Антагонными количественными изменениями этих ионов являются Na^+ и Cl^- .

По мере увеличения Ca^{2+} и SO_4^{2-} ионов уменьшается содержание Na^+ и Cl^- и, наоборот, при увеличении Na^+ и Cl^- ионов уменьшается содержание Ca^{2+} и SO_4^{2-} . Как уже было упомянуто выше, это явление теснейшим образом связано с ритмичными обновлениями связи солеродного бассейна с открытым морем. Уменьшение содержания Na^+ и Cl^- ионов, одновременно с этим увеличение Ca^{2+} и SO_4^{2-} ионов, показывает на уменьшение концентрации рассола солеродного бассейна, вследствие цикла поступления новых водных масс из открытого моря в солеродный бассейн. Эти водные вторжения обеспечивали определенное содержание CaSO_4 в твердом осадке.

Увеличение содержания Na^+ и Cl^- ионов говорит о том, что вновь происходили передвижки в зоне солеродного бассейна и промежуточной лагуны, в сторону воздымания. Концентрация рассола увеличивалась за счет отсутствия опресняющих вод со стороны открытого моря.

Та же закономерность наблюдается между соответствующими минеральными солями, как ангидрит (CaSO_4) и галит (NaCl).

Следующим соображением является корреляция отдельных разрезов по скважинам.

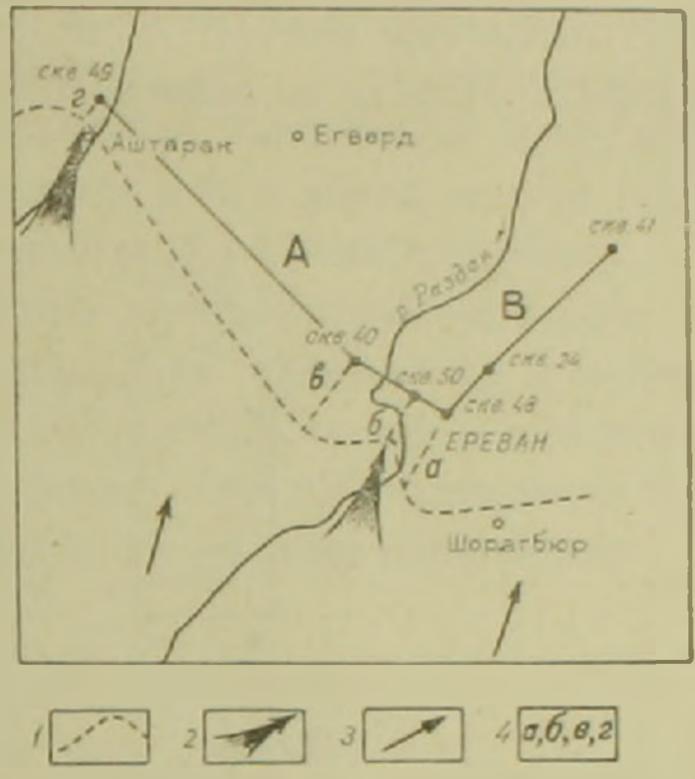
На карте (фиг. 1) показано расположение двух разрезов А и В. Разрез А расположен по ширине прогиба, т. е. перпендикулярно простиранию соленосной толщи, в том числе перпендикулярно направлению водных по-

токов из открытого моря. Разрез В расположен по направлению прослеживания прогиба, т. е. по направлению водных потоков со стороны открытого моря. По профилям А и В коррелированы разрезы отдельных зон скважин. Например, профиль А (фиг. 2) охватывает разрезы зон скважин 49, 40, 50, 48, а профиль В — разрезы зон скважин 48, 24, 41 (фиг. 3).

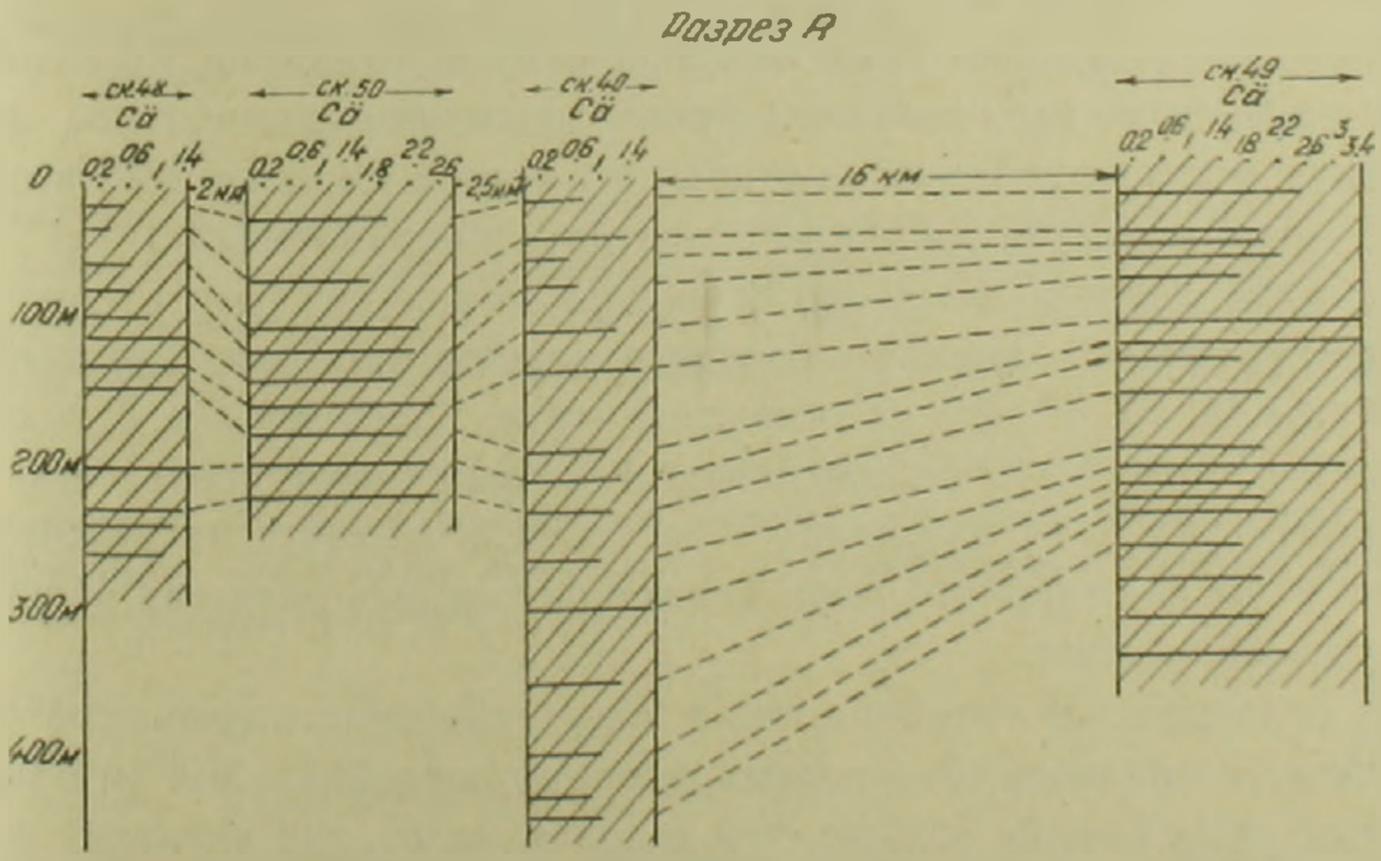
В разрезах этих скважин ритмы были построены только по максимальным пикам содержания Са иона. Между двумя пиками имеется клиновидное углубление. Пик, достигающий до острого конца клина (не изображенного на разрезе), величиной меньше двух соседних пиков. Итак, получились два разреза (разрез по направлению морских потоков и разрез вкрест направления морских потоков) по изменениям максимальных содержаний Са иона в разрезах отдельных скважин.

Рассмотрим закономерности в распределении Са иона, в связи с тектоническими и геохимическими процессами.

Чем мощнее пики, т. е. чем больше содержания Са иона, тем они (пики) ближе расположены друг к другу, а чем пики имеют малую мощность, т. е. меньшее содержание Са иона, тем они больше удалены друг от друга (фиг. 2 и 3).

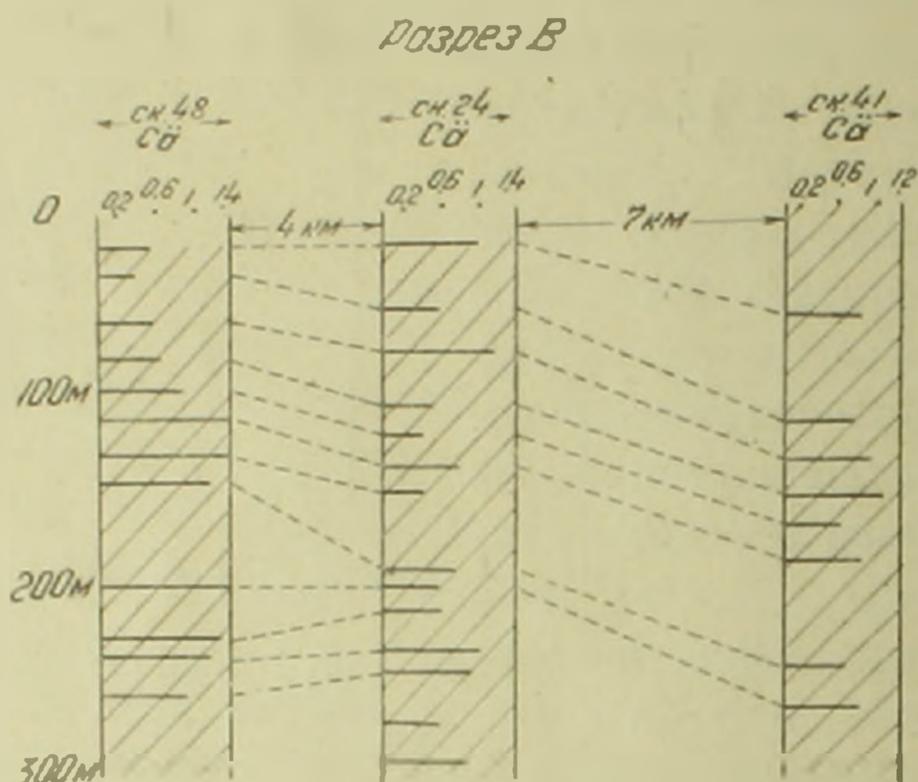


Фиг. 1. Карта расположения основных разрезов (А, В) по содержанию Са иона (Приереванский район). 1—гипотетическая линия, характеризующая удаленность зон (скв. 40, 48, 49, 50) от свежих потоков открытого моря; 2—направление сравнительно мощного морского потока; 3—направление сравнительно слабого морского потока; 4—зоны с разными величинами силы вторжения морских потоков из открытого моря.



Фиг. 2. Корреляция разрезов скважин 48, 50, 40, 49 по содержанию Са иона.

В первом случае наблюдается следующая закономерность: чем мощнее пики и ближе они расположены друг к другу, тем больше в этих разрезах (зонах) господствовали кратковременные процессы соленакопления (NaCl) и сравнительно мощные процессы выпадения сульфата Са. Во втором случае — чем меньше пики и чем больше они удалены друг от друга, тем больше в этих разрезах (зонах) господствовали длительные процессы соленакопления (NaCl) с незначительными процессами выпадения Са сульфата. Исходя из вышесказанных соображений и учитывая геохими-



Фиг. 3 Корреляция разрезов скважин 48, 24, 41 по содержанию Са иона.

ческие особенности выпадения Са сульфата, галита, а также исходя из тектонических особенностей, обуславливающих эти процессы, можно прийти к такому выводу: чем больше содержание Са иона в разрезе и чем ближе расположены пики друг к другу, тем активнее снабжалась зона свежими порциями соленых вод из открытого моря и, по-видимому, она ближе была расположена к открытому морю.

Формально соединяя пики по максимуму содержания Са иона в отдельных разрезах мы получаем пространственное размещение циклов вторжения морских потоков из открытого моря в солеродный бассейн по прослеживанию вглубь зоны прогиба в двух направлениях.

По этим данным очень приближенно можно построить гипотетическую линию (фиг. 1), характеризующую мощность питания отдельных зон (скважины 48, 50, 40, 49) из открытого моря. Здесь зоны а, б, в, г, которые были построены по перечисленным соображениям, соответствуют определенным участкам солеродного бассейна, в которых ингрессирующие соленые воды из открытого моря характеризовались разными величинами мощности вторжения.

Не оспаривается тот факт, что в зонах, где происходили сравнительно крупные вторжения (б, г), ангидритовые прослойки, слои (и в рассеянном виде) встречаются больше, чем в зонах (а, в), где ангидрит встречается сравнительно мало. Кроме того а, б, в, г показывают удаленность от

дельных зон солеродного бассейна от разномошных свежих потоков из открытого моря.

Резюмируя все эти данные, можно прийти к другому выводу, что, подчитав количество ритмов по пикам высоких содержаний Ca или SO_4 ионов и количество пластов, слоев, прослоек ангидрита в отдельных разрезах соленосной толщи, можно установить количество ритмов опускательных движений в зоне солеродного бассейна.

Подсчитывая и устанавливая длительность накопления соленосных пород (длительность садки соленосных пород) в этих зонах, можно судить о длительности этих определенных передвижек (точными цифрами).

Из всего этого вытекает, что присутствие ангидритовой прослойки или большого количества ангидритовых рассеянных кристаллов в соляных пачках является доказательством поступления морских вод в солеродный бассейн; число самостоятельных ангидритовых прослоек говорит о числе сравнительно крупных вторжений морских вод в бассейн накопления.

Институт геологических наук
Академии наук Армянской ССР

Ս. Գ. ՍՍՐԳՍՅԱՆ ԵՎ Մ Ա. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

**Ցուսանդակաճ շարժումների հայտնաբերման հնարավորությունների մասին
մեծերեքվանյան ցրջանի միոցենի հասակի աղաճառ հաստվածում. քա-
անհիդրիդի առկայության**

Անհիդրիդը $CaSO_4$ հիանալի ինդիկատոր է աղածին շրջաններում պայտաշխարհագրական դրուժյունը պարզելու տեսանկյունից: Անհիդրիդի գոյությունը աղաշերտերում սերտ կերպով կապված է որոշակի տեկտոնական փուլերի հետ, որոնք ստեղծում են նպաստավոր պայմաններ բաց ծովից ջրերի ինդրեսիվ ներթափանցմանը դեպի աղածին մարզը: Ամեն մի ինքնուրույն անհիդրիդի շերտ, ամեն մի անհիդրիդի համեմատարար բարձր բանակություն աղաշին սպարների մեջ վկայում է որոշակի ինդրեսիվ փուլի մասին բաց ծովից դեպի աղածին մարզ, բանի որ անհիդրիդի գոյությունը աղատար սպարներում պայմանավորված է նրա գոյության հետ բաց ծովի ջրերում, իհարկե լուծված վիճակում:

Մերձերևանյան շրջանի աղատար հաստվածքի տարրեր վայրերից մենք կազմել ենք հատումներ քստ $CaSO_4, Cl^-, N$ իոնների քանակական հարարերության և դտել ենք հետևյալ որինաշափությունները:

Դրաֆիկ պատկերադման Ca և SO_4 ամենարարձր բանակությունները գտնվում են այն շրջաններում, որոնք մոտ են աճելի բաց ծովին ընդհարվող մարդերին: Իվ հակառակը ամենափորը բանակությունները Ca և SO_4 իոնների կապված են աղածին մարզի այն շրջանների հետ, որոնք համեմատարար աճելի են մեկուսացված բաց ծովից ներթափանցող րերից:

Պրակտիկ տեսակետից այսօրինակ դատողությունները յանգում են այն բանին, որ մեզ հնարավորություն են տալիս դատելու այն մարզերի գոյություն մասին, որտեղ կարելի է սպասել այնպիսի աղերի, որոնք կուտակվում են միայն աճելի բարձր խտության պայմաններում քան հալիտը (սիլվին, կարնալիտ և այլն):

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

1. М. А. Мовсесян, И. Х. Петросов. Известия АН Армянской ССР, серия Геолого-географическая, том XV, 6, 1962.

МИНЕРАЛОГИЯ

З. О. Чибухчин

Об определении абсолютного возраста плагиоклазов методом
сравнительной дисперсии двупреломления

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. С. Мкртчяном 29/V 1963)

Определение абсолютного возраста минералов и горных пород приобретает большое значение в практике геолого-петрографических исследований. Наиболее распространенными являются калий-аргоновый, рубидий-стронциевый и др. методы. Все они основаны на использовании радиоактивного распада элементов, а соответствующие изотопы определяются масс-спектральным анализом. Краткая характеристика этих методов дается в работе А. И. Тугаринова⁽¹⁾. В нашу задачу не входит разбор этих методик и их применимость. Рассматривается возможность приложения метода сравнительной дисперсии двупреломления к решению вопроса определения абсолютного возраста минералов в шлифах горных пород чисто оптическим путем.

Метод сравнительной дисперсии двупреломления, разработанный Е. А. Кузнецовым⁽²⁾, выявил возможность определения химического состава минералов оптическим путем, основанным на сопоставлении силы двупреломления минералов одной группы с содержанием различных компонентов, входящих в их состав.

При исследовании связей «состав — дисперсия двупреломления» различных минералов Е. А. Кузнецовым и автором настоящей статьи была выявлена высокая чувствительность определения тех компонентов, которые встречаются в небольших количествах в составе минералов. Это привело к выводу о возможности определения незначительных количеств аргона в целях применения метода сравнительной дисперсии двупреломления к определению абсолютного возраста минералов⁽³⁾. В процессе работы над биотитами Е. А. Кузнецов⁽³⁾ пришел к выводу, что «зависимость между дисперсией двупреломления и элементами возрастных определений биотитов лучше выявляется, если сравнивать изменение дисперсии прямо с калий-аргоновым отношением».

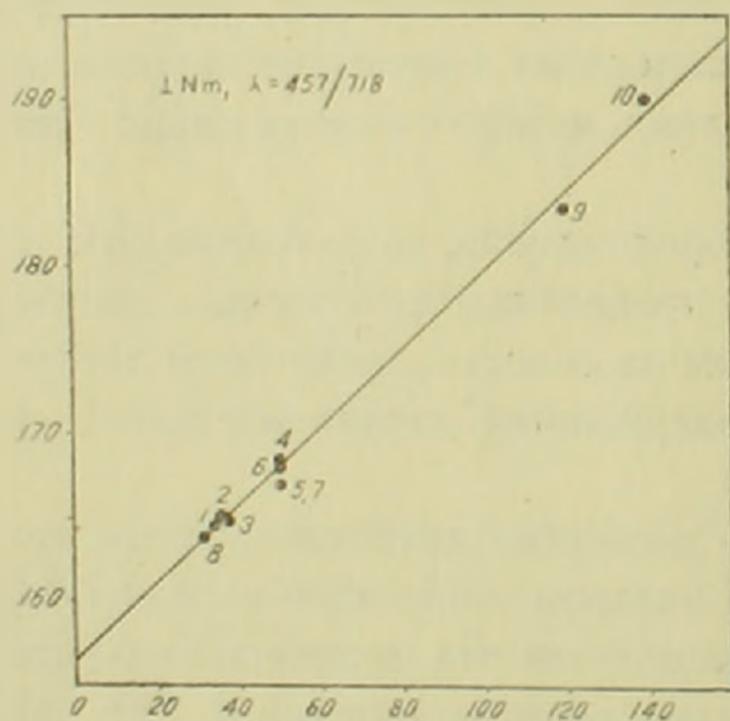
Таким образом выясняется, что существуют ряды (соответствующие определенным длинам волн), которые отражают непосредственно калий-аргоновое отношение и, естественно, соответствующий возраст минерала.

Попытка применить выявленную закономерность и была предпринята на плагиоклазах. Исследования дали вполне положительные результаты, как в смысле точности определений, так и быстроты измерений.

Выбор плагиоклаза в качестве объекта исследований преследовал определенную цель. Как калиевые полевые шпаты (анортоклазы), так и биотиты являются одним из существенных, но далеко не во всех породах развитых, минералов. В этом смысле выбор плагиоклаза, который в качестве главной составной части участвует в сложении подавляющего большинства горных пород, позволяет применить этот метод в широких масштабах, а не ограничивать их количество небольшими группами пород.

Отношение, отражающее возраст плагиоклаза, улавливается в сечении $\perp Nm$ при длине реагируемой волны $\lambda = 457 m\mu$ при стандартном светофильтре $\lambda = 718 m\mu$. В нашем случае нельзя ничего определенного говорить о калий-аргоновом или каком-либо другом соотношении, поскольку за исходные данные брались не результаты изотопного анализа, а только возраст анализированной породы. Важно лишь одно — существует ряд, который отражает абсолютный возраст. В дальнейшем, видимо, можно будет путем эксперимента, сравнивая эти данные с результатами исследований изотопного анализа в масс-спектрометрической лаборатории, выяснить этот вопрос.

Переходя непосредственно к результатам наших исследований, можно констатировать довольно высокую чувствительность метода и соответствующую точность. На диаграмме (фиг. 1) видно, что максимальные от-



Фиг. 1. Диаграмма связи дисперсии двупреломления — абсолютный возраст. По оси абсцисс — возраст в млн. лет, по оси ординат — коэффициенты дисперсии.

клонения исследованных эталонных образцов равны 4—5 млн. лет. От самого возраста ошибка составляет лишь 8% (для точек 5 и 7). Подобная неточность довольно незначительна, если учесть, что при калий-аргоновом изотопном анализе точность определений составляет $\pm 10\%$.

В табл. 1 приводятся данные по эталонным образцам.

Образцы, взятые в качестве эталонных, не соответствуют тем, по которым непосредственно определялся возраст радиологическим методом. Поскольку нас интересуют данные не содержания K^{40} , Ar^{40} и др., а лишь возраст пород,

то подобная замена образцов, взятых из того же интрузива, не могла существенно влиять на результаты наших исследований. В целях большей убежденности в правильности полученных данных в некоторых случаях из каждой породы бралось по два образца. Все это в определенной степени усредняет данные и полученная диаграмма связи

дисперсия двупреломления — абсолютный возраст* вполне может служить в практических работах.

Как видно из табл. 1, возраст отдельных пород колеблется в довольно значительных диапазонах. Усредненные данные, служащие отправными точками в наших исследованиях, не точно соответствуют «средним» значениям возраста интрузивов, а лишь несколько приближаются к ним. Так что наблюдаемый разброс точек на диаграмме (фиг. 1) отнюдь не свидетельствует о неточности и приближенности диаграммы.

Таблица 1

№№ п/п	Номера образцов	Место взятия образца	Данные радиологических исследований в млн. лет	Средн. дан-ные в млн. лет	Лит. источ-ник
1	501/187	Анкаванский гранитоидный интрузив, дайка гранодиорит — порфира	32—41	34	(*)
2	405/158	Ахавнадзорский интрузив, гранодиорит	30—36	36	(*)
3	150/78	Гамзачиманский интрузив, порфиرو-видный сиенито-гранит	31—41	37	(5,6)
4	410/158	Ахавнадзорский интрузив, гранодиорит	48—52	50	(*)
5	362/148		48—52	50	(*)
6	421/160	Атарбекянский интрузив, гранодиорит	47—52	50	(*)
7	424/161			50	(*)
8	605	Суботанский интрузив, гранодиорит	47—52	32*	
9	20	Шнохский участок Шнох-Кохпского массива, эплит	120	120	(*)
10	8/5	Тавушский интрузив, гранодиорит	140	140	(5,6)

Примечание: Эти данные получены автором статьи методом сравнительной дисперсии двупреломления по кальевым полевым шпатам (*).

Разработка диаграмм «дисперсия двупреломления — абсолютный возраст» для минералов нескольких групп имеет, как нам кажется, не только теоретическое, но и практическое значение, поскольку это позволяет контролировать полученные данные сразу по нескольким минералам подобно радиологическим методам (калий-аргоновый, рубидий-стронциевый и др.).

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Е. А. Кузнецову за ценные советы при выполнении настоящей работы.

Институт геологических наук
Академии наук Армянской ССР

Զ Ն ՉԻԲՈՒՆՉՅԱՆ

Երկրեկամն համեմատական դիսպերսիայի մեթոդով պլազիոկլազների բա-
յառնակ հասակի որոշման մեթոդի մասին

Միներալները երկրեկամն համեմատական դիսպերսիայի մեթոդով ուսումնասիրելի-
ս. Ա. Կուզնեցովը և Նեդինաչը (2) ի հայտ են բերել այն կոմպոնենտների որոշման բարձր զգա-
նաթյունը, որոնք միներալների կազմում հանդիպում են փոքր բանակով: Այս հանգամանքը

հանգեցրել է այն եզրակացությունը, որ $\Lambda_{r, 10}$ աննշան քանակությունների հայտնաբերման երկրեկման համեմատական գիտությունների մեթոդը մնարավոր է կիրառել նաև միներալների բացարձակ հասակի որոշման մեջ (3):

Ն. Ա. Կուզնեցովը (3) բրիտիտներն ուսումնասիրելիս սխալել է, որ գոյություն ունենալիքներ (համապատասխան որոշ սլիքային երկարություն), որոնք անմիջականորեն արտադրում են կալի-արգոնային հարաբերությունը և գնական է, միներալի համապատասխան հասակը: Նշված օրինաչափությունը հեղինակի կողմից կիրառվել է պլագիոկլազների վրա, որը տվել է դրական արդյունք ինչպես էլեկտրոնային, այնպես էլ ռադիոմետրի արագ որոշման հարցում:

Պլագիոկլազի հասակը արտացոլող հարաբերությունը բունվում է $\frac{1}{\Lambda_{r, 10}}$ կտրվածքում, $\lambda = 457$ մկ ալիքի երկարության և ստանդարտ $\lambda = 718$ մկ լույսաֆիլտրի առկայության դեպքում: Հեռնային ապարների գերակշռող մասի հիմնական կազմիչը հանդիսացող պլագիոկլազի բնորոշությունը որպես ուսումնասիրությունների առարկա, թույլ է տալիս բացարձակ հասակի որոշման օպտիկական մեթոդը կիրառել լայն մասշտաբով:

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

- 1 А. И. Тугаринов, Геологу—о методах определения абсолютного возраста горных пород. Госгеолтехиздат, 1961. 2 Е. А. Кузнецов, Метод сравнительной дисперсии двупреломления (новый метод анализа химического состава кристаллических веществ). Госгеолтехиздат, М., 1962. 3 Е. А. Кузнецов, З. О. Чибухчян, Советская геология, 2, 1963. 4 Г. П. Багдасарян, Р. Х. Гукасян и др., Труды X сессии комиссии по определению абсолютного возраста геологических формаций, АН СССР, М.—Л., 1962. 5 З. О. Чибухчян, К вопросу о возможности определения абсолютного возраста калиевых полевых шпатов методом сравнительной дисперсии двупреломления, Госгеолтехиздат, Сб. докладов, М., 1963. 6 Р. Н. Абдуллаев, Докл. АН АзССР, т. 14, 3, 1958.

ФИЗИОЛОГИЯ РАСТЕНИЙ

В. О. Казарян и В. А. Давтян

Влияние процессов генеративного развития на ночную фотосинтетическую депрессию растений

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. Х. Бунятыном 29/V 1963)

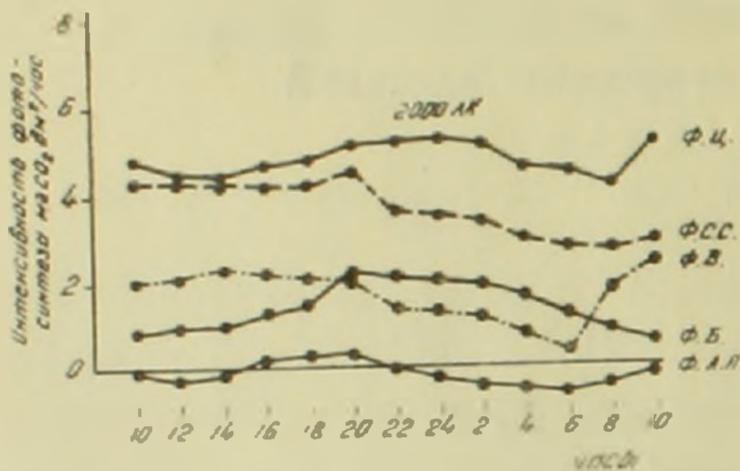
Зависимость интенсивности фотосинтеза от фазы генеративного развития растений установлена рядом работ (1-8 и др.). В них показано, что по мере приближения растений к цветению усиливается фотосинтетическая активность их листьев. С переходом к образованию и созреванию семян постепенно ослабляется фотосинтетическая продуктивность. Выявлено (9-13), что растения в условиях непрерывного света ассимилируют углекислый газ круглосуточно, проявляя при этом определенный ритм. Максимальная фотосинтетическая продуктивность имеет место в дневные часы, а минимальная — в ночные.

Эти данные дают основание предполагать, что в зависимости от фазы генеративного развития должна изменяться и величина ночной депрессии фотосинтеза: растения, показывающие повышенную фотосинтетическую активность днем, должны отличаться меньшей депрессией в ночные часы. Для проверки этого предположения, а также выяснения зависимости глубины ночной фотосинтетической депрессии от влияния возраста листьев и света различной интенсивности, нами в вегетационном сезоне 1962 г. были проведены некоторые опыты с растениями короткодневной краснолистной периллы, гречихи и длиннодневной свеклы.

Растения выращивались в глиняных вазонах с садовой почвой и вслед за образованием трех пар нормально развитых листьев отдельными группами помещались в условия фотопериодов, оптимальные для цветения, так чтобы во время измерения фотосинтетической продуктивности мы имели различные по онтогенетической продвинутости растения. Измерения фотосинтетической активности производились с помощью инфракрасного поглотителя (ГИП-7). Приведенные кривые выражают средние данные 3—4 определений. Источником света служила ртутная лампа, мощностью 100 вт. Интенсивность освещения регулировалась изменением расстояния источника света от испытываемых листьев, помещенных в светопроницаемые камеры, через которые пропускался ток воздуха 15 л/час, с температурой 25°C.

Первый опыт был поставлен с краснолистной периллой, которая днем находилась в условиях естественного света, а с наступлением темноты — искусственного. В этом опыте было взято 5 групп растений, находящихся соответственно в фазах: вегетации, бутонизации, цветения, созревания семян и перед листопадом. Определение фотосинтетической активности всегда производилось у листьев 4-го яруса при освещенности в 200 лк. Перед началом опыта всегда растения обильно поливались.

Данные этого опыта (фиг. 1) наглядно показывают, что максимальной ночной фотосинтетической продуктивностью отличаются листья цветущих растений. У них некоторая фотосинтетическая депрессия проявлялась лишь с 3-х часов ночи, которая, однако, с 7 час. утра преодолевалась, и вновь восстанавливался



Фиг. 1. Депрессия фотосинтеза в ночные часы у периллы, находящейся на разных фазах развития. Вегетация (В), бутонизация (Б), цветение (Ц), созревание семян (С. С.) и листопад (Л. П.).

и вновь восстанавливался прежний уровень фотосинтеза. Хотя наиболее сильная ночная фотосинтетическая депрессия наблюдалась у бутонизирующих растений, но тем не менее общий уровень ассимиляционной активности остался выше, чем у листьев остальных групп. Листья растений последней группы, находившиеся в периоде листопада, начиная с 21 часа ночи показали полную депрессию фотосинтеза с активным выделением

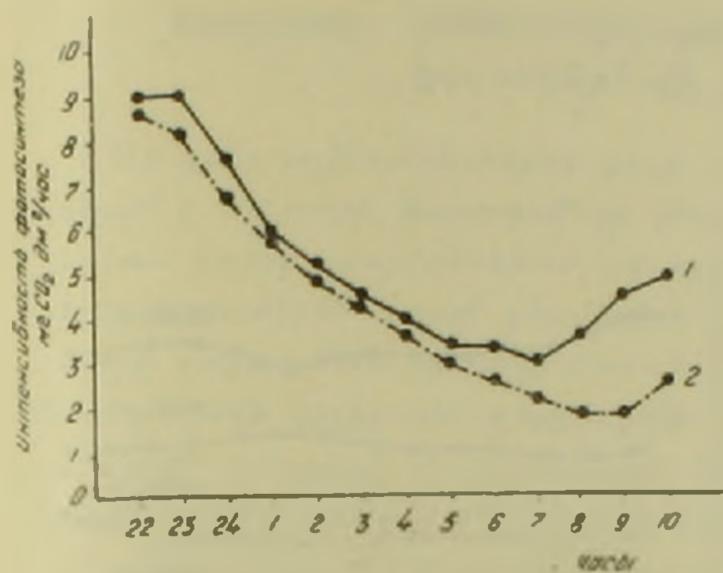
углекислого газа.

Влияние онтогенетической продвинутости растений на ночную фотосинтетическую депрессию экспериментально показано в другом опыте, проведенном с короткодневной гречихой. На этот раз на растениях были оставлены по два одноярусных листа. Одни в течение 5 дней с помощью светонепроницаемых бумажных пакетиков получали 10-часовой короткий день, другие оставались в условиях естественного освещения. После этого определялась фотосинтетическая продуктивность, начиная с 22 час. ночи до 10 час. утра, при свете в 7000 лк (фиг. 2).

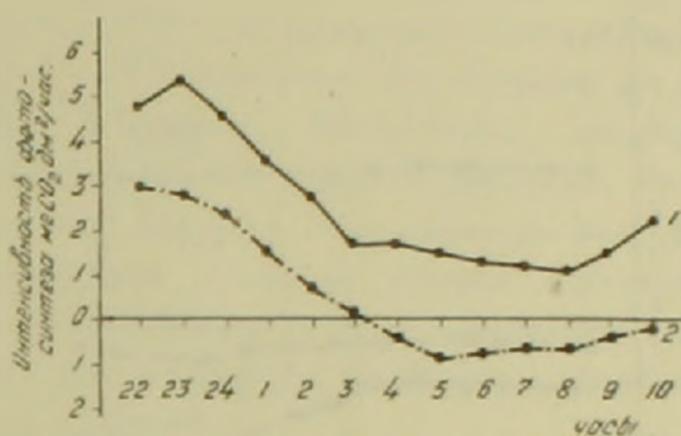
Как видно из приведенных кривых, даже 5 короткодневных фотопериода вызывают значительные сдвиги в общей физиологической активности листьев, выражающиеся, в первую очередь, в уменьшении уровня ночной фотосинтетической депрессии. Если у листьев контрольных растений наблюдалось падение активности фотосинтеза, начиная с 22 час. ночи до 10 час. утра, то у листьев опытной группы, получивших всего 5 коротких дней, наблюдалось повышение фотосинтетической продуктивности с 7 час. утра.

В другом опыте испытанию подвергались разноярусные листья вегетирующих растений краснолистной периллы. Была определена ночная фотосинтетическая продуктивность, в одном случае листьев 2-го, и в другом — 8-го ярусов, которые отличались в возрастном отношении. Полученные данные (фиг. 3) показывают, что начиная с 24 час. ночи у подопыт-

ных листьев постепенно подавляется общая активность фотосинтеза. При этом у листьев нижних ярусов с 3-х часов ночи поглощение углекислого газа прекращается полностью и усиливается его выделение, а у листьев верхних ярусов фотосинтез осуществляется на уровне 2 мг CO_2 на кв. дцм. В данном случае в качестве эндогенного фактора, вызывающего ночную фотосинтетическую депрессию, выступает возраст подопытных листьев, что установлено еще раньше в ходе определения дневной фотосинтетической продуктивности.



Фиг. 2. Влияние 5 коротких дней на ночную фотосинтетическую депрессию листьев гречихи. 1—растения, получившие 5 коротких дней; 2—контрольные растения.



Фиг. 3. Ночная фотосинтетическая депрессия у листьев верхнего (1) и нижнего (2) ярусов вегетирующей периллы при освещенности 7000 люксов.

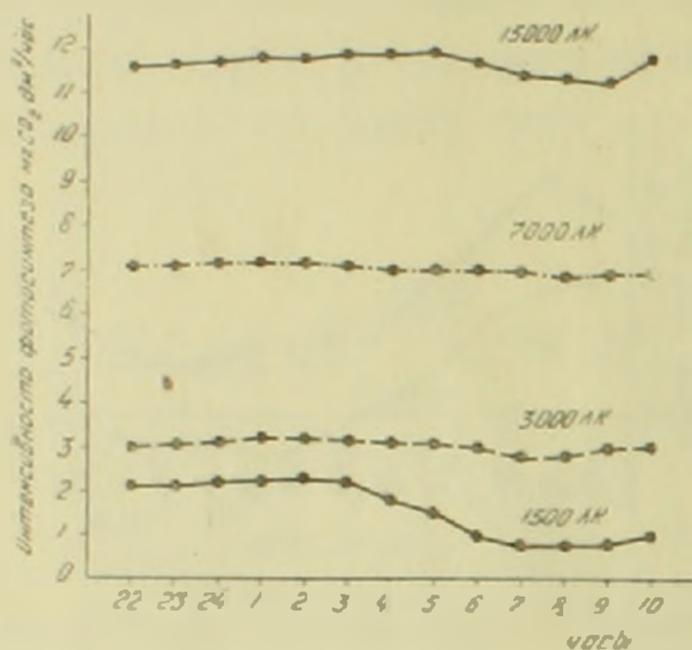
Более своеобразные данные были получены у длиннодневного растения столовой свеклы первого года жизни. В этом опыте одна группа растений была оставлена в естественных условиях (длинный день), другая—перенесена на короткий день. При таком дифференцированном световом режиме их держали примерно 2 месяца. После этого были проведены определения фотосинтетической активности листьев средних ярусов в течение темного периода суток, при свете различной интенсивности.

У двулетней свеклы, как известно, цветение наступает лишь после яровизации корнеплода. Следовательно, есть основание допустить, что для ее цветения длина светового дня, даваемая в течение 1-го года вегетации, не должна играть существенной роли. В данном опыте ставилась цель проверить именно это обстоятельство и одновременно выяснить зависимость фотосинтетической активности листьев от интенсивности света (фиг. 4, 5).

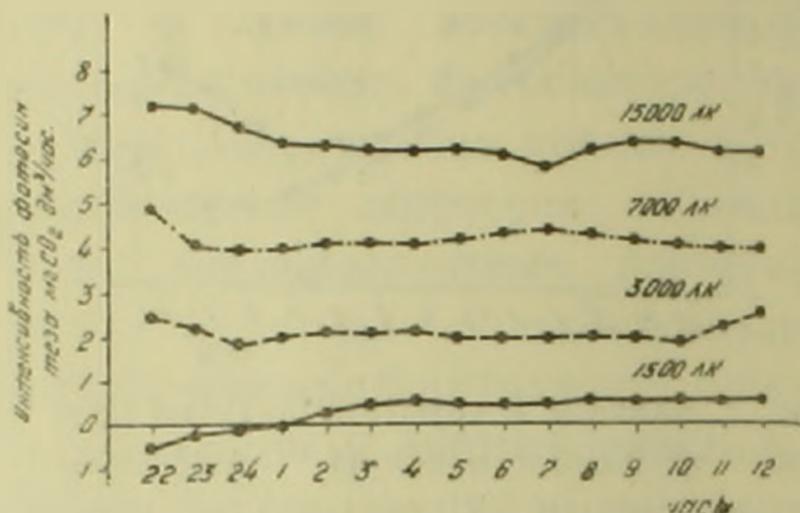
Приведенные кривые свидетельствуют, во-первых, что свекла, в отличие от короткодневной периллы и гречихи, почти не показывает ночной фотосинтетической депрессии. Во-вторых, влияние предшествующих длиннодневных условий сказывается в повышении ночной фотосинтетической активности. Так, например, если при свете, интенсивностью 15 000 лк фотосинтетическая активность листьев, получивших длинный день, равна примерно 12 мг CO_2 на кв. дцм. листовой поверхности за час, то у растений, получивших короткий день, она не доходит до 7 мг CO_2 , т. е. на 40% ниже. Подобные различия обнаруживаются и при других интенсивностях

освещения. При свете высокой интенсивности совершенно исчезает ночная фотосинтетическая депрессия: если при 1500 лк обнаруживается некоторая депрессия, то уже начиная с освещенности 3000 лк и выше она исчезает полностью.

Развитие растительных организмов, согласно нашим представлениям (17), выражается в первую очередь в интенсификации процессов жизнедеятельности, независимо от цветения, которое является одним из решающих звеньев онтогенеза, но не сущностью его. В данном опыте мы являем-



Фиг. 4. Влияние света различной интенсивности на ночную фотосинтетическую депрессию у листьев столовой свеклы, выращенной в условиях длинного дня в течение 2 месяцев.



Фиг. 5. Влияние света различной интенсивности на ночную фотосинтетическую депрессию у листьев столовой свеклы, выращенной в условиях короткого дня в течение 7 месяцев.

ся свидетелями проявления одного из показателей этого положения. Так, например, хотя длиннодневные фотопериоды непосредственно не приводят к цветению, но они значительно интенсифицируют процессы фотосинтеза, подобно однолетним цветущим растениям.

Полученные данные в целом приводят нас к следующим основным выводам.

1. Одним из существенных эндогенных факторов, определяющих общий уровень суточного хода фотосинтетической активности травянистых растений, являются процессы генеративного развития. Повышенную фотосинтетическую продуктивность показывают всегда растения в фазе генеративного развития, в связи с чем не обнаруживается и ночная фотосинтетическая депрессия (в факторостатных условиях), которая рельефно проявляется в других фазах развития.

2. Оптимальные для цветения фотопериоды приводят к усилению фотосинтетической активности листьев, если даже растения их воспринимают перед яровизацией.

3. Ночная фотосинтетическая депрессия у старых листьев более выражена чем у молодых.

ФИЗИОЛОГИЯ

Н. Г. Микаелян

Роль различных отделов головного мозга в функции размножения
 у млекопитающих

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. К. Карапетяном 8/V 1963)

После установления в наших прежних исследованиях важного факта о том, что полное удаление больших полушарий головного мозга у птиц приводит к необратимому прекращению репродуктивной функции, атрофии яичника и яйцевода^(1,2), мы предприняли исследование роли различных отделов центральной нервной системы в функции размножения у млекопитающих, учитывая функционально-филогенетическое отличие этих отделов в координации соматических и вегетативных актов.

Под опыт были взяты 54 крысы-самки и 12 крольчих. Во время операции и в первые дни послеоперационного периода пали 11 крыс и 3 крольчихи. Остальные животные находились под наблюдением в течение достаточно продолжительного времени. Часть животных оперировалась под эфиром, а другие промидол-нембуталовым наркозом. До операции у подопытных животных определялась способность к спариванию, состояние и течение беременности, одновременно учитывалось количество и жизнеспособность их потомства. У крыс исследовался также характер изменений половых циклов путем микроскопии мазков по методу Лонга и Эванса⁽³⁾.

В первой серии опытов производилась декорткация левого или правого полушария головного мозга у 13 крыс и 4 крольчих. После операции их периодически подсаживали к самцам. Спустя 3—8 недель после односторонней декорткации 9 крыс и 3 крольчихи спаривались. Беременность и роды у них протекали клинически нормально. Крысы рожали по 4—6 крысят. Всего было получено 42 крысят, из них 1 недоразвитый и 2 мертворожденных. Из 3-х крольчих одна пала на 16-ый день беременности. При вскрытии в матке было обнаружено 4 плода. Оставшиеся две крольчихи родили 9 крольчат, которые по общему состоянию почти не отличались от потомства интактных матерей; лишь один крольчонок был недоразвит (табл. 1).

Приведенные данные говорят о том, что после односторонней (левой или правой) декорткации больших полушарий головного мозга функция

размножения (спаривание, беременность и роды) протекает без заметного отклонения от нормы. Наблюдается лишь некоторое уменьшение количества приплода, как у крыс так и у крольчих, а также отдельные случаи ненормального эмбрионального развития плода.

Во второй серии опытов у 28 крыс и 3 крольчих проводилась двухсторонняя декорткация больших полушарий головного мозга. Потомство

Таблица 1

Количество и жизнность потомства у крыс и крольчих до и после декорткации одного полушария головного мозга

Вид и № животного	Количество потомства		Примечание
	последние роды до операции	первые роды после операции	
Крысы №			
1	6	5	
2	5	4	
3	6	4	Из 4 один недоразвитый.
9	5	5	
10	4	3	
12	7	5	
22	6	5	Из 5 два мертвые.
15	6	6	
27	7	5	
Итого:	52	42	
Крольчихи №			
1572	5	4	Крольчиха пала на 16 день беременности.
Б1788	6	5	Один недоразвитый.
0402	5	4	

Таблица 2

№ животных	Количество потомства		Примечание
	последние роды до операции	первые роды после операции	
4	8 здоровых	3	Клинически здоровые.
6	6	2	Обе пали через 3 дня после рождения.
7	6	4	Две родились мертвыми.
37	7	6	Две недоразвитые.
24	5	4	
59	6	3	Клинически здоровые.
Итого:	38 здоровые	22	Из 22 крысят 7 мертвые и недоразвитые

удалось получить лишь у 6 крыс (табл. 2) и 2 крольчих. 12 крыс пали спустя 2—3 месяца после операции, ни у одной из них за это время беременность не наступала. Остальные 10 крыс продолжают жить и содер-

жаться вместе с самцами, однако случаев беременности пока не обнаружено.

Как видно из данных табл. 2 двусторонняя декорткация вызывает заметные нарушения воспроизводительной функции у крыс: почти наполовину уменьшается количество приплода. В потомстве наблюдается значительное число мертворожденных и недоразвитых. Аналогичная картина наблюдалась и у двух крольчих.

Исследование влагалищных мазков у 10 декортицированных, но после операции еще не родивших крыс показало, что у 4-х половые циклы регулярно чередуются. Это является косвенным доказательством нормального течения овуляции. Отсутствие беременности у последних, по-видимому, связано с нарушением сложно-рефлекторного акта спаривания и, прежде всего, с механизмом тех двигательных актов, из совокупности которых складывается поза, предоставляющая возможность садки самца. У остальных 6 декортицированных крыс наблюдалась смешанная картина в половом цикле: у одной и той же крысы несколько дней даже недель подряд обнаруживалась одна и та же эстральная картина; бывали случаи, когда вместо проэструса диэструсу следовал эструс или метэструс, или же после эструса сразу наступал проэструс.

Результаты проведенных опытов позволяют констатировать, что после одно- и двусторонней декорткации больших полушарий головного мозга у низших млекопитающих функция размножения не выпадает, но претерпевает в первом случае небольшие отклонения от нормы, а во втором — заметные нарушения.

Совершенно иные результаты были получены после полного удаления больших полушарий головного мозга у 9 половозрелых крыс и 2 крольчих. После операции эти животные содержались с самцами в течение 4—15 месяцев, однако ни у одного из них не удалось получить потомства.

Физиологическую сущность этого явления можно объяснить той вероятностью, что между большими полушариями головного мозга и гипоталамуса наряду с многими сложными взаимоотношениями координирующими различные функции организма, существуют и определенные взаиморегулирующие механизмы, связанные с деятельностью органов размножения. Известно, что в половой функции животных гипоталамусу и гипофизу принадлежит ведущая роль (4-7). Однако, наши исследования показывают, что при полном удалении больших полушарий головного мозга гипоталамо-гипофизарная система не в состоянии обеспечить осуществление нейрогуморальной регуляции сложно-рефлекторных актов воспроизводительной функции млекопитающих.

Институт физиологии им. акад. Л. А. Орбели
Академии наук Армянской ССР

Գլխուղեղի ճարտիվային բաժինների գերը կաթնասունների բազմացման ֆունկցիայում ֆունկցիայում

Գլխուղեղի զանազան բաժինների գերը կաթնասունների բազմացման ֆունկցիայում ուսումնասիրված է 54 առնետների և 12 մայր ճագարների վրա, որի համաստեղի արդյունքները հետևյալն են.

1. Գլխուղեղի մեծ կիսագնդերի աջ կամ ձախակողմյան կեղևազրկումից հետո, նշված կաթնասունների բազմացման ֆունկցիան ընթանում է առանց մեծ տատանումների նորմալ բազմաններից: Նկատվում է միայն սպաղարկության քանակի որոշ չափով պակասեցում և ստղի սաղմնային աննորմալ զարգացման առանձին դեպքեր:

2. Առաջնային ուղեղի մեծ կիսագնդերի կեղևի երկկողմանի հեռացումը բերում է ճագարների և առնետների վերարտադրողական ֆունկցիայի նկատելի խանգարման: Գրեթե կիսով չափ պակասում է նրանց պտղաբերությունը և սերնդում հայտնաբերվում են մեծ քանակությամբ մեռածներ ու թերահներ:

3. Ուղեղի մեծ կիսագնդերի լրիվ հեռացումը առաջացնում է բազմացման ֆունկցիայի դադարեցում (հետապերացիոն դիտոսմների ժամանակաշրջանը տևել է 4—15 ամիս):

Ստացված փաստերը մեզ հիմք են տալիս գալու այն եզրակացության, որ շնայած հիպոթալամո-հիպոֆիզային սիստեմը, ինչպես հայտնի է, առաջատար և վճռական դեր է խաղում բազմացման ֆունկցիայում, բայց ուղեղի մեծ կիսագնդերը հեռացնելիս, այդ սիստեմը և վիճակի և ապահովել վերարտադրողական ֆունկցիայի ներթոփորմորալ կանոնավորման բարդ սեֆլեկտոր գործողությունները, որը վկայում է հիպոթալամոսի և ուղեղի մեծ կիսագնդերի միջև բազմացման ֆունկցիայի վերաբերյալ գոյություն ունեցող փոխհարաբերությունների առկայության մասին:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1 С. К. Карапетян, Н. Г. Микаелян, М. Б. Назарян, А. В. Аршакян, Экспериментальные данные о нервной регуляции воспроизводительной функции у птиц. Тезисы IX Всесоюзн. съезда физиологов, фармакол. и биохимиков Москва—Минск, 1959. 2 С. К. Карапетян, Н. Г. Микаелян, М. Б. Назарян, Известия АН АрмССР, т. XVI, 6, 1963. 3 Лонг и Эванс, 1920 (цит. по Я. М. Кабаку—Практикум по эндокринологии, 1945). 4 Ю. Н. Беленев, Я. М. Кабак, Пробл. эндокринологии и гормонотерапии, 7, 1, 1961. 5 Давидсон Жулиан М., Ганонг Виллиам Ф., The effect of hypothalamic lesions on the testes and prostate of male dogs. Endocrinol, 1960, 3. 6 Геллерт Рональд Ж., Ганонг Виллиам Ф., Precocious puberty in rats with hypothalamic lesions Acta endocrinol., 33, 4, 1960. 7 Д., Анжело Савино А., Кривати Арнолд С., Gonadotrophic hormone function in persistent estrous rats with hypothalamic lesions. Proc. Soc. Exptl. Biol and Med., 104, 1, 1960.

