

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր
Д О К Л А Д Ы

XXIX, № 1

1959

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ո. ԴԱՎԹՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ ակադեմիկոս.
Ա. Լ. ԹԱԽՏԱՋՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ քղրակից անդամ.
Վ. Հ. ՀԱՄՐԱՐՉՈՒՄՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ ակադեմի-
կոս (սլաւո. խմբագիր). Վ. Հ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ.
Ա. Լ. ՄՆՋՈՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ ակադեմիկոս.
Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՀՍՍՐ ԳԱ քղրակից անդամ.
Ս. Մ. ԶՐՐԱՇՅԱՆ, ՀՍՍՐ ԳԱ ակադեմիկոս
(սլաւ. խմբագրի տեղակալ):

Редакционная коллегия

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик АН АрмССР
(отв. редактор). Г. С. ДАВТЯН, акде-
мик АН АрмССР. М. М. ДЖРБАШЯН,
академик АН АрмССР (зам. отв. редакто-
ра). В. О. КАЗАРЯН, А. Л. МНДЖОЯН,
академик АН АрмССР. А. Г. НАЗАРОВ,
чл.-корресп. АН АрмССР. А. Л. ТАХТА-
ДЖЯН, чл.-корресп. АН АрмССР.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՀՐԱՅԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ընթերցանական

Ա. Վ. Զարմազյան — Եկեղեցիական տարածության երկակի նորմալացված մակերևութների մասին	3
--	---

Պատմիկության տեսություն

Ն. Խ. Հարությունյան, ՀՍՍՌ ԳԱ ակադեմիկոս, և Մ. Մ. Մանուկյան — Կոնստանդինոպոլի պալատական ոլորումը	9
---	---

Ֆիզիկա

Ն. Մ. Քոչարյան, ՀՍՍՌ ԳԱ թղթակից-անդամ, Զ. Ա. Կիրակոսյան, Է. Գ. Շարոյան և Ա. Գ. Պիկալով — Կոսմիկական ճառագայթման մեզոնների բեռնացումը գեոմետրիայի	17
Գ. Ս. Սահակյան — Միջազգային էլեկտրոնային զույգերի ծնման և անիգիլացման նոր մեխանիզմ	23
Հ. Վ. Բաղալյան — Դեյտրոնների ծնման էֆեկտիվ կտրվածքի կախումն սկզբնական նուկլիդների էներգիայից	29

Աստղաֆիզիկա

Ա. Ա. Նիկիտին — Հելիումի ատոմների զրգռումը և իոնացումը՝ պայմանավորված երկու էլեկտրոնների զրգռմամբ՝ ատոմների մթնոլորտներում	33
Մ. Ա. Առաքելյան — Ռելյատիվիստական էլեկտրոնների ճառագայթման գույնի մասին	35

Ինդագործական բիոֆիզիկա

Ա. Լ. Մնջոյան, ՀՍՍՌ ԳԱ ակադեմիկոս, Հ. Լ. Մնջոյան և Է. Ս. Բաղդասարյան — Հետազոտություններ ֆուրանի ածանցյալների բնագավառում: Հաղորդում XXII . . .	41
---	----

СОДЕРЖАНИЕ

Математика

- А. В. Чакмазян* — О двойственно нормализованных поверхностях евклидова пространства 3

Теория пластичности

- Н. Х. Арутюнян*, академик АН АрмССР, и *М. М. Манукян* — Пластическое кручение конического стержня 9

Физика

- Н. М. Кочарян*, чл.-корр. АН АрмССР, *Э. А. Кирикосян*, *Э. Г. Шароян* и *А. П. Пикалов* — Поляризация μ^+ -мезонов космического излучения под землей 17

- Г. С. Саакян* — Новый механизм рождения и аннигиляции электронных пар в среде 23

- Г. В. Бадалян* — Зависимость сечения образования дейтронов от энергии первичных нуклонов 29

Астрофизика

- А. А. Никитин* — Возбуждение и ионизация атомов гелия в атмосферах звезд, обусловленные возбуждением двух электронов 33

- М. А. Аракелян* — О цвете излучения релятивистских электронов . . . 35

Фармацевтическая химия

- А. Л. Минджоян*, академик АН АрмССР, *О. Л. Минджоян* и *Э. Р. Багдасарян* — Исследование в области производных фурана. Сообщение XXII . . . 41

А. В. Чакмазян

О двойственно нормализованных поверхностях евклидова пространства

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Л. Шагиняном
 16.IV.1959)

В работе ⁽¹⁾ была рассмотрена так называемая двойственная нормализация x_m в P_n . Гиперполоса Γ_m нормализована двойственно, если она нормализована в смысле А. П. Нордена ⁽²⁾, причем ее нормаль 1-го рода содержит характеристику семейства главных гиперплоскостей гиперполосы.

Рассмотрим поверхность $n-2$ -измерений x_{n-2} , погруженную в евклидово E_n . Допустим, что x_{n-2} дополнена до гиперполосы так, что характеристики семейства главных касательных гиперплоскостей перпендикулярны касательной плоскости поверхности x_{n-2} , так, что ее естественная нормализация будет одновременно и двойственной. Если обозначить через X нормальный вектор главной касательной гиперплоскости гиперполосы, а Y направляющий вектор характеристической прямой, то основные дифференциальные уравнения Γ_{n-2} ⁽³⁾ будут иметь следующий вид.

$$\left. \begin{aligned} \nabla_j r_i &= h_{ji} X + k_{ji} Y & (a) \\ \nabla_j X &= -h_j^k r_k & (b) \\ \nabla_j Y &= -k_j^k r_k & (c) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $h_{ij} = -\partial_i r \partial_j X = X \nabla_j r_i$, $k_{ij} = -\partial_i r \partial_j Y = Y \nabla_j r_i$.

Назовем h_{ij} главным фундаментальным тензором гиперполосы и предположим, что $h = \text{Det} \|h_{ij}\| \neq 0$, $k = \text{Det} \|k_{ij}\| \neq 0$. Из системы (1) можно определить векторные функции r , X и Y , если задан метрический тензор g_{ij} поверхности и тензоры h_{ij} и k_{ij} , удовлетворяющие следующим условиям интегрируемости:

$$\begin{aligned} \text{I} \quad R_{kji}^l &= 2h_{ij} h_{kl}^l + 2k_{ij} k_{kl}^l, \\ \text{II} \quad \nabla_{[k} h_{j]i} &= 0, \\ \text{III} \quad \nabla_{[k} k_{j]i} &= 0, \\ \text{IV} \quad k_{ij}^m h_{lm} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $R_{\kappa\mu}$ есть тензор кривизны внутренней геометрии x_{n-2} . Мы можем сформулировать следующую теорему.

Теорема 1. Поверхность x_{n-2} , допускающая двойственную нормализацию в E_n , определяется с точностью до движения, заданием основного тензора своей внутренней римановой связности g_{ij} и тензоров h_{ij} , k_{ij} , удовлетворяющих условиям (2).

Условие (1, b) можно истолковать следующим образом. Если в евклидовом пространстве рассмотрим на гиперсфере s_{n-1} $n-2$ -мерную поверхность Σ_{n-2} , радиус-вектор точки которой $X = X(u^1, \dots, u^{n-2})$, то ее касательная плоскость, определяемая векторами $\partial_i X$, параллельна касательной плоскости x_{n-2} . Такое отображение x_{n-2} на поверхность Σ_{n-2} назовем ее главным сферическим отображением.

Поверхность Σ_{n-2} определяется следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} 1) \quad \nabla_j X_{(i)} &= -\gamma_{ij} X + E_{ij} Y, \\ 2) \quad \nabla_i Y &= -E^i_j X_j, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\gamma_{ij} = X_i X_j = h_i^k h_{kj}$, $E_{ij} = -\partial_i X \partial_j Y = -h_i^k k_{jk}$, первый и второй тензоры гиперповерхности Σ_{n-2} на гиперсфере s_{n-1} , причем скобки вокруг индекса показывают, что ковариантное дифференцирование соответствует внутренней связности Σ_{n-2} . Пользуясь условиями (1), (3), можно получить соотношение

$$\nabla_k h_{i(j)} = 0,$$

которое показывает, что внутренняя геометрия исходной поверхности x_{n-2} сопряжена с внутренней геометрией поверхности Σ_{n-2} относительно $h_{i,j}$. Из (3) известно, что внутренняя связность 1-го и 2-го рода нормализованной гиперполосы сопряжена относительно главного фундаментального тензора h_{ij} . Отсюда вытекает, что геометрия 2-го рода исходной x_{n-2} в E_n совпадает с геометрией ее главного сферического изображения Σ_{n-2} . Составляя условие интегрируемости системы (3)

$$\left. \begin{aligned} 1) \quad \rho_{kji}^l &= 2\gamma_{i[j} \delta_{k]}^l + 2E_{i[j} E_{k]}^l \\ 2) \quad \nabla_{[k} E_{i]j} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где ρ_{kji}^l есть тензор кривизны внутренней геометрии Σ_{n-2} , получим

Теорему 2. Главный сферический образ Σ_{n-2} определяется с точностью до движения на гиперсфере s_{n-1} заданием тензоров γ_{ij} и E_{ij} , удовлетворяющих условиям (4).

Все сказанное остается в силе для поверхности x_2 , погруженной в пространство E_4 . В этом случае условия (2. IV) показывают, что главные направления тензоров h_{ij} и k_{ij} совпадают. Таким образом, сеть $h_{ij} du^i du^j = 0$, $k_{ij} du^i du^j = 0$ имеет общую биссекторную сеть, которую мы назовем главной сетью x_2 .

Условия (2. I) могут быть упрощены вследствие того, что поверхность двумерна. Произведем в (2. I) свертывание по индексам i и k , и, вводя обозначения тензора Риччи,

$$R_{ij} = R_{hji}.$$

получим соотношение

$$R_{ji} = 2g^{mk} h_{i|j} h_{k|m} + 2g^{mk} k_{i|j} k_{k|m},$$

которое равносильно (2, 1). Это уравнение подвергнем дальнейшему преобразованию. Для этого рассмотрим два взаимных бивектора, связанных соотношением

$$\varepsilon^{jk} \varepsilon_{kl} = \delta_l^j, \quad \varepsilon_{12} = \sqrt{g_{11}g_{22} - g_{12}^2}.$$

После этого легко видеть, что

$$2g^{mk} h_{i|j} h_{k|m} = \varepsilon_{jk} g^{km} h_i^s h_{sm} = g_{jm} h_{is} h^{sm} = A g_{ij}$$

$$2g^{mk} k_{i|j} k_{k|m} = \varepsilon_{jk} g^{km} k_i^s k_{sm} = g_{jm} k_{is} k^{sm} = B g_{ij},$$

где

$$A = \frac{1}{2} \varepsilon^{ik} \varepsilon^{jl} h_{ij} h_{kl}, \quad B = \frac{1}{2} \varepsilon^{ik} \varepsilon^{jl} k_{ij} k_{kl}$$

так, что

$$R_{ji} = (A + B) g_{ij}.$$

Так как внутренняя геометрия поверхности x_2 риманова, то ее тензор Риччи имеет вид

$$R_{ji} = K g_{ij}.$$

где K — гауссова кривизна x_2 , вследствие чего получим

$$2K = \varepsilon^{ik} \varepsilon^{jl} (h_{ij} h_{kl} + k_{ij} k_{kl}), \quad \text{или} \quad K (g_{11}g_{22} - g_{12}^2) = \\ = h_{11}h_{22} - h_{12}^2 + k_{11}k_{22} - k_{12}^2. \quad (*)$$

Имея в виду условия (1. а), последнее соотношение можно записать в следующем виде

$$2K = \varepsilon^{ik} \varepsilon^{jl} \nabla_i r_j \nabla_k r_l. \quad (5)$$

Поставим следующий вопрос: с каким произволом определяется x_2 , нормализованная двойственно в E_1 своим главным сферическим изображением Σ_2 ?

Разрешая уравнения (1. б) относительно r_k , получим

$$r_i = H_i^k X_k, \quad (6)$$

где H_i^k тензор, взаимный тензору h_j^k . Дифференцируя (6) ковариантно во внутренней связности Σ_2 , пользуясь уравнениями (3. 1) и альтернируя, мы приходим к следующей системе условий интегрируемости уравнения (6).

$$I. \quad H_{[i}^k \gamma_{j]k} = 0, \quad II. \quad \nabla_{[j} H_{i]}^{(k)} = 0, \quad III. \quad H_{[i}^k E_{j]k} = 0.$$

Условия I, II и III показывают, что тензор

$$H_{ij} = H_i^k \gamma_{jk}$$

симметричен и определяет на Σ_2 кодацциеву сеть, биссекторная сеть которой совпадает с биссекторной сетью тензора E_{ij} , т. е. с сетью линий кривизны поверхности Σ_2 .

Вследствие этого H_{ij} можно представить в следующем виде

$$H_{ij} = a\gamma_{ij} + bE_{ij}.$$

Чтобы принять во внимание, что сеть кодацциева, найдем ее чебышевский вектор, используя для этого ее перенормированный тензор

$$*H_{ij} = a\gamma_{ij} + E_{ij}. \quad (7)$$

Взаимный тензор $*H_{ij}$ (² стр. 37).

$$*H^{pq} = \frac{1}{N} \varepsilon^{ip} \varepsilon^{jq} *H_{pq} = \frac{1}{N} \varepsilon^{ip} \varepsilon^{jq} (a\gamma_{ij} + E_{ij}) = \frac{1}{N} (a\gamma^{ij} + \bar{E}^{ij}),$$

где $2N = \varepsilon^{ik} \varepsilon^{jl} *H_{ij} *H_{kl}$, а его ковариантная производная

$$\nabla_k *H_{(ij)(l)} = a_k \gamma_{ij} + \nabla_k E_{(ij)(l)}.$$

Подставляя полученные величины в формулу (² стр. 163)

$$t_k = *H^{pq} \nabla_{[p} *H_{(k)l](q)} + \frac{1}{4} *H^{pq} \nabla_k *H_{pq},$$

получим искомое выражение чебышевского вектора

$$t_k = \frac{1}{N} (a\gamma^{pq} + \bar{E}^{pq}) a_{[p} \gamma_{k]q} + \frac{1}{4} \partial_k \ln N.$$

Для того, чтобы сеть $*H_{ij}$ была кодацциевой, необходимо и достаточно, чтобы ее чебышевский вектор был градиентом, т. е. $\varepsilon^{ik} \nabla_i t_k = 0$, но

$$\nabla_i t_k = \nabla_i \left[\frac{1}{N} (a\gamma^{pq} + \bar{E}^{pq}) a_{[p} \gamma_{k]q} \right] + \frac{1}{4} \nabla_i \partial_k \ln N,$$

откуда

$$\varepsilon^{ik} \nabla_i \left[\frac{1}{N} (a\gamma^{pq} + \bar{E}^{pq}) a_{[p} \gamma_{k]q} \right] = 0. \quad (8)$$

Для a мы получаем дифференциальное уравнение в частных производных 2-го порядка, которое имеет решение, зависящее от двух функций одного аргумента.

Мы можем сформулировать следующую теорему.

Теорема 3. Двойственно нормализованная поверхность x_2 определяется своим главным сферическим отображением Σ_2 и заданием сети $*H_{ij}$, удовлетворяющей условиям (7) и (8).

Но так как произвольная x_2 на гиперсфере зависит от одной функции двух аргументов, то получим

Теорема 4. Множества двойственно нормализованных поверхностей в E_4 зависят от одной произвольной функции двух аргументов и двух функций одного аргумента.

Примем теперь главную сеть за координатную, т. е. положим $h_{12} = k_{12} = g_{12} = 0$. Из основных уравнений получаем

$$\frac{\partial^2 r}{\partial u^1 \partial u^2} = \Gamma_{12}^1 \frac{\partial r}{\partial u^1} + \Gamma_{12}^2 \frac{\partial r}{\partial u^2}. \quad (9)$$

Таким образом, на x_2 можно найти такую главную сеть, приняв которую за координатную, мы получим, что радиус-вектор r будет удовлетворять уравнению Лапласа.

Примем в частности, что эта сеть чебышевская. Для этого необходимо и достаточно выполнение равенства $\Gamma_{12}^1 = \Gamma_{12}^2 = 0$ (1, стр. 337). Но так как эта сеть ортогональна, то она является декартовой (1, стр. 338). Но действительная декартова сеть существует только на поверхностях, наложимых на плоскость. Таким образом, параметры u^1 , u^2 могут быть преобразованы так, чтобы линейный элемент поверхности принял вид $ds^2 = du^2 + dv^2$. Так, уравнение (9) принимает вид

$$\frac{\partial^2 r}{\partial u \partial v} = 0, \text{ откуда } r = a(u) + b(v),$$

где a , b — векторы, зависящие только от u и только от v соответственно. Таким образом, рассматриваемая поверхность есть поверхность переноса. Из условия (2, II, III) получим

$$h_{11} = \varphi(u), \quad h_{22} = \psi(v), \quad k_{11} = \varphi^*(u), \quad k_{22} = \psi^*(v). \quad (10)$$

Но так как внутренняя геометрия нашей поверхности евклидова, то из условий (*) и (10) получим

$$\varphi(u)\psi(v) + \varphi^*(u)\psi^*(v) = 0,$$

отсюда получим, что $\varphi(u) = \lambda\varphi^*(u)$, $\psi^*(v) = -\lambda\psi(v)$, где $\lambda = \text{const.}$

Имея в виду (10) и последние соотношения, получим из (1).

$$\left. \begin{aligned} \text{I. } \frac{d^2 a}{du^2} &= \varphi^*(u)(\lambda X + Y), & \text{II. } \frac{d^2 b}{dv^2} &= \psi(v)(X - \lambda Y) \\ \text{III. } X_1 &= -\varphi(u)a_1, & X_2 &= -\psi(v)b_2, & Y_1 &= -\varphi^*(u)a_1, & Y_2 &= -\psi^*(v)b_2 \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

где

$$a_1 = \frac{da}{du}, \quad b_2 = \frac{db}{dv}.$$

Дифференцируя (11, I) по u , имея в виду (11, III), получим урав-

$$\frac{d^2 a_1}{du^2} + A(u) \frac{da_1}{du} + B(u) a_1 = 0, \text{ где } A(u) = -\frac{\varphi^{**}(u)}{\varphi^*(u)},$$

$$B(u) = \varphi^*(u)[\lambda\varphi(u) - \varphi^*(u)],$$

нение общее решение которого имеет вид

$$a = c_1 f_1(u) + c_2 f_2(u) + c_3.$$

Можно выбрать начало координат так, чтобы $c_3 = 0$, тогда

$$a = c_1 f_1(u) + c_2 f_2(u), \quad (12)$$

аналогично получим для b выражение

$$b = c_3 f_3(v) + c_4 f_4(v). \quad (12')$$

Но так как

$$a_1^2 = 1, \quad b_2^2 = 1, \quad a_1 b_2 = 0, \quad (13)$$

то из (12) и (12') получим

$$c_1^2 f_1^{12}(u) + 2c_1 c_2 f_1(u) f_2(u) + c_2^2 f_2^{12}(u) = 1$$

$$c_3^2 f_3^{12}(v) + 2c_3 c_4 f_3(v) f_4(v) + c_4^2 f_4^{12}(v) = 1$$

$$c_1 c_3 f_1(u) f_3(v) + c_1 c_4 f_1(u) f_4(v) + c_2 c_3 f_2(u) f_3(v) + c_2 c_4 f_2(u) f_4(v) = 0.$$

откуда

$$c_1^2 = c_2^2 = 1, \quad c_1 c_2 = 0, \quad c_3^2 = c_4^2 = 1, \quad c_3 c_4 = 0$$

$$c_1 c_3 = c_1 c_4 = c_2 c_3 = c_2 c_4 = 0 \quad (14)$$

Таким образом получим, что, если главная сеть x_2 чебышевская, то она является сетью переноса на поверхности, образованной движением кривой (12) по кривой (12'), расположенных в двух вполне ортогональных плоскостях. Условия (14) показывают, что параметры u и v есть длина дуг кривых (12) и (12') соответственно. Из (11) следует, что $\varphi^*(u) = k$, $\psi(v) = k^*$, где кривизны кривых (12) и (12') в общей точке (u, v) .

Казанский государственный университет

им. В. И. Ульянова-Ленина

Ա. Վ. ԶԱՔՄԱՋՅԱՆ

Եվկլիդեսյան չարժուրյան երկակի նորմալացված մակերևույթների մասին

Ուսումնասիրության արդյունքում պարզվել է հետևյալը.

1. E_n -ում երկակի նորմալացում թույլատրող x_{n-2} մակերևույթը որոշվում է շարժման ճշտությամբ, երբ տված է իրեն ներքին ուղիղի կապակցությունը g_{ij} և h_{ij} , k_{ij} տենզորները, որոնք բավարարում են (2) պայմանին:

2. Գլխավոր սֆերիկ պատկեր Σ_2 -ը որոշվում է շարժման ճշտությամբ հիպերսֆերայի վրա, երբ տված է γ_{ij} և E_{ij} տենզորները, որոնք բավարարում են (4) պայմանին:

3. Երկակի նորմալացված x_2 մակերևույթը որոշվում է իրեն գլխավոր սֆերիկ արտապատկերմամբ և H_{ij} ցանցով, որը բավարարում է (7) և (8) պայմաններին:

4. E_4 -ում երկակի նորմալացված մակերևույթների բազմությունը կախված է երկու արգումենտի մի կամավոր ֆունկցիայից և մեկ արգումենտի երկու ֆունկցիայից:

5. Եթե գլխավոր ցանց x_2 -ը չերիշխյան է, ապա նա հանդիսանում է տեղափոխման ցանց մակերևույթի վրա, որը ստացվում է (12) կորի շարժումով (12')-կորով, որոնք ղտնվում են երկու փոխադարձ իրար լրիվ օրթոգոնալ հարթություններում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ А. П. Норден. Пространства аффинной связности, Гостехиздат, 1950. ² А. П. Норден. Теория поверхностей, Гостехиздат, 1956. ³ А. В. Чакмазян. ДАН АрмССР, т. XXVIII, № 4 (1959).

ТЕОРИЯ ПЛАСТИЧНОСТИ

Н. Х. Арутюнян, академик АН Армянской ССР, и М. М. Манукян

Пластическое кручение конического стержня

(Представлено 30. IV. 1959)

Вопросу о пластическом кручении круглых стержней переменного диаметра посвящены работы Л. М. Качанова (¹), В. В. Соколовского (²), где даны решения ряда задач при идеальной пластичности и степенном условии упрочнения материала.

Однако экспериментальные исследования, выполненные за последнее время, показывают, что для некоторых материалов, как, например, твердая хромоникелевая сталь (³), алюминиевый сплав (⁴) и др., связь между деформациями и напряжениями достаточно хорошо описывается зависимостью вида

$$\varepsilon_i = F(\sigma_i) \sigma_i = \left[\frac{1}{G} + \beta \frac{\sigma_i^{m-1}}{G^m} \right] \sigma_i, \quad (m > 1) \quad (A)$$

где G — начальный модуль мгновенной деформации, а β и m — параметры, характеризующие степень отклонения кривых деформаций — напряжений ($\varepsilon_i \sim \sigma_i$) от линейного закона.

Очевидно, что если в зависимости (A) параметр β является малым, то она будет описывать кривые упрочнения материала со слабой нелинейностью.

Ниже рассматривается задача о пластическом кручении конического стержня с упрочнением материала, выраженным зависимостью (A).

Задача сводится к решению нелинейного дифференциального уравнения эллиптического типа, содержащего параметр β , решение которого дается в § 2.

§ 1. Постановка задачи. Пусть имеем круглый вал переменного диаметра, нижнее сечение которого закреплено, а верхнее испытывает действие момента M_z . Направим ось z цилиндрических координат r, θ, z по оси стержня, а плоскость $z = 0$ совместим с нижним сечением стержня (верхнее сечение $z = l$).

Положим, как и в теории кручения круглых стержней переменного диаметра, что

$$\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_z = \tau_{rz} = 0 \quad (1.1)$$

и напряженное состояние определяется компонентами $\tau_{r\theta}$ и $\tau_{\theta z}$ касательного напряжения, не зависящими от θ .

Тогда уравнение равновесия в цилиндрических координатах примет вид

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{r\theta}) + \frac{\partial}{\partial z} (r^2 \tau_{\theta z}) = 0 \quad (1.2)$$

и будет тождественно удовлетворено, если, как обычно, положить

$$\tau_{r\theta} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial U}{\partial z}, \quad \tau_{\theta z} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (1.3)$$

где функция напряжений U зависит только от r и z .

Пусть, далее, (Γ) —контур, ограничивающий односвязную область Ω поперечного сечения, тогда

$$U/\Gamma = \text{const}, \quad (1.4)$$

так как боковая поверхность стержня свободна от внешних усилий.

На концевых поперечных сечениях стержня должно быть задано распределение касательных напряжений $\tau_{\theta z}$. Следовательно, здесь также известна функция напряжений

$$U(0, r) = U(l, r) = \varphi(r). \quad (1.5)$$

Однако этому условию для длинных стержней можно удовлетворить, пользуясь принципом Сен-Венана.

Из условий статической эквивалентности будем иметь

$$M_z = 2\pi \int_0^{r_1} \tau_{\theta z} r^2 dr = 2\pi [U(r_1, z) - U(0, z)], \quad (1.6)$$

где r_1 —радиус сечения вала.

Условия неразрывности деформаций в силу (1.1) примут вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \gamma_{\theta z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \gamma_{r\theta} \right) = 0. \quad (1.7)$$

В общем случае уравнение, связывающее интенсивность деформаций и интенсивность напряжений, можно написать в следующем виде:

$$\varepsilon_I = F(\sigma_I) \tau_I, \quad (1.8)$$

где

$$\varepsilon_I = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + (\varepsilon_y - \varepsilon_z)^2 + (\varepsilon_z - \varepsilon_x)^2 + \frac{3}{2}(\gamma_{xy}^2 + \gamma_{yz}^2 + \gamma_{zx}^2)}, \quad (1.9)$$

$$\sigma_I = \frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)}.$$

В рассмотренном случае (1.9) примут вид

$$\varepsilon_i = \sqrt{\gamma_{\theta z}^2 + \gamma_{r\theta}^2}, \quad (1.10)$$

$$\sigma_i = \sqrt{\tau_{\theta z}^2 + \tau_{r\theta}^2}.$$

Тогда можно принять

$$\begin{aligned} \gamma_{\theta z} &= F(\sigma_i) \tau_{\theta z}, \\ \gamma_{r\theta} &= F(\sigma_i) \tau_{r\theta}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Внося эти выражения для компонентов деформаций в уравнение неразрывности (1.7) и принимая во внимание соотношение (1.3), получим

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial r} F(\sigma_i) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial z} F(\sigma_i) \right] = 0, \quad (1.12)$$

где

$$\sigma_i = \frac{1}{r^2} \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2}. \quad (1.13)$$

Таким образом, решение задачи пластического кручения круглых валов переменного диаметра приводится к решению дифференциального уравнения типа Монжа-Ампера (1.12) с граничным условием (1.4).

Положим, что $F(\sigma_i)$ имеет вид

$$F(\sigma_i) = \frac{1}{G} + \beta f(\sigma_i), \quad (1.14)$$

где G — модуль сдвига, β — параметр, а $f(\sigma_i)$ удовлетворяет условиям

$$f(\sigma_i) > 0, \quad f'(\sigma_i) > 0. \quad (1.15)$$

Внося выражение $F(\sigma_i)$ из (1.14) в (1.8), получим

$$\varepsilon_i = \frac{\sigma_i}{G} + \beta f^*(\sigma_i), \quad (1.16)$$

где положено

$$f^*(\sigma_i) = f(\sigma_i) \sigma_i. \quad (1.17)$$

Подставляя выражение $F(\sigma_i)$ из (1.14) в (1.12), получим

$$\begin{aligned} & \frac{1}{G} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{G} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] + \\ & + \beta \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial r} f(\sigma_i) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial z} f(\sigma_i) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Пусть $f(\sigma_i)$ выражается через σ_i степенным законом вида

$$f(\sigma_i) = \frac{\sigma_i^{m-1}}{G^m}, \quad (m > 1). \quad (1.19)$$

Тогда уравнение (1.18) примет следующий вид:

$$\frac{1}{G} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] + \frac{\beta}{G^m} L(U) = 0, \quad (1.20)$$

где $L(U)$ — дифференциальный оператор вида

$$L(U) = \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r^{2m+1}} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}} \frac{\partial U}{\partial r} \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{r^{2m+1}} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}} \frac{\partial U}{\partial z} \right\}. \quad (1.21).$$

§ 2. Решение дифференциального уравнения (1.20) Пользуясь методом, развитым в работах (5,6), будем искать решение уравнения (1.20) в виде ряда

$$U(r, z) = U_0(r, z) + \beta U_1(r, z) + \beta^2 U_2(r, z) + \dots \quad (2.1)$$

Подставляя это выражение в уравнение (1.20) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях β , получим

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U_0}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U_0}{\partial z} \right) = 0. \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{G} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U_1}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{G^m} L(U_0) = 0. \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{G} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial U_2}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{G^m} L(U_0, U_1) = 0, \quad (2.4)$$

где $L(U_1, U_0)$ — дифференциальный оператор вида

$$L(U_0, U_1) = \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r^{2m+1}} \left[\left(\frac{\partial U_0}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_0}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}} \frac{\partial U_1}{\partial r} + \right. \\ + \frac{m-1}{r^{2m+1}} \left[\left(\frac{\partial U_0}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_0}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}-1} \left(\frac{\partial U_0}{\partial r} \frac{\partial U_1}{\partial r} + \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_1}{\partial z} \right) \frac{\partial U_0}{\partial r} \Big\} + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{r^{2m+1}} \left[\left(\frac{\partial U_0}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_0}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}} \frac{\partial U_1}{\partial z} + \right. \\ + \frac{m-1}{r^{2m+1}} \left[\left(\frac{\partial U_0}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_0}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{m-1}{2}-1} \left(\frac{\partial U_0}{\partial r} \frac{\partial U_1}{\partial r} + \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_1}{\partial z} \right) \frac{\partial U_0}{\partial z} \Big\}. \quad (2.5)$$

Таким образом, решение нелинейного дифференциального уравнения (1.20) сводится к решению некоторой совокупности линейных рекуррентных дифференциальных уравнений (2.2), (2.3), (2.4) ..., с условием

$$U = \text{const.} \quad (2.6)$$

на боковой поверхности ($r = r_1$) и на оси ($r = 0$) вала, причем

$$M_z = 2\pi [U(r_1, z) - U(0, z)], \quad (2.7)$$

где r_1 — радиус сечения вала. Здесь можно принять, что на боковой поверхности вала $U(r_1, z) = 0$.

Займемся решением этих уравнений.

Уравнением (2.2), которое можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 U_0}{\partial r^2} - \frac{3}{r} \frac{\partial U_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} = 0, \quad (2.8)$$

и условиями (2.6) и (2.7) полностью определяется функция $U_0(r, z)$.

Аналогичным образом уравнения (2.3), (2.4) и др. соответственно можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 U_1}{\partial r^2} - \frac{3}{r} \frac{\partial U_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} = - \frac{1}{G^{m-1}} L(U_0) r^3, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial^2 U_2}{\partial r^2} - \frac{3}{r} \frac{\partial U_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_2}{\partial z^2} = - \frac{1}{G^{m-1}} L(U_0, U_1) r^3 \quad (2.10)$$

и т. д.,

где функция $L(U_0)$ в (2.9) является известной функцией, она определяется при помощи решения уравнения (2.8), а функция $L(U_0, U_1)$ в выражении (2.10) будет известной после решения уравнения (2.9).

Таким образом, значения $U_0, U_1, U_2, \dots$ будут определены последовательно указанным способом.

В качестве приложения рассмотрим задачу о пластическом кручении конического стержня с упрочнением материала, определяемого зависимостью (A).

§ 3. Кручение круглого конического стержня. Рассмотрим задачу о кручении круглого конического стержня с углом конусности γ . Направим ось z цилиндрических координат r, θ, z по оси конического стержня, а центр координат совместим с вершиной конуса.

В этом случае функция напряжений U зависит от r, z . Функцию $U(r, z)$ представим в виде (2.1). Для определения $U_0(r, z)$ нужно решить уравнение (2.8) с условием (2.7). Решение будет (1):

$$U_0(r, z) = A \left[\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right)^3 \right], \quad (3.1)$$

где

$$A = - \frac{M_z}{2\pi \left(\frac{2}{3} - \cos \gamma + \frac{1}{3} \cos^3 \gamma \right)}, \quad (3.2)$$

M_z — величина крутящего момента.

Теперь перейдем к нахождению второго приближения. Для этого подставим выражение $U_0(r, z)$ из (3.1) в (2.9). Тогда дифференциальное уравнение (2.9) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 U_1}{\partial r^2} - \frac{3}{r} \frac{\partial U_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} = B_m \frac{r^{m+1} z}{(r^2 + z^2)^{2m + \frac{1}{2}}}, \quad (3.3)$$

где

$$B_m = \frac{m-1}{G^{m-1}} A^m. \quad (3.4)$$

Если решение однородного уравнения (3.3) обозначить через $U_1^*(r, z)$, то будем иметь

$$U_1^*(r, z) = D \left[\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right)^3 \right], \quad (3.5)$$

где D —постоянная интегрирования.

Остается определить частное решение уравнения (3.3). Для этого удобно из цилиндрических координат перейти к сферическим координатам.

Если положить

$$r = \rho \sin \theta, \quad z = \rho \cos \theta, \quad (3.6)$$

то уравнение (3.3) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 U_1}{\partial \rho^2} - \frac{2}{\rho} \frac{\partial U_1}{\partial \rho} - \frac{3}{\rho^2} \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial U_1}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial \theta^2} = B_m \frac{\cos \theta \sin^{m+1} \theta}{\rho^{3m-1}}. \quad (3.7)$$

Примем

$$U_1(\rho, \theta) = \rho^{-3(m-1)} \Phi(\theta), \quad (3.8)$$

где $\Phi(\theta)$ —новая неизвестная функция.

Тогда (3.7) примет вид:

$$\Phi''(\theta) - 3 \operatorname{ctg} \theta \Phi'(\theta) + 9m(m-1) \Phi(\theta) = B_m \cos \theta \sin^{m+1} \theta. \quad (3.9)$$

Наконец, принимая

$$\Phi(\theta) = \varphi(\xi), \quad (3.10)$$

где $\xi = \cos \theta$, уравнение (3.9) приведем к виду

$$(\xi^2 - 1) \varphi''(\xi) - 2\xi \varphi'(\xi) - 9m(m-1) \varphi(\xi) = -B_m \xi (1 - \xi^2)^{\frac{m+1}{2}}. \quad (3.11)$$

Рассмотрим тот случай, когда m —нечетное число. Если обозначить $m = 2k + 1$, где k —целое число ($k \geq 0$), то частное решение дифференциального уравнения (3.11) можно представить в форме

$$\varphi(\xi) = \sum_{i=0}^{k+1} a_{2i+1} \xi^{2i+1}. \quad (3.12)$$

Здесь коэффициенты $a_1, a_3, \dots, a_{2k+3}$ определяются следующими рекуррентными формулами

$$[2(2k+3)k - 9k(2k+1)] a_{2k+3} + B_{2k+1} (-1)^{k+1} = 0, \quad (3.13)$$

$$[2(2i+1)(i-1) - 9k(2k+1)] a_{2i+1} +$$

$$+ B_{2k+1} (-1)^i C_{k+1}^i = 2(i+1)(2i+3) a_{2i+3},$$

$$(i = 0, 1, 2, \dots, k),$$

где

$$C_{k+1}^i = \frac{(k+1)k(k-1) \dots [k+1-(i-1)]}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots i}, \quad (3.14)$$

В цилиндрических координатах частное решение (3.3) будет

$$U_1^*(r, z) = \frac{1}{(r^2 + z^2)^{3k}} \sum_{i=0}^{k+1} a_{2i+1} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right)^{2i+1}, \quad (3.15)$$

а общее решение

$$\begin{aligned} U_1(r, z) &= U_1^*(r, z) + U_1^{\sim}(r, z) = \\ &= D \left[\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right)^3 \right] + \\ &+ \frac{1}{(r^2 + z^2)^{3k}} \sum_{i=1}^{k+1} c_{2i+1} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right)^{2i+1}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Если ограничиваться первыми двумя приближениями, то решение основного дифференциального уравнения Монжа-Ампера (1.20) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} U(r, z) &= (A + \beta D) \left[\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right)^3 \right] + \\ &+ \beta \frac{1}{(r^2 + z^2)^{3k}} \sum_{i=1}^{k+1} a_{2i+1} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right)^{2i+1} + O(\beta^2). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Остается в выражении (3.17) определить значение постоянной интегрирования D .

Подставляя значения $U(z, a)$ и $U(z, 0)$ из (3.17) в (2.17), найдем

$$D = - \frac{\sin^{6k} \gamma}{a^{6k} \left(\cos \gamma - \frac{1}{3} \cos^3 \gamma - \frac{2}{3} \right)} \sum_{i=0}^{k+1} \left[a_{2i+1} \cos^{2i+1} \gamma - \frac{a_{2i+1}}{\cos^{6k} \gamma} \right]. \quad (3.18)$$

Институт математики и механики
Академии наук Армянской ССР

Ն. Խ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ ԵՎ Մ. Մ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ

Կոնաձև ձողի պլաստիկական ոլորումը

Փոփոխական տրամագիծ ունեցող կլոր ձողերի պլաստիկական ոլորման խնդրին են նվիրված Լ. Մ. Կաշանովի ⁽¹⁾ և Վ. Վ. Սոկոլովսկու ⁽²⁾ աշխատանքները, որոնք արվում են մի շարք խնդիրների լուծումը իդիալական պլաստիկությամբ և նյութի միջուկային առանցքային օրենքի պայմաններում:

Բայց վերջին ժամանակներս կատարված էքսպերիմենտալ հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ մի քանի նյութերի համար, ինչպես օրինակ, խումենիկիային մետաղի ⁽³⁾, ալյումինային ձուլվածքի ⁽⁴⁾ և այլն, լարումների և զեֆորմացիաների միջև կապը արտահայտվում է՝

$$\varepsilon_i = F(\sigma_i) \sigma_i = \left(\frac{1}{G} + \beta \frac{\sigma_i^{m-1}}{G^m} \right) \sigma_i \quad (m > 1) \quad (A)$$

տեսքով, որտեղ G — ակնթարթային դեֆորմացիայի մոդուլն է, β և m — սլաքամետրեր են, որոնք բնորոշում են դեֆորմացիայի և լարումների կորերի շեղման աստիճանը դժային օրենքից:

Ակնհայտ է, որ էթև (A) առնչության մեջ β սլաքամետրը փոքր է, ապա նա կնկարագրի նյութի ամրապնդման կորերը թույլ ոչ դժայնության դեպքում:

Ներկա աշխատության մեջ քննարկվում է կոնաձև ձողի պլաստիկական ոլորման խնդիրը (A) առնչությամբ արոտահայտվող նյութի ամրապնդման պայմաններում:

Քննարկվող խնդրի լուծումը բերվում է էլիստական տիպի ոչ դժային դիֆերենցիալ հավասարման, որի լուծման համար օգտագործվում է (5.6) աշխատությունների մեջ շարադրված մեթոդը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Л. М. Качанов, ПММ, т. XII, вып. 4 (1948). ² В. В. Соколовский, Теория пластичности. М.—Л, 1948. ³ Дж. Г. Юм, A note on plastic torsion. Journal of Applied Mechanics, vol. 22, No 3, 1955. ⁴ Д. Трифан, On the plastic bending of circular plates under uniform transverse loads. Quarterly of Appl. Math., vol. VI, No 4, 1949. ⁵ Р. А. Александрян, Н. Х. Арутюнян, М. М. Манукян, „Известия АН СССР“, отд. техн. наук, № 1, 1959. ⁶ Р. А. Александрян, Н. Х. Арутюнян, М. М. Манукян, ПММ, вып. 6, 1958. ⁷ С. П. Тимошенко, Теория упругости. ОНТИ, М., 1937.

ФИЗИКА

Н. М. Кочарян, чл.-корр. АН Армянской ССР, З. А. Киракосян,
Э. Г. Шароян и А. П. Пикалов

Поляризация $\mu^\pm$ -мезонов космического излучения
под землей

(Представлено 9. III. 1959)

1. В предыдущих работах ^(1,2), проведенных в нашей лаборатории по исследованию состава космического излучения, были получены дифференциальные энергетические спектры μ^+ и μ^- -мезонов, откуда определялись значения отношений положительных и отрицательных μ -мезонов. В области $p \gtrsim 2$ Бэв/с это отношение получалось равным $\sim 1,3$.

В цитированных работах рассмотрен предполагаемый механизм образования $\mu^\pm$ -мезонов, приводящий к такому избытку. Однако в работе ⁽³⁾ предложено другое возможное объяснение этого избытка, а именно, рассматривается вклад $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$ распада в число μ^+ -мезонов. Целью настоящей работы была экспериментальная проверка такого объяснения полученного нами избытка. Для этого достаточно было измерить асимметрию в распределении электронов при $\mu^+ \rightarrow e^-$ распаде. Известно, что нарушение закона сохранения четности в слабых взаимодействиях приводит к асимметрии в угловом распределении продуктов распада поляризованных частиц ⁽⁴⁾. При этом степень асимметрии зависит от степени поляризации, потока первичных частиц и достигает максимума при значении поляризации равном единице ^(5,6). В нашем случае, предполагая, что весь поток μ^+ -мезонов получается в результате двух типов распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ и $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$, мы будем иметь вообще смесь μ^+ -мезонов с разной степенью поляризации. Согласно имеющимся в литературе данным ^(3,7,8) поляризация μ -мезонов в первом случае составляет $\sim 25\%$, а во втором случае распада $\sim 90\%$. Таким образом, измерив общую поляризацию потока μ^+ -мезонов, можно определить относительную долю каждого из рассмотренных случаев распада.

Для исследования потока μ -мезонов с энергией около 3 Бэв у поверхности земли (интересующая нас область) настоящие измерения проводились на глубине 7 метров под землей. При измерении на такой глубине детектор частиц остановившихся в медной пластине регистрировал в основном μ -мезоны, родившиеся в верхних слоях атмосферы ⁽⁹⁾.



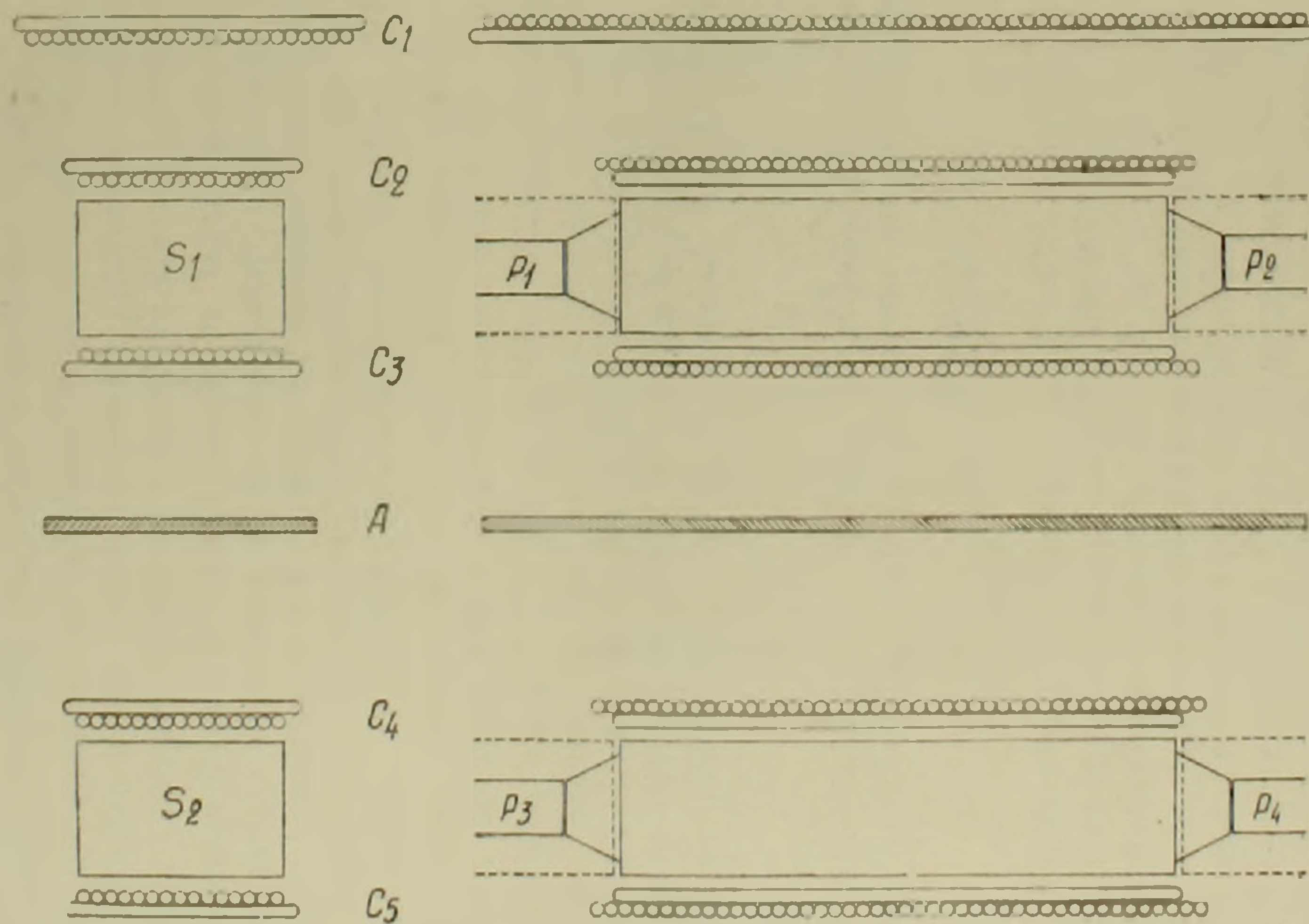
2. Экспериментальная установка. На фиг. 1 приводится схема установки, использованной в наших измерениях. $C_1 - C_5$ — ряды счетчиков Гейгера-Мюллера. В каждом из рядов имеется два слоя счетчиков диаметром 1 см, направления осей которых взаимно-перпендикулярны. Такое расположение счетчиков позволяло определить в двух проекциях в плоскости ряда счетчиков место, где прошла частица.

S_1 и S_2 сцинтилляционные счетчики размерами $400 \times 150 \times 100$ мм³, наполненные раствором *p*-терфенила (2 г/л) и α NPO (0,05 г/л) в бензоле. Для обеспечения одинаковой чувствительности сцинтилляторов по всей их длине, каждый из них обозревался двумя фотоэлектронными умножителями (P_1, P_2) и (P_3, P_4).

В качестве вещества, в котором распадались μ -мезоны, была выбрана медная пластинка, обозначенная на рисунке буквой А. Пластинка помещалась между двумя сцинтилляционными счетчиками; размеры ее $600 \times 200 \times 10$ мм³.

Каждому счетчику в рядах $C_1 - C_5$ соответствовала своя отдельная ячейка с неоновой лампочкой, зажигание которой соответствовало прохождению заряженной частицы через счетчик. Такие же ячейки имелись и для сцинтилляционных счетчиков. Регистрация распадов μ^+ -мезонов обеспечивалась известной схемой задержанных совпадений. Система срабатывала при поступлении импульсов от сцинтилляционных счетчиков, причем отмечались только случаи, когда сдвиг между импульсом от первоначального μ^+ -мезона и импульсом, вызванным электроном распада, находился в пределах от 0,7 до 6 мксек. Чтобы исключить влияние аппаратурной асимметрии, сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 периодически переставлялись местами. Кроме того, проводилась регулярная проверка работы регистрирующей системы. Каждый из зарегистрированных нами случаев распада тщательно изучался на трафаретах (изображение установки в масштабе). По данным годоскопа можно было определить траекторию первичной частицы, проверить направление движения электронов распада и установить место распада μ -мезона. Такая проверка позволяла исключать случайные совпадения и проверять работу каналов сцинтилляционных счетчиков.

3. Результаты измерений. За все время измерений было зарегистрировано 563 случая распада. Из них 298 соответствуют случаям, когда электрон испускается в верхнюю полусферу, т. е. оба импульса, как от начального μ -мезона, так и от продукта распада, зафиксированы в канале верхнего сцинтиллятора. В остальных 265 случаях электрон распада зарегистрирован нижним сцинтилляционным счетчиком. Отсюда для отношения числа электронов испущенных „вверх“ к числу испущенных „вниз“ имеем $k = 1,12 \pm 0,06$. Здесь приведено значение вероятной ошибки. При отборе траекторий учитывалось то обстоятельство, что вероятность регистрации продуктов распада системой гейгеровских счетчиков неодинакова для направлений вверх и вниз, если



Фиг. 1. Схема установки для измерения поляризации d^+ -мезонов.

электрон распада испускается под малым углом к направлению первичной частицы. В первом случае обе частицы могут пройти через один и тот же счетчик. Чтобы исключить асимметрию такого характера мы рассматривали только случаи распада, когда вторичная частица проходит примерно на расстоянии ≥ 2 счетчиков. Имея значение асимметрии, мы вычислили величину поляризации потока μ^+ -мезонов. Вычисления, аналогичные приведенным в работе (10), дают для нашей установки следующее выражение

$$N = c |1 \pm 0,27 \xi P_1|, \quad (1)$$

где c — постоянная, ξ — параметр из теории двухкомпонентного нейтрино, P_1 — степень поляризации μ -мезонов в поглотителе.

Для определения истинной поляризации P потока μ -мезонов, надо учесть их деполяризацию при прохождении через слой атмосферы и земли, которая находилась над установкой, а также телесный угол установки. Оба эффекта, вместе взятые, дают поправку к P_1 примерно на 8%. Окончательное выражение для ξP имеет следующий вид

$$\frac{N_b + N_H}{2N_H} = \frac{1}{1 - 0,25\xi P}. \quad (2)$$

Подставив значение N_b (число электронов распада, испущенных в верхнюю полусферу) и N_H (нижнюю полусферу), измеренные на опыте, получаем

$$\xi P = 0,23 \pm 0,12. \quad (3)$$

Это значение поляризации потока μ^+ -мезонов космического излучения довольно хорошо совпадает со значением, вычисленным для этого потока в предположении, что μ^+ -мезоны в основном возникают только при $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ распаде и что показатель спектра π -мезонов $\gamma \approx 2,5$. Отсюда следует, что $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$ распад не дает заметного вклада в число μ^+ -мезонов, образованных в верхних слоях атмосферы, где имеется большое число энергичных протонов, способных рождать $K_{\mu 2}^+$ -мезоны. В работе (11) авторы с помощью стопок ядерной эмульсии на высоте около 3 км произвели измерения относительного числа странных частиц, рождающихся в звездах при энергиях первичной частицы $10^{12} - 10^{14}$ эв. По их данным число заряженных K -мезонов, барионов и антибарионов составляет около $(9_{-6}^{+8})\%$ от всего числа вторичных заряженных частиц. Число $K_{\mu 2}$ будет, по крайней мере, в два раза меньше от всего числа странных частиц. Следовательно относительное число $K_{\mu 2}$ будет $(4_{-2}^{+4})\%$ от числа заряженных π -мезонов.

Проведенные нами измерения асимметрии распада μ^+ -мезонов под землей также показали, что μ^+ -мезоны, наблюдаемые в космических лучах, в основном возникают за счет распада π^+ -мезонов и только незначительная доля может возникнуть за счет распада $K_{\mu 2}^+$ -мезонов.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность А. Г. Тиграняну за помощь в проведении настоящих измерений.

Физический институт
Академии наук Армянской ССР

Կոսմիկական ճառագայթման մեզոնների բեկնացումը գեոմի առկայության պայմաններում

Նախորդ աշխատանքներում ^(1,2) մենք որոշել էինք կոսմիկական ճառագայթման μ^+ և μ^- -մեզոնների թվերի հարաբերությունը $p > 2 \text{ BeV/c}$ տիրույթի համար այդ հարաբերությունը հավասար է 1,3: Մեր աշխատանքում տրվում էր $\mu^\pm$ -մեզոնների առաջացման մեխանիզմը և ավելցուկի բացատրությունը Սակայն, վերջերս հայտնաբերված զույգությունների խախտման կապակցություններ, մի ուրիշ աշխատանքում ⁽³⁾ այդ ավելցուկին տրվում է այլ բացատրություն: Ենթադրվում է, որ այդ ավելցուկը հիմնականում ստացվում է $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$ տրոհման հաշվին: Ստուգելու համար այդ ենթադրության ճշտությունը, մենք կատարեցինք μ^+ -մեզոնների բեկնացման չափման փորձեր 7 մհոդի տակ, որտեղ հասնող μ^- -մեզոնները ծագում են մթնոլորտի վերին շերտերում և այնտեղ ունեն մոտ 5 BeV էներգիա:

Մեր փորձերը ղույց տվեցին, որ կոսմիկական ճառագայթների մեջ դիտվող μ^+ -մեզոնները առաջանում են π^+ -մեզոնների տրոհման հաշվին և միայն աննշան մասն է, որ կարող է առաջանալ $K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+$ տրոհումից: Այսպիսով, մեր փորձերը չեն հաստատում ⁽²⁾ աշխատանքում արված ենթադրությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, А. С. Алексанян, ЖЭТФ, 30, 243 (1956). Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, А. С. Алексанян, ДАН АрмССР, т. XX, 169 (1955). ² И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 34, 1017 (1958) ³ Т. Д. Лин и К. Н. Ян, PHYS. REV., 101, 254, 1956. ⁴ Р. Л. Гарвин, Л. М. Ледерман, М. Вейнрих, PHYS. REV., 105, 1415, 1957. ⁵ Ч. А. Кумс, Б. Корк, В. Галбрейт, М. Ламбертсон, В. А. Уэнзел, PHYS. REV., 108, 1343, 1957. ⁶ С. Хаякава, PHYS. REV., 108, 1533, 1957. ⁷ Е. М. Фаулер, Г. Примаков, Р. Д. Саро, Nuovo Cimento 9, 1027, 1958. ⁸ Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 26, 257 (1954). ⁹ Г. В. Кларк, Е. Герсил, PHYS. REV., 108, 1538 (1957). ¹⁰ Е. Лорман, М. В. Тейхер, PHYS. REV., 112, 587 (1958).

Г. С. Саакян

Новый механизм рождения и аннигиляции электронных пар в среде

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 17. III. 1959)

1. Из-за нарушения закона сохранения импульсов в вакууме не может иметь место процесс рождения электронно-позитронной пары γ -квантом и наоборот—превращение пары в один квант. Однако эти явления возможны в диспергирующей среде с показателем преломления меньше единицы. В случае среды для обсуждаемых процессов имеем:

$$\vec{k} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \text{ и } \omega = E_1 + E_2; \quad k = n(\omega) \omega, \quad (1)$$

где $\vec{p}_1$ и E_1 —импульс и энергия электрона, $\vec{p}_2$ и E_2 —импульс и энергия позитрона, $\vec{k}$ и ω —импульс и энергия фотона, n —показатель преломления для заданной частоты света. В статье используется система единиц $\hbar = 1$ и $e^2/4\pi = 1/137$. Далее, мы предполагаем, что среда по- коится.

Из требования, что $|\cos \alpha|^2 \leq 1$, где α —угол между векторами $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$, а также из законов сохранений получаем:

$$\frac{|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|}{E_1 + E_2} < n < \frac{p_1 + p_2}{E_1 + E_2}. \quad (2)$$

(2) показывает, что $n < 1$. В данном случае это условие выполняется, так как для рассматриваемых явлений $\omega > 1$ Мэв, а при таких больших частотах электромагнитных волн известно, что показатель прелом- ления меньше единицы.

Энергии квантов для изучаемого процесса ограничены не только снизу, но и сверху. Верхняя граница энергии квантов определяется из естественного требования

$$\lambda \geq l, \quad (3)$$

где $\lambda = \frac{1}{\omega}$ — длина волны излучения деления на 2π , а l —среднее расстояние между частицами. При $\lambda < l$ понятие среды с показателем

преломления перестает быть верным, и вместо законов сохранений для среды мы будем иметь дело с уравнениями для вакуума. С другой стороны, среднее расстояние между частицами (электронами) порядка $N^{-1/3}$, где N —число частиц в 1 см^3 . Следовательно, верхняя граница энергии фотонов определяется соотношением,

$$\omega \lesssim \frac{1}{l} \approx N^{1/3}, \quad (4)$$

Отсюда следует, что для порога образования пар, необходимая плотность частиц должна быть порядка

$$N \gtrsim \left(\frac{2}{\lambda_e} \right)^3 \approx 1,4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-3}, \text{ где } \lambda_e = 3,88 \cdot 10^{-11} \text{ см} \text{—комптоновская длина}$$

волны электрона. Такие большие плотности не предполагаются даже во внутренних слоях солнца и нормальных звезд, однако возможно, что существуют ультракарлики с подобными плотностями. Предполагая, что в природе возможно существуют такие звезды, ниже мы будем вычислять вероятности однофотонной аннигиляции и рождения электронных пар.

2. Сперва рассмотрим рождение пары γ -квантом. Для матричного элемента этого процесса имеем ^(1, 2, 3)

$$S^{(1)} = - \frac{V \mu e}{\sqrt{2n^2 \alpha \omega} V} \int \bar{\Psi}_1 \tilde{\gamma}_\mu e^{i \tilde{k} \cdot \tilde{x}} \Psi_2 d^4 x, \quad (5)$$

где $n^2 = \epsilon \mu$, ϵ и μ —диэлектрическая постоянная и магнитная проницаемость среды, $\tilde{k} = (\vec{k}, i\omega)$ —четырёхмерный импульс фотона, $\tilde{\gamma}_\mu$ —проекция матрицы $\tilde{\gamma}$ на направление поляризации кванта, V —объем пространства, в котором заданы частицы, α —функция частоты

$$\alpha = 1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega}, \quad (6)$$

и наконец Ψ_1 и Ψ_2 —волновые функции электрона и позитрона

$$\Psi_1 = \frac{u_1(p_1)}{V V} e^{i \tilde{p}_1 \cdot \tilde{x}}, \quad \Psi_2 = \frac{u_2(-p_2)}{V V} e^{-i \tilde{p}_2 \cdot \tilde{x}}. \quad (7)$$

Здесь p_1 и p_2 —соответственно четырёхмерный импульс электрона и позитрона. Подставляя (7) в (5), находим

$$S^{(1)} = - \frac{(2\pi)^4 V \mu e}{V^2 \sqrt{2n^2 \alpha \omega}} \left(\bar{u}_1(p_1) \tilde{\gamma}_\mu u_2(-p_2) \right) \delta(\tilde{k} - \tilde{p}_1 - \tilde{p}_2). \quad (8)$$

Вероятность перехода в единицу времени равна

$$dW = \frac{\mu e^2}{(2\pi)^2 \cdot 2n^2 \alpha \omega} |\bar{u}_1(p_1) \tilde{\gamma}_\mu u_2(-p_2)|^2 \delta(\tilde{k} - \tilde{p}_1 - \tilde{p}_2) d^3 p_1 d^3 p_2. \quad (9)$$

Произведя в (9) усреднение по поляризациям кванта и суммирование по проекциям электронов, получаем

$$dW = \frac{e^2 d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^2 2n^2 \omega} \delta(\vec{k} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2) \left(-\frac{1}{8E_1 E_2} \right) \times \\ \times \sum_{\mu=1}^2 \text{Sp} \gamma_\mu (ip_{2\mu} \gamma_\mu + m) \gamma_\mu (ip_{1\mu} \gamma_\mu - m). \quad (10)$$

где E_1 и E_2 — энергии электрона и позитрона. При получении (11) мы учли соотношение коммутации $\beta \gamma_\mu = -\gamma_\mu \beta$ для $\mu = 1; 2$. Вычисление шпура дает

$$\sum_{\mu} \text{Sp} \gamma_\mu (ip_{2\mu} \gamma_\mu + m) \gamma_\mu (ip_{1\mu} \gamma_\mu - m) = 8(p_1 p_2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 - E_1 E_2 - m^2), \quad (11)$$

где ϑ_1 — угол между векторами $\vec{p}_1$ и $\vec{k}$, а ϑ_2 — угол между $\vec{p}_2$ и $\vec{k}$.

Подставляя (11) в (10) и произведя интегрирование по импульсу позитрона, получаем

$$dW = \frac{e^2 d^3 p_1}{(2\pi)^2 2n^2 \omega} \frac{E_1 E_2 + m^2 - p_1 p_2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{E_1 E_2} \delta(\omega - E_1 - E_2). \quad (12)$$

здесь теперь E_2 , p_2 и ϑ_2 являются функцией p_1 и E_1 ,

$$2kp_2 \cos \vartheta_2 = k^2 + p_2^2 - p_1^2, \\ p_2 = \sqrt{\omega^2 + E_1^2 - 2\omega E_1 - m^2}, \\ E_2 = \omega - E_1. \quad (13)$$

Нам остается проинтегрировать по импульсу электрона. Имеем $d^3 p_1 = 2\pi p_1 E_1 dE_1 \sin \vartheta_1 d\vartheta_1$. Далее

$$\delta(\omega - E_1 - E_2) dE_1 = \delta(\omega - E_f) \left| \frac{\partial E_1}{\partial E_f} \right| dE_f = \frac{p_1 E_2}{\omega p_1 - E_1 k \cos \vartheta_1}, \quad (14)$$

где $E_f = E_1 + E_2$ — энергия конечного состояния,

$$E_f = E_1 + \sqrt{E_1^2 + k^2 - 2kp_1 \cos \vartheta_1}. \quad (15)$$

Учитывая (13) и (14), для вероятности получаем

$$dW = \frac{e^2}{4\pi} \frac{E_1 E_2 p_1^2}{n^2 \omega^2} \left(1 + \frac{m^2}{E_1 E_2} - \right. \\ \left. - \frac{p_1 (k^2 + p_2^2 - p_1^2)}{2k E_1 E_2} \cos \vartheta_1 \right) \frac{\sin \vartheta_1 d\vartheta_1}{p_1 - n E_1 \cos \vartheta_1}. \quad (16)$$

Здесь, согласно (13) p_2 и E_2 являются лишь функцией энергии электрона E_1 . Интегрируя (16) по углу ϑ_1 , получаем полную вероятность процесса в единицу времени

$$W = \frac{\mu}{137} \frac{E_2 p_1^2}{n \pi k^2} \left\{ \left(1 + \frac{m^2}{E_1 E_2} \right) \ln \frac{p_1 + n E_1}{p_1 - n E_1} - \frac{p_1 (k^2 + p_2^2 - p_1^2)}{k E_1 E_2} \left[\frac{p_1}{2 n E_1} \ln \frac{p_1 + n E_1}{p_1 - n E_1} - 1 \right] \right\}. \quad (17)$$

Для получения вероятности рождения пары на единицу пути следует (17) разделить на фазовую скорость света $\frac{c}{n}$, т. е. умножить на n ; так как принято $c = 1$.

3. Теперь перейдем к рассмотрению процесса однофотонной аннигиляции пары электрон-позитрон. Матричный элемент равен

$$S^{(1)} = - \frac{V \mu e}{V 2 n^2 \alpha \omega V} \int \bar{\Psi}_2 \gamma_\mu e^{-i \vec{k} \cdot \vec{x}} \Psi_1 d^4 x, \quad (18)$$

где Ψ_1 и Ψ_2 — волновые функции электрона и позитрона. Они по-прежнему определяются формулой (7). Интегрируя (18) по четырехмерному объему, находим

$$S^{(1)} = - \frac{(2\pi)^4 V \mu e}{V^{3/2} V 2 n^2 \alpha \omega} [\bar{u}_2(-p_2) \gamma_\mu u_1(p_1)] \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{k}), \quad (19)$$

где p_1 — импульс электрона, а p_2 — импульс позитрона. Матричные элементы (8) и (19) являются эрмитово сопряженными. Поэтому операция суммирования модуля квадрата матричного элемента $S^{(1)}$, по поляризациям фотона и электронов, приведет к одинаковому результату для процессов рождения и аннигиляции фотонов (принцип детального равновесия).

Учитывая это, а также то обстоятельство, что статистический вес конечного состояния теперь равен $(2\pi)^{-3} V d^3 k$, для вероятности перехода в единицу времени получаем формулу

$$dW' = \frac{\pi \mu e^2}{V n^2 \alpha \omega} \frac{E_1 E_2 + m^2 - p_1 p_2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{E_1 E_2} \delta(\vec{k} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2) d^3 k, \quad (20)$$

где ϑ_1 — угол между $\vec{p}_1$ и $\vec{k}$, а ϑ_2 — угол между векторами $\vec{p}_2$ и $\vec{k}$:

$$\begin{aligned} 2k p_1 \cos \vartheta_1 &= k^2 + p_1^2 - p_2^2, \\ 2k p_2 \cos \vartheta_2 &= k^2 + p_2^2 - p_1^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Интегрируя (20) по $d^3 k$, получаем

$$dW' = \frac{\mu \pi e^2}{V n^2 \alpha \omega} \frac{E_1 E_2 + m^2 - p_1 p_2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{E_1 E_2} \delta(\omega - E_1 - E_2). \quad (22)$$

Наш расчет мы вели для системы отсчета, относительно которой среда покоится. С другой стороны, основная часть электронов находящихся в среде, это сравнительно медленные электроны, которые сгруппированы вокруг ядер и в среднем по времени также находятся

в покое относительно системы отсчета. Наоборот, число покоящихся позитронов намного меньше числа быстрых позитронов (из-за малости времени жизни). Следовательно, мы практически всегда будем иметь дело со столкновением быстрых позитронов с атомными электронами. Приведенные рассуждения справедливы лишь при температурах $\kappa T < m$, где κ — постоянная Больцмана. При $\kappa T > m$ число образовавшихся в единице объема электронных пар очень велико по сравнению с атомной электронной плотностью (¹), и поэтому число электронов и позитронов в таких областях звезд приблизительно равно. Подобные физические условия возможно существуют в центральной части некоторых звезд.

Вероятность (22) относится к одной паре частиц, находящихся в рассматриваемом объеме V . Чтобы получить полную вероятность однофотонной аннигиляции, рассчитанную на один позитрон, необходимо (22) умножить на число электронов с энергией в интервале $(E_1; E_1 + dE_1)$ и проинтегрировать по E_1 . Пусть $VN(E_1)dE_1$ — есть функция распределения частиц по энергиям, тогда вероятность аннигиляции позитрона в единицу времени равна.

$$W' = \frac{\mu \pi e^2}{n^2 a \omega} \frac{E_1 E_2 + m^2 - p_1 p_2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{E_1 E_2} N(E_1). \quad (23)$$

Разделяя (23) на относительную скорость частиц $|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$ и учитывая, что $e^2/4\pi = 1/137$, получаем вероятность аннигиляции позитрона на единицу пути

$$W' = \frac{4\pi^2}{137} \frac{\mu}{n^2 a \omega} N(E_1) \frac{E_1 E_2 + m^2 - p_1 p_2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2}{|E_2 \vec{p}_1 - E_1 \vec{p}_2|}, \quad (24)$$

Напомним, что ϑ_1 и ϑ_2 определяются формулами (21).

В заключение выражаю благодарность академику В. А. Амбарцумяну, а также сотрудникам Физического института Академии наук Армянской ССР Н. М. Кочаряну, И. И. Гольдману и А. Ц. Аматауни за ценные советы и обсуждение статьи.

Физический институт
Академии наук Армянской ССР

Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Միջավայրում էլեկտրոնային զույգերի ծնման եվ անիգիլացման նոր մեխանիզմ

Դատարկ տարածության մեջ, առանց փոխադրեցության մեջ մտնող կողմնակի մասնիկների առկայության հնարավոր չէ զույգերի ծնում և ոչնչացում

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (1)$$

որտեղ γ , e^+ և e^- — համապատասխանաբար նշանակում են γ -կվանտ, պոզիտրոն և էլեկտրոն: Այդ պրոցեսն արգելված է իմպուլսի օրենքի պահպանության շնորհիվ: Սակայն միջավայրերում, որոնցում յուրաքանչյուր տարածման ֆազային արադություններ մեծ է այդ արադությունից, դատարկության մեջ (1) պրոցեսը կարող է տեղի ունենալ:

Դրա համար միայն անհրաժեշտ է, որ

$$\lambda > N^{-\frac{1}{3}}, \quad (2)$$

որտեղ N —ը մասնիկների (էլեկտրոնների) քանակն է միավոր ծավալում, իսկ λ -ն լույսի ալիքի երկարությունն է բաժանված 2π -ի: Այս կողմից նկատի ունենալով, որ (1)-ի տեղի ունենալու համար կվանտի էներգիան պետք է մեծ լինի $2m$ -ից, որտեղ m -ը էլեկտրոնի հանգստի էներգիան է, և որ բնության մեջ միջուկային մատերիայից ավելի խիտ միջավայր գոյություն չունի, մենք ստանում ենք (1) պրոցեսի տեղի ունենալու անհրաժեշտ պայմանը՝

$$8\lambda_c^{-3} < N < \lambda_\pi^{-3}, \quad (3)$$

որտեղ λ_c և λ_π համապատասխանաբար էլեկտրոնի և π -միդոնի կոմպտոնի ալիքի երկարություններն են, այսինքն անհրաժեշտ խտությունները պետք է լինեն $1.5 \cdot 10^{11} < N < 10^{13} \text{ սմ}^{-3}$:

Այսպիսի ֆիզիկական պայմաններ գոյություն ունեն նեյտրոնային աստղերի ընդերքում և հետևաբար (1) պրոցեսը կարող է միայն ընթանալ նրանցում:

Աշխատանքում հաշվված են անիդրիլացման և ծնման հավանականությունները γ -կվանտով էլեկտրոնային զույգի ծնման հավանականությունը տրվում է բանաձև (18)-ով, իսկ զույգերի անիդրիլացման հավանականությունը տրվում է բանաձև (25)-ով:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ А. И. Ахиезер и В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, ГИИТЛ, М., 1953. ² К. М. Ватон и Я. М. Слук, Phys. Rev., 75, 1249, 1949. ³ М. М. Рязанов, ЖЭТФ, 32, 1244 (1957). ⁴ Л. Д. Ландау и Е. Лифшиц, «Статистическая физика» ГИИТЛ, М.—Л., 1951.

ФИЗИКА

Г. В. Бадалян

Зависимость сечения образования дейтронов от энергии
 первичных нуклонов

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. И. Алиханяном
 21. III. 1959)

В наших работах ⁽¹⁻²⁾ рассматривалась генерация быстрых дейтронов (160—460 Мэв) в свинце и меди нуклонной компонентой космического излучения. Было установлено, что число дейтронов, генерированных первичными нейтронами, в $2,64 \pm 0,20$ раза превышает число дейтронов, генерированных протонами. Предложенное ^(1,2) объяснение заключается в том, что дейтроны в основном образуются в ядерных взаимодействиях, вызванных нуклонами небольших энергий, при которых число нейтронов преобладает над числом протонов.

В настоящей заметке сделана попытка на основании вышеупомянутых данных оценить зависимость сечения рождения дейтронов от энергии налетающего нуклона E .

Пусть эта зависимость выражается формулой вида:

$$\sigma(E) = \frac{a}{E^n} \quad (1)$$

Тогда, если $H(E) dE$ и $\Pi(E) dE$ являются энергетическими спектрами первичных нейтронов и протонов, а N_d — число рожденных дейтронов, нетрудно видеть, что:

$$k \cdot \frac{N_d^{(n)}}{N_d^{(p)}} = \frac{\int_{E_0}^{\infty} \sigma(E) H(E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} \sigma(E) \Pi(E) dE} = \frac{\int_{E_0}^{\infty} E^{-n} H(E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} E^{-n} \Pi(E) dE} \quad (2)$$

Здесь, вообще говоря, за отношение $\frac{N_d^{(n)}}{N_d^{(p)}}$ ответственны полные спектры дейтронов, рожденных соответственно от нейтронов и протонов, а именно:

$$\frac{N_d^{(n)}}{N_d^{(p)}} = \frac{\int_0^\infty n_n(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^\infty n_p(\varepsilon) d\varepsilon} = \frac{\int_0^{160} n_n(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{160}^{460} n_n(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{460}^\infty n_n(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^{160} n_p(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{160}^{460} n_p(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{460}^\infty n_p(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (3)$$

Нами измерено отношение только для промежуточной энергетической области: $\frac{\int_{160}^{460} n_n(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{160}^{460} n_p(\varepsilon) d\varepsilon} = 2,64$. для остальных же областей ин-

терполяция пробегных спектров на фиг. 2 работы (1) приближенно дает

$$\frac{\int_0^{160} n_n(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^{160} n_p(\varepsilon) d\varepsilon} \approx 3,0 - 3,5; \quad \frac{\int_{460}^\infty n_n(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{460}^\infty n_p(\varepsilon) d\varepsilon} \approx 1,0$$

и так как вес первых двух членов в разложении интеграла $\int_0^\infty n(\varepsilon) d\varepsilon$ больше, чем вес третьего, очевидно, что искомое полное отношение должно находиться в пределах:

$$\frac{N_d^{(n)}}{N_d^{(p)}} = 2,64 - 3,5.$$

Входящий в выражение (2) фактор k обусловлен преобладанием числа нейтронов над числом протонов в тяжелых ядрах, вследствие чего будет некоторое преимущественное образование дейтронов протонами. В частности в нашем случае, когда генератором являются свинец и медь, упрощенное рассмотрение (3) в рамках модели независимых частиц и „захватного“ („pick-up“) механизма образования дейтронов дает оценку $k = 1,23 \div 1,39$. Тогда:

$$(1,23 \div 1,39) \frac{N_d^{(n)}}{N_d^{(p)}} = 3,25 \div 4,86. \quad (4)$$

При вычислении интегралов в уравнении (2), спектр протонов взят из работы (4), а в качестве нейтронного спектра использован полученный нами спектр, приведенный в (3). При $E \geq 0,2$ Бэв этот спектр имеет вид:

$$H(E) dE = 6,4 \cdot 10^{-1} E^{-2,1} dE \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}. \quad (5)$$

Пороговое значение энергии $E_0 = 195$ Мэв (2).

В результате интегрирования (2) при ряде последовательных значений показателя n получены несколько расчетных значений отно-

шения $k \frac{N_d^{(n)}}{N_d^{(p)}}$, приведенных в таблице. Сравнение этих значений с нашими экспериментальными данными (4) показывает, что, по-видимому, наиболее вероятное значение n находится в пределах:

$$n = 1 \div 3.$$

Полученный нами результат находится в качественном согласии с энергетической зависимостью вероятности „захват“ процесса $E-(2+3)$, полученной Гессом и Мойером при изучении генерации дейтронов протонами и нейтронами с энергией 300 Мэв от ускорителя (5).

Теоретической разработкой проблемы образования дейтронов при бомбардировке ядер энергичными нуклонами занимались многие авторы (6-9), однако полученные ими энергетические зависимости сечения сильно различаются друг от друга. Так, например, для прямого „захват“ процесса (процесс без предварительного рассеивания нуклона в ядре) Гейдманом (7) предсказан показатель $n=6$, в то время как Кикучи (8) получил $n=0,5$. С другой стороны, для непрямого „захвата“ (процессу предшествует рассеяние нуклона в ядре) Брансденом (9) получено значение $n=1$. Полученные нами данные наряду с результатами (8) близки к выводам Брансдена.

Это, по-видимому, говорит о том, что при высоких энергиях налетающих нуклонов ($E \gtrsim 200$ Мэв) основным процессом, ответственным за образование дейтронов, является не прямой „захват“ процесс.

Автор признателен Г. М. Гарибяну и М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждение работы.

Физический институт
Академии наук Армянской ССР

Ն. Վ. ԲԱՆԴՍՅԱՆ

ԴԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԾՆՄԱՆ ԷՖԵԿՏԻՎ ԿԱՐԳԱԾՐԻ ԿԱԽՈՒՄԻՆ ՍԿԳՐՆԱԿԱՆ ՈՍԿՐՈՆՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻՑ

Մեր նախորդ (1,2) աշխատանքներում ստացված է, որ 160—460 ՄՅՅ էներգիայի տիրույթում կապարի մեջ գեներացված դեյտրոնների մոտ կոսմիկային հոսքային նեյտրոնների կոզմից ծնված մասնիկների թիվը $2,61 \pm 0,20$ անգամ գերազանցում է պրոտոնների կոզմից ծնվածների թվին: Յուրյց է տրվել, որ դա բացատրվում է ոչ մեծ էներգիաների տիրույթում սկզբնական նեյտրոնների հոսքի գերակշռումով պրոտոնների հոսքի նկատմամբ և նրանով, որ սկզբնական նուկլոնների էներգիայի աճման հետ մեկտեղ փոքրանում է դեյտրոնների ծնման հավանականությունը:

Ներկա աշխատանքում փորձ է արված հիմնվելով (1,2) էքսպերիմենտալ արդյունքների վրա, ստանալ դեյտրոնների գեներացման էֆեկտիվ կարգաժրի առաջնային կապը սկզբնական նուկլոնների էներգիայից:

Փնտրենք այդ կապը հետևյալ տեսքով՝

$$\sigma = \frac{a}{E^n}$$

Այդ շեւքում, եթե ինտեգրենք այս կտրվածքը համապատասխանորեն ըստ սկզբնական նեյտրոնների և պրոտոնների էներգետիկ սպեկտրների, վերջենք նրանց հարաբերությունը և համեմատենք վերջինս մեր էքսպերիմենտալ արդյունքի հետ (նկատի ունենալով անհրաժեշտ ուղղումները), ապա ստացված համասարումից կորոշվի ստորճանաչյալ n -ը՝ հաշվումները ցույց են տալիս, որ $n = 1 \div 3$: Ստացված արդյունքը մոտ է Բրանսդենի ^(*) տեսականորեն նախադուշակված $n = 1$ արժեքին և համաձայնում է Հեսսի և Մոյերի ^(*) էքսպերիմենտալ զննատախանի ($n = 2 \div 3$) հետ:

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

¹ Г. В. Бадалян, ЖЭТФ, 35 303, 1958. ² Г. В. Бадалян, Изв. АН АрмССР, сер. ФМЕТ наук II, № 6 (1958). ³ Г. В. Бадалян, диссертация, ФИАН АрмССР, Ереван, 1958. ⁴ Г. С. Саакян, З. А. Киракосян, А. С. Алексанян, ДАН АрмССР, XXIV, 97 (1957). ⁵ В. Н. Гесс и Б. Ж. Мойер, Phys. Rev. 101, 337, 1956. ⁶ Дж. Ф. Чу и М. Л. Голдбергер, Phys. Rev. 77, 470, 1950. ⁷ Дж. Гейдман, Phys. Rev. 80, 171, 1950. ⁸ Б. Г. Брансден, Proc. Phys. Soc. 65, 738, 1950. ⁹ К. Кикучи, Prog. Theor. Phys. 18, 503, 1957.

АСТРОФИЗИКА

А. А. Никитин

Возбуждение и ионизация атомов гелия в атмосферах звезд.
обусловленные возбуждением двух электронов

(Представлено академиком В. А. Амбарцумяном 6.V.1959)

Атом гелия, помимо обычных уровней, имеет еще термы, связанные с конфигурациями, в которых возбуждены оба электрона. Переходы между этими и обычными уровнями определяются известными правилами Лапорта. Представляет интерес выяснить, могут ли переходы типа $1s2s^1S - 2s2p^1P$ и т. д. существенно влиять на населенности метастабильных уровней 2^1S и 2^3S в звездных атмосферах.

Оценим вначале вероятности этих переходов.

Сила осциллятора переходов $1s2s^1S - 2s2p^1P$ дается формулой

$$f_{12} = (W_1 - W_2) |z_{12}|^2, \quad (1)$$

W_1 и W_2 — энергии соответствующих состояний, а $|z_{12}|$ равно

$$|z_{12}| = \left| \int \psi_1 (r_1 \cos \theta_1 + r_2 \cos \theta_2) d\tau_1 d\tau_2 \right|; \quad (2)$$

ψ_1 и ψ_2 — волновые функции, которые можно построить, используя ⁽¹⁾, ⁽²⁾. Производя все расчеты и полагая $W_1 - W_2 = 3R_v$, находим, что

$$f(1s2s^1S - 2s2p^1P) \approx 0.12 \text{ и } f(1s2s^3S - 2s2p^3P) \approx 0.10. \quad (3)$$

Вероятности этих переходов будут равны $2 \cdot 10^{10}$ и 10^{10} . Аналогично можно найти приближенное выражение силы осцилляторов для дискретных переходов $1s2s^1S - 2snp^1P$ и коэффициента поглощения при переходе в состояние прерывного спектра.

Асимптотическое выражение силы осциллятора при больших r будет иметь вид:

$$f_n = \frac{1.10}{n^3}. \quad (4)$$

Для коэффициента поглощения с использованием ⁽³⁾ получается следующее выражение

$$\alpha_v = 4.4 \cdot 10^{-18} \frac{\nu_0^2}{\nu^2}, \quad (5)$$

ν_0 — частота ионизации у границы серии, причем $h\nu_0 \approx 42eV$.

Нужно заметить, что с уровнями $2s2p^1\ ^3P$ и т. д. очень велика вероятность автоионизации (¹), так что, практически, все переходы на эти уровни ведут к однократной ионизации атома гелия. Атом гелия, находящийся в состоянии $1s2s^1\ ^3S$, может переходить в состояние непрерывного спектра либо по схеме $1s2s^1\ ^3S - 1skp^1\ ^3P$, либо $1s1s^1\ ^3S - 2skp^1\ ^3P$ с потенциалами ионизации, равными соответственно $5eV$ и $42eV$. Для грубо приближенной оценки значимости обоих процессов возьмем следующую модель.

Пусть атомы гелия находятся в тонкой оболочке, поле радиации которой приближенно описывается функцией Планка с эффективными температурами и коэффициентами дилюции, различными для разных участков спектра. Обозначим через T_2 , W_2 , T_1 , W_1 температуры и коэффициенты дилюции для участков спектра с $\lambda > 3000$ и $\lambda < 300$ Å. Выясним, при каких значениях этих параметров число переходов типа $1s2s^1\ ^3S - 2snp^1\ ^3P$ будет сравнимо с числом ионизаций с метастабильных уровней 2^1S и 2^3S .

Проледывая все расчеты, можно получить, что если $T_2 \sim 10^4$, то $T_1 \sim 4 \cdot 10^4$ при $W_1 = W_2$ и т. д. Такая разница в эффективных температурах для пекулярных, двойных звезд и т. д., в принципе, вполне возможна.

Если процесс $1s2s^1\ ^3S - 2snp^1\ ^3P$ с последующей автоионизацией существенен для оболочек некоторых звезд, то в них должен быть недостаток атомов нейтрального гелия, находящихся в метастабильном состоянии $2^1\ ^3S$.

Астрономическая обсерватория
Ленинградского государственного университета

Ա. Ս. ՆԻԿԻՏԻՆ

Հելիումի ատոմների զրգուռմբ և իոնացումը՝ պայմանավորված երկու
էլեկտրոնների զրգուռմամբ՝ աստղերի մթնոլորտներում

Դնահատվում են $1s2s^1\ ^3S - 2sp^1\ ^3P$ տիպի զիստլային անցումների հաճախակե-
նությունները հելիումի ատոմների համար և նրանց դերը հելիումի ատոմների զրգուռմ-
բ և իոնացման զործում աստղերի մթնոլորտներում:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱՇԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Л. Гольдберг и Клогстон, Rev. phys., 56, 927 (1936). ² Та-Ю-Бу и С. Ма, Chinese Chem. Soc., 4, 345 (1935). ³ Т. Харгривз, Proc. Camb. Phil Soc., 25, 91 (1928—1929). ⁴ А. Далгарно и Б. Брандсен, Proc. Phys. Soc., 55, № 406 (1953).

АСТРОФИЗИКА

М. А. Аракелян

О цвете излучения релятивистских электронов

(Представлено академиком В. А. Амбарцумяном 16. IV. 1959)

Астрофизическими исследованиями последних лет обнаружен ряд весьма разнообразных объектов, характеризующихся аномально голубым цветом, причем среди них имеются как объекты, входящие в состав нашей Галактики, так и некоторые детали внешних галактик, и в некоторых случаях и целые внешние галактики. При этом спектральный участок, в котором наблюдается аномальное распределение энергии, у различных объектов часто бывает неодинаковым. В ряде случаев аномальное распределение энергии сопровождается другими необычными явлениями — эмиссионными линиями, поляризацией излучения, мощным радиоизлучением и т. д. Приведем несколько примеров.

а) Яркоультрафиолетовые звезды типа Т Тельца характеризуются резким возрастанием интенсивности непрерывного излучения на участке спектра $\lambda < 3800 \text{ \AA}$. Например, у одного из типичных представителей этой группы — NX Единорога, распределение энергии в фотографической области спектра является нормальным для звезды типа G5 или K0, в то время как на участке $\lambda 3800 - \lambda 3600$ интенсивность непрерывного спектра возрастает более чем в два раза ⁽¹⁾. Соответственно, показатель цвета $B - V$ близок к нормальному, в то время как $U - B$, согласно В. Хилтнеру и Б. Ириарте ⁽²⁾, достигая $-1^m 35$, является наименьшим наблюдаемым показателем цвета. Звезда характеризуется интенсивными эмиссионными линиями, а, возможно, также большой и резко переменной поляризацией излучения ⁽³⁾.

б) Некоторые вспыхивающие звезды, как известно, характеризуются непрерывной эмиссией, интенсивность которой возрастает при переходе к ультрафиолету. Единственная звезда этого типа, вспышка которой наблюдалась колориметрически (HII 11306 в Плеядах ⁽⁴⁾), имела в максимуме следующие показатели цвета: $U - B = -0^m 97$ и $B - V = +0^m 50$. Заметим, что, согласно В. Осканяну, вспышки звезд типа $U^1 V$ Кита сопровождаются ростом поляризации излучения.

в) Кометарные туманности, по-видимому, также характеризуются аномально голубым цветом. Согласно работе Э. Е. Хачикяна (⁵), средний показатель цвета туманности IC 432 в международной системе равен -0^m7 , достигая в некоторых местах значения -1^m4 . Поляризметрическое исследование этой туманности обнаружило нерадиальную поляризацию со средней степенью, равной 14%. Тот же автор показал, что в случае другой кометарной туманности—NGC 2261, имеет место радиальная поляризация, однако гипотеза отражения в этом случае недопустима, так как нарушается соотношение Хаббла. Цвет этой туманности в международной системе, по-видимому, также существенно отрицательный (⁶).

г) Ряд эллиптических галактик, обнаруженных В. А. Амбарцумяном и Р. К. Шахбазян (⁷), имеет голубые выбросы и спутники, причем имеются случаи, когда показатель цвета в международной системе достигает значения -0^m5 . Примером является сгущение струи, выброшенной из NGC 3561. Этот выброс является аналогом замечательной струи, выброшенной из эллиптической галактики NGC 4486, которая имеет непрерывный спектр и голубой цвет. Излучение струи в NGC 4486 сильно поляризовано. Последняя является известным источником радиоизлучения.

д) Голубые галактики, обнаруженные Г. Аро (⁸), возможно отличаются по своему цвету от галактик, упомянутых в предыдущем пункте. Колориметрические наблюдения В. Хилтнера и Б. Ириарте (⁹) показывают, что показатель цвета $B - V$ у них положителен, в то время как показатель цвета $U - B$ достигает у некоторых значения 0^m7 . Крайне голубой цвет объектов, упомянутых в настоящем и предыдущем пунктах, частично может быть обусловлен интенсивной линией $\lambda 3727$. Однако случай NGC 4486 показывает, что эта линия интенсивна не во всех объектах этого типа.

В ряде случаев для истолкования перечисленных явлений прибегают к гипотезе излучения релятивистских электронов в магнитном поле. Это, по-видимому, обусловлено тем, что излучение релятивистских электронов является в настоящее время единственным известным механизмом, способным объяснить поляризацию. С другой стороны, известную роль, вероятно, играет сходство с Крабовидной туманностью, аморфная часть которой, характеризуясь интенсивным непрерывным излучением в оптическом диапазоне, является также мощным источником радиоизлучения. При этом излучение Крабовидной туманности поляризовано. В этом случае, по-видимому, не приходится сомневаться в том, что излучение туманности, или, по крайней мере, часть его, является синхротронным. Однако, в отличие от всех перечисленных выше объектов, непрерывное излучение Крабовидной туманности имеет существенно положительный цвет ($CI = +0^m6$), что не противоречит гипотезе излучения релятивистских электронов.

Для объяснения же приведенных выше случаев простая гипотеза тормозного излучения релятивистских электронов, по-видимому, не-

применима. Для случая яркоультрафиолетовых звезд типа Т Тельца это было установлено в работе К. Беа (1), спектрофотометрически исследовавшего NX Единорога и VY Ориона. Чтобы проиллюстрировать неприменимость механизма синхротронного излучения для объяснения приведенных выше примеров голубых объектов, вычислим показатели цвета $U-B$ и $B-V$ излучения моноэнергетического потока релятивистских электронов в магнитном поле для случая $\lambda \gg \lambda_{\max}$, где $\lambda_{\max}$ — длина волны максимума интенсивности излучения. В этом случае, как известно, распределение интенсивности можно записать в виде

$$I_{\lambda} d\lambda = \text{const} \cdot \lambda^{-\frac{7}{3}} d\lambda. \quad (1)$$

Грубую оценку цвета излучения релятивистских электронов можно произвести следующим образом. Введем аналогично случаю черного излучения величину абсолютного спектрофотометрического градиента

$$\tau = 5\lambda - \frac{d \ln I_{\lambda}}{d(1/\lambda)} = \frac{8}{3} \lambda. \quad (2)$$

Легко видеть теперь, что в спектральной области $\lambda > 4000 \text{ \AA}$, соответствующей показателю цвета в международной системе или в системе $B-V$, абсолютный спектрофотометрический градиент этого излучения превосходит единицу, т. е. распределение энергии соответствует звездам типа A0 или более холодным. Это значит, что показатель цвета излучения релятивистских электронов в международной системе не может быть отрицательным.

Для более точного подсчета показателей цвета нами были вычислены следующие величины:

$$C_y = -2.5 \lg \frac{\int \lambda^{-\frac{7}{3}} B(\lambda) d\lambda}{\int \lambda^{-\frac{7}{3}} V(\lambda) d\lambda} = -0.95,$$

$$C_u = -2.5 \lg \frac{\int \lambda^{-\frac{7}{3}} U(\lambda) d\lambda}{\int \lambda^{-\frac{7}{3}} B(\lambda) d\lambda} = -0.25,$$

где через $U(\lambda)$, $B(\lambda)$, $V(\lambda)$ обозначены кривые спектральной чувствительности системы Джонсона и Моргана (10). В (11) было показано, что C_y и C_u связаны с показателями цвета в системе Джонсона и Моргана следующими уравнениями:

$$C_y = 0.94 (B - V) - 1.05,$$

$$C_u = 1.13 (U - B) + 0.76.$$

Таким образом, для показателей цвета моноэнергетического потока релятивистских электронов, излучающих в магнитном поле, мы получаем следующие значения: $B - V = +0.04$ и $U - B = -0.89$.

Сопоставление наблюдаемых цветов всех перечисленных выше объектов, характеризующихся аномально голубым цветом, с полученными теоретическими значениями показателей цвета излучения электронов самой высокой энергии, показывает непримечимость гипотезы излучения релятивистских электронов для истолкования свечения этих объектов.

При рассмотрении наблюдаемых отрицательных показателей цвета следует принимать во внимание следующее обстоятельство. В большинстве случаев наблюдаемый нами аномально голубой или ультрафиолетовый цвет излучения должен рассматриваться как сумма нормального излучения, присущего данному объекту (звезда, туманность или деталь галактики), и избыточного аномального излучения. Следовательно, собственный цвет этого аномального излучения должен быть более голубым, чем наблюдаемое суммарное излучение. При этом, разница между последними двумя цветами будет, очевидно, тем больше, чем меньше относительная доля избыточного излучения.

Далее заметим, что приведенные выше значения показателей цвета излучения релятивистских электронов представляют собой минимальные значения этих величин. Действительные значения могут быть значительно больше по следующим двум причинам:

а) Мы рассматривали область длин волн с $\lambda \gg \lambda_{\max}$. Если λ приближается к $\lambda_{\max}$, зависимость I_λ от λ ослабевает, а при $\lambda \ll \lambda_{\max}$ имеет место экспоненциальное падение интенсивности с уменьшением длины волны.

б) Нами рассматривалось излучение моноэнергетического потока релятивистских электронов. Легко убедиться в том, что учет распределения энергий релятивистских электронов при любом энергетическом спектре может привести только к покраснению излучения. Известно, например, что если энергетический спектр электронов представлен показательной функцией вида:

$$N_e(E) = K \cdot E^{-\gamma},$$

то распределение интенсивности в спектре излучения принимает вид

$$I_\nu d\nu = \text{const} \cdot \nu^{\frac{1-\gamma}{2}} d\nu,$$

или

$$I_\lambda d\lambda = \text{const} \cdot \lambda^{\frac{5-\gamma}{2}} d\lambda.$$

В таблице (стр. 39) приведены значения $B-V$ и $U-B$ для различных значений γ .

Из изложенного следует, что гипотеза синхротронного излучения неприменима к перечисленным выше голубым объектам. Это, в свою очередь, приводит к выводу о действии другого механизма выделения энергии, дающего излучение, характеризующееся резким возрастанием интенсивности к ультрафиолету, а в некоторых случаях и наличием

поляризации. Согласно В. А. Амбарцумяну (¹²) в случае звезд и туманностей таким источником энергии может быть внутризвездное вещество, выброшенное во внешние слои звезд и в объемы туман-

γ	1	2	3	4	5
$(B - V)$	+0.08	+0.23	+0.39	+0.49	+0.61
$(U - B)$	-0.83	-0.73	-0.61	-0.48	-0.36

ностей. С другой стороны, приведенные выше примеры говорят о некоторой аналогии между проявлениями голубой непрерывной эмиссии у нестационарных звезд и голубых внегалактических объектов.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР

Մ. Ա. ՍՈՒԱԶԵԼՅԱՆ

Ռելյատիվիստական էլեկտրոնների ճառագայթման գույնի մասին

Վերջին տարիների ընթացքում հայտնագործվել են մի շարք բաղադրիչի օրյեկտներ, որոնք ընդունվում են անոմալ կապույտ գույնով, դրանցից են՝

ա) *T* ցուլի տիպի մի շարք աստղեր, որոնց $U - B$ գույնի ցուցիչը հասնում է $-1^m 35$ -ի (²):

բ) Բոնկվոդ թղուկ աստղեր, որոնց $U - B$ գույնի ցուցիչը բոնկման մաքսիմումում խիստ բացասական է (³):

գ) Գիսալորաձև միզամածուխյուններ, որոնց գույնի ցուցիչը որոշ կետերում միջազգային սխառնում ավելի փոքր է, քան $-1^m 0$ (⁵):

դ) էլիպտիկ գալակտիկաների որոշ արբանյակներ, որոնք միջազգային սխառնում ունեն բացասական գույնի ցուցիչ (⁷):

ե) Որոշ կապույտ գալակտիկաներ, որոնք ունեն դրական $B - V$ գույնի ցուցիչ և խիստ բացասական $U - B$ գույնի ցուցիչ:

Քանի որ մի շարք աշխատանքներում փորձ է արվում բացատրել այդ կապույտ օրյեկտների ճառագայթումը որպես ռելյատիվիստական էլեկտրոնների սինխրոտրոն ճառագայթում, ապա աշխատանքում հաշվված են այդպիսի ճառագայթման $B - V$ և $U - B$ գույնի ցուցիչները ռելյատիվիստական էլեկտրոնների մոնոէներգետիկ փնջի համար այն դեպքում, երբ $\lambda \gg \lambda_{\max}$, որտեղ $\lambda_{\max}$ -ը նշանակում է ճառագայթման մաքսիմալ ինտենսիվության ավերային երկայնությունը: Այդ դեպքում ստացվում է՝ $B - V = +0^m 61$ և $U - B = -0^m 89$:

Եթե մենք դորձ ունենք ոչ մոնոէներգետիկ փնջի հետ, ապա ճառագայթման գույնի ցուցիչներն ստացվում են ավելի մեծ:

Այստեղից հետևում է, որ ռելյատիվիստական էլեկտրոնների ճառագայթման հիպոթեզը ի վիճակի չէ բացատրել այդ կապույտ օրյեկտների լուսարձակման երևույթը: Դա իր հերթին բերում է այն եզրակացության, որ պետք է գործի մի այլ մեխանիզմ, որը ընդունակ է ստեղծելու այդպիսի կապույտ ճառագայթում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ К. Бём, Zs. f. Ap. 43, 245 (1957). ² В. Хилтнер, Б. Ириарте, Ap. J., 127, 510 (1958). ³ К. Лунгер, I. Крон, PASP, 69, 347 (1957). ⁴ Г. Джонсон, Р. Митчелл, Ap. J., 128, 31 (1958). ⁵ Э. Е. Хачикян, ДАН АрмССР, XXIII, 49 (1956). ⁶ Э. Е. Хачикян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 25, 67 (1958). ⁷ В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян, ДАН АрмССР, XXV, 185 (1957). ⁸ Г. Аро, Vol. Obs. Ton. y. Tas. № 14 (1956). ⁹ В. Хилтнер, Б. Ириарте, Ap. J. 128, 443 (1958). ¹⁰ Г. Джонсон, Ann. d'Ap., 18, 292 (1955). ¹¹ М. А. Арачелян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 26, 27, (1959). ¹² В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 13, 3 (1954).

ФАРМАЦЕВТИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

А. Л. Мнджоян, академик АН Армянской ССР, О. Л. Мнджоян
и Э. Р. Багдасарян

Исследование в области производных фурана

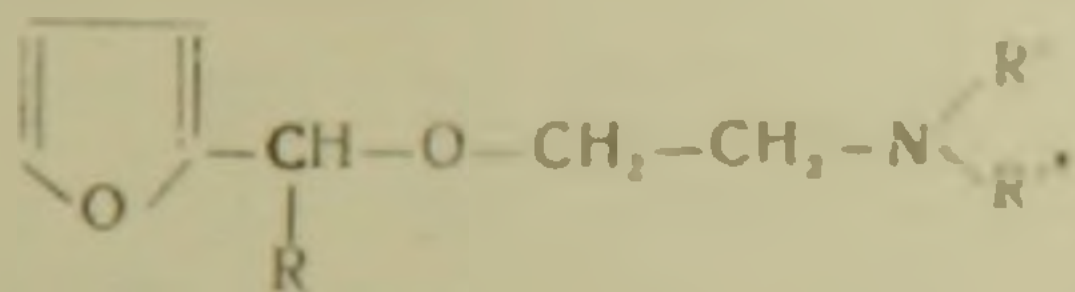
Сообщение XXII: Некоторые диалкиламиноэтиловые эфиры фури-
лалкил, фурил п-алкоксифенил карбинолов

(Представлено 12.III 1959)

В одѣом из предыдущих сообщений (¹) были описаны некоторые
аминоэфиры фурилалкил, фуриларил карбинолов и данные предва-
рительных фармакологических исследований их оксалатов.

В дальнейшем при более детальном изучении, проводимом в
фармакологическом отделе нашего института, выяснилось, что четвер-
тные аммониевые соли этих аминоэфиров, в незначительных дозах,
снимают экспериментальный бронхоспазм, вызванный прозеринном: так,
например, подметилат диэтиламиноэтилового эфира фурилбутил кар-
бинола в дозе 0,1 мг/кг веса полностью снимает бронхоспазм, вы-
званный прозеринном.

Это обстоятельство и послужило основой для дальнейшего раз-
вития синтеза новых аминоэфиров фурилалкил, арил карбинолов, ко-
торые описываются в настоящей статье и относятся к нижеследующей
общей формуле:



где

$\text{R} = \text{C}_2\text{H}_5, \text{C}_4\text{H}_9, \text{iC}_3\text{H}_7, \text{H}-\text{C}_3-\text{H}_7, \text{R}' = \text{O}-\text{C}_6\text{H}_4$

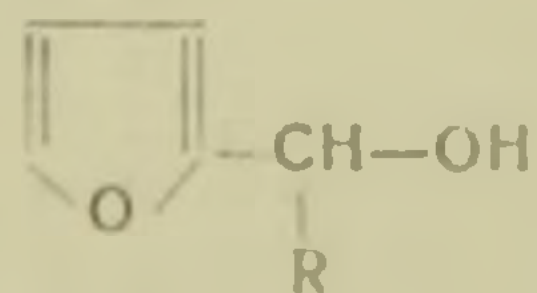
$\text{R}'' = \text{CH}_3, \text{C}_2\text{H}_5, \text{C}_3\text{H}_7, \text{C}_4\text{H}_9, \text{C}_5\text{H}_{11}$

$\text{R}' = \text{CH}_3, \text{C}_2\text{H}_5$

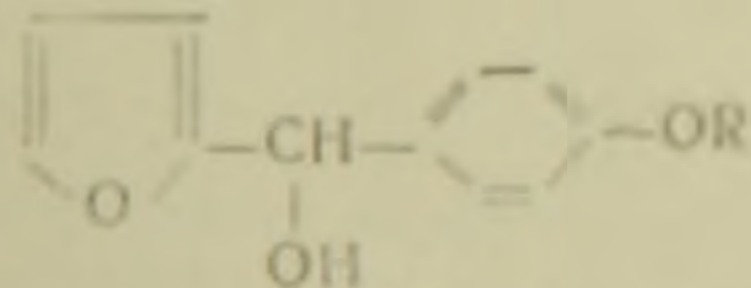
Аминоэфиры были получены взаимодействием соответствующих
аминхлоридов и фурилалкил, арил карбинолов в присутствии щелоч-
ных конденсирующих агентов.

Необходимые фурилалкил карбинолы получались уже ранее опи-
санным методом по реакции Гриньяра, а фурилалкоксифенил карби-

Таблица 1



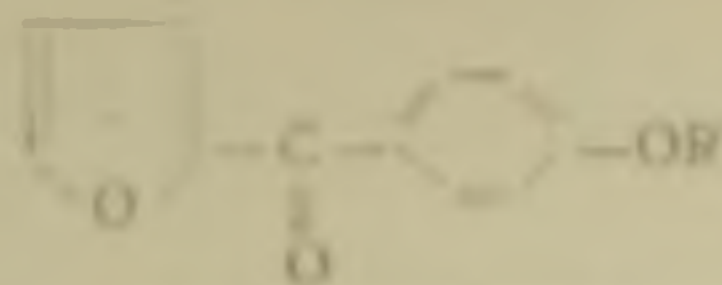
R	Выход в %	Температура кипения и °C	Давление в мм	M	Общая формула	d_4^{20}	n_D^{20}	MRD		Анализ в %			
								вычислено	найдено	C		H	
										вычислено	найдено	вычислено	найдено
CH ₃ CH ₃ \ CH	65,0	73—75	10	140,2	C ₈ H ₁₂ O ₂	1,0311	1,474	39,18	38,21	68,57	68,53	9,57	8,35
CH ₃ CH ₃ \ CH—CH ₃	72,7	80—82	8	154,2	C ₉ H ₁₄ O ₂	1,0073	1,476	43,79	43,18	70,12	70,40	9,09	9,11
CH ₃ CH ₃ \ CH—CH ₂ —CH ₃	61,7	84—87	1	168,2	C ₁₀ H ₁₆ O ₂	0,9710	1,470	49,10	48,34	71,42	71,43	9,52	9,80
CH ₃ CH ₃ \ CH ₂ —CH ₂ —CH ₂ —CH ₃	58,0	103—108	4	168,2	C ₁₀ H ₁₆ O ₂	0,9834	1,458	48,41	46,68	71,42	71,61	9,52	9,79



R	Выход в %	Температура плавления в °C	M	Общая формула	Анализ в %			
					C		H	
					вычислено	найдено	вычислено	найдено
CH ₃	76,2	a	204,2	C ₁₂ H ₁₂ O ₃	70,58	70,63	5,88	5,91
C ₂ H ₅	85,0	98—100	218,3	C ₁₂ H ₁₄ O ₃	71,55	71,30	6,42	6,63
C ₃ H ₇	94,2	110—112	232,3	C ₁₄ H ₁₆ O ₃	72,41	72,54	6,89	7,14
C ₄ H ₉	89,2	102—104	246,3	C ₁₅ H ₁₈ O ₃	73,17	72,98	7,31	7,30
C ₅ H ₁₁	77,8	112—114	260,3	C ₁₆ H ₂₀ O ₃	73,84	73,69	7,69	7,59

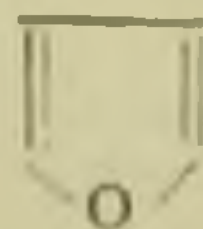
a) —жидкость при перегонке разлагается.

Таблица 2



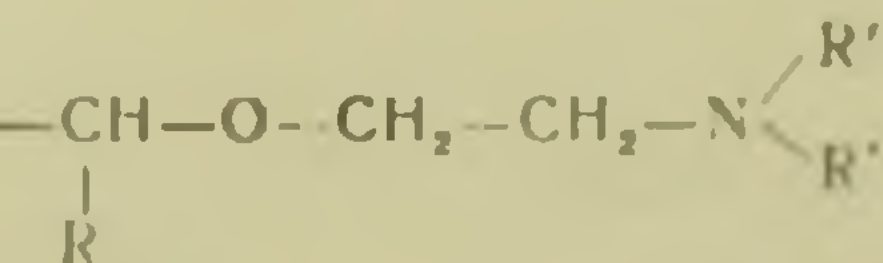
R	Выход в %	Температура кипения, плавления в °C	Давление в мм	M	Общая формула	Анализ в %			
						C		H	
						вычислено	найдено	вычислено	найдено
CH ₃	80,4	60—62	—	202,2	C ₁₂ H ₁₈ O ₃	71,28	71,19	4,95	5,27
CH ₃ —CH ₃	69,0	70—72	—	216,2	C ₁₃ H ₂₀ O ₃	72,22	72,10	5,55	5,35
CH ₃ —CH ₂ —CH ₃	83,0	175—180	0,5	230,3	C ₁₄ H ₂₂ O ₃	73,04	73,17	6,08	6,43
CH ₃ —CH ₂ —CH ₂ —CH ₃	84,8	180—185	0,5	244,3	C ₁₅ H ₂₄ O ₃	73,77	73,61	6,55	6,65
CH ₃ —CH ₂ —CH ₂ —CH ₂ —CH ₃	80,5	195—200	0,5	258,3	C ₁₆ H ₂₆ O ₃	74,41	74,32	6,97	7,05

Таблица 3

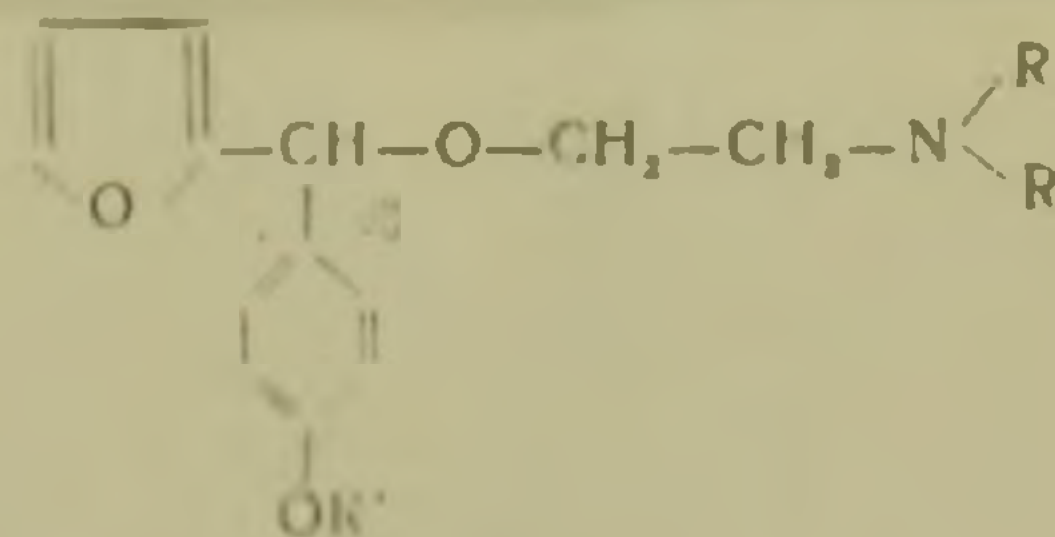


R	R'	Выход в %	Температура кипения в °C	Давление в мм	MR _D	d ₄ ²⁰	n _D ²⁵	MR _D	
								вычислено	найдено
iC ₃ H ₇	CH ₃	63,1	75 - 78	1	211,3	0,9460	1,4579	61,71	60,93
iC ₃ H ₇	C ₂ H ₅	62,5	88 - 91	1	239,3	0,9446	1,4559	70,94	70,35
iC ₄ H ₉	CH ₃	52,7	89 - 94	1	225,3	0,9445	1,461	66,32	65,46
iC ₄ H ₉	C ₂ H ₅	65,4	97 - 102	1	253,4	0,9379	1,4605	75,56	74,35
iC ₅ H ₁₁	CH ₃	57,3	105 - 109	1	239,3	0,9342	1,4610	70,94	70,60
iC ₅ H ₁₁	C ₂ H ₅	78,4	115 - 120	1	267,4	0,9197	1,4595	80,18	79,56
H-C ₅ H ₁₁	CH ₃	57,6	120 - 123	1	239,3	0,9244	1,4600	70,94	70,91
HC ₅ H ₁₁	C ₂ H ₅	72,0	134 - 138	1	267,4	0,9179	1,4610	80,18	74,94

Таблица 4



Общая формула	А н а л и з в ‰						Температура плавления солей в °С		
	С		Н		N		Оксалаты	Нодметилаты	Нодэтилаты
	вычислено	найдено	вычислено	найдено	вычислено	найдено			
C ₁₂ H ₂₁ O ₂ N	68,24	68,06	9,95	9,99	6,63	6,67	104—106	106—108	—
C ₁₁ H ₂₃ O ₂ N	70,29	70,04	10,45	10,16	5,85	5,98	91—83	182—184	205—207
C ₁₃ H ₂₃ O ₂ N	69,33	69,14	10,22	9,95	6,22	6,10	—	146—148	112—114
C ₁₅ H ₂₇ O ₂ N	71,14	70,95	10,67	10,87	5,53	5,42	78—80	—	73—75
C ₁₄ H ₂₅ O ₂ N	70,29	70,12	10,46	10,41	5,86	5,68	—	130—132	113—115
C ₁₆ H ₂₉ O ₂ N	71,90	72,02	10,86	10,93	5,24	5,10	—	243—245	208—210
C ₁₄ H ₂₅ O ₂ N	70,29	70,41	10,46	10,31	5,85	6,00	107—109	—	—
C ₁₆ H ₂₉ O ₂ N	71,91	72,02	10,86	10,91	5,24	5,50	—	258—60	254—256



R'	R	Выход в %	M	Общая формула	Анализ в %						Температура плавления солей в °C	
					C		H		N		подметилат	подэтилат
					вычислено	найдено	вычислено	найдено	вычислено	найдено		
CH ₃	CH ₃	71,6	275,4	C ₁₄ H ₂₁ O ₃ N	69,81	70,02	7,63	7,49	5,09	4,85	124—125	95—96
CH ₃	C ₂ H ₅	60,6	303,4	C ₁₅ H ₂₃ O ₃ N	71,28	71,39	8,25	8,30	4,62	4,52	—	—
C ₂ H ₅	CH ₃	61,3	289,4	C ₁₇ H ₂₅ O ₃ N	70,58	70,67	7,95	8,12	4,84	5,03	138—140	81—82
C ₂ H ₅	C ₂ H ₅	65,0	317,4	C ₁₈ H ₂₇ O ₃ N	71,92	72,28	8,51	8,75	4,41	4,64	—	—
C ₃ H ₇	CH ₃	63,0	303,4	C ₁₈ H ₂₅ O ₃ N	71,28	71,19	8,25	8,15	4,62	4,35	—	—
C ₃ H ₇	C ₂ H ₅	81,6	331,5	C ₂₀ H ₂₉ O ₃ N	72,50	72,34	8,76	8,84	4,22	4,50	—	—
C ₄ H ₉	CH ₃	60,1	317,4	C ₁₉ H ₂₇ O ₃ N	52,29*	52,76	6,65	6,79	2,93	2,82	110—112	—
C ₄ H ₉	C ₂ H ₅	66,0	345,5	C ₂₁ H ₃₁ O ₃ N	73,04	72,92	8,97	8,84	4,05	4,24	132—134	—
C ₆ H ₁₁	CH ₃	75,5	331,5	C ₂₀ H ₂₉ O ₃ N	72,50	72,37	8,76	8,82	4,22	4,08	85—87	—
C ₆ H ₁₁	C ₂ H ₅	70,0	359,5	C ₂₂ H ₃₃ O ₃ N	73,53	73,52	9,19	9,36	3,89	3,66	—	—

* Данные анализов подметилата.

нолы восстановлением соответствующих кетонов с помощью цинковой пыли в спиртово-щелочной среде.

Синтез п-алкоксифенилфурил кетонов был осуществлен по реакции Фриделя-Крафтса по аналогии получения п-этоксифенилфурил кетона (²).

Диалкиламиноэтиловые эфиры п-алкоксифенилфурил карбинолов, которые были получены взаимодействием соответствующих диалкиламиноэтилхлоридов и п-алкоксифенилфурил карбинолов в присутствии металлического натрия, являются густыми маслообразными жидкостями, разлагающимися при перегонке, поэтому их очистка проводилась через соответствующие оксалаты.

Некоторые физико-химические константы полученных соединений приведены в табл. 1, 2, 3, 4 и 5.

Данные фармакологических исследований будут опубликованы отдельно.

Экспериментальная часть. Изопропил фурил карбинол.—Получение изопропилфурил карбинола осуществлено по способу синтеза н-пропилфурил карбинола (³) из бромистого изопропила и фурфурола. Температура кипения 73—75°/10 мм. Выход 71,4% от теории.

Остальные алкил фурил карбинолы были получены этим же способом, некоторые физико-химические константы их приведены в табл. 1.

п-Пропоксифенилфурил кетон. К охлажденному льдом и солью раствору 42 г (0,32 моля) хлорангидрида фуранкарбоновой кислоты, 400 мл абсолютного бензола и 42 г (0,30 моля) пропоксibenзола было прибавлено 42 г (0,30 моля) треххлористого алюминия в течение одного часа при непрерывном перемешивании смеси.

После добавления продолжалось перемешивание с охлаждением еще в течение 3 часов, затем смесь была оставлена на ночь при комнатной температуре, добавлено 100—120 г льда. Выделившийся при этом верхний слой отделялся, водный экстрагировался несколько раз бензолом. Соединенные бензольные слои промывались водой, высушивались сульфатом натрия. Бензол отгонялся, а остаток перегонялся в вакууме. Температура кипения 175—180°/0,5 мм, выход 61,5 г или 83% теории.

п-Пропоксифенилфурил карбинол. Смесь 35 г п-пропоксифенилфурил кетона, 30 г едкого натра, 300 мл 95% этилового спирта и 30 г цинковой пыли подвергалась перемешиванию в течение 2—3 часов. При этом температура смеси повышалась до 50—70°. После охлаждения до комнатной температуры отфильтровывалась, остаток на фильтре промывался 40 мл спирта. К фильтрату было прибавлено 750 мл ледяной воды и подкислен соляной кислотой до кислой реакции на конго. Осажденный при этом п-пропоксифенилфурил карбинол перекристаллизовывался из смеси этилацетата и лигроина.

Температура плавления 110—112°, выход 33,2 г или 94,2% от теории.

Аналогичным способом были получены п-метокси, этокси, бутокси и амилоксифенил фурил карбинолы (табл. 3).

β-Диметиламиноэтиловый эфир п-пропоксифенилфурил карбинола. К алкоголяту, полученному из 2,6 г металлического натрия, 26 г п-пропоксифенилфурил карбинола и 100 мл абсолютного толуола прибавляется раствор 12 г β-диметиламиноэтилхлорида в 30 мл абсолютного толуола. Смесь кипятилась в течение 14—16 часов, промывалась водой, толуол отгонялся при уменьшенном давлении, остаток обрабатывался водным раствором щавелевой кислоты, экстрагировался эфиром. Из водного раствора аминоэфир выделялся с помощью 10%-ного водного раствора едкого натра, экстрагировался эфиром, высушивался карбонатом натрия, отгонялся эфир и избыток диметиламиноэтилхлорида, остаток 16,5 г или 63% теории. При попытке перегонки в вакууме разлагается. Остальные аминоэфиры получены аналогично.

Институт тонкой органической химии
Академии наук Армянской ССР

Ա. Լ. ՄՆՋՈՅԱՆ, Շ. Լ. ՄՆՋՈՅԱՆ ԵՎ Է. Ռ. ԲԱՆԴՍՍՄՐՅԱՆ

Հետազոտությունն ֆուրիլ ալկիլ 4-ալկոքսիֆենիլ կարբինոլների մի քանի դիալկիլամինների էրեբները

Հաղորդում XXII. Ֆուրիլ ալկիլ 4-ալկոքսիֆենիլ կարբինոլների մի քանի դիալկիլամինների էրեբները

Նախորդ հաղորդումներից մեկում (1) նկարագրված ֆուրիլ ալկիլ կարբինոլների միներթերների զանազան աղերի ֆարմակոլոգիական ուսումնասիրության արդյունքներն առում են այն մասին, որ մեծ մասամբ նրանց չորրորդական ամոնիակային աղերն, անշունչ դոզաներով, օժտված են պրոդերինի միջոցով առաջացված էքսպերիմենտալ բրոնխոսպազմը վերացնելու հատկությամբ:

Այսպես օրինակ՝ ֆուրիլլուրիլ կարբինոլի դիէթիլամինէթիլ էթերի յոգմեթիլատը 0,1 մգ/կգ դոզայով լրիվ վերացնում է պրոդերինի միջոցով առաջացրած բրոնխոսպազմը կատվի վրա փորձելիս:

Ի նկատի ունենալով այս հանգամանքը և նպատակ ունենալով կատարելու ավելի մանրամասն ուսումնասիրություններ այս բնագավառում, սինթեզվել են ֆուրիլ ալկիլ արիլ կարբինոլների նոր միներթերներ և նրանց չորրորդական ամոնիակային աղերը:

Ստացված միացությունների մի քանի ֆիզիկա-քիմիական հատատուները բերված են համապատասխան աղյուսակներում:

Ֆարմակոլոգիական ուսումնասիրությունների տվյալները հաղորդվեն առանձին:

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

- ¹ А. Л. Мнджоян, О. Л. Мнджоян и Э. Р. Багдасарян, ДАН АрмССР, т. XXIII, № 4, 175 (1956); ² Г. Гильман, Н. Б. Диккей, Rec. trav. chim, 52, 389—94 (1933); С. А. 27, 5073³ (1933); Вун Нои, Rec. trav. chim, 68, 759—80 (1949); С. А., 44, 4445⁴ (1950); ⁵ О. Л. Мнджоян, Н. А. Бабиян, Синтезы гетероциклических соединений, 1, 44 (1956).