

## Werk

**Titel:** Physica

**Jahr:** 1965

**PURL:** [https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?312899653\\_0010|log12](https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?312899653_0010|log12)

## Kontakt/Contact

[Digizeitschriften e.V.](#)  
SUB Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen

✉ [info@digizeitschriften.de](mailto:info@digizeitschriften.de)

(ACTA F. R. N. UNIV. COMEN. X. — 6. — PHYSICA VII., 1966)

**ACTA**  
**FACULTATIS RERUM**  
**NATURALIUM**  
**UNIVERSITATIS COMENIANAE**

**TOM. X.**

**FASC. VI.**

**PHYSICA**

**PUBL. VII.**

**1966**

**SLOVENSKÉ PEDAGOGICKE NAKLADATELSTVO BRATISLAVA**

#### REDAKČNÁ RADA

prof. dr. O. FERIANC  
doc. dr. J. FISCHER

prof. inž. M. FURDÍK  
doc. dr. M. GREGUŠ, CSc.  
prof. dr. J. A. VALŠÍK, DrSc.

#### REDAKČNÝ KRUH

doc. J. Chrapan  
prof. dr. J. Fischer

doc. S. Usačev  
prof. dr. J. Vanovič  
doc. dr. Š. Veis

Просим обмена публикаций

Austausch von Publikationen erbeten

Prière d'échanger des publications

We respectfully solicit the exchange of publications

Se suplica el canje de publicaciones

---

Sborník Acta facultatis rerum naturalium universitatis Comenianae. Vydáva Slovenské pedagogické nakladateľstvo v Bratislave, Sasínkova 5, čís. tel. 458-51. Povolilo Povereníctvo kultúry číslom 2265/56-IV/1. Tlač: Polygrafické závody 02, Bratislava.

## Príspevok k teórii absorpcie röntgenového žiarenia

J. FISCHER, E. MAJERNÍKOVÁ

Absorpcia krátkovlnného elektromagnetického žiarenia je spôsobená tromi procesmi interakcie žiarenia s absorbujúcou látkou: fotoelektrickým javom, Comptonovým javom a tvorením elektrónových párov. Podľa vlnovej dĺžky absorbovaného žiarenia, t. j. podľa energie dopadajúcich fotónov, prevláda spravidla jeden z uvedených procesov. Absorpcia spôsobená tvorením elektrónových párov vôbec môže nastať pri energii fotónov nie menšej ako 1,02 MeV, čo zodpovedá pokojovej hmote vytvoreného páru.

V závislosti od energie fotónov  $E$  je podiel absorpcie spôsobený fotoefektom ( $\tau$ ) spočiatku značný. S rastúcou energiou však do popredia vstupuje absorpcia spôsobená Comptonovým javom ( $\sigma$ ), ako ukazuje nasledujúce porovnanie.

$\lambda$	0,71	0,44	0,20	0,13 Å
$E/m_0c^2$	0,033	0,055	0,121	0,186
$\tau/\sigma$	3,7	0,83	0,10	0,03

( $m_0c^2$  = relativistická pokojová energia elektrónu).

Porovnanie ukazuje, že relativistická korekcia absorpčného koeficientu fotoabsorpcie, uplatňujúca sa pri značných energiách fotónov, len veľmi malým podielom prispieva k úhrnej absorpcii. Podľa empirického vzorca rastie absorpčný koeficient fotoelektrickej absorpcie, nehladiac na odchylky v miestach rezonančnej absorpcie, s tretou mocninou vlnovej dĺžky.

V predložennom článku budeme sa zaoberať stanovením miery absorpcie, spôsobenej fotoelektrickým javom v M-hladine atómu. Fotoelektrický jav je proces typicky kvantový, čo sa prejavuje už v tom, že niet klasickej teórie, ktorá by (v klasickej priblížení) vedela vypočítať pravdepodobnosť, resp. účinný prierez elementárneho procesu.

Prvé teoretické vyšetrenie fotoelektrického javu metódou kvantovo-mechanického poruchového počtu, pochádza od G. Wentzla [1]. Odvtedy venovalo tomuto problému mnoho autorov svoju pozornosť, no nemožno povedať, že s konečným výsledkom. Podrobný opis fotoelektrického javu podávajú A. Sommerfeld [9], H. Bethe [10], W. Heitler [11] a najmä H. Hall [8]. Presné riešenia problému sú známe len pre určité oblasti energie primárneho žiarenia. Poruchovú metódu navrhnutú G. Wentzlom [1] použil J. Fischer [4] v parabolických súradniciach v nerelativistickej oblasti energie. F. Sauter

[6] riešil problém v relativistickej oblasti. Rovnako aj M. Gavrilu [12] v bor-novskom priblížení. Fotoefekt v L- hladine riešili J. Fischer [4], B. Stobbe [3], H. Hall [8] a Pratt [13].

V M-hladine riešili problém nerelativisticke B. Stobbe [3] a H. Hall [8]. Naše (tiež nerelativisticke) riešenie nadväzuje na práce jedného z autorov [4] a [5] a na nepublikovanú diplomovú prácu J. Tiňu [14]. V práci použijeme nerelativisticke poruchové vlnové funkcie elektrónov z M-hladiny v parabolic-kých súradniciach, vypočítané J. Tiňom [14], na podklade všeobecne platného vzorca J. Fischera [5]. Obmedzenia použité pri odvodení tohto vzorca platia samozrejme aj pre nás. Sú to:

1. Pohybová energia viazaného i vymršteného elektrónu je malá oproti jeho relativistickej energii, t. j.  $(v_0/c)^2 \ll 1$  a  $(v/c)^2 \ll 1$ .
2. Energia fotónu je malá oproti relativistickej energii elektrónu  $h\nu \ll mc^2$ , t. j. vlnová dĺžka  $\lambda$  žiarenia má byť veľká oproti Comptonovej vlnovej dĺžke  $\lambda = h/mc = 0,02427 \text{ \AA}$ .
3. Energia fotoelektrónu je veľká oproti jeho väzbovej energii t. j.  $h\nu_3 \ll \ll h\nu$  ( $\nu_3$  je frekvencia hrany spektrálnej série M).
4. Zanedbáme vzájomnú elektrostatickú interakciu viazaných elektrónov, t. j. pre každý elektrón budeme predpokladať centrálnu symetrické pole vodíku podobného atómu. Budeme však brať do úvahy stredné tienenie náboja jadra vnútornými elektrónmi.

Za týchto obmedzujúcich predpokladov vypočítame:

- a) funkciu smerového rozdelenia fotoelektrónov z M-hladiny, ktorá súvisí s diferenciálnym účinným prierezom absorpcie elektromagnetického žiarenia;
- b) totálny účinný prierez absorpcie v M-hladine, čiže absorpčný koeficient pre uvažovanú oblasť. Vypočítané absorpčné koeficienty porovnáme s experimentálnymi hodnotami.

V ďalšom použijeme symboliku:

$$\alpha = \frac{4\pi^2 m e^2}{h^2} \text{ reciproká hodnota prvého vodíkového polomeru,}$$

$\alpha_0$	konštanta jemnej štruktúry
$\Gamma(1 +  \mu_0  + 2in)$	gamma-funkcia komplexnej premennej,
$k$	vlnový vektor dopadajúcej elmg. vlny,
$\kappa$	spojitý parameter energie,
$m_0$	hmota elektrónu,
$\mu_0$	magnetické kvantové číslo,
$n = n_1 + n_2 + \mu_0 + 1$	hlavné kvantové číslo,
$n_1, n_2$	parabolické kvantové čísla,

$$\left. \begin{aligned} \kappa_{10} &= \frac{Z\alpha}{2n_0} \\ n &= \frac{Z\alpha}{2\kappa} \end{aligned} \right\} \text{ z práce [5]}$$

$\Psi_{n_1 n_2 \mu_0}$  vlnová funkcia fotoelektrónu v parabol. súradniciach,

$\vec{r}$  polohový vektor fotoelektrónu,

$r, \vartheta, \varphi$  sférické súradnice s polárnou osou v smere  $\vec{k}$ ,

$Ry = \frac{2\pi^2me^4}{h^3} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$  Rydbergova jednotka frekvencie,

$$z_1 = -\frac{2\kappa_0}{\kappa} \left[ \omega + i \left( \varrho + \frac{t}{1-t} \right) \right]_{\substack{\varrho = \frac{1}{2} \\ t = 0}}$$

$$z_2 = -\frac{2\kappa_0}{\kappa} \left[ -\omega + i \left( \varrho + \frac{s}{1-s} \right) \right]_{\substack{\varrho = \frac{1}{2} \\ s = 0}}$$

$\varrho$  pomocná veličina bez fyzikálneho významu s hodnotou  $\varrho = 1/2$ ,  
 $s, t$  pomoc. veličiny pre definíciu Laguerrových polynomov

$$L_{\mu_0 + n_1}^{\mu_0}(\xi) = (-1)^{\mu_0} \left[ \frac{\partial^{\mu_0 + n_1}}{\partial t^{\mu_0 + n_1}} \left( \frac{t^{\mu_0} e + \xi t^{(1-t)}}{(1-t)^{\mu_0 + 1}} \right) \right]_{t=0}$$

a analogický výraz s premennou „s“ pre

$$L_{\mu_0 + n_2}^{\mu_0}(\eta)$$

(Veličiny  $\varrho, s, t$  ďalej vystupovať nebudú; sú uvedené len kvôli symbolom  $z_1$  a  $z_2$ ).

$\xi, \eta, \varphi$  parabolické súradnice definované nasledovne:

$$x = \frac{1}{2}(\xi - \eta), \quad y = \sqrt{\xi\eta} \cdot \cos \varphi, \quad z = \sqrt{\xi\eta} \cdot \sin \varphi$$

### I. Pravdepodobnosť elementárneho fotoefektu a diferenciálny účinný prierez absorpcie

Budeme skúmať interakciu fotónu o energii  $h\nu$  s elektrónom v niektorom stave M-hladiny, výsledkom ktorej je prechod tohoto elektrónu do stavu s kladnou energiou  $W_x$  v spojitom spektre. Pritom je splnený Einsteinov vzťah

$$h\nu = W_x - |W_0| \quad (1)$$

kde  $W_0 \sim (Z\alpha_0)^2$  je väzbová energia viazaného stavu v atóme.

Poruchová vlnová funkcia je daná výrazom (z práce [4])

$$\Psi = \sum_n \sum_l \varepsilon_l \Psi_{nl},$$

kde  $\varepsilon_l$  je poruchový maticový element

$$\varepsilon_l = \int d\tau e^{-ikx} \Psi_{nl}^* \frac{\partial \psi_n}{\partial y}$$

( $y$  = smer elektrického vektora vlny,  $\psi_n$  = vlnová funkcia základného stavu).  
Pre magnetické kvantové číslo platí výberové pravidlo  $\mu_0 \rightarrow \mu_0 \pm 1 = \mu$ .  
Pre azimutálne kvantové číslo  $l$  niet výberového pravidla. Zavedením parabolických súradníc prechádza nekonečný súčet podľa kvantového čísla  $l$  na integrál podľa spojitého parametru  $m$  ( $-\infty < m < \infty$ ).

Poruchovú vlnovú funkciu  $\Psi_{n_1 n_2 \mu_0}$  elektrónu, vybudého z niektorého u bovolného viazaného stavu  $\varphi_{n_1 n_2 n_0}$  do ľubovoľného stavu s energiou  $W_\kappa$ , vypočítal jeden z autorov [5]. Aplikáciu všeobecného vzorca pre prípad viazaného stavu v M-hladine ( $n = n_1 + n_2 + \mu_0 + 1 = 3$ ) vykonal J. Tiňo [14], ktorého výsledky v ďalšom použijeme. Pravdepodobnosť vzбудenia  $W_\kappa(\vartheta, \varphi)$  do smeru  $\vartheta, \varphi$  z ľubovoľného stavu  $\varphi_{n_1 n_2 \mu_0}$  M-hladiny do stavu s energiou  $W_\kappa$  v spojitém spektre bude daná superpozíciou pravdepodobností vzbudenia zo všetkých stavov M-hladiny:

$$W_\kappa(\vartheta, \varphi) = \sum_{n_1 n_2 \mu_0} \Psi_{n_1 n_2 \mu_0}^* \Psi_{n_1 n_2 \mu_0} \quad (n_1 + n_2 + \mu_0 = 2) \quad (2)$$

Funkcia (2) dáva smerové rozdelenie fotoelektrónov. Ňou je určený diferenciálny účinný prierez fotoefektu

$$d\sigma_\Omega \sim w_\kappa(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (3)$$

Z funkcie (2) možno priamo smerovou integráciou určiť absorpčný koeficient röntgenového žiarenia, čiže integrálny účinný prierez absorpcie.

Jadro nášho výpočtu bude teda spočívať vo vyčíslení jednotlivých členov sumy (2):

$$\Psi_{200}^* \Psi_{200} + \Psi_{020}^* \Psi_{020} + \Psi_{110}^* \Psi_{110} + \Psi_{101}^* \Psi_{101} + \Psi_{011}^* \Psi_{011} + \Psi_{101}^* \Psi_{101}'' + \Psi_{011}^* \Psi_{011}'' + \Psi_{002}^* \Psi_{002}' + \Psi_{002}^* \Psi_{002}''$$

Explicitný tvar funkcií  $\Psi_{n_1 n_2 \mu_0}$  podľa práce [14] je:

$$\begin{aligned} \Psi_{110} = & - \frac{(Z\alpha)^{\frac{5}{2}} \cdot \Gamma(2 + 2in) e^{\pi n} \sin \vartheta \cos \varphi \cdot e^{-i\kappa r}}{54\pi^{3/2} r^{1+2in}} \cdot \\ & \frac{\left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \right]^{2in}}{\left[ \kappa (1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa (1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in}} \cdot \\ & \cdot \left\{ 3\kappa^2 [(1 + \cos \vartheta)^2 \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^2 + \right. \\ & \left. + (1 - \cos \vartheta)^2 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^2 + 2 \sin^2 \vartheta \left( z_1^2 - \frac{1}{4} \right) \left( z_2^2 - \frac{1}{4} \right) \right] + \\ & \left. + \kappa_0 [24 (1 + \cos \vartheta)^2 \frac{\left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)}{z_1 + \frac{1}{2}} + \right. \\ & \left. + 24 (1 - \cos \vartheta)^2 + \frac{\left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^2}{z_2 + \frac{1}{2}} + 4 \sin^2 \vartheta (4n^2 - 6in + 12z_1 z_2 - 3)] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{200} = & - \frac{(Z\alpha)^{\frac{5}{2}} \cdot \Gamma(2 + 2in) \cdot e^{\pi n} \sin \vartheta \cos \varphi}{54\pi^{3/2}} \cdot \frac{e^{-t\kappa r}}{r^{1+2in}} \cdot \\
& \frac{\left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \right]^{2in}}{\left[ \kappa(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in}} \cdot \\
& \cdot \left\{ -3\kappa^2(1 + \cos \vartheta)^2 \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_1 + 2z_2 + \frac{1}{2} \right) + \right. \\
& + 12\kappa_0^2(1 + \cos \vartheta)^2 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^{-2} \left( -\frac{5}{2}z_1^2 - \frac{3}{2}z_2^2 + z_2 + \frac{1}{2} \right) + \\
& + 3\kappa^2(1 - \cos \vartheta)^2 \cdot \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_1^2 + z_2^2 - z_2 + \frac{1}{4} \right) + 12\kappa_0^2 \sin^2 \vartheta \left( z_2^2 - \frac{1}{4} \right) \cdot \\
& \cdot \left. \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^{-1} \left( 3z_2 - 2z_1 - \frac{5}{2} \right) - 6\kappa^2 \sin^2 \vartheta \left( z_2^2 - \frac{1}{4} \right) \left( z_1^2 + 2z_1z_2 + \frac{1}{4} \right) \right\} \\
\Psi_{020} = & - \frac{(Z\alpha)^{\frac{5}{2}} \Gamma(2 + 2in) e^{\pi n} \cdot \sin \vartheta \cos \varphi}{54\pi^{3/2}} \cdot \frac{e^{-t\kappa r}}{r^{1+2in}} \cdot \\
& \frac{\left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \right]^{2in}}{\left[ \kappa(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in}} \cdot \\
& \cdot \left\{ -3\kappa^2(1 - \cos \vartheta)^2 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \left( 2z_1 + z_2 + \frac{1}{2} \right) + \right. \\
& + 12\kappa_0^2(1 - \cos \vartheta)^2 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-2} \left( -\frac{5}{2}z^2 - \frac{3}{2}z_1^2 + z_1 + \frac{1}{2} \right) + \\
& + 3\kappa^2(1 + \cos \vartheta)^2 \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_1^2 + z_2^2 - z_1 + \frac{1}{4} \right) + \\
& + 12\kappa_0^2 \sin^2 \vartheta \left( z_1^2 - \frac{1}{4} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-1} \left( 3z_1 - 2z_2 - \frac{5}{2} \right) - \\
& \left. - 6\kappa^2 \sin^2 \vartheta \left( z_1^2 - \frac{1}{4} \right) \left( z_2^2 + 2z_1z_2 + \frac{1}{4} \right) \right\} \\
\Psi'_{101} = & - \frac{i(Z\alpha)^{\frac{7}{2}} \Gamma(1 + 2in) e^{\pi n} \kappa}{324\pi^{3/2}} \cdot \frac{e^{-t\kappa r}}{r^{1+2in}} \cdot \\
& \frac{\left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \right]^{2in}}{\left[ \kappa(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa(1 - \cos \vartheta) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in}} \cdot
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \left\{ 3(1 + \cos \vartheta)^3 \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^{-2} \cdot \left[ 3(z_1^2 + z_2^2) + 4z_1z_2 - \right. \\
& \left. - \frac{1}{2} \right] - 6(1 - \cos \vartheta)^3 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^4 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + 3(1 + \cos \vartheta)^2 (1 - \\
& - \cos \vartheta) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \cdot \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^{-1} \left( -9z_1^4 + \frac{21}{2} z_1^3 - 21z_1^2z_2 + \frac{53}{2} z_1^2z_2^2 - \frac{13}{4} z_1^2 - \right. \\
& \left. - \frac{1}{4} z_1 - 30z_1^2z_2^2 - \frac{1}{4} z_2 - \frac{15}{2} z_1z_2 + \frac{1}{8} - \frac{13}{4} z_2^2 + \frac{53}{2} z_1z_2^2 - 21z_1z_2^3 + \frac{21}{2} z_2^2 - \right. \\
& \left. - 9z_2^4 \right) + 6(1 - \cos \vartheta)^2 (1 + \cos \vartheta) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \left( -3z_1^2 + 6z_1^2z_2 + \frac{7}{4} z_1 - \right. \\
& \left. - 8z_1z_2 - \frac{1}{8} + 2z_2 + 9z_1z_2^2 - \frac{13}{2} z_2^2 + 6z_2^3 \right) + (1 + 2in) (2 + \\
& + 2in) \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi \cdot \left[ \frac{4}{3} n^2 (1 + \cos \vartheta) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + 3(1 + \right. \\
& \left. + \cos \vartheta) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^2 + 3(1 - \cos \vartheta) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^2 \right] \Big\} \\
\Psi''_{101} = & - \frac{i(Z\alpha)^{\frac{7}{2}} \Gamma(3 + 2in) e^{\pi n \kappa} \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi \cdot e^{-i\kappa r}}{324\pi^{3/2}} \cdot \frac{e^{-i\kappa r}}{r^{1+2in}} \cdot \\
& \frac{\left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \right]^{2in}}{\left[ \kappa(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in}} \cdot \\
& \cdot \left[ \frac{4}{3} n^2 (1 + \cos \vartheta) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + 3(1 + \cos \vartheta) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^2 + \right. \\
& \left. + 3(1 - \cos \vartheta) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^2 \right] \\
\Psi'_{011} = & - \frac{i(Z\alpha)^{\frac{7}{2}} \Gamma(1 + 2in) e^{\pi n \kappa} \cdot e^{-i\kappa r}}{324\pi^{3/2}} \cdot \frac{e^{-i\kappa r}}{r^{1+2in}} \cdot \\
& \frac{\left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \right]^{2in}}{\left[ \kappa(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in}} \cdot \\
& \cdot \left\{ 3(1 - \cos \vartheta)^3 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-2} \cdot \left[ 3(z_1^2 + z_2^2) + 4z_1z_2 - \right. \\
& \left. - \frac{1}{2} \right] - 6(1 + \cos \vartheta)^3 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^4 \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + 3(1 - \cos \vartheta)^2 (1 +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \cos \vartheta \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \cdot \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-1} \left( -9z_1^4 + \frac{21}{2} z_1^3 - 21z_1^3 z_2 + \frac{53}{2} z_1^2 z_2 - \frac{13}{4} z_1^2 - \right. \\
& - \frac{1}{4} z_1 - 30z_1^2 z_2^2 + \frac{1}{8} - \frac{15}{2} z_1 z_2 - \frac{1}{4} z_2 - \frac{13}{4} z_2^2 + \frac{53}{2} z_1 z_2^2 + \frac{21}{2} z_2^3 - 21z_1 z_2^3 - \\
& - 9z_2^4 \left. \right) + 6(1 + \cos \vartheta)^2 (1 - \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( 6z_1^3 - \frac{13}{2} z_1^2 + 9z_1^2 z_2 + 2z_1 - \right. \\
& - \frac{1}{8} - 8z_1 z_2 + \frac{7}{4} z_2 + 6z_1 z_2^2 - 3z_2^3 \left. \right) + (1 + 2in)(2 + 2in) \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi \cdot \\
& \cdot \left[ \frac{4}{3} n^2 (1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + 3(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^2 + \right. \\
& \left. + 3(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \right] \Big\}
\end{aligned}$$

$$\Psi''_{011} = - \frac{i(Z\alpha)^{\frac{7}{2}} \Gamma(3 + 2in) e^{\pi n \kappa} \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi \cdot e^{-i\kappa r}}{324\pi^{3/2} r^{1+2in}}.$$

$$\begin{aligned}
& \left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{2in} \right. \\
& \left. \cdot \left[ \kappa(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in} \right. \\
& \cdot \left[ \frac{4}{3} n^2 (1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + 3(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^2 + 3(1 + \right. \\
& \left. + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \right]
\end{aligned}$$

$$\Psi'_{002} = - \frac{(Z\alpha)^{\frac{9}{2}} \Gamma(2 + 2in) e^{\pi n} \sin \vartheta \cdot e^{-i\kappa r}}{972(2\pi^3)^{1/2} r^{1+2in}}.$$

$$\begin{aligned}
& \left[ \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{2in} \right. \\
& \left. \cdot \left[ \kappa(1 + \cos \vartheta) \left( z_1 - \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) + \kappa(1 - \cos \vartheta) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 - \frac{1}{2} \right) \right]^{4+2in} \right. \\
& \cdot \left\{ \cos \varphi \cdot [6(1 + \cos \vartheta)^2 \left( z_1 - \frac{1}{2} \right)^2 \left( z_2 + \frac{1}{2} \right) \left( z_1 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + 6(1 - \right. \\
& - \cos \vartheta)^2 \left( z_2 - \frac{1}{2} \right)^2 \cdot \left( z_1 + \frac{1}{2} \right) \left( z_2 + \frac{1}{2} \right)^{-1} + \sin^2 \vartheta (4n^2 - 6in + 12z_1 z_2 - \\
& \left. - 3)] - (2 + 2in)(3 + 2in) \sin^2 \vartheta \cos 3\varphi \right\}
\end{aligned}$$

$\Psi''_{002}$  dostaneme z  $\Psi'_{002}$  zámenou  $\cos k\varphi$  za  $\sin k\varphi$ .  
 Z týchto vlnových funkcií vypočítame súčet (2) po častiach:

$$|Y_{200}|^2 = \frac{64(Z\alpha)^6 \cdot \left(1 + \frac{Z^2\alpha^2}{\kappa^2}\right)}{729\pi^2\kappa^9 \operatorname{sh}(\pi Z\alpha/\kappa)} \cdot \frac{\sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi}{r^2} \cdot \exp \{2\pi n - 4n \operatorname{arctg}(\kappa + k)3 \cdot (Z\alpha)^{-1} - 4n \operatorname{arctg} 3(\kappa - k)(Z\alpha)^{-1}\}. \quad (4)$$

$$\cdot \frac{|Y_{200}|^2}{\left(1 + \frac{Z^2\alpha^2}{9\kappa^2} - \frac{2k}{\kappa} \cos \vartheta\right)^8}$$

pričom sme za  $z_1$  a  $z_2$  podľa definície položili:

$$z_1 = \frac{k - iZ\alpha/3}{2\kappa} = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{k}{2} - i\kappa_0 \right); \quad z_2 = \frac{-k - iZ\alpha/3}{2\kappa} = -\frac{1}{\kappa} \left( \frac{k}{2} + i\kappa_0 \right)$$

$$a |Y_{200}|^2 = 18 \frac{k}{\kappa} \kappa^4 \{ (1 + \cos \vartheta)^4 (a_2 a_3 + b_2 b_3) + (1 - \cos \vartheta)^4 (a_5 a_6 + b_5 b_6) +$$

$$+ 16(1 + \cos \vartheta)^4 (a_{10} a_{11} + b_{10} b_{11}) / A_1^2 + 16(\kappa_0 / \kappa)^4 (1 - \cos^2 \vartheta)^2 (a_{13} a_{14} +$$

$$+ b_{13} b_{14}) / A_2^2 - (1 - \cos^2 \vartheta)^2 (a_3 a_5 + a_2 a_6 + b_3 b_5 + b_2 b_6) +$$

$$+ 2(1 - \cos \vartheta)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) (a_2 a_8 + b_3 b_8) - 4(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 + \cos \vartheta)^4 (a_2 a_{11} +$$

$$+ a_3 a_{10} + b_2 b_{11} + b_3 b_{10}) / A_2 - 2(1 - \cos \vartheta)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) (a_5 a_8 + b_6 b_8) +$$

$$+ 4(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos^2 \vartheta)^2 \cdot (a_5 a_{11} + a_6 a_{10} + b_5 b_{11} + b_6 b_{10}) / A_1 +$$

$$+ 4(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos \vartheta)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) (a_5 a_{14} + a_6 a_{13} + b_5 b_{14} + b_6 b_{13}) / A_2 -$$

$$- 8(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) (1 + \cos \vartheta)^2 (a_6 a_{10} + b_8 b_{11}) / A_1 -$$

$$- 8(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos^2 \vartheta)^2 (a_8 a_{13} + b_8 b_{14}) / A_2 +$$

$$+ 16(\kappa_0 / \kappa)^4 (1 - \cos^2 \vartheta) (1 + \cos \vartheta)^2 (a_{10} a_{14} + a_{11} a_{13} + b_{10} b_{14} + b_{11} b_{13}) / A_1 A_2 \} +$$

$$+ 9\kappa^4 \{ (1 + \cos \vartheta)^4 (a_3^2 + b_3^2) + (1 - \cos \vartheta)^4 (a_6^2 + b_6^2) + 4(1 - \cos^2 \vartheta)^2 a_8^2 +$$

$$+ 16(1 + \cos \vartheta)^4 (a_{11}^2 + b_{11}^2) / A_1^2 + 16(\kappa_0 / \kappa)^4 (1 - \cos^2 \vartheta)^2 (a_{14}^2 + b_{14}^2) / A_2^2 -$$

$$- 2(1 - \cos^2 \vartheta)^2 (a_3 a_6 + b_3 b_6) + 4(1 + \cos \vartheta)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) a_3 a_8 -$$

$$- 8(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 + \cos \vartheta)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) (a_3 a_{14} + b_3 b_{14}) / A_2 -$$

$$- 4(1 - \cos \vartheta)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) a_6 a_8 + 8(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos^2 \vartheta)^2 (a_6 a_{11} + b_6 b_{11}) / A_1 +$$

$$+ 8(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos \vartheta)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) (a_6 a_{14} + b_6 b_{14}) / A_2 -$$

$$- 16(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos^2 \vartheta) (1 + \cos \vartheta)^2 a_8 a_{11} / A_1 - 16(\kappa_0 / \kappa)^2 (1 - \cos^2 \vartheta)^2 a_8 a_{14} / A_2 +$$

$$+ 32(\kappa_0 / \kappa)^4 (1 - \cos^2 \vartheta) (1 + \cos \vartheta)^2 (a_{11} a_{14} + b_{11} b_{14}) / A_1 A_2 + \frac{k^2}{\kappa^2} f \left( \vartheta, \frac{k}{\kappa}, \frac{\kappa_0}{\kappa} \right)$$

Tu sme zaviedli označenie:

$$a_2 = -\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{4} \quad a_3 = 3\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^4 + \frac{1}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 - \frac{1}{16}$$

$$a_4 = \frac{1}{8}\left(\frac{k}{\kappa}\right)^2 - \left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{3}{8}\frac{k}{\kappa} + \frac{7}{16} \quad a_5 = -\frac{5}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{4}$$

$$a_6 = 2\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^4 - \frac{7}{4}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{16} \quad a_7 = -\frac{1}{16}\left(\frac{k}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{4}$$

$$a_8 = 3\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^4 + \left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 - \frac{1}{16}$$

$$\begin{aligned}
a_9 &= -\frac{1}{16}\left(\frac{k}{\kappa}\right)^4 + \frac{5}{4}\left(\frac{k}{\kappa}\right)^2\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 - \frac{1}{32}\left(\frac{k}{\kappa}\right)^3 - 4\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^4 + \frac{5}{4}\frac{k\kappa_0^2}{\kappa^3} + \\
&+ \frac{5}{32}\left(\frac{k}{\kappa}\right)^2 - \frac{5}{4}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{16}\frac{k}{\kappa} - \frac{1}{8} \\
&= -\frac{5}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^4 - \frac{3}{4}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 - \frac{1}{32} \quad a_{11} = 4\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^6 + \frac{5}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^4 + \frac{1}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{32} \\
a_{12} &= -\frac{5}{16}\left(\frac{k}{\kappa}\right)^2 + \frac{9}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 - \frac{5}{8}\frac{k}{\kappa} \quad a_{13} = \frac{11}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{5}{8} \\
a_{14} &= -\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^4 - \left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{5}{16} \\
A_1 &= \left[\frac{k}{\kappa}\left(\frac{1}{4}\frac{k}{\kappa} + 1\right) - \left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 + \frac{1}{4}\right]^2 + \left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2\left(1 + \frac{k}{\kappa}\right)^2 \\
A_2 &= \frac{1}{4}\left(1 + \frac{k}{\kappa}\right)^2 + \left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 \quad \text{resp.} \\
b_2 &= -2\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 - \frac{3}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right) \quad b_3 = 2\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 + \frac{1}{2}\frac{\kappa_0}{\kappa} \\
b_4 &= \frac{1}{2}\frac{k\kappa_0}{\kappa^2} + \frac{5}{4}\frac{\kappa_0}{\kappa} \quad b_5 = -2\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 + \frac{5}{4}\frac{\kappa_0}{\kappa} \\
b_6 &= -3\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 + \frac{1}{2}\frac{\kappa_0}{\kappa} \quad b_7 = \frac{k\kappa_0}{2\kappa^2} \quad b_8 = -2\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 + \frac{\kappa_0}{2\kappa} \\
b_9 &= -\frac{7}{16}\frac{k^3\kappa_0}{\kappa^4} + \frac{5}{2}\frac{k\kappa_0^3}{\kappa^4} - \frac{5}{16}\frac{k^2\kappa_0}{\kappa^3} + \frac{5}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 + \frac{5}{8}\frac{k\kappa_0}{\kappa^2} + \frac{1}{2}\frac{\kappa_0}{\kappa} \\
b_{10} &= -7\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^5 - \frac{5}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 - \frac{3}{16}\frac{\kappa_0}{\kappa} \quad b_{11} = -\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^5 - \frac{1}{2}\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 - \frac{1}{16}\frac{\kappa_0}{\kappa} \\
b_{12} &= -2\frac{k\kappa_0}{\kappa^2} - \frac{13}{4}\frac{\kappa_0}{\kappa} \quad b_{13} = 4\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 - \frac{1}{8}\frac{\kappa_0}{\kappa} \\
b_{14} &= 3\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^3 + \frac{9}{8}\frac{\kappa_0}{\kappa}
\end{aligned}$$

Výraz (5) možno na základe obmedzení vyslovených pri formulácii nášho problému značne zjednodušiť. Upravme podiel  $\frac{k}{\kappa}$  podľa definície:

$$\frac{k}{\kappa} = \frac{2\pi\nu/c}{(8\pi^2mW_\kappa/\hbar^2)^{1/2}} \doteq \frac{2\pi\nu/c}{(8\pi^2mh\nu/\hbar^2)^{1/2}} = (h\nu/2mc^2)^{1/2} \doteq \left(\frac{1}{2}mv^2/2mc^2\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\frac{v}{c}$$

kde sme podľa predpokladu položili  $W_\kappa \doteq h\nu$ . V dôsledku nerelativistickej

konceptie možno teda všetky členy druhého a vyššieho radu v  $\frac{k}{\kappa}$  zanedbať.

Ďalej upravíme podiel  $\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2$  podľa definície:

$$\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 = \frac{Z^2 \alpha^2}{36 \kappa^2} \ll 1$$

Okrem toho vyjadríme  $\kappa_0$  a  $\kappa$  vo frekvenciách  $\nu_3$  a  $\nu$ :

$$\kappa_0^2 = \frac{2\pi^2 m \nu_3}{\hbar} \quad \kappa^2 = \frac{8\pi^2 m}{\hbar} (\nu - \nu_3).$$

Takto nájdeme hľadanú substitúciu:

$$\left(\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)^2 = \frac{1}{4} \frac{\nu_3}{\nu - \nu_3} = \frac{1}{4} \frac{\nu_3}{\nu} \quad (6)$$

Z mocnín podielu  $\frac{\nu_3}{\nu}$  zanedbáme všetky vyššie ako prvého radu.

Pri výpočte  $|\Psi_{020}|^2$  si uvedomíme, že funkciu  $\Psi_{020}$  získame z  $\Psi_{200}$ , keď vykonáme substitúcie:  $z_1 \rightarrow z_2$ ,  $z_2 \rightarrow z_1 - \cos \vartheta \rightarrow \cos \vartheta$ . Upravíme ešte výraz  $\exp \{./.\}$ :

$$\begin{aligned} (\kappa \pm \hbar) : \frac{1}{3} Z\alpha &= \frac{[8\pi^2 m (\nu - \nu_3)/\hbar]^{1/2} \pm 2\pi\nu/c}{[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2} [8\pi^2 m (\nu - \nu_3)/\hbar]^{1/2}} = \\ &= (\nu/\nu_3)^{1/2} [(1 - \nu_3/\nu)^{1/2} \pm (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2}] \end{aligned} \quad (7)$$

Tak konečne dostávame:

$$\begin{aligned} \Psi_{200}^* \Psi_{200} + \Psi_{020}^* \Psi_{020} &= \frac{72(\nu_3/\nu)^3 \kappa}{r^2 \pi^2 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \cdot \\ \cdot \exp \{ &3[\nu_3/\nu - \nu_3]^{1/2} [\pi - 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} + (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2}) - \\ &- 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} - (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2})] \} \cdot \\ \cdot (1 + 8\nu_3/\nu) &\left( 8 \frac{\nu}{c} \cos \vartheta + 1 \right) \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left[ 1 - \frac{4\nu}{c} \cos \vartheta + \nu_3/\nu \left( -5 + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{15}{2} \cos^2 \vartheta - 29 \frac{\nu}{c} \cos^3 \vartheta - \frac{7}{2} \cos^4 \vartheta \right) \right] \end{aligned}$$

Podobným spôsobom vypočítame príspevky ďalších členov k (2):

$$\begin{aligned} \Psi_{110}^* \Psi_{110} &= \frac{36(\nu_3/\nu)^2 \kappa (1 + 8\nu_3/\nu)}{\pi^2 r^2 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \cdot \\ \cdot \exp \{ &3[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2} [\pi - 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} + (\hbar\nu/mc^2)^{1/2}) - \\ &- 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} - (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2})] \} \cdot \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \left(1 + 8 \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left\{ \left(1 - 8 \frac{k}{\kappa} \cos \vartheta\right) (1 + 16 \nu_3/\nu) + 4 \nu_3/\nu \cdot \right. \\ & \quad \left. \cdot \left(1 - 6 \frac{k}{\kappa} \cos \vartheta\right) - 16 \nu_3/\nu \left(1 - \frac{4k}{\kappa} \cos \vartheta\right) \sin^2 \vartheta \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

Sčítaním výrazov (8) a (9) dostaneme práve tú časť sumy (2), ktorá vedie na podstatný príspevok k účinnému prierezu pre fotoefekt v M-hladine. Príspevok ostatných stavov je totiž radovo vyšší v  $\nu_3/\nu$  aspoň o jednotku. Nevýhoda parabolických súradníc spočíva tu v tom, že, pochopiteľne, nie je možné stanoviť jednotlivé príspevky podľa podhladin ( $s, p, d$ ):

$$\begin{aligned} & |\Psi_{200}|^2 + |\Psi_{020}|^2 + |\Psi_{110}|^2 = \frac{36(\nu_3/\nu)^2 \kappa}{\pi^2 r^2 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \cdot \\ & \cdot \exp \{3[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2} [\pi - 2 \operatorname{arctg}(\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} + (h\nu/2mc^2)^{1/2}) - \\ & \quad - 2 \operatorname{arctg}(\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} - (h\nu/2mc^2)^{1/2})]\} \cdot \\ & \cdot (1 + 8\nu_3/\nu) \left(1 + 8 \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left\{ 3 \left(1 - 4 \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) + \nu_3/\nu \left(-6 - \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - 44 \frac{v}{c} \cos \vartheta + 31 \cos^2 \vartheta - 90 \frac{v}{c} \cos^3 \vartheta - 7 \cos^4 \vartheta\right) \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

Ďalej sme získali:

$$\begin{aligned} & |\Psi'_{101}|^2 + |\Psi'_{011}|^2 = \frac{288(\nu_3/\nu)^4 \kappa (1 + 8\nu_3/\nu) \left(1 + 8 \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi}{\pi^2 r^2 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \cdot \\ & \cdot \exp \{A\} \cdot \left[1 + \frac{13}{4} \nu_3/\nu + 2 \frac{\nu_3}{\nu} \cos^2 \vartheta - \frac{v}{c} \left(2 \cos \vartheta + 2 \frac{\nu_3}{\nu} + \frac{5}{2} \frac{\nu_3}{\nu} \cos \vartheta\right)\right] \end{aligned} \quad (11)$$

resp.

$$\begin{aligned} & |\Psi'_{101}|^2 + |\Psi'_{011}|^2 = \frac{288(\nu_3/\nu)^4 \kappa \left(1 + 8 \frac{v}{c} \cos \nu\right) \exp \{A\}}{\pi^2 r^2 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \cdot \\ & \cdot \left\{ \frac{9}{4} \nu_3/\nu - 2 \frac{\nu_3}{\nu} \cos^2 \vartheta - \left(8 \frac{k}{\kappa} + 151 \frac{k\nu_3}{\kappa\nu} \cos^3 \vartheta + \left(1 + \frac{53}{4} \frac{\nu_3}{\nu}\right) \cos^4 \vartheta - \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \left(4 \frac{k}{\kappa} + \frac{29}{2} \frac{k\nu_3}{\kappa\nu}\right) \cos^5 \vartheta + \sin^4 \vartheta \cos^2 2\varphi \left(1 - \frac{5}{4} \frac{\nu_3}{\nu} - 4 \frac{k}{\kappa} \cos \vartheta + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{100}{9} \frac{k\nu_3}{\kappa\nu} \cos \vartheta - \frac{14}{9} \frac{\nu_3}{\nu} \cos^2 \vartheta\right) + 2 \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi \left[-\frac{5}{4} \frac{\nu_3}{\nu} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + 4 \frac{k}{\kappa} \cos \vartheta + \frac{167}{6} \frac{k\nu_3}{\kappa\nu} \cos \vartheta - \left(1 + \frac{19}{4} \frac{\nu_3}{\nu}\right) \cos^2 \vartheta + \right. \right. \end{aligned} \quad (12)$$

$$+ 4 \frac{k}{\kappa} - \frac{13}{4} \frac{k\nu_3}{\kappa\nu} \cos^3 \vartheta \Big] \Big\}.$$

V posledných dvoch výrazoch sme opakujúci sa argument exponenciálnej funkcie označili skratkou  $A$ .

Uvedieme ešte príspevok posledných dvoch funkcií k súčtu (2), ktorý však v ďalšom, vzhľadom na naše obmedzenie, vypadne. (Je totiž o dva rády vyšší v  $\nu_3/\nu$  oproti (10).)

$$\begin{aligned} |\Psi'_{002}|^2 + |\Psi''_{002}|^2 &= \frac{288(\nu_3/\nu)^5 \kappa (1 + 8\nu_3/\nu) \left(1 + 8\frac{\nu}{c} \cos \vartheta\right) \exp\{A\} \sin^2 \vartheta}{\pi^2 r^2 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \cdot \\ &\cdot \left\{ (1 - 4\nu/c \cdot \cos \vartheta) (1 - 2\nu_3/\nu) - 4 \sin^2 \vartheta (2 \cos^4 \varphi - \cos^2 \varphi + 2 \sin^3 \varphi \cos \varphi) \cdot \right. \\ &\cdot \left. \left(1 - 2\frac{\nu}{c} \cos \vartheta\right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\nu_3}{\nu}\right) + 4 \sin^4 \vartheta (5 \cos^2 \varphi - 12 \cos^4 \varphi + \right. \\ &\left. + 8 \cos^6 \varphi) \left(1 + \frac{13}{4} \nu_3/\nu\right) \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

Sčítaním (10), (11) a (12) dostávame podľa (2) funkciu smerového rozdelenia fotoelektrónov  $w_\kappa(\vartheta, \varphi)$  s energiou  $W_\kappa$  čiže pravdepodobnosť, že v dôsledku elementárneho kvantového deja emitovaný elektrón o energii  $W_\kappa$  má smer  $\vartheta, \varphi$ :

$$\begin{aligned} w_\kappa(\vartheta, \varphi) &= \frac{36(\nu_3/\nu)\kappa}{\pi^2 r^2 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \cdot \\ &\cdot \exp \left\{ 3[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2} [\pi - 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} + (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2}) - \right. \\ &\left. - 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2} ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} - (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2}) \right\} \cdot \\ &\cdot \left\{ \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left[ 3 \left(1 - 4 \frac{\nu}{c} \cos \vartheta\right) + \frac{\nu_3}{\nu} \left(2 - 60 \frac{\nu}{c} \cos \vartheta + 31 \cos^2 \vartheta - \right. \right. \right. \\ &- 90 \frac{\nu}{c} \cos^3 \vartheta - 7 \cos^4 \vartheta \Big] + 8 \frac{\nu_3}{\nu} \left[ -4 \frac{\nu}{c} \cos^3 \vartheta + \cos^4 \vartheta - 2 \frac{\nu}{c} \cos^5 \vartheta + \right. \\ &\left. + \sin^4 \vartheta \cos^2 2\varphi \cdot \left(1 - 2 \frac{\nu}{c} \cos \vartheta\right) + \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi \left(2 \frac{\nu}{c} \cos \vartheta - \right. \right. \\ &\left. \left. - \cos^2 \vartheta + 2 \frac{\nu}{c} \cos^3 \vartheta \right) \right] \Big\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Diferenciálny účinný prierez  $d\sigma$  súvisí s pravdepodobnosťou  $w_\kappa(\vartheta, \varphi)$  vzťahom známym z literatúry (napr. [10]):

$$d\sigma = \frac{4\pi^2 e^2}{mc\kappa\nu} \cdot w_\kappa(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (15)$$

## II. Úhrnná pravdepodobnosť fotoefektu a integrálny účinný prierez absorpcie — absorpčný koeficient

Integrálny účinný prierez  $\sigma$  by sme mohli stanoviť priestorovou integráciou výrazu (15) podľa definície. Možno však postupovať názornejšie cez úhrnnú pravdepodobnosť fotoefektu, určenú vzťahom (14). Tento postup sa použil aj v práci [4] pri riešení fotoefektu v  $K$ - a  $L$ -hladine.

Úhrnná pravdepodobnosť fotoefektu v  $M$ -hladine, resp. počet elektrónov, emitovaných z  $M$ -hladiny za čas  $t$  pod účinkom jedného svetelného kvanta do celého priestoru je daná vzťahom:

$$n = \int d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} dm \int_0^{\infty} dx a_{\kappa m} |\Psi_{\kappa m \mu}|^2 \quad (16)$$

kde  $\Psi_{\kappa m \mu}$  sú vlnové funkcie spojitého spektra (pritom  $\mu$  je fixované výberovým pravidlom  $\mu = \mu_0 \pm 1$ ). Rozvojové koeficienty  $a_{\kappa m}$  súvisia s maticovými elementami  $\varepsilon_{n_1 n_2 \mu_0, \kappa m \mu}$  vzťahom

$$a_{\kappa m} = \frac{ehE}{8\pi^2 m \nu} \varepsilon_{n_1 n_2 \mu_0, \kappa m \mu} \frac{\exp\left[\frac{2\pi i}{\hbar}(W_0 - W + h\nu)t\right]}{W_0 - W + h\nu};$$

$$\varepsilon_{n_1 n_2 \mu_0, \kappa m \mu} = \int d\tau e^{-2\pi i \frac{x}{\lambda}} \Psi_{\kappa m \mu}^* \frac{\partial \Psi_{n_1 n_2 \mu_0}}{\partial y}. \quad (E = \text{amplitúda elek. vektoru vlny})$$

Po prevedení integrácie podľa  $r, m, \kappa^1$ ) a vydelení časom  $t$  prechádza výraz (16) na tvar

$$\frac{n}{t} = \left(\frac{ehE}{8\pi^2 m \nu}\right)^2 \cdot \frac{4\pi^3}{\hbar} \left(\frac{\partial W}{\partial \kappa}\right)^{-1} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi [ |A_\kappa(\vartheta, \varphi)|^2 + |B_\kappa(\vartheta, \varphi)|^2 ]$$

Platí  $|A_\kappa|^2 = |B_\kappa|^2 = r^2 w_\kappa(\vartheta, \varphi)$  kde  $w_\kappa(\vartheta, \varphi)$  je dané výrazom (14).

Po prevedení smerovej integrácie dostávame:

$$\begin{aligned} \frac{n}{t} = & \frac{72e^2 E^2 \nu_3^3 \cdot \left(1 + \frac{8\nu_3}{\nu}\right) \left(1 + \frac{5\nu_3}{\nu}\right)}{m\hbar\nu^5 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} \exp\{3[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2} \cdot [\pi - \\ & - 2 \operatorname{arctg}(\nu/\nu_3)^{1/2} \cdot (1 - \nu_3/\nu)^{1/2} - (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2}] - \\ & - 2 \operatorname{arctg}(\nu/\nu_3)^{1/2} \cdot ((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} + (\hbar\nu/2mc^2)^{1/2})\} \end{aligned} \quad (17)$$

<sup>1)</sup> Prevedené v práci [4].

čo je počet fotoelektrónov, emitovaných za jednotku času do celého priestoru.

Hmotový absorpčný koeficient, t. j. absorbcia v 1 cm<sup>3</sup>-látky je daný výrazom

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_M = \frac{h\nu}{cE^2/8\pi} \cdot \frac{2N}{A} \cdot \left(\frac{n}{t}\right)_M$$

ako plynie z nasledujúcej úvahy:

$h\nu \cdot n/t$  je stredná energia odovzdaná atómu za jednotku času. Ak túto vynásobíme počtom na fotoprocese sa zúčastnených elektrónov  $2\rho N/A$ , dostaneme stratu energie v 1 cm<sup>3</sup> prostredia. (Tu znamená  $\rho$  hustotu látky,  $N$  Avogadrovo číslo,  $A$  atómovú hmotu.) Hmotový absorpčný koeficient dostaneme potom predelením strednou hustotou prúdu energie primárneho elektromagnet. žiarenia  $cE^2/8\pi$ :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_M = & \frac{115 \ 2\pi N e^2 \nu_3^3 (1 + 8\nu_3/\nu) (1 + 5\nu_3/\nu)}{A m c \nu^4 \operatorname{sh} 3\pi[\nu_3/\nu - \nu_3]^{1/2}} \exp\{3[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2} \cdot [\pi - \\ & - 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2}((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} + (h\nu/2mc^2)^{1/2}) - \\ & - 2 \operatorname{arctg} (\nu/\nu_3)^{1/2}((1 - \nu_3/\nu)^{1/2} - (h\nu/2mc^2)^{1/2})\} \end{aligned} \quad (18)$$

Porovnáme teraz mieru absorpcie v  $K$ - a  $L$ -hladine. Za tým cieľom vypíšeme z práce [4] absorpčné koeficienty pre  $K$ - a  $L$ -absorpciu:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_K = & \frac{128\pi e^2 N \nu_1^3}{3A m c \nu^4 \operatorname{sh} \pi[\nu_1/(\nu - \nu_1)]^{1/2}} \exp\{[\nu_1/(\nu - \nu_1)]^{1/2} \cdot [\pi - \\ & - 4 \operatorname{arctg} [(\nu - \nu_1)/\nu_1]^{1/2}\} \quad \nu_1 = Z^2 \text{Ry} \\ \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_L = & \frac{1024\pi N e^2 \nu_2^3 (1 + 6\nu_2/\nu + 8\nu_2^2/\nu^2)}{3A m c \nu^4 \operatorname{sh} 2\pi[\nu_2/\nu - \nu_2]^{1/2}} \exp\{2[\nu_2/(\nu - \nu_2)]^{1/2} \cdot [\pi - \\ & - 4 \operatorname{arctg} [(\nu - \nu_2)/\nu_2]^{1/2}\} \quad \nu_2 = \frac{Z^2}{4} \text{Ry} \end{aligned}$$

V limitnom prípade, keď  $\frac{\nu_n}{\nu} \rightarrow 0$  ( $n = 1, 2, 3$ ) a keď v (18) zanedbáme člen

$(h\nu/2mc^2)^{1/2} \sim \nu/c$ , ako sme to urobili aj pri  $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_K$  a  $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_L$ , prejde výraz

$$\frac{e^{z_n[\pi - 4 \operatorname{arctg} z_n^{-1}]}}{\operatorname{sh} z_n} \rightarrow \frac{1}{n \pi (\nu_n/\nu)^{1/2}}$$

kde  $z_n = n \pi [\nu_n/(\nu - \nu_n)]^{1/2}$

V tomto prípade pomer absorpcií v hladinách  $K$ ,  $L$  a  $M$  je

$$\tau_K : \tau_L : \tau_M = \frac{1}{1^3} : \frac{1}{2^3} : \frac{1}{3^3} \quad (19)$$

čo dobre súhlasí s experimentálnymi hodnotami.

Pravdepodobnosť fotoefektu klesá teda približne s tretou mocninou hlavného kvantového čísla viazaného stavu. Pre vysokoenergetické žiarenie nastáva fotoefekt prakticky len na  $K$ - a  $L$ -elektrónoch.

Hallov vzorec [8] pre absorpčný koeficient v  $M$ -hladine dáva oproti nášmu výrazu (18) trojnásobné hodnoty. Zdá sa, že experimenty lepšie potvrdzujú náš výraz (18).

### III. Porovnanie s experimentom

Absorpčné koeficienty  $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{K+L+M}$  pre rôzne prvky, počítané pre vodíku podobný atóm s nábojom jadra  $Ze$ , vychádzajú väčšie ako experimentálne hodnoty. S rastúcim atomovým číslom  $Z$  a vlnovou dĺžkou sa táto skutočnosť stáva výraznejšou. Ako vidieť zo vzorca (18), absorpčný koeficient veľmi citlivo závisí od hodnoty náboja jadra  $Ze$ . V prípade viacelektrónového atómu treba brať zreteľ na poruchu vodíkového poľa spôsobenú prítomnosťou ostatných elektrónov. Pre tento cieľ použijeme priblíženie, kde sa predpokladá,

že každý elektrón sa nachádza v stacionárnom stave v poli jadra a ostatných elektrónov, čo vedie k poľu podľa stredného rozloženia náboja elektrónov, určeného ich vlnovými funkciami nultého (vodíku podobného) priblíženia. Potenciálnu energiu v tienenom poli budeme písať v tvare

$$V(r) = -\frac{Z - \sigma_n}{r} \cdot e^2$$

kde  $\sigma_n$  sú Slaterove tieniace konštanty, ktoré vypočítame Hartreeho metódou [15]. Pre našu potrebu sú uvedené v tab. 1.

$Z$	$\sigma$	$Z - \sigma$
13	4,2289	8,77
28	9,1084	18,89
29	9,4337	19,57
30	9,7590	20,24

Tab. 1.

Rovnica (19) prejde potom na presnejší tvar

$$\tau_K : \tau_L : \tau_M = \frac{(Z - \sigma_1)^5}{1^3} : \frac{(Z - \sigma_2)^5}{2^3} : \frac{(Z - \sigma_3)^5}{3^3} \quad (19a)$$

Pre výpočet numerických hodnôt absorpčného koeficienta  $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_M$  upravíme vzorec (18) dôsledným prechodom k limite  $\frac{\nu_3}{\nu} \ll 1$ .

Potom bude

$$\begin{aligned} \frac{\exp\{.\}. \}}{\operatorname{sh} 3\pi [\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}} &= \frac{\exp\{-12[\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2} \operatorname{arctg}[(\nu - \nu_3)/\nu_3]^{1/2}\}}{1 - \exp\{-6\pi [\nu_3/(\nu - \nu_3)]^{1/2}\}} = \\ &= \frac{1}{6\pi} \left(\frac{\nu_3}{\nu}\right)^{-\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

a pre hmotový absorpčný koeficient dostávame po dosadení numerických hodnôt za atómové konštanty konečne

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_M = 1,066 \cdot 10^{-5} (Z - \sigma_3) A^{-1} \cdot \lambda'^{7/2} \cdot [1 + 6,093 \cdot 10^{-4} (Z - \sigma_3)^2 \lambda] \cdot [1 + 9,748 \cdot 10^{-4} (Z - \sigma_3)^2 \cdot \lambda] \quad (20)$$

Pre porovnanie odvodeného vzorca s experimentom použili sme v tabuľke 2 experimentálne hodnoty z práce [4]. Z nej sme aj prevzali absorpčné koeficienty pre  $K$ - a  $L$ -absorpciu, vypočítané s neredukovaným atómovým číslom  $Z$ , resp. hodnoty pri redukcii  $Z$  podľa ionizačnej energie. Tabuľka 2 ukazuje dobrý súhlas nameraných hodnôt absorpčného koeficienta (3. stĺpec) s hodnotami vypočítanými z redukovaného náboja  $Z^* = Z - \sigma_n$ . Absorpčné koeficienty vypočítané z atómových čísel redukovaných podľa ionizačnej energie dávajú primálne hodnoty, čo vyplýva z okolnosti, že pri fotoefekte v hĺbke atómu smerodajné je len „vnútorné“ tienenie náboja jadra elektrónmi a nie tzv. tienenie vonkajšie, spôsobujúce, že ionizačná energia atómu je podstatne nižšia než vyplýva z teoretickej hodnoty vlnochty hrany spektrálnej série  $RyZ^2/9$ .

#### Literatúra

- [1] Wentzel G., Die unperiodische Vorgänge in der Wellenmechanik. — Ztschr. f. Phys. 29, 11 (1928).
- [2] Sommerfeld A., Schur G., Ann. d. Phys. 4, str. 409 (1930).
- [3] Stobbe B., Ann. d. Phys. 7, str. 661, (1930).
- [4] Fischer J., Beiträge zur Theorie der Absorption und Streuung von Röntgenstrahlen. — Ann. d. Phys. 5, 8 (1931).
- [5] Fischer J., Über die retardierten Matricelemente in der Theorie der Absorption und Streuung von Röntgenstrahlen. — Ann. d. Phys. 5, 11 (1931).
- [6] Sauter F., Ann. d. Phys. 11, str. 454 (1931).
- [7] Hulme, J. Mc. Dougal, R. Buckingham, R. Fowler, Proc. Roy. Soc. London, A 149, 131 (1935).
- [8] Hall H., Theory of photoelectric Absorption for X-rays and  $\gamma$ -rays. — Rev. Mod. Phys. 8 (1936).
- [9] Sommerfeld A., Atombau und Spektrallinien II, 1939.
- [10] Bethe H., Handbuch d. Physik, 24/I (1939).
- [11] Heitler W., The Quantum Theory of Radiation (1954).
- [12] Gavrilin M., Relativistic K-shell Photoeffect, Phys. Rev. 113, 2 (1959)
- [13] Pratt J., Photoeffect in L-shell, Phys. Rev. 119, 5 (1960).
- [14] Tiňo J., Fotoefekt v M-hladine vodíkového atómu. (Diplomová práca 1958 — ne-publikovaná).
- [15] Hartree D., The Calculation of Atomic Structures (1957).

Adresa autorov:  
 doc. dr. J. Fischer  
 Katedra teoretickej fyziky UK  
 Bratislava, Šmeralova 2/B

Dodané 5. januára 1965

Tabuľka 2.

	$\lambda$ (Å)	$(\tau/\varrho)_{exp}$	Teoretické hodnoty s netieneným Z				Teoretické hodnoty so Z vypočítaným z hrany série				Teoretické hodnoty so $Z^* = Z - \sigma$				
			$(\tau/\varrho)_K$	$(\tau/\varrho)_L$	$(\tau/\varrho)_M$	$(\tau/\varrho)_{K+L+M}$	$(\tau/\varrho)_K$	$(\tau/\varrho)_L$	$(\tau/\varrho)_M$	$(\tau/\varrho)_{K+L+M}$	$(\frac{\tau}{\varrho})_K$	$(\frac{\tau}{\varrho})_L$	$(\tau/\varrho)_M$	$(\tau/\varrho)_{K+L+M}$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
13 Al	0,709	5,29	4,65	0,59	0,15	5,39	2,17	0,02	—	2,19	4,14	0,47	0,02	4,63	
	1,000	14,2	13,4	1,71	0,57	15,68	6,02	0,06	—	6,08	11,92	1,35	0,08	13,35	
	1,933	94	95,3	12,7	6,99	114,99	47,20	0,49	—	47,7	84,8	10,03	0,98	95,81	
28 Ni	0,709	47	43,9	6,3	1,94	52,14	25,2	0,85	0,28	26,08	41,6	5,86	0,28	47,74	
	1,000	118	110	17,3	8,15	135,45	72,5	2,40	0,88	74,90	104,23	16,09	1,17	121,49	
29 Cu	0,709	52	45,3	6,7	2,23	54,23	30,9	0,94	0,30	31,84	43,00	6,04	0,31	49,35	
	1,000	133	115	18,4	9,47	142,87	76,9	2,62	1,06	79,53	109,17	16,57	1,33	127,01	
30 Zn	0,709	59	50,2	7,4	2,68	60,28	32,3	1,07	0,40	33,74	47,74	6,69	0,38	54,71	
	1,000	152	127	20,5	11,52	159,02	83,3	3,0	1,43	86,31	120,79	18,53	1,61	140,93	

# Beitrag zur Theorie der Absorption von Röntgenstrahlen

J. FISCHER, E. MAJERNÍKOVÁ

## Resumee

Aus den Wellenfunktionen des aus der M-Schale eines wasserstoffähnlichen Atoms emittierten Photoelektrons, wird die Richtungsverteilungsfunktion der Photoelektronen berechnet und daraus, nach einer Richtungsintegration, der Absorptionskoeffizient. Die Wellenfunktionen stammen von J. Tiño [14], der sie auf Grund einer allgemeingültigen Formel eines der Autoren [5] berechnet hat. Das gestellte Problem wird in parabolischen Koordinaten gelöst, nicht relativistisch und mit der Annahme, dass die Bindungsenergie der Elektronen klein gegenüber der Energie der einfallenden Photonen ist. Das Resultat ist dadurch auf Frequenzen beschränkt, für die es gilt

$$\frac{mc^2}{h} \gg \nu \gg \nu_0$$

wo  $\nu_0$  der Bindungsenergie entsprechende Frequenz bedeutet.

Auf die Anwesenheit der übrigen Elektronen wird durch die Slater'sche „innere“ Abschirmung, die auf Grund einer Methode von Hartree [15] berechnet wurde, rücksicht genommen.

Auf Grund der angenommenen beschränkenden Bedingungen wird der Ausdruck für den Absorptionkoeffizienten [18] wesentlich vereinfacht und auf die Form [20] gebracht, die sich für die numerische Berechnung gut eignet. Den Vergleich mit den gemessenen Werten zeigt die Tafel 2, wo in der 3. Spalte die experimentellen und in der 15. Spalte die berechneten Werte sind, wobei die K- und L-Absorption aus einer älteren Arbeit eines der Autoren [4] übernommen wurde.

# Замечание к теории поглощения рентгеновых лучей

И. ФИШЕР, Э. МАЙЕРНИКОВА

## Резюме

Из волновых функций фотоэлектрона излучаемого из M-уровня водородоподобного атома в работе вычисляется соответствующая функция распределения фотоэлектронов по направлению, из нее вычисляется интегрированием по направлению коэффициент поглощения. Волновые функции взяты из работы И. Тиню (14), который их решал используя соотношение из работы (5). Проблема была решена в параболических координатах в нерелятивистском приближении, из за предположения, что энергия связи электрона мала по сравнению с энергией первичного фотона. Использовать, по этому, это соотношение можно только для частот  $\nu$ , для которых выполняется:

$$\frac{mc^2}{h} \gg \nu \gg \nu_0$$

где  $\nu_0$  — граничная частота оптического спектра орбитального электрона M-уровня. Присутствие остальных электронов учитывается т. н. внутренней экранировкой заряда ядра  $Z \rightarrow Z - \sigma$ . Соответствующие слэйтэровы константы экранировки  $\sigma$  вычисляются методом Хартри (15). На основе упрощений указанный выше получилось соотношение (20), которое пригодно для вычисления. Сравнение с экспериментальными данными показывает таб. № 2, где в 3 столбце находятся экспериментальные данные коэффициента поглощения и в 15 столбце теоретические данные вычислены из экранировки заряда  $Z - \sigma$ , причем K- L- поглощение взято из работы одного из авторов (4).

## Zloženie a elektrická vodivosť dusíka v intervale teplôt 1000—5000 °K a tlakov 0,001—100 atm.

Š. VEIS, L. ČERVENĀN, M. LUKNĀROVĀ

### Úvod

V poslednom období v dôsledku zvýšeného záujmu o priamu premenu tepelnej energie v elektrickú magnetohydrodynamickým spôsobom [1—3] a tiež zásluhou dôkladnejšieho štúdia vlastností plynov v rázových trubiciach [4] javí sa potreba určenia elektrickej vodivosti plynov a ich zmesí v širšom intervale teplôt a tlakov. Určenie elektrickej vodivosti jednoatómových plynov je jednoduché [5]. Zložitejšia situácia je pre plyny dvoj- a viacatómové a tiež pre zmesi plynov. V tomto prípade vystupuje pri vyšších teplotách disociácia a tiež chemické zlučovanie [6—9], čím sa s teplotou mení aj zloženie plynu, ktoré je potrebné poznať pri určovaní jeho elektrickej vodivosti. Vytvorené nové zložky môžu hrať dôležitú úlohu a dokonca ovplyvniť aj elektrickú vodivosť. Napríklad v prípade vzduchu pri vyšších teplotách dochádza k tvorbe molekúl *NO*, ktorých ionizačný potenciál je nižší ako ionizačné potenciály dusíka a kyslíka [4].

V predkladanej práci sa obmedzíme na obecné určenie zloženia a elektrickej vodivosti dvojátomového plynu a špeciálne na určenie zloženia a elektrickej vodivosti dusíka v intervale teplôt 1000—5000 °K a tlakov od 0,001—100 atm.

### Zloženie a elektrická vodivosť dvojátomového plynu.

Určenie zloženia čiastočne ionizovaného dvojátomového plynu možno vykonať pri splnení podmienky termodynamickej rovnováhy a kvazineutrality plazmy [9, 10]. V prípade termodynamickej rovnováhy môže existovať len izotermická plazma, popísaná teplotou  $T$  bez prenosových dejov. Podmienkou použiteľnosti vzťahov platných pre izotermickú plazmu aj v prípade, keď vystupujú prenosové deje, je nerovnosť

$$\frac{\lambda_x \text{ grad } T_x}{T_x} \ll 1, \quad (1)$$

kde  $T_x$  je miestna teplota a  $\lambda_x$  je stredná voľná dráha charakteristická pre vyšetrovaný dej vyrovnávania teploty.

Podmienka kvazineutrality je splnená, ak potenciálna energia elektrónu je malá v porovnaní s tepelnou energiou

$$\frac{n_i - n_e}{l} e^2 \ll kT, \quad (2)$$

kde  $n_i$ ,  $n_e$  je koncentrácia kladných iónov a elektrónov,  $e$  náboj elektrónu,  $l$  charakteristický rozmer miestnej nehomogenity a  $k$  Boltzmannova konštanta. Pre plyny nachodí sa pri teplotách do 5000 °K sú obe podmienky splnené.

Dvojjatómový plyn pri teplote  $T$  a tlaku  $p$  sa skladá z molekúl  $A_2$ , atómov  $A$ , kladných iónov  $A_2^+$  a  $A^+$ , záporných iónov  $A_2^-$  a  $A^-$  a elektrónov  $e$ . Počet častíc  $j$ -tej zložky možno určiť parciálnym tlakom  $p_j$ , koncentráciou  $n_j$  alebo molárnou koncentráciou  $x_j$ . Pri ľubovoľnej teplote  $T$  a tlaku  $p$  pre čiastočne ionizovaný plyn platí rovnica

$$x_{A_2} + x_A + x_{A_2^+} + x_{A^+} + x_{A_2^-} + x_{A^-} + x_e = 1, \quad (3)$$

pričom molárna koncentrácia elektrónov  $x_e$  je daná vzťahom

$$x_e = x_{A_2^+} + x_{A^+} - x_{A_2^-} - x_{A^-}. \quad (4)$$

Medzi jednotlivými molárnymi koncentraciami dvojjatómového plynu existujú vzťahy popísané Sahovou rovnicou

$$x_A^2 = \frac{K_A}{p} x_{A_2}, \quad (5)$$

$$x_{A_2^+} = \frac{K_{A_2^+}}{p} \frac{x_{A_2}}{x_e}, \quad x_{A^+} = \frac{K_{A^+}}{p} \frac{x_A}{x_e}, \quad (6)$$

$$x_{A_2^-} = \frac{p}{K_{A_2^-}} x_{A_2} x_e, \quad x_{A^-} = \frac{p}{K_{A^-}} x_A x_e, \quad (7)$$

kde  $K_j$  sú odpovedajúce rovnovážne konštanty dané vzťahom

$$K_j = \frac{g_1 g_2}{g_3} \left( \frac{2\pi m_1 m_2}{m_3 h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{E_j}{kT}}, \quad (8)$$

kde  $g_1, g_2, g_3$  sú štatistické sumy,  $m_1, m_2, m_3$  hmoty častíc,  $E_j$  energia disociácie, ionizácie alebo energia zachytenia elektrónu a  $h$  Planckova konštanta. V prípade ionizácie sa index  $_1$  vzťahuje na elektrón, index  $_2$  na kladný ión a index  $_3$  na neutrálnu časticu.

Sedem rovníc (3) — (7) tvoria nelineárny systém rovníc pre sedem neznámych molárných koncentrácií dvojjatómového plynu. Riešenie takéhoto systému rovníc je veľmi zložitá a spravidla vyžaduje pri ich riešení elektronický počítač [11, 12]. Za určitých okolností možno zjednodušiť výpočet bez podstatného zníženia presnosti. V prípade, že molárne koncentrácie kladných a záporných iónov sú zanedbateľne malé v porovnaní s molárnymi koncentraciami molekúl a atómov, sa výpočet podstatným spôsobom zjednoduší. Toto je plne oprávnené pri určovaní zloženia dvojjatómového plynu do 5000 °K. Pri tomto zjednodušovaní zredukuje sa rovnica (3) na tvar

$$x_{A_2} + x_A = 1, \quad (9)$$

ktorá spolu s rovnicou (5) tvorí jednoduchý systém dvoch rovníc pre určenie  $x_{A_2}$  a  $x_A$ .

Vylúčením  $x_{A_2}$  z rovníc (5) a (9) dostaneme kvadratickú rovnicu pre  $x_A$

$$x_A^2 + \frac{K_A}{p} x_A - \frac{K_A}{p} = 0, \quad (10)$$

ktorej riešenie je

$$x_A = -\frac{K_A}{2p} + \left(\frac{K_A}{p}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{K_A}{4p}\right)^{1/2}. \quad (11)$$

Druhý koreň netreba uvažovať, lebo  $x_A$  nemôže byť záporné. Ak poznáme  $x_A$ , potom  $x_{A_2}$  možno určiť z rovnice (9).

Molárnu koncentráciu elektrónov  $x_e$ , ktorá je potrebná k určeniu elektrickej vodivosti dvojatómového plynu, určíme pomocou rovnice (4), ak dosadíme za molárne koncentrácie kladných a záporných iónov z rovníc (6) a (7). Pre  $x_e$  dostaneme

$$x_e = \left\{ \frac{\frac{1}{p} (K_{A^+} x_A + K_{A_2^-} x_{A_2})}{1 + p \left( \frac{x_A}{K_{A^+}} + \frac{x_{A_2}}{K_{A_2^-}} \right)} \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

Molárne koncentrácie kladných a záporných iónov určíme z rovníc (6) a (7) pre odpovedajúce rovnovážne konštanty  $K_j$  a molárne koncentrácie  $x_A$ ,  $x_{A_2}$  a  $x_e$ .

Určenie elektrickej vodivosti dvojatómového plynu nepredstavuje ťažkosti, ak poznáme jeho zloženie pri danej teplote a tlaku. Elektrická vodivosť sa určí na základe predstáv kinetickej teórie plynov za predpokladu, že elektrický prúd v plazme tvoria elektróny a s uvážením len dvojných zrážok častíc tvoriacich nízko teplotnú plazmu [9]. Pri splnení týchto predpokladov možno koeficient elektrickej vodivosti  $\sigma$  vyjadriť vzťahom [7—9, 13]

$$\sigma = 0,532 \frac{e^2}{(mk)^{1/2}} \frac{x_e}{T^{1/2} (\sum x_j Q_{ej})}, \quad (13)$$

kde  $m$  je hmotnosť elektrónov a  $Q_{ej}$  efektívny zrážkový prierez elektrón neutrálneho častice. Po dosadení číselných hodnôt za  $e$ ,  $m$ ,  $k$  prejde výraz pre  $\sigma$  do tvaru

$$\sigma = 3,85 \cdot 10^{-10} \frac{x_e}{T^{1/2} (\sum x_j Q_{ej})}. \quad (14)$$

Pri vyšších teplotách, keď začína stúpať počet kladných iónov, nemožno zanedbať zrážky elektrón kladný ión. Korekciu na tieto zrážky možno zaviesť tým spôsobom, že špecifický odpor čiastočne ionizovaného dvojatómového plynu vyjadříme ako súčet špecifického odporu podmieneného zrážkami

elektrón neutrálneho častice  $\left(\frac{1}{\sigma_1}\right)$  a špecifického odporu podmieneného zrážkami elektrón kladný ión  $\left(\frac{1}{\sigma_2}\right)$ . Výsledný odpor je

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2}. \quad (15)$$

Elektrická vodivosť podmienená zrážkami elektrón kladný ión pre úplne ionizovaný plyn [14—16] je daná vzťahom

$$\sigma_2 = 0,591 \frac{(kT)^{3/2}}{m^{1/2} e^2} \frac{1}{\ln \Lambda}, \quad (16)$$

kde  $\Lambda$  je funkcia teploty  $T$  a koncentrácie elektrónov  $n_e$  a je daná vzťahom

$$\Lambda = \frac{3}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{e^3} \left( \frac{k^3 T^3}{\pi n_e} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Elektrickú vodivosť čiastočne ionizovaného plynu s prihliadnutím aj na zrážky medzi elektrónmi a kladnými iónmi dostaneme, ak do rovnice (15) dosadíme za  $\sigma_2$  z rovnice (16) a za  $\sigma_1$  z rovnice (14). Po úprave prejde výraz pre elektrickú vodivosť dvojatómového plynu do tvaru

$$\sigma = 3,85 \cdot 10^{-10} \frac{x_e}{T^{1/2}(x_{A_2} Q_{eA_2} + x_A Q_{eA} + x_e Q_{ei})} [\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}], \quad (18)$$

kde  $Q_{eA_2}$  a  $Q_{eA}$  sú efektívne zrážkové prierezy molekúl a atómov a  $Q_{ei}$  zrážkový prierez pre elektrón a kladný ión daný vzťahom

$$Q_{ei} = 8,1 \left( \frac{e^2}{3 kT} \right)^2 \ln \Lambda. \quad (19)$$

Po zavedení molárnej koncentrácie elektrónov  $x_e$  a dosadení číselných hodnôt za  $e$ ,  $k$  a  $\pi$  dostaneme pre  $Q_{ei}$  vzťah

$$Q_{ei} = \frac{2,52 \cdot 10^{-6}}{T^2} \ln \left\{ 1,02 \cdot 10^7 \frac{T^2}{(x_e p)^{1/2}} \right\}. \quad (20)$$

#### Zloženie a elektrická vodivosť dusíka.

Na základe vzťahov odvodených v predchádzajúcom odstavci môžeme určiť zloženie a elektrickú vodivosť dusíka v intervale teplôt 1000—5000 °K a v intervale tlakov 0,001—100 atm. V prípade dusíka pri uvažovaných teplotách nebol pozorovaný molekulárny ión a ak sa vyskytuje tak len so zanedbateľne malou koncentráciou, preto ho nebudeme uvažovať v zložení dusíka. V zložení dusíka budú molekuly  $N_2$ , atómy  $N$ , kladné ióny  $N_2^+$  a  $N^+$ , záporné ióny  $N^-$  a elektróny  $e$ . Pre molárne koncentrácie jednotlivých zložiek dusíka platia vzťahy plynúce z predchádzajúceho odstavca

$$x_N = -\frac{K_N}{2p} + \left( \frac{K_N}{p} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{K_N}{4p} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

$$x_{N_2} = 1 - x_N, \quad (22)$$

$$x_{N^+} = \frac{K_{N^+}}{p} \frac{x_N}{x_e}, \quad (23)$$

$$x_{N_2^+} = \frac{K_{N_2^+}}{p} \frac{x_{N_2}}{x_e}, \quad (24)$$

$$x_{N^-} = \frac{p}{K_{N^-}} \cdot x_N x_e, \quad (25)$$

$$x_e = \left\{ \frac{\frac{1}{p} (K_{N^+} x_N + K_{N_2^+} x_{N_2})}{1 + p \left( \frac{x_N}{K_{N^-}} \right)} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (26)$$

Na určenie molárnych koncentrácií dusíka je potrebné poznať rovnovážne konštanty. Hodnoty rovnovážnych konštant  $K_N$ ,  $K_{N^+}$  a  $K_{N_2^+}$  v intervale teplôt 1000—5000 °K pri stúpaní po 100 °K sme prevzali z prác [17, 18] a rovnovážnu konštantu  $K_{N^-}$  sme vypočítali podľa vzťahu [12]

$$K_{N^-} = 6,58 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{4}{5} T^{5/2} e^{-\frac{14900}{T}}. \quad (27)$$

Hodnoty rovnovážnych konštant pre dusík ( $K_N$ ,  $K_{N_2^+}$ ,  $K_{N^+}$  a  $K_{N^-}$ ) v intervale teplôt 1000—5000 °K pri stúpaní teploty po 100 °K sú uvedené v tabuľke 1. V tabuľke 2 sú uvedené molárne koncentrácie dusíka v tom samom intervale teplôt a pre tlaky 0,001; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1; 0,5; 1; 5; 10; 50 a 100 atm.

Elektrickú vodivosť dusíka sme počítali zo vzťahu (18) prepísaného pre dusík

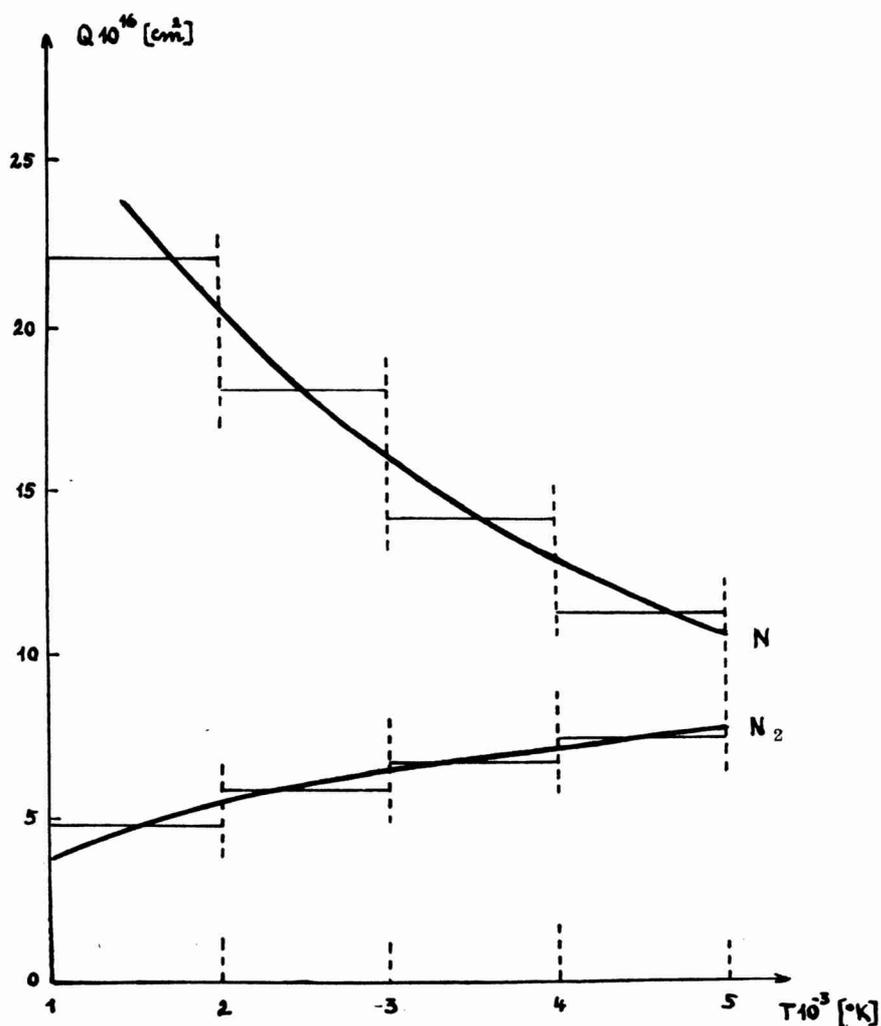
$$\sigma = 3,85 \cdot 10^{-10} \frac{x_e}{T^{1/2} (x_{N_2} Q_{eN_2} + x_N Q_{eN} + x_e Q_{ei})} [\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}]. \quad (28)$$

Molárne koncentrácie  $x_e$ ,  $x_{N_2}$  a  $x_N$  potrebné pre výpočet elektrickej vodivosti sú uvedené v tabuľke 2 a efektívne zrážkové prierezy  $Q_{eN_2}$  a  $Q_{eN}$  elektrónov s molekulami, resp. atómami dusíka sú vzaté z práce [12]. Efektívny zrážkový prierez  $Q_{ei}$  potrebný hlavne pri výpočte elektrickej vodivosti pri teplotách nad 4000 °K sme počítali podľa vzťahu (20). Pretože hodnoty zrážkových prierezov  $Q_{eN_2}$  a  $Q_{eN}$  sa v intervale teplôt 1000—5000 °K značne menia, rozdelili sme tento interval na štyri časti, v ktorých zrážkový prierez sme volili konštantný. Rozdelenie a hodnoty  $Q_{eN_2}$  a  $Q_{eN}$  sú zrejmé z obr. 1 a sú nasledujúce:

$Q \cdot 10^{16} [\text{cm}^2]$	1000—2000 °K	2000—3000 °K	3000—4000 °K	4000—5000 °K
$Q_{eN_2}$	4,7	5,8	6,6	7,3
$Q_{eN}$	22	18	14	11

Vypočítané hodnoty elektrickej vodivosti dusíka pri teplotách v intervale 1000—5000 °K a tlakoch 0,001; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1; 0,5; 1, 5, 10, 50, 100 atm

sú uvedené v tabuľke 3. Nad 4000 °K sú v tabuľke 3 uvedené hodnoty elektrickej vodivosti dusíka aj s prihliadnutím na zrážky elektrón kladný ión. Pre nižšie teploty nebolo potrebné uvažovať vplyv týchto zrážok, pretože odchýlky boli menšie ako 1 %. V tomto prípade pri výpočte elektrickej vodivosti podľa vzťahu (28) bolo postačujúce sa obmedziť len na výraz  $(x_{N_2} Q_{eN_2} + x_N Q_{eN})$  v menovateli rovnice (28).



Obr. 1. Závislosť efektívnych účinných prierezov pre N<sub>2</sub> a N od teploty.

Tabuľka 1.

Rovnovážne konštanty pre dusík  $K_j = B \cdot 10^n$

T [°K]	$K_N$		$K_{N_2}$		$K_{N_2}$		$K_{N_2}$	
	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,8654	-43	0,1238	-76	0,1947	-71	0,4924	8
1100	0,2918	-38	0,2177	-69	0,1158	-64	0,1613	8
1200	0,1744	-34	0,2420	-63	0,5216	-59	0,6483	7
1300	0,2752	-31	0,3213	-58	0,3222	-54	0,3047	7
1400	0,1524	-28	0,8020	-54	0,4173	-50	0,1617	7
1500	0,3651	-26	0,5253	-50	0,1548	-46	0,9453	6
1600	0,4424	-24	0,1160	-46	0,2076	-43	0,5971	6
1700	0,3057	-22	0,1045	-43	0,1205	-40	0,4017	6
1800	0,1323	-20	0,4456	-41	0,3476	-38	0,2848	6
1900	0,3858	-19	0,1013	-38	0,5564	-36	0,2108	6
2000	0,8065	-18	0,1350	-36	0,5410	-34	0,1620	6
2100	0,1258	-16	0,1132	-34	0,3407	-32	0,1283	6
2200	0,1535	-15	0,6395	-33	0,1483	-30	0,1044	6
2300	0,1508	-14	0,2558	-31	0,4674	-29	0,8692	5
2400	0,1227	-13	0,7561	-30	0,1110	-27	0,7381	5
2500	0,8443	-13	0,1713	-28	0,2054	-26	0,6376	5
2600	0,5015	-12	0,3066	-27	0,3049	-25	0,5592	5
2700	0,2613	-11	0,4450	-26	0,3719	-24	0,4970	5
2800	0,1211	-10	0,5357	-25	0,3807	-23	0,4470	5
2900	0,5051	-10	0,5452	-24	0,3329	-22	0,4027	5
3000	0,1917	-9	0,4771	-23	0,2527	-21	0,3725	5
3100	0,6682	-9	0,3642	-22	0,1688	-20	0,3445	5
3200	0,2155	-8	0,2456	-21	0,1004	-19	0,3209	5
3300	0,6478	-8	0,1480	-20	0,5368	-19	0,3010	5
3400	0,1826	-7	0,8044	-20	0,2608	-18	0,2840	5
3500	0,4854	-7	0,3981	-19	0,1160	-17	0,2694	5
3600	0,1223	-6	0,1807	-18	0,4757	-17	0,2568	5
3700	0,2932	-6	0,7580	-18	0,1811	-16	0,2459	5
3800	0,6715	-6	0,2955	-17	0,6439	-16	0,2364	5
3900	0,1475	-5	0,1077	-16	0,2149	-15	0,2281	5
4000	0,3116	-5	0,3686	-16	0,6760	-15	0,2209	5
4100	0,6354	-5	0,1191	-15	0,2015	-14	0,2146	5
4200	0,1252	-4	0,3646	-15	0,5707	-14	0,2090	5
4300	0,2393	-4	0,1061	-14	0,1542	-13	0,2041	5
4400	0,4436	-4	0,2949	-14	0,3989	-13	0,1998	5
4500	0,8015	-4	0,7845	-14	0,9904	-13	0,1960	5
4600	0,1411	-3	0,2003	-13	0,2366	-12	0,1927	5
4700	0,2428	-3	0,4922	-13	0,5453	-12	0,1898	5
4800	0,4083	-3	0,1167	-12	0,1215	-11	0,1873	5
4900	0,6732	-3	0,2675	-12	0,2623	-11	0,1851	5
5000	0,1087	-2	0,5939	-12	0,5495	-11	0,1832	5

Tabulka 2.

Molárne koncentrácie dusíka  $X_i = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,001$  atm

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N\ddagger}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,9303	-20	0,1112	-36	0,1629	-51	0,2101	-67	0,1112	-36
1100	0,1000	1	0,1708	-17	0,4666	-33	0,4219	-46	0,4963	-61	0,4666	-33
1200	0,1000	1	0,1321	-15	0,4919	-30	0,1399	-41	0,1001	-55	0,4919	-30
1300	0,1000	1	0,5246	-14	0,1792	-27	0,9430	-33	0,3085	-51	0,1792	-27
1400	0,1000	1	0,1234	-12	0,2832	-25	0,1818	-34	0,2161	-47	0,2832	-25
1500	0,1000	1	0,1910	-11	0,2292	-23	0,1290	-31	0,4610	-44	0,2292	-23
1600	0,1000	1	0,2150	-10	0,1077	-21	0,4144	-29	0,3878	-41	0,1077	-21
1700	0,1000	1	0,1748	-9	0,3233	-20	0,6515	-27	0,1407	-38	0,3233	-20
1800	0,1000	1	0,1150	-8	0,6675	-19	0,5816	-25	0,2694	-36	0,6675	-19
1900	0,1000	1	0,6211	-8	0,1006	-17	0,3435	-23	0,2964	-34	0,1006	-17
2000	0,1000	1	0,2840	-7	0,1162	-16	0,1322	-21	0,2033	-32	0,1162	-16
2100	0,1000	1	0,1121	-6	0,1064	-15	0,3589	-20	0,9297	-31	0,1064	-15
2200	0,1000	1	0,3917	-6	0,7997	-15	0,7264	-19	0,3000	-29	0,7997	-15
2300	0,1000	1	0,1227	-5	0,5057	-14	0,1134	-17	0,7146	-28	0,5057	-14
2400	0,1000	1	0,3502	-5	0,2749	-13	0,1413	-16	0,1305	-26	0,2750	-13
2500	0,1000	1	0,9188	-5	0,1308	-12	0,1441	-15	0,1886	-25	0,1310	-12
2600	0,1000	1	0,2239	-4	0,5529	-12	0,1232	-14	0,2218	-24	0,5541	-12
2700	0,9999		0,5111	-4	0,2105	-11	0,8991	-14	0,2174	-23	0,2114	-11
2800	0,9999		0,1100	-3	0,7290	-11	0,5699	-13	0,1808	-22	0,7347	-11
2900	0,9998		0,2247	-3	0,2319	-10	0,3181	-12	0,1312	-21	0,2351	-10
3000	0,9996		0,4377	-3	0,6827	-10	0,1583	-11	0,8208	-21	0,6985	-10
3100	0,9992		0,8177	-3	0,1872	-9	0,7102	-11	0,4576	-20	0,1943	-9
3200	0,9985		0,1466	-2	0,4809	-9	0,2886	-10	0,2329	-19	0,5097	-9
3300	0,9975		0,2542	-2	0,1163	-8	0,1074	-9	0,1073	-18	0,1270	-8
3400	0,9957		0,4265	-2	0,2652	-8	0,3683	-9	0,4535	-18	0,3020	-8
3500	0,9931		0,6943	-2	0,5731	-8	0,1167	-8	0,1777	-17	0,6898	-8
3600	0,9890		0,1099	-1	0,1176	-7	0,3439	-8	0,6504	-17	0,1520	-7
3700	0,9830		0,1697	-1	0,2297	-7	0,9472	-8	0,2240	-16	0,3244	-7
3800	0,9744		0,2557	-1	0,4280	-7	0,2447	-7	0,7276	-16	0,6727	-7
3900	0,9622		0,3767	-1	0,7632	-7	0,5969	-7	0,2239	-15	0,1360	-6
4000	0,9457		0,5428	-1	0,1303	-6	0,1372	-6	0,6574	-15	0,2675	-6
4100	0,9234		0,7658	-1	0,2141	-6	0,3001	-6	0,1835	-14	0,5142	-6
4200	0,8942		0,1058		0,3380	-6	0,6262	-6	0,5053	-14	0,9642	-6
4300	0,8569		0,1431		0,5151	-6	0,1250	-5	0,1237	-13	0,1765	-5
4400	0,8014		0,1986		0,7368	-6	0,2470	-5	0,3183	-13	0,3207	-5
4500	0,7541		0,2459		0,1075	-5	0,4427	-5	0,6903	-13	0,5502	-5
4600	0,6816		0,3116		0,1473	-5	0,7881	-5	0,1513	-12	0,9354	-5
4700	0,6139		0,3861		0,1947	-5	0,1357	-4	0,3157	-12	0,1552	-4
4800	0,5335		0,4665		0,2482	-5	0,2260	-4	0,6247	-12	0,2508	-4
4900	0,4499		0,5501		0,3044	-5	0,3649	-4	0,1177	-11	0,3953	-4
5000	0,3678		0,6322		0,3594	-5	0,5717	-4	0,2097	-11	0,6076	-4

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,005$  atm

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2}$		$x_{N_2}$		$x_N$		$x_*$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,4160	-20	0,4976	-37	0,3255	-52	0,2102	-67	0,4976	-37
1100	0,1000	1	0,7639	-18	0,2082	-33	0,8473	-47	0,4981	-61	0,2082	-33
1200	0,1000	1	0,5906	-16	0,2200	-30	0,2785	-42	0,1002	-55	0,2200	-30
1300	0,1000	1	0,2346	-14	0,8016	-28	0,1886	-38	0,3086	-51	0,8016	-28
1400	0,1000	1	0,5520	-13	0,1267	-25	0,2764	-35	0,2163	-47	0,1267	-25
1500	0,1000	1	0,8545	-12	0,1025	-23	0,2581	-32	0,4633	-44	0,1025	-23
1600	0,1000	1	0,9406	-11	0,4817	-22	0,8105	-30	0,3794	-41	0,4817	-22
1700	0,1000	1	0,7819	-10	0,1446	-20	0,1303	-27	0,1409	-38	0,1446	-20
1800	0,1000	1	0,5144	-9	0,2985	-19	0,1198	-25	0,2697	-36	0,2985	-19
1900	0,1000	1	0,2778	-8	0,4501	-18	0,6867	-24	0,2966	-34	0,4501	-18
2000	0,1000	1	0,1270	-7	0,5196	-17	0,2645	-22	0,2037	-32	0,5196	-17
2100	0,1000	1	0,5016	-7	0,4758	-16	0,7183	-21	0,9301	-31	0,4758	-16
2200	0,1000	1	0,1752	-6	0,3576	-15	0,1453	-19	0,3001	-29	0,3576	-15
2300	0,1000	1	0,5492	-6	0,2262	-14	0,2270	-18	0,7146	-28	0,2262	-14
2400	0,1000	1	0,1567	-5	0,1230	-13	0,2826	-17	0,1301	-26	0,1230	-13
2500	0,1000	1	0,4109	-5	0,5854	-13	0,2883	-16	0,1887	-25	0,5854	-13
2600	0,1000	1	0,1001	-4	0,2476	-12	0,2463	-15	0,2218	-24	0,2476	-12
2700	0,1000	1	0,2286	-4	0,9425	-12	0,1800	-14	0,2172	-23	0,9443	-12
2800	0,1000	1	0,4921	-4	0,3268	-11	0,1142	-13	0,1805	-22	0,3279	-11
2900	0,9999		0,1006	-3	0,1041	-10	0,6394	-13	0,1308	-21	0,1047	-10
3000	0,9998		0,1957	-3	0,3073	-10	0,3188	-12	0,8269	-21	0,3105	-10
3100	0,9996		0,3655	-3	0,8461	-10	0,1434	-11	0,4564	-20	0,8605	-10
3200	0,9993		0,6562	-3	0,2186	-9	0,5874	-11	0,2296	-19	0,2245	-9
3300	0,9989		0,1137	-2	0,5332	-9	0,2198	-10	0,1048	-18	0,5552	-9
3400	0,9981		0,1909	-2	0,1230	-8	0,7632	-10	0,4389	-18	0,1306	-8
3500	0,9969		0,3110	-2	0,2697	-8	0,2457	-9	0,1699	-17	0,2943	-8
3600	0,9951		0,4933	-2	0,5639	-8	0,7379	-9	0,6124	-17	0,6377	-8
3700	0,9924		0,7628	-2	0,1127	-7	0,2071	-8	0,2069	-16	0,1334	-7
3800	0,9885		0,1152	-1	0,2156	-7	0,5516	-8	0,6598	-16	0,2707	-7
3900	0,9830		0,1702	-1	0,3966	-7	0,1371	-7	0,1990	-15	0,5337	-7
4000	0,9753		0,2465	-1	0,7008	-7	0,3248	-7	0,5725	-15	0,1026	-6
4100	0,9650		0,3501	-1	0,1193	-6	0,7325	-7	0,1571	-14	0,1926	-6
4200	0,9512		0,4880	-1	0,1961	-6	0,1575	-6	0,4130	-14	0,3536	-6
4300	0,9332		0,6682	-1	0,3115	-6	0,3242	-6	0,1040	-13	0,6357	-6
4400	0,9104		0,8955	-1	0,4799	-6	0,6385	-6	0,2508	-13	0,1119	-5
4500	0,8812		0,1188		0,7154	-6	0,1217	-5	0,5858	-12	0,1933	-5
4600	0,8456		0,1544		0,1037	-5	0,2234	-5	0,1312	-12	0,3271	-5
4700	0,8026		0,1974		0,1456	-5	0,3968	-5	0,2839	-12	0,5425	-5
4800	0,7522		0,2478		0,1990	-5	0,6828	-5	0,5833	-12	0,8818	-5
4900	0,6943		0,3057		0,2644	-5	0,1141	-4	0,1172	-11	0,1405	-4
5000	0,6304		0,3696		0,3414	-5	0,1852	-4	0,2213	-11	0,2193	-4

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,01$  atm

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,2942	-20	0,3517	-37	0,1629	-52	0,2102	-67	0,3517	-37
1100	0,1000	1	0,5401	-18	0,1475	-33	0,4240	-47	0,4939	-61	0,1475	-33
1200	0,1000	1	0,4176	-16	0,1556	-30	0,1399	-42	0,1002	-55	0,1556	-30
1300	0,1000	1	0,1658	-14	0,5668	-28	0,9425	-39	0,3084	-51	0,5668	-28
1400	0,1000	1	0,3903	-13	0,8956	-26	0,1819	-35	0,2162	-47	0,8956	-26
1500	0,1000	1	0,6042	-12	0,7248	-24	0,1290	-32	0,4633	-44	0,7248	-24
1600	0,1000	1	0,6651	-11	0,3406	-22	0,4053	-30	0,3794	-41	0,3406	-22
1700	0,1000	1	0,5529	-10	0,1023	-20	0,6519	-28	0,1407	-38	0,1023	-20
1800	0,1000	1	0,3637	-9	0,2111	-19	0,5988	-26	0,2696	-36	0,2111	-19
1900	0,1000	1	0,1964	-8	0,3183	-18	0,3433	-24	0,2966	-34	0,3183	-18
2000	0,1000	1	0,8981	-8	0,3674	-17	0,1322	-22	0,2033	-32	0,3674	-17
2100	0,1000	1	0,3546	-7	0,3365	-16	0,3590	-21	0,9300	-31	0,3365	-16
2200	0,1000	1	0,1238	-6	0,2528	-15	0,7208	-20	0,3021	-29	0,2528	-15
2300	0,1000	1	0,3884	-6	0,1599	-14	0,1135	-18	0,7145	-28	0,1599	-14
2400	0,1000	1	0,1107	-5	0,8695	-14	0,1413	-17	0,1304	-26	0,8695	-14
2500	0,1000	1	0,2905	-5	0,4139	-13	0,1441	-16	0,1886	-25	0,4139	-13
2600	0,1000	1	0,7081	-4	0,1755	-12	0,2043	-15	0,2225	-23	0,1755	-12
2700	0,1000	1	0,1616	-4	0,6666	-12	0,9003	-15	0,2170	-23	0,6675	-12
2800	0,1000	1	0,3478	-4	0,2312	-11	0,5714	-14	0,1803	-22	0,2317	-11
2900	0,9999		0,7106	-4	0,7368	-11	0,3197	-13	0,1306	-21	0,7399	-11
3000	0,9999		0,1384	-3	0,2176	-10	0,1596	-12	0,8146	-21	0,2192	-10
3100	0,9997		0,2584	-3	0,5998	-10	0,7185	-12	0,4553	-20	0,6070	-10
3200	0,9995		0,4641	-3	0,1552	-9	0,2945	-11	0,2288	-19	0,1582	-9
3300	0,9992		0,8045	-3	0,3791	-9	0,1107	-10	0,1043	-18	0,3901	-9
3400	0,9986		0,1350	-2	0,8772	-9	0,3845	-10	0,4343	-18	0,9157	-9
3500	0,9977		0,2290	-2	0,1929	-8	0,1290	-9	0,2175	-17	0,2058	-8
3600	0,9965		0,3491	-2	0,4060	-8	0,3745	-9	0,6030	-17	0,4435	-8
3700	0,9946		0,5400	-2	0,8169	-8	0,1060	-8	0,2027	-16	0,9229	-8
3800	0,9918		0,8160	-2	0,1577	-7	0,2826	-8	0,6417	-16	0,1859	-7
3900	0,9879		0,1207	-1	0,2925	-7	0,7131	-8	0,3318	-15	0,3638	-7
4000	0,9825		0,1750	-1	0,5225	-7	0,1706	-7	0,5490	-15	0,6931	-7
4100	0,9751		0,2489	-1	0,9008	-7	0,3890	-7	0,1495	-14	0,1289	-6
4200	0,9647		0,3532	-1	0,1494	-6	0,8570	-7	0,3975	-14	0,2351	-6
4300	0,9523		0,4773	-1	0,2417	-6	0,1762	-6	0,9781	-14	0,4179	-6
4400	0,9356		0,6442	-1	0,3780	-6	0,3519	-6	0,2354	-13	0,7299	-6
4500	0,9144		0,8560	-1	0,5739	-6	0,6782	-6	0,5459	-13	0,1252	-5
4600	0,8881		0,1119		0,8456	-6	0,1258	-5	0,1222	-12	0,2104	-5
4700	0,8559		0,1441		0,1213	-5	0,2261	-5	0,2637	-12	0,3474	-5
4800	0,8174		0,1826		0,1694	-5	0,3938	-5	0,5491	-12	0,5632	-5
4900	0,7721		0,2279		0,2303	-5	0,6665	-5	0,1104	-11	0,8968	-5
5000	0,7202		0,2798		0,3051	-5	0,1097	-4	0,2141	-11	0,1402	-4

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,05 \text{ a}^m$

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,1315	-20	0,1574	-37	0,3726	-53	0,2102	-67	0,1574	-37
1100	0,1000	1	0,2415	-18	0,6598	-34	0,8512	-48	0,4975	-61	0,6598	-34
1200	0,1000	1	0,1867	-16	0,6957	-31	0,2800	-43	0,1002	-55	0,6957	-31
1300	0,1000	1	0,5418	-15	0,2535	-28	0,1886	-39	0,3086	-51	0,2535	-28
1400	0,1000	1	0,1745	-13	0,4005	-26	0,3637	-36	0,2162	-47	0,4005	-26
1500	0,1000	1	0,2702	-12	0,3241	-24	0,2582	-33	0,4633	-44	0,3241	-24
1600	0,1000	1	0,2975	-11	0,1523	-22	0,8110	-31	0,3794	-41	0,1523	-22
1700	0,1000	1	0,2472	-10	0,4571	-21	0,1304	-28	0,1407	-38	0,4571	-21
1800	0,1000	1	0,1626	-9	0,9440	-20	0,1197	-26	0,2695	-36	0,9440	-20
1900	0,1000	1	0,8784	-9	0,1423	-18	0,6870	-25	0,2965	-34	0,1423	-18
2000	0,1000	1	0,4016	-8	0,1643	-17	0,2648	-23	0,2037	-32	0,1643	-17
2100	0,1000	1	0,1586	-7	0,1505	-16	0,7180	-22	0,9302	-31	0,1505	-16
2200	0,1000	1	0,5540	-7	0,1131	-15	0,1453	-20	0,3001	-29	0,1131	-15
2300	0,1000	1	0,1736	-6	0,7152	-15	0,2269	-19	0,7144	-28	0,7152	-15
2400	0,1000	1	0,4953	-6	0,3888	-14	0,2828	-18	0,1806	-26	0,3888	-14
2500	0,1000	1	0,1299	-5	0,1850	-13	0,2891	-17	0,1880	-25	0,1850	-13
2600	0,1000	1	0,3167	-5	0,7830	-13	0,2466	-16	0,2218	-24	0,7830	-13
2700	0,1000	1	0,7229	-5	0,2982	-12	0,1824	-15	0,2144	-23	0,2982	-12
2800	0,1000	1	0,1556	-4	0,1035	-11	0,1143	-14	0,1803	-22	0,1035	-11
2900	0,1000	1	0,3178	-4	0,3299	-11	0,6404	-14	0,1305	-21	0,3305	-11
3000	0,9999		0,6191	-4	0,9752	-11	0,3197	-13	0,8132	-21	0,9784	-11
3100	0,9999		0,1151	-3	0,2692	-10	0,1435	-12	0,4520	-20	0,2706	-10
3200	0,9998		0,2075	-3	0,6978	-10	0,5920	-12	0,2275	-19	0,7037	-10
3300	0,9996		0,3598	-3	0,1709	-9	0,2223	-11	0,1031	-18	0,1731	-9
3400	0,9994		0,6041	-3	0,3971	-9	0,7784	-11	0,4307	-18	0,4049	-9
3500	0,9990		0,9847	-3	0,8794	-9	0,2525	-10	0,1653	-17	0,9046	-9
3600	0,9984		0,1562	-2	0,1862	-8	0,7668	-10	0,5894	-17	0,1938	-8
3700	0,9976		0,2418	-2	0,3781	-8	0,2190	-9	0,1967	-16	0,4000	-8
3800	0,9963		0,3658	-2	0,7383	-8	0,5907	-9	0,6171	-16	0,7974	-8
3900	0,9946		0,5416	-2	0,1390	-7	0,1510	-8	0,1829	-15	0,1541	-7
4000	0,9921		0,7863	-2	0,2527	-7	0,3673	-8	0,5151	-15	0,2894	-7
4100	0,9888		0,1120	-1	0,4446	-7	0,8519	-8	0,1333	-14	0,5298	-7
4200	0,9843		0,1569	-1	0,7579	-7	0,1891	-7	0,3555	-14	0,9470	-7
4300	0,9784		0,2163	-1	0,1253	-6	0,4028	-7	0,8775	-14	0,1656	-6
4400	0,9706		0,2935	-1	0,2016	-6	0,8245	-7	0,2086	-13	0,2840	-6
4500	0,9608		0,3924	-1	0,3154	-6	0,1626	-6	0,4785	-13	0,4780	-6
4600	0,9483		0,5174	-1	0,4806	-6	0,3098	-6	0,1061	-12	0,7904	-6
4700	0,9327		0,6729	-1	0,7145	-6	0,5711	-6	0,2278	-12	0,1285	-5
4800	0,9136		0,8636	-1	0,1037	-5	0,1020	-5	0,4741	-12	0,2057	-5
4900	0,8906		0,1094		0,1470	-5	0,1771	-5	0,9581	-12	0,3241	-5
5000	0,8631		0,1369		0,2039	-5	0,2991	-5	0,1879	-11	0,5030	-5

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,1$  atm

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,9303	-21	0,1113	-37	0,1629	-53	0,2101	-67	0,1113	-37
1100	0,1000	1	0,1708	-18	0,4666	-34	0,4238	-48	0,4941	-61	0,4666	-34
1200	0,1000	1	0,1320	-16	0,4919	-31	0,1399	-43	0,1002	-55	0,4919	-31
1300	0,1000	1	0,5245	-15	0,1793	-28	0,9430	-40	0,3086	-51	0,1793	-28
1400	0,1000	1	0,1234	-13	0,2832	-26	0,1820	-36	0,2158	-47	0,2832	-26
1500	0,1000	1	0,1910	-12	0,2292	-24	0,1290	-33	0,4631	-44	0,2292	-24
1600	0,1000	1	0,2103	-11	0,1077	-22	0,4144	-31	0,3878	-41	0,1077	-22
1700	0,1000	1	0,1748	-10	0,3233	-21	0,6515	-29	0,1407	-38	0,3233	-21
1800	0,1000	1	0,1150	-9	0,6896	-20	0,5816	-27	0,2694	-36	0,6896	-20
1900	0,1000	1	0,6211	-9	0,1006	-18	0,3435	-25	0,2964	-34	0,1006	-18
2000	0,1000	1	0,2840	-8	0,1162	-17	0,1322	-23	0,2033	-32	0,1162	-17
2100	0,1000	1	0,1121	-8	0,1064	-16	0,3589	-22	0,9323	-31	0,1064	-16
2200	0,1000	1	0,3917	-7	0,7996	-16	0,7264	-21	0,3000	-29	0,7996	-16
2300	0,1000	1	0,1228	-6	0,5058	-15	0,1134	-19	0,7146	-28	0,5058	-15
2400	0,1000	1	0,3502	-6	0,2750	-14	0,1413	-18	0,1305	-26	0,2750	-14
2500	0,1000	1	0,9188	-6	0,1309	-13	0,1441	-17	0,1886	-25	0,1309	-13
2600	0,1000	1	0,2239	-5	0,5536	-13	0,1233	-16	0,2217	-24	0,5537	-13
2700	0,1000	1	0,5111	-5	0,2109	-12	0,9000	-16	0,2170	-23	0,2110	-12
2800	0,1000	1	0,1100	-4	0,7316	-12	0,5719	-15	0,1802	-22	0,7322	-12
2900	0,1000	1	0,2247	-4	0,2334	-11	0,3202	-14	0,1304	-21	0,2337	-11
3000	0,1000	1	0,4378	-4	0,6899	-11	0,1600	-13	0,8127	-21	0,6915	-11
3100	0,1000	1	0,8174	-4	0,1905	-10	0,7216	-13	0,4535	-20	0,1912	-10
3200	0,9999		0,1467	-3	0,4941	-10	0,2963	-12	0,2272	-19	0,4970	-10
3300	0,9997		0,2544	-3	0,1211	-9	0,1118	-11	0,1031	-18	0,1222	-9
3400	0,9996		0,4272	-3	0,2816	-9	0,3902	-11	0,4296	-18	0,2855	-9
3500	0,9993		0,6934	-3	0,6243	-9	0,1268	-10	0,1646	-17	0,6370	-9
3600	0,9989		0,1105	-2	0,1324	-8	0,3857	-10	0,5864	-17	0,1363	-8
3700	0,9983		0,1710	-2	0,2697	-8	0,1103	-9	0,1948	-16	0,2807	-8
3800	0,9974		0,2588	-2	0,5281	-8	0,2985	-9	0,5872	-16	0,5580	-8
3900	0,9962		0,3833	-2	0,9980	-8	0,7662	-9	0,1805	-15	0,1075	-7
4000	0,9944		0,5567	-2	0,1824	-7	0,1872	-8	0,5067	-15	0,2011	-7
4100	0,9921		0,7939	-2	0,3226	-7	0,4367	-8	0,1355	-14	0,3663	-7
4200	0,9889		0,1112	-1	0,5537	-7	0,9746	-8	0,3465	-14	0,6512	-7
4300	0,9847		0,1534	-1	0,9228	-7	0,2089	-7	0,8508	-14	0,1132	-6
4400	0,9792		0,2084	-1	0,1497	-6	0,4312	-7	0,2011	-13	0,1928	-6
4500	0,9721		0,2791	-1	0,2366	-6	0,8576	-7	0,4589	-13	0,3223	-6
4600	0,9631		0,3686	-1	0,3645	-6	0,1647	-6	0,1012	-12	0,5292	-6
4700	0,9519		0,4807	-1	0,5482	-6	0,3066	-6	0,2165	-12	0,8548	-6
4800	0,9381		0,6188	-1	0,8056	-6	0,5532	-6	0,4490	-12	0,1359	-5
4900	0,9213		0,7874	-1	0,1158	-5	0,9705	-6	0,9052	-12	0,2128	-5
5000	0,9010		0,9897	-1	0,1629	-5	0,1656	-5	0,1774	-11	0,3285	-5

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,5 \text{ atm}$

T [K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,4160	-21	0,4976	-38	0,3255	-54	0,2102	-67	0,4976	-38
1100	0,1000	1	0,7639	-19	0,2086	-34	0,8481	-49	0,4940	-61	0,2086	-34
1200	0,1000	1	0,5905	-17	0,2200	-31	0,2800	-44	0,1002	-55	0,2200	-31
1300	0,1000	1	0,2346	-15	0,8016	-29	0,1886	-40	0,3086	-51	0,8016	-29
1400	0,1000	1	0,5520	-14	0,1266	-26	0,3636	-37	0,2169	-47	0,1266	-26
1500	0,1000	1	0,8545	-13	0,1025	-24	0,2581	-34	0,4633	-44	0,1025	-24
1600	0,1000	1	0,9406	-12	0,4816	-23	0,8105	-32	0,3793	-41	0,4816	-23
1700	0,1000	1	0,7819	-11	0,1446	-21	0,1304	-29	0,1407	-38	0,1446	-21
1800	0,1000	1	0,5143	-10	0,2985	-20	0,1198	-27	0,2694	-36	0,2985	-20
1900	0,1000	1	0,2777	-9	0,4501	-19	0,6867	-26	0,2965	-34	0,4501	-19
2000	0,1000	1	0,1270	-8	0,5196	-18	0,2644	-24	0,2037	-32	0,5196	-18
2100	0,1000	1	0,5015	-8	0,4758	-17	0,7187	-23	0,9300	-31	0,4758	-17
2200	0,1000	1	0,1752	-7	0,3576	-16	0,1453	-21	0,3001	-29	0,3576	-16
2300	0,1000	1	0,5491	-7	0,2261	-15	0,2264	-20	0,7145	-27	0,2261	-15
2400	0,1000	1	0,1566	-6	0,1229	-14	0,2826	-19	0,1305	-26	0,1229	-14
2500	0,1000	1	0,4109	-6	0,5853	-14	0,2884	-18	0,1886	-25	0,5853	-14
2600	0,1000	1	0,1001	-5	0,2476	-13	0,2465	-17	0,2216	-24	0,2476	-13
2700	0,1000	1	0,2286	-5	0,9433	-13	0,1802	-16	0,2169	-23	0,9433	-13
2800	0,1000	1	0,4921	-5	0,3272	-12	0,1145	-15	0,1801	-22	0,3273	-12
2900	0,1000	1	0,1005	-4	0,1044	-11	0,6415	-15	0,1301	-21	0,1044	-11
3000	0,1000	1	0,1958	-4	0,3087	-11	0,3202	-14	0,8121	-21	0,3090	-11
3100	0,1000	1	0,3655	-4	0,8528	-11	0,1447	-13	0,4524	-20	0,8542	-11
3200	0,9999		0,6564	-4	0,2213	-10	0,5946	-13	0,2271	-19	0,2219	-10
3300	0,9999		0,1138	-3	0,5429	-10	0,2241	-12	0,1030	-18	0,5451	-10
3400	0,9998		0,1910	-3	0,1265	-9	0,7832	-12	0,4277	-18	0,1272	-9
3500	0,9997		0,3115	-3	0,2808	-9	0,2550	-11	0,1638	-17	0,2834	-9
3600	0,9995		0,4945	-3	0,5971	-9	0,7778	-11	0,5823	-17	0,6049	-9
3700	0,9992		0,7654	-3	0,1220	-8	0,2233	-10	0,1934	-16	0,1242	-8
3800	0,9988		0,1158	-2	0,2400	-8	0,6062	-10	0,6024	-16	0,2460	-8
3900	0,9983		0,1716	-2	0,4560	-8	0,1564	-9	0,1772	-15	0,4716	-8
4000	0,9975		0,2495	-2	0,8385	-8	0,3847	-9	0,4952	-15	0,8770	-8
4100	0,9964		0,3558	-2	0,1496	-7	0,9040	-9	0,1315	-14	0,1586	-7
4200	0,9950		0,4991	-2	0,2593	-7	0,2037	-8	0,3338	-14	0,2797	-7
4300	0,9931		0,6894	-2	0,4375	-7	0,4415	-8	0,8134	-14	0,4816	-7
4400	0,9906		0,9374	-2	0,7197	-7	0,9212	-8	0,1904	-13	0,8118	-7
4500	0,9874		0,1258	-1	0,1155	-6	0,1858	-7	0,4303	-13	0,1341	-6
4600	0,9833		0,1666	-1	0,1811	-6	0,3626	-7	0,9397	-13	0,2173	-6
4700	0,9782		0,2179	-1	0,2779	-6	0,6860	-7	0,1988	-12	0,3464	-6
4800	0,9718		0,2816	-1	0,4175	-6	0,1260	-6	0,4083	-12	0,5433	-6
4900	0,9640		0,3602	-1	0,6144	-6	0,2251	-6	0,8168	-12	0,8395	-6
5000	0,9544		0,4555	-1	0,8863	-6	0,3914	-6	0,1590	-11	0,1278	-5

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 1 \text{ atm}$

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,2941	-21	0,3518	-36	0,1628	-54	0,2101	-67	0,3518	-38
1100	0,1000	1	0,5401	-19	0,1475	-34	0,4240	-49	0,4939	-61	0,1475	-34
1200	0,1000	1	0,4176	-17	0,1555	-31	0,1401	-44	0,1001	-55	0,1555	-31
1300	0,1000	1	0,1658	-15	0,5668	-29	0,5965	-41	0,3084	-51	0,5668	-29
1400	0,1000	1	0,3903	-14	0,8955	-27	0,1819	-37	0,2161	-48	0,8955	-27
1500	0,1000	1	0,6042	-13	0,7248	-25	0,1290	-34	0,4632	-44	0,7248	-25
1600	0,1000	1	0,6651	-12	0,3405	-23	0,4055	-32	0,3795	-41	0,3405	-23
1700	0,1000	1	0,5529	-11	0,1022	-21	0,6519	-30	0,1407	-38	0,1022	-21
1800	0,1000	1	0,3637	-10	0,2111	-20	0,5989	-28	0,2696	-36	0,2111	-20
1900	0,1000	1	0,1964	-9	0,3182	-19	0,3434	-26	0,2965	-34	0,3182	-19
2000	0,1000	1	0,8981	-9	0,3674	-18	0,1322	-24	0,2033	-32	0,3674	-18
2100	0,1000	1	0,3546	-8	0,3364	-17	0,3591	-23	0,9297	-31	0,3364	-17
2200	0,1000	1	0,1238	-7	0,2529	-16	0,7260	-22	0,2998	-29	0,2529	-16
2300	0,1000	1	0,3884	-7	0,1599	-15	0,1135	-20	0,7145	-28	0,1599	-15
2400	0,1000	1	0,1107	-6	0,8695	-15	0,1413	-19	0,1304	-26	0,8695	-15
2500	0,1000	1	0,2905	-6	0,4139	-14	0,1442	-18	0,1885	-25	0,4139	-14
2600	0,1000	1	0,5081	-6	0,1750	-13	0,8847	-17	0,2216	-24	0,1750	-13
2700	0,1000	1	0,1616	-5	0,6670	-13	0,8994	-17	0,2169	-23	0,6670	-13
2800	0,1000	1	0,3478	-5	0,2314	-12	0,5668	-16	0,1801	-22	0,2314	-12
2900	0,1000	1	0,7107	-5	0,7382	-12	0,3203	-15	0,1033	-21	0,7382	-12
3000	0,1000	1	0,1384	-4	0,2183	-11	0,1600	-14	0,8121	-21	0,2183	-11
3100	0,1000	1	0,2584	-4	0,6031	-11	0,7224	-14	0,4529	-20	0,6031	-11
3200	0,1000	1	0,4642	-4	0,1565	-10	0,2972	-13	0,2268	-19	0,1565	-10
3300	0,9999		0,8048	-4	0,3841	-10	0,1121	-12	0,1030	-18	0,3852	-10
3400	0,9999		0,1351	-3	0,8948	-10	0,3970	-12	0,4222	-18	0,8988	-10
3500	0,9998		0,2202	-3	0,1989	-9	0,1276	-11	0,1631	-17	0,2002	-9
3600	0,9997		0,3496	-3	0,4230	-9	0,3896	-11	0,5812	-17	0,4269	-9
3700	0,9995		0,5413	-3	0,8648	-9	0,1119	-10	0,1930	-16	0,8760	-9
3800	0,9992		0,8191	-3	0,1703	-8	0,3042	-10	0,6005	-16	0,1734	-8
3900	0,9988		0,1213	-2	0,3241	-8	0,7854	-10	0,1622	-15	0,3319	-8
4000	0,9982		0,1763	-2	0,5970	-8	0,1934	-9	0,4882	-15	0,6163	-8
4100	0,9975		0,2517	-2	0,1067	-7	0,4557	-9	0,1304	-14	0,1113	-7
4200	0,9965		0,3532	-2	0,1855	-7	0,1029	-8	0,3308	-14	0,1953	-7
4300	0,9951		0,4881	-2	0,3139	-7	0,2238	-8	0,8042	-14	0,3363	-7
4400	0,9934		0,6638	-2	0,5183	-7	0,4686	-8	0,1877	-13	0,5651	-7
4500	0,9911		0,8912	-2	0,8356	-7	0,9487	-8	0,4230	-13	0,9304	-7
4600	0,9882		0,1180	-1	0,1317	-6	0,1857	-7	0,9197	-13	0,1503	-6
4700	0,9845		0,1546	-1	0,2032	-6	0,3535	-7	0,1943	-12	0,2385	-6
4800	0,9800		0,2000	-1	0,3071	-6	0,6527	-7	0,3972	-12	0,3723	-6
4900	0,9744		0,2561	-1	0,4552	-6	0,1173	-6	0,7782	-12	0,5725	-6
5000	0,9676		0,3242	-1	0,6623	-6	0,2053	-6	0,1535	-11	0,8676	-6

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 5 \text{ atm}$

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N^+}$		$x_{N^{2+}}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,1315	-21	0,1573	-38	0,3254	-55	0,2100	-67	0,1573	-38
1100	0,1000	1	0,2416	-19	0,6598	-35	0,8480	-50	0,4941	-61	0,6598	-35
1200	0,1000	1	0,1867	-17	0,6957	-32	0,2792	-45	0,1001	-55	0,6957	-32
1300	0,1000	1	0,7419	-15	0,2535	-29	0,1886	-41	0,3084	-51	0,2535	-29
1400	0,1000	1	0,1746	-14	0,4005	-27	0,3639	-38	0,2162	-48	0,4005	-27
1500	0,1000	1	0,2702	-13	0,3243	-25	0,2582	-35	0,4630	-44	0,3243	-25
1600	0,1000	1	0,2975	-12	0,1523	-23	0,8110	-33	0,3794	-41	0,1523	-23
1700	0,1000	1	0,2472	-11	0,4571	-22	0,1304	-30	0,1406	-39	0,4571	-22
1800	0,1000	1	0,1626	-10	0,9441	-21	0,1197	-28	0,2695	-36	0,9441	-21
1900	0,1000	1	0,8785	-10	0,1423	-19	0,6868	-27	0,2965	-35	0,1423	-19
2000	0,1000	1	0,4016	-9	0,1643	-18	0,2644	-25	0,2036	-32	0,1643	-18
2100	0,1000	1	0,1586	-8	0,1505	-17	0,7183	-24	0,9300	-31	0,1505	-17
2200	0,1000	1	0,5540	-8	0,1131	-16	0,1453	-22	0,3001	-29	0,1131	-16
2300	0,1000	1	0,1736	-7	0,7153	-16	0,2266	-21	0,7142	-28	0,7153	-16
2400	0,1000	1	0,4953	-7	0,3889	-15	0,2828	-20	0,1304	-26	0,3889	-15
2500	0,1000	1	0,1299	-6	0,1851	-14	0,2883	-19	0,1885	-25	0,1851	-14
2600	0,1000	1	0,3167	-6	0,7830	-14	0,2466	-18	0,2217	-24	0,7830	-14
2700	0,1000	1	0,7229	-6	0,2983	-13	0,1803	-17	0,2169	-23	0,2983	-13
2800	0,1000	1	0,1556	-5	0,1035	-12	0,1145	-16	0,1801	-22	0,1035	-12
2900	0,1000	1	0,3178	-5	0,3301	-12	0,6408	-16	0,1303	-21	0,3301	-12
3000	0,1000	1	0,6192	-5	0,9767	-12	0,3204	-15	0,8118	-21	0,9767	-12
3100	0,1000	1	0,1152	-4	0,2698	-11	0,1440	-14	0,4507	-20	0,2698	-11
3200	0,1000	1	0,2076	-4	0,7004	-11	0,5945	-14	0,2267	-19	0,7004	-11
3300	0,1000	1	0,3599	-4	0,1719	-10	0,2236	-13	0,1000	-18	0,1719	-10
3400	0,9999		0,6042	-4	0,4007	-10	0,7863	-13	0,4306	-18	0,4015	-10
3500	0,9999		0,9852	-4	0,8910	-10	0,2558	-12	0,1633	-17	0,8935	-10
3600	0,9998		0,1563	-3	0,1897	-9	0,7810	-12	0,5780	-17	0,1905	-9
3700	0,9998		0,2421	-3	0,3882	-9	0,2246	-11	0,1922	-16	0,3904	-9
3800	0,9996		0,3664	-3	0,7655	-9	0,6115	-11	0,5980	-16	0,7716	-9
3900	0,9995		0,5429	-3	0,1459	-8	0,1582	-10	0,1755	-15	0,1475	-8
4000	0,9992		0,7891	-3	0,2695	-8	0,3902	-10	0,4880	-15	0,2734	-8
4100	0,9989		0,1126	-2	0,4832	-8	0,9216	-10	0,1292	-14	0,4924	-8
4200	0,9984		0,1581	-2	0,8429	-8	0,2089	-9	0,3266	-14	0,8638	-8
4300	0,9978		0,2185	-2	0,1432	-7	0,4559	-9	0,7911	-14	0,1478	-7
4400	0,9970		0,2974	-2	0,2377	-7	0,9588	-9	0,1838	-13	0,2473	-7
4500	0,9960		0,3996	-2	0,3857	-7	0,1953	-8	0,4129	-13	0,4052	-7
4600	0,9947		0,5298	-2	0,6123	-7	0,3852	-8	0,8946	-13	0,6508	-7
4700	0,9931		0,6944	-2	0,9528	-7	0,7370	-8	0,1874	-12	0,1026	-6
4800	0,9910		0,8995	-2	0,1453	-6	0,1376	-7	0,3820	-12	0,1591	-6
4900	0,9885		0,1153	-1	0,2178	-6	0,2491	-7	0,7568	-12	0,2427	-6
5000	0,9854		0,1463	-1	0,3208	-6	0,4403	-7	0,1445	-11	0,3648	-6

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 10$  atm

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,9302	-22	0,1113	-38	0,1629	-55	0,2101	-67	0,1113	-38
1100	0,1000	1	0,1708	-19	0,4666	-35	0,4239	-50	0,4940	-61	0,4666	-35
1200	0,1000	1	0,1320	-17	0,4919	-32	0,1340	-45	0,1001	-55	0,4919	-32
1300	0,1000	1	0,5245	-16	0,1741	-29	0,9706	-42	0,2996	-51	0,1741	-29
1400	0,1000	1	0,1234	-14	0,2832	-27	0,1818	-38	0,2160	-47	0,2832	-27
1500	0,1000	1	0,1910	-13	0,2292	-25	0,1290	-35	0,4629	-44	0,2292	-25
1600	0,1000	1	0,2103	-12	0,1077	-23	0,4144	-33	0,3877	-41	0,1077	-23
1700	0,1000	1	0,1748	-11	0,3233	-22	0,6515	-31	0,1406	-38	0,3233	-22
1800	0,1000	1	0,1150	-10	0,6675	-21	0,5988	-29	0,2607	-36	0,6675	-21
1900	0,1000	1	0,6211	-10	0,1007	-19	0,3432	-28	0,2964	-34	0,1007	-19
2000	0,1000	1	0,2839	-9	0,1182	-18	0,1321	-26	0,2035	-32	0,1182	-18
2100	0,1000	1	0,1121	-8	0,1064	-17	0,3589	-24	0,9294	-31	0,1064	-17
2200	0,1000	1	0,3917	-8	0,7997	-17	0,7264	-23	0,3000	-29	0,7997	-17
2300	0,1000	1	0,1228	-7	0,5058	-16	0,1135	-21	0,7144	-28	0,5058	-16
2400	0,1000	1	0,3502	-7	0,2750	-15	0,1413	-20	0,1303	-26	0,2750	-15
2500	0,1000	1	0,9188	-7	0,1309	-14	0,1442	-19	0,1886	-25	0,1309	-14
2600	0,1000	1	0,2239	-6	0,5537	-14	0,1233	-18	0,2217	-24	0,5537	-14
2700	0,1000	1	0,5111	-6	0,2110	-13	0,9008	-18	0,2169	-23	0,2110	-13
2800	0,1000	1	0,1100	-5	0,7318	-13	0,5722	-17	0,1801	-22	0,7318	-13
2900	0,1000	1	0,2264	-5	0,2335	-12	0,3203	-16	0,1303	-21	0,2335	-12
3000	0,1000	1	0,4377	-5	0,6906	-12	0,1601	-15	0,8117	-21	0,6906	-12
3100	0,1000	1	0,8174	-5	0,1908	-11	0,7228	-15	0,4527	-20	0,1908	-11
3200	0,1000	1	0,1467	-4	0,4954	-11	0,2971	-14	0,2274	-19	0,4954	-11
3300	0,1000	1	0,2545	-4	0,1216	-10	0,1122	-13	0,1028	-18	0,1216	-10
3400	0,1000	1	0,4274	-4	0,2833	-10	0,3925	-13	0,4270	-18	0,2833	-10
3500	0,9999		0,6966	-4	0,6300	-10	0,1280	-12	0,1632	-17	0,6300	-10
3600	0,9999		0,1106	-3	0,1341	-9	0,5403	-12	0,8075	-17	0,1341	-9
3700	0,9998		0,1712	-3	0,2747	-9	0,1124	-11	0,1920	-16	0,2747	-9
3800	0,9997		0,2591	-3	0,5414	-9	0,3063	-11	0,5968	-16	0,5414	-9
3900	0,9996		0,3839	-3	0,1033	-8	0,7925	-11	0,1749	-15	0,1033	-8
4000	0,9994		0,5580	-3	0,1909	-8	0,1955	-10	0,4873	-15	0,1909	-8
4100	0,9992		0,7968	-3	0,3427	-8	0,4588	-10	0,1279	-14	0,3427	-8
4200	0,9989		0,1117	-2	0,5982	-8	0,1047	-9	0,3253	-14	0,5982	-8
4300	0,9985		0,1535	-2	0,1018	-7	0,2288	-9	0,7872	-14	0,1018	-7
4400	0,9979		0,2103	-2	0,1691	-7	0,4826	-9	0,1657	-13	0,1691	-7
4500	0,9972		0,2827	-2	0,2746	-7	0,9834	-9	0,4105	-13	0,2746	-7
4600	0,9963		0,3749	-2	0,4371	-7	0,1943	-8	0,8881	-13	0,4371	-7
4700	0,9951		0,4915	-2	0,6815	-7	0,3729	-8	0,1861	-12	0,6815	-7
4800	0,9936		0,6369	-2	0,1042	-6	0,6965	-8	0,3665	-12	0,1042	-6
4900	0,9918		0,8171	-2	0,1567	-6	0,1265	-7	0,7473	-12	0,1567	-6
5000	0,9896		0,1037	-1	0,2315	-6	0,2244	-7	0,1437	-11	0,2315	-6

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 50$  atm

T [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,4160	-22	0,4976	-39	0,3255	-56	0,2102	-67	0,4976	-39
1100	0,1000	1	0,7639	-20	0,2087	-35	0,6186	-51	0,4939	-61	0,2087	-35
1200	0,1000	1	0,5906	-18	0,2200	-32	0,2800	-46	0,1002	-55	0,2200	-32
1300	0,1000	1	0,2346	-16	0,8016	-30	0,1886	-42	0,3086	-51	0,8016	-30
1400	0,1000	1	0,5520	-15	0,1266	-27	0,3636	-39	0,2162	-48	0,1266	-27
1500	0,1000	1	0,8545	-14	0,1025	-25	0,2581	-36	0,4633	-44	0,1025	-25
1600	0,1000	1	0,9406	-13	0,4817	-24	0,8105	-34	0,3791	-41	0,4817	-24
1700	0,1000	1	0,7819	-12	0,1446	-22	0,1304	-31	0,1407	-39	0,1446	-22
1800	0,1000	1	0,5143	-11	0,2985	-21	0,1198	-29	0,2694	-36	0,2985	-21
1900	0,1000	1	0,2777	-10	0,4501	-20	0,6867	-28	0,2964	-34	0,4501	-20
2000	0,1000	1	0,1270	-9	0,5197	-19	0,2645	-26	0,2037	-32	0,5197	-19
2100	0,1000	1	0,5015	-9	0,4758	-18	0,7187	-25	0,9306	-31	0,4758	-18
2200	0,1000	1	0,1752	-8	0,3576	-17	0,1453	-23	0,3000	-29	0,3576	-17
2300	0,1000	1	0,5491	-8	0,2262	-16	0,2264	-22	0,7144	-28	0,2262	-16
2400	0,1000	1	0,1566	-7	0,1230	-15	0,2826	-21	0,1309	-26	0,1230	-15
2500	0,1000	1	0,4109	-7	0,5853	-15	0,2884	-20	0,1886	-25	0,5853	-15
2600	0,1000	1	0,1001	-6	0,2476	-14	0,2465	-19	0,2216	-24	0,2476	-14
2700	0,1000	1	0,2286	-6	0,9434	-14	0,1802	-18	0,2170	-23	0,9434	-14
2800	0,1000	1	0,4921	-6	0,3273	-13	0,1145	-17	0,1801	-22	0,3273	-13
2900	0,1000	1	0,1005	-5	0,1044	-12	0,6409	-17	0,1303	-21	0,1044	-12
3000	0,1000	1	0,1958	-5	0,3089	-12	0,3204	-16	0,8115	-21	0,3089	-12
3100	0,1000	1	0,3655	-5	0,8535	-12	0,1445	-15	0,4527	-20	0,8535	-12
3200	0,1000	1	0,6565	-5	0,2216	-11	0,5948	-15	0,2267	-19	0,2216	-11
3300	0,1000	1	0,1138	-4	0,5439	-11	0,2245	-14	0,1029	-18	0,5441	-11
3400	0,1000	1	0,1911	-4	0,1266	-10	0,7793	-14	0,4269	-18	0,1267	-10
3500	0,1000	1	0,3115	-4	0,2820	-10	0,2560	-13	0,1639	-17	0,2823	-10
3600	0,1000	1	0,4945	-4	0,6007	-10	0,7822	-13	0,1246	-17	0,6015	-10
3700	0,9999		0,7657	-4	0,1230	-9	0,2251	-12	0,1918	-17	0,1232	-9
3800	0,9999		0,1158	-3	0,2428	-9	0,6129	-12	0,5960	-16	0,2434	-9
3900	0,9998		0,1717	-3	0,4633	-9	0,1588	-11	0,1749	-15	0,4649	-9
4000	0,9997		0,2496	-3	0,8565	-9	0,3922	-11	0,4861	-15	0,8605	-9
4100	0,9996		0,3564	-3	0,1538	-8	0,9278	-11	0,1285	-14	0,1548	-8
4200	0,9995		0,5003	-3	0,2689	-8	0,2107	-10	0,3243	-14	0,2710	-8
4300	0,9993		0,6915	-3	0,4582	-8	0,4608	-10	0,7840	-14	0,4628	-8
4400	0,9991		0,9414	-3	0,7628	-8	0,9722	-10	0,1819	-13	0,7725	-8
4500	0,9987		0,1265	-2	0,1242	-7	0,1985	-9	0,4072	-13	0,1262	-7
4600	0,9983		0,1678	-2	0,1980	-7	0,3931	-9	0,8794	-13	0,2019	-7
4700	0,9978		0,2201	-2	0,3096	-7	0,7567	-9	0,1951	-12	0,3172	-7
4800	0,9971		0,2853	-2	0,4753	-7	0,1416	-8	0,3729	-12	0,4895	-7
4900	0,9963		0,3662	-2	0,7173	-7	0,2585	-8	0,7350	-12	0,7431	-7
5000	0,9953		0,4651	-2	0,1064	-6	0,4601	-8	0,1410	-10	0,1110	-6

Molárne koncentrácie dusíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 100$  atm

$T$ [°K]	$x_{N_2}$		$x_N$		$x_{N_2^+}$		$x_{N^+}$		$x_{N^-}$		$x_e$	
	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$
1000	0,1000	1	0,2941	-22	0,3518	-39	0,1628	-56	0,2101	-67	0,3518	-39
1100	0,1000	1	0,5401	-20	0,1478	-35	0,4243	-51	0,4939	-61	0,1475	-35
1200	0,1000	1	0,4176	-18	0,1556	-32	0,1400	-46	0,1002	-55	0,1556	-32
1300	0,1000	1	0,1658	-16	0,5668	-30	0,9425	-43	0,3084	-51	0,5668	-30
1400	0,1000	1	0,3903	-15	0,8955	-28	0,1819	-39	0,2161	-47	0,8955	-28
1500	0,1000	1	0,6042	-14	0,7248	-26	0,1290	-36	0,4632	-44	0,7248	-26
1600	0,1000	1	0,6651	-13	0,3406	-24	0,4054	-34	0,3791	-41	0,3406	-24
1700	0,1000	1	0,5529	-12	0,1022	-21	0,6519	-32	0,1407	-37	0,1022	-21
1800	0,1000	1	0,3637	-11	0,2111	-21	0,5736	-30	0,2693	-36	0,2111	-21
1900	0,1000	1	0,1964	-10	0,3183	-20	0,3433	-28	0,2965	-34	0,3183	-20
2000	0,1000	1	0,8980	-10	0,3674	-19	0,1322	-26	0,2036	-32	0,3674	-19
2100	0,1000	1	0,3546	-9	0,3364	-18	0,3591	-25	0,9297	-31	0,3364	-18
2200	0,1000	1	0,1238	-8	0,2529	-17	0,7260	-24	0,2998	-29	0,2529	-17
2300	0,1000	1	0,3884	-8	0,1599	-16	0,1135	-22	0,7145	-28	0,1599	-16
2400	0,1000	1	0,1107	-7	0,8695	-16	0,1413	-21	0,1148	-26	0,8695	-16
2500	0,1000	1	0,2905	-7	0,4139	-15	0,1441	-20	0,1885	-25	0,4139	-15
2600	0,1000	1	0,7081	-7	0,1752	-14	0,1232	-19	0,2217	-24	0,1752	-14
2700	0,1000	1	0,1616	-6	0,6671	-14	0,9009	-19	0,2169	-23	0,6671	-14
2800	0,1000	1	0,3478	-6	0,2314	-13	0,5718	-18	0,1800	-22	0,2314	-13
2900	0,1000	1	0,7107	-6	0,7384	-13	0,3204	-17	0,1303	-21	0,7384	-13
3000	0,1000	1	0,1384	-5	0,2184	-12	0,1602	-16	0,8118	-21	0,2184	-12
3100	0,1000	1	0,2584	-5	0,6034	-12	0,7227	-16	0,4527	-20	0,6035	-12
3200	0,1000	1	0,4642	-5	0,1567	-11	0,2974	-15	0,2267	-19	0,1567	-11
3300	0,1000	1	0,8048	-5	0,3847	-11	0,1123	-14	0,1029	-18	0,3848	-11
3400	0,1000	1	0,1351	-4	0,8965	-11	0,3928	-14	0,4266	-18	0,8969	-11
3500	0,1000	1	0,2203	-4	0,1994	-10	0,1280	-13	0,1632	-17	0,1996	-10
3600	0,1000	1	0,3497	-4	0,4249	-10	0,3911	-13	0,5791	-17	0,4253	-10
3700	0,9999		0,5414	-4	0,8700	-10	0,1125	-12	0,1918	-16	0,8711	-10
3800	0,9999		0,8194	-4	0,1717	-9	0,3067	-12	0,5962	-16	0,1720	-9
3900	0,9999		0,1214	-3	0,3277	-9	0,7942	-12	0,1748	-15	0,3285	-9
4000	0,9998		0,1765	-3	0,6061	-9	0,1963	-11	0,4860	-15	0,6081	-9
4100	0,9997		0,2520	-3	0,1090	-8	0,2630	-11	0,1283	-14	0,1093	-8
4200	0,9996		0,3537	-3	0,1904	-8	0,1052	-10	0,3246	-14	0,1915	-8
4300	0,9995		0,4892	-3	0,3246	-8	0,2307	-10	0,7833	-14	0,3269	-8
4400	0,9993		0,6658	-3	0,5404	-8	0,4870	-10	0,1817	-13	0,5453	-8
4500	0,9991		0,8948	-3	0,8803	-8	0,1000	-9	0,4046	-13	0,8903	-8
4600	0,9988		0,1187	-2	0,1404	-7	0,1972	-9	0,8771	-13	0,1424	-7
4700	0,9984		0,1557	-2	0,2198	-7	0,3797	-9	0,1855	-12	0,2236	-7
4800	0,9980		0,2018	-2	0,3377	-7	0,7111	-9	0,3715	-12	0,3448	-7
4900	0,9974		0,2592	-2	0,5101	-7	0,1286	-8	0,7324	-12	0,5230	-7
5000	0,9967		0,3291	-2	0,7578	-7	0,2316	-8	0,1403	-11	0,7810	-7

Elektrická vodivost dusika  $\sigma = B \cdot 10^n$  [ $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ]

T [°K]	p = 0,001 atm				p = 0,005 atm				p = 0,01 atm			
	bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,288	-32			0,129	-32			0,912	-33		
1100	0,115	-28			0,515	-29			0,364	-29		
1200	0,116	-25			0,520	-26			0,368	-26		
1300	0,407	-23			0,182	-23			0,129	-23		
1400	0,620	-21			0,277	-21			0,196	-21		
1500	0,485	-19			0,217	-19			0,153	-19		
1600	0,221	-17			0,987	-18			0,697	-18		
1700	0,642	-16			0,287	-16			0,203	-16		
1800	0,133	-14			0,576	-15			0,408	-15		
1900	0,189	-13			0,846	-14			0,598	-14		
2000	0,213	-12			0,952	-13			0,570	-13		
2100	0,154	-11			0,689	-12			0,488	-12		
2200	0,113	-10			0,506	-11			0,358	-11		
2300	0,700	-10			0,313	-10			0,221	-10		
2400	0,373	-9			0,167	-9			0,118	-9		
2500	0,174	-8			0,777	-9			0,550	-9		
2600	0,721	-8			0,323	-8			0,229	-8		
2700	0,270	-7			0,121	-7			0,853	-8		
2800	0,921	-7			0,411	-7			0,291	-7		
2900	0,290	-6			0,129	-6			0,913	-7		
3000	0,845	-6			0,376	-6			0,266	-6		
3100	0,246	-5			0,901	-6			0,636	-6		
3200	0,525	-5			0,231	-5			0,163	-5		
3300	0,129	-4			0,563	-5			0,396	-5		
3400	0,301	-4			0,130	-4			0,915	-5		
3500	0,674	-4			0,289	-4			0,202	-4		
3600	0,146	-3			0,617	-4			0,430	-4		
3700	0,306	-3			0,127	-3			0,880	-4		
3800	0,619	-3			0,253	-3			0,174	-3		
3900	0,122	-2			0,489	-3			0,335	-3		
4000	0,233	-2			0,921	-3			0,626	-3		
4100	0,408	-2	0,403	-2	0,154	-2			0,105	-2		
4200	0,748	-2	0,734	-2	0,284	-2			0,188	-2		
4300	0,132	-1	0,128	-1	0,495	-2			0,328	-2		
4400	0,232	-1	0,220	-1	0,851	-2	0,835	-2	0,562	-2		
4500	0,385	-1	0,355	-1	0,143	-1	0,139	-1	0,942	-2	0,923	-2
4600	0,628	-1	0,555	-1	0,236	-1	0,225	-1	0,155	-1	0,150	-1
4700	0,998	-1	0,838	-1	0,379	-1	0,353	-1	0,249	-1	0,238	-1
4800	0,154		0,120		0,596	-1	0,538	-1	0,392	-1	0,366	-1
4900	0,233		0,164		0,917	-1	0,790	-1	0,605	-1	0,550	-1
5000	0,343		0,204		0,138		0,112		0,916	-1	0,797	-1

**Elektrická vodivost dusika  $\sigma = B \cdot 10^n$  [ $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ]**

T [°K]	p = 0,05 atm				p = 0,1 atm				p = 0,5 atm			
	bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,408	-33			0,288	-33			0,129	-33		
1100	0,163	-29			0,115	-29			0,515	-30		
1200	0,165	-26			0,116	-26			0,520	-27		
1300	0,576	-24			0,407	-24			0,182	-24		
1400	0,877	-22			0,620	-22			0,277	-22		
1500	0,685	-20			0,485	-20			0,217	-20		
1600	0,312	-18			0,220	-18			0,987	-19		
1700	0,908	-17			0,642	-17			0,287	-17		
1800	0,182	-15			0,133	-15			0,576	-16		
1900	0,267	-14			0,189	-14			0,846	-15		
2000	0,301	-13			0,213	-13			0,952	-14		
2100	0,218	-12			0,154	-12			0,689	-13		
2200	0,160	-11			0,113	-11			0,506	-12		
2300	0,990	-11			0,700	-11			0,313	-11		
2400	0,527	-10			0,373	-10			0,166	-10		
2500	0,245	-9			0,174	-9			0,777	-10		
2600	0,102	-8			0,721	-9			0,322	-9		
2700	0,381	-8			0,269	-8			0,121	-8		
2800	0,130	-7			0,918	-8			0,411	-8		
2900	0,407	-7			0,288	-7			0,129	-7		
3000	0,118	-6			0,838	-7			0,375	-7		
3100	0,283	-6			0,200	-6			0,895	-7		
3200	0,725	-6			0,512	-6			0,229	-6		
3300	0,175	-5			0,123	-5			0,554	-6		
3400	0,405	-5			0,286	-5			0,127	-5		
3500	0,891	-5			0,627	-5			0,279	-5		
3600	0,188	-4			0,132	-4			0,588	-5		
3700	0,382	-4			0,269	-4			0,119	-4		
3800	0,752	-4			0,527	-4			0,233	-4		
3900	0,143	-3			0,999	-4			0,440	-4		
4000	0,264	-3			0,184	-3			0,806	-4		
4100	0,434	-3			0,300	-3			0,130	-3		
4200	0,764	-3			0,527	-3			0,227	-3		
4300	0,132	-2			0,903	-3			0,386	-3		
4400	0,222	-2			0,151	-2			0,642	-3		
4500	0,368	-2			0,249	-2			0,105	-2		
4600	0,599	-2			0,404	-2			0,168	-2		
4700	0,956	-2	0,940	-2	0,642	-2			0,264	-2		
4800	0,150	-1	0,147	-1	0,100	-1	0,986	-2	0,408	-2		
4900	0,231	-1	0,223	-1	0,157	-1	0,153	-1	0,621	-2		
5000	0,350	-1	0,332	-1	0,233	-1	0,225	-1	0,932	-2	0,920	-2

Elektrická vodivost dusika  $\sigma = B \cdot 10^n [\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}]$

T [°K]	p = 1 tm		p = 5 atm		p = 10 atm		p = 50 atm		p = 100 atm	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,911	-34	0,407	-34	0,288	-34	0,129	-34	0,911	-35
1100	0,364	-30	0,163	-30	0,115	-30	0,515	-31	0,364	-31
1200	0,368	-27	0,165	-27	0,116	-27	0,520	-28	0,367	-28
1300	0,129	-24	0,576	-25	0,395	-25	0,182	-25	0,128	-25
1400	0,196	-22	0,877	-23	0,619	-23	0,277	-23	0,196	-23
1500	0,153	-20	0,686	-21	0,484	-21	0,217	-21	0,153	-21
1600	0,697	-19	0,312	-19	0,221	-19	0,986	-20	0,697	-20
1700	0,203	-17	0,908	-18	0,642	-18	0,287	-18	0,203	-18
1800	0,408	-16	0,182	-16	0,129	-16	0,576	-17	0,407	-17
1900	0,598	-15	0,267	-15	0,189	-15	0,846	-16	0,598	-16
2000	0,673	-14	0,301	-14	0,212	-14	0,952	-15	0,672	-15
2100	0,487	-13	0,218	-13	0,154	-13	0,689	-14	0,487	-14
2200	0,358	-12	0,160	-12	0,113	-12	0,506	-13	0,357	-13
2300	0,221	-11	0,990	-12	0,700	-12	0,313	-12	0,221	-12
2400	0,118	-10	0,527	-11	0,372	-11	0,167	-11	0,117	-11
2500	0,550	-10	0,246	-10	0,173	-10	0,777	-11	0,549	-11
2600	0,228	-9	0,102	-9	0,720	-10	0,322	-10	0,228	-10
2700	0,852	-9	0,381	-9	0,269	-9	0,121	-9	0,852	-10
2800	0,290	-8	0,130	-8	0,918	-9	0,411	-9	0,291	-9
2900	0,910	-8	0,407	-8	0,287	-8	0,129	-8	0,910	-9
3000	0,265	-7	0,118	-7	0,837	-8	0,374	-8	0,264	-8
3100	0,633	-7	0,283	-7	0,200	-7	0,894	-8	0,632	-8
3200	0,162	-6	0,723	-7	0,511	-7	0,229	-7	0,161	-7
3300	0,391	-6	0,175	-6	0,123	-6	0,553	-7	0,390	-7
3400	0,890	-6	0,402	-6	0,283	-6	0,127	-6	0,897	-7
3500	0,197	-5	0,881	-6	0,622	-6	0,278	-6	0,196	-6
3600	0,415	-5	0,185	-5	0,130	-5	0,585	-6	0,413	-6
3700	0,839	-5	0,374	-5	0,264	-5	0,118	-5	0,835	-6
3800	0,164	-4	0,730	-5	0,515	-5	0,230	-5	0,162	-5
3900	0,310	-4	0,138	-4	0,971	-5	0,434	-5	0,306	-5
4000	0,564	-4	0,252	-4	0,177	-4	0,793	-5	0,560	-5
4100	0,916	-4	0,399	-4	0,285	-4	0,127	-4	0,900	-5
4200	0,159	-3	0,702	-4	0,494	-4	0,220	-4	0,156	-4
4300	0,270	-3	0,119	-3	0,836	-4	0,372	-4	0,262	-4
4400	0,448	-3	0,196	-3	0,138	-3	0,614	-4	0,433	-4
4500	0,728	-3	0,318	-3	0,223	-3	0,992	-4	0,699	-4
4600	0,116	-2	0,505	-3	0,354	-3	0,157	-3	0,110	-3
4700	0,182	-2	0,787	-3	0,551	-3	0,243	-3	0,171	-3
4800	0,281	-2	0,121	-2	0,843	-3	0,372	-3	0,262	-3
4900	0,426	-2	0,182	-2	0,127	-2	0,559	-3	0,393	-3
5000	0,637	-2	0,270	-2	0,188	-2	0,826	-3	0,587	-3

## Literatúra

- [1] Lin S. C., Resler E. L., Kantrowitz A., J. Appl. Phys 26, 95 (1955).
- [2] Basu S., Phys. Fluids 3, 456 (1960).
- [3] Mullaney G. I., Kydd P. H., Dibelius N. R., J. Appl. Phys. 32, 668 (1961)
- [4] Baženova T. V., Lobastov Ju. S., Fizičeskaja gazodinamika, teploobmen i termodinamika gazov vysokich temperatur, Izd. AN SSSR, Moskva 1962, str. 120.
- [5] Sanočkin Ju. V., ŽTF 31, 188 (1961).
- [6] Frost L. S., J. Appl. Phys. 32, 2029 (1961).
- [7] Aravin G. S., Ševelev V. P., PMTF, No 2, 20 (1962).
- [8] Zimin E. P., Popov V. A., PMTF, No 3, 10 (1962).
- [9] Malkin O. A., Radiotechn. i elektronika 8, 630 (1963).
- [10] Finkelburg W., Macker H., Elektrische Bögen und thermisches Plasma, Handbuch der Physik, Bd XXII, 254 (1956).
- [11] Plešanov A. S., Fizičeskaja gazodinamika, teploobmen i termodinamika gazov vysokich temperatur, Izd. AN SSSR, Moskva 1962, str. 5.
- [12] Tzy-Cheng-Peng, Pindroh A. L., ARS Preprint, 1995 — 61. Rus. preklad Vopr. rak. tehniki, No 12, 3 (1962).
- [13] Lamb L., Lin S. C., J. Appl. Phys. 28, 754 (1957).
- [14] Rosa R. J., Phys. Fluids 4, 182 (1961).
- [15] Sakuntala M., von Engel A., Fowler R. G., Phys. Rev. 118, 1459 (1960).
- [16] Nagamatsu H. T., Sheer R. E., Phys. Fluids 4, 1073 (1961).
- [17] Roždestvenskij I. B., Samujlov E. U., Fizičeskaja gazodinamika, teploobmen i termodinamika gazov vysokich temperatur, Izd. AN SSSR, Moskva 1962, str. 103.
- [18] Plešanov A. S., Fizičeskaja gazodinamika, teploobmen i termodinamika gazov vysokich temperatur, Izd. AN SSSR, Moskva 1962, str. 36

Dodané 24. marca 1965

## Состав и электропроводность азота в диапазоне температур 1000—5000 °K и давлений 0,001—100 атм.

Ш. ВЕИС, Л. ЧЕРВЕНЬАН, М. ЛУКНАРОВА,

### Резюме

В работе проведены вычисления состава и электропроводности азота в диапазоне температур 1000—5000 °K и давлений 0,001—100 атм. Упрощенный метод, который был использован в работе в указанном диапазоне температур и давлений не имеет влияние на точность определения состава азота. При определении электропроводности при высших температурах была произведена поправка на столкновения электрон — положительный ион.

## Zusammensetzung und die elektrische Leitfähigkeit des Stickstoffes im Temperaturbereich 1000—5000 °K und im Druckbereich 0,001—100 atm.

Š. VEIS, L. ČERVEŇAN und M. LUKNÁROVÁ

### Zusammenfassung

Die Bestimmung der Zusammensetzung und der elektrischen Leitfähigkeit des Stickstoffes im Temperaturbereich 1000—5000 °K und im Druckbereich 0,001—1000 atm wurde durchgeführt. Das Vereinfachte Verfahren zur Bestimmung der Zusammensetzung des Stickstoffes im erwähnten Temperatur — und Druckbereich hat keinen Einfluss auf die Bestimmungsgenauigkeit. Bei der Leitfähigkeitsbestimmung bei höheren Temperaturen wurde eine Korrektur infolge Zusammenstößen zwischen Elektronen und positiven Ionen unternommen.

**Zloženie a elektrická vodivosť kyslíka  
v intervale teplôt 1000—5000 °K a tlakov 0,001—100 atm.**

Š. VEIS, J. KALUŽAY, M. KLEMEŠOVÁ

**Úvod**

Pri štúdiu rázových vln a tiež pri riešení niektorých otázok magnetohydrodynamiky najmä priamej premeny tepelnej energie v elektrickú [1—4] je potrebné určiť elektrickú vodivosť plynov, prípadne ich zmesí za vysokých teplôt. Určenie elektrickej vodivosti čiastočne ionizovaného jednoatómového plynu nepredstavuje ťažkosti [1, 5]. Situácia sa stáva zložitejšou u dvoj- alebo viacatómových plynov, prípadne ich zmesí. V tomto prípade okrem ionizácie je potrebné uvažovať aj disociáciu molekúl a ak ide o zmesi plynov aj chemické zlučovanie. V práci [6] bol podaný zjednodušený spôsob určenia oloženia a elektrickej vodivosti ľubovoľného dvojátomového plynu a konkrétne bolo určené zloženie a elektrická vodivosť dusíka v intervale teplôt 1000—5000 °K a v intervale tlakov 0,001—100 atm.

V predkladanej práci sme analogicky určili zloženie a elektrickú vodivosť kyslíka v intervale teplôt 1000—5000 °K a pre tlaky od 0,001 až 100 atm.

**Zloženie a elektrická vodivosť kyslíka**

Kyslík, ktorý sa nachodí pri teplote  $T$  a tlaku  $p$  v termodynamickej rovnováhe, skladá sa z molekúl  $O_2$ , atómov  $O$ , kladných iónov  $O_2^+$  a  $O^+$ , záporných iónov  $O_2^-$  a  $O^-$  a elektrónov  $e$ . Pre molárne koncentrácie týchto zložiek kyslíka platia podľa [6] nasledujúce rovnice

$$x_{O_2^-} + x_O + x_{O_2^+} + x_{O^+} + x_{O_2^-} + x_{O^-} + x_e = 1, \quad (1)$$

$$x_{O_2^-}^2 = \frac{K_{O_2^-}}{p} \cdot x_{O_2}, \quad (2)$$

$$x_{O_2^+} = \frac{K_{O_2^+}}{p} \cdot \frac{x_{O_2}}{x_e}, \quad (3)$$

$$x_{O^+} = \frac{K_{O^+}}{p} \cdot \frac{x_O}{x_e}, \quad (4)$$

$$x_{O_2} = \frac{p}{K_{O_2^-}} x_{O_2} x_e, \quad (5)$$

$$x_{O^-} = \frac{p}{K_{O^-}} x_{O_2} x_e, \quad (6)$$

kde  $x_{O_2}$ ,  $x_{O_1}$ ,  $x_{O_2^+}$ ,  $x_{O_2^-}$ ,  $x_{O_1^-}$ ,  $x_{O_1^+}$  a  $x_e$  sú molárne koncentrácie jednotlivých zložiek kyslíka a  $K_{O_2}$ ,  $K_{O_2^+}$ ,  $K_{O_2^-}$ ,  $K_{O_1}$  a  $K_{O_1^-}$  rovnovážne konštanty.

V prípade nie veľmi vysokých teplôt (do 5000°) sú molárne koncentrácie kladných a záporných iónov kyslíka v porovnaní s molárnymi koncentraciami atómov a molekúl kyslíka zanedbateľné. Z tejto príčiny sa zjednoduší rovnica (1), prejde do tvaru

$$x_{O_2} + x_{O_1} = 1 \quad (7)$$

Spolu s rovnicou (2) tvorí systém 2 rovníc pre neznáme molárne koncentrácie  $x_{O_2}$  a  $x_{O_1}$ . Ich riešením pre  $x_{O_2}$  je

$$x_{O_2} = -\frac{1}{2} \left( \frac{K_{O_2}}{p} \right) + \left( \frac{K_{O_2}}{p} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{K_{O_2}}{4p} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

$x_{O_1}$  je potom možné vypočítať z rovnice (7) a molárne koncentrácie kladných a záporných iónov kyslíka z rovníc (3) až (6), kde molárna koncentrácia elektrónov je daná vzťahom

$$x_e = x_{O_2^+} + x_{O_1^+} - x_{O_2^-} - x_{O_1^-}, \quad (9)$$

ktorý po dosadení za molárne koncentrácie kladných a záporných iónov kyslíka prejde do vzťahu [6]

$$x_e = \left\{ \frac{\frac{1}{p} (K_{O_2^+} x_{O_2} + K_{O_1^+} x_{O_1})}{1 + p \left( \frac{x_{O_2}}{K_{O_2^-}} + \frac{x_{O_1}}{K_{O_1^-}} \right)} \right\}^{1/2} \quad (10)$$

Rovnovážne konštanty  $K_{O_2}$ ,  $K_{O_2^+}$  a  $K_{O_2^-}$  pre teploty od 1000—5000 °K pri stúpaní po 100 °K boli prevziaté z práce [7] a rovnovážne konštanty  $K_{O_1}$  a  $K_{O_1^-}$  sme pre tie isté hodnoty teplôt určili podľa vzťahov z práce [8]:

$$K_{O_2^-} = 6,58 \cdot 10^{-7} T^{5/2} \cdot 0,645 \frac{1 - e^{-\frac{1940}{T}}}{1 - e^{-\frac{2260}{T}}} e^{-\frac{10500}{T}} \quad (11)$$

$$K_{O_1^-} = 6,58 \cdot 10^{-7} T^{5/2} \cdot \frac{9}{6} e^{-\frac{17000}{T}}. \quad (12)$$

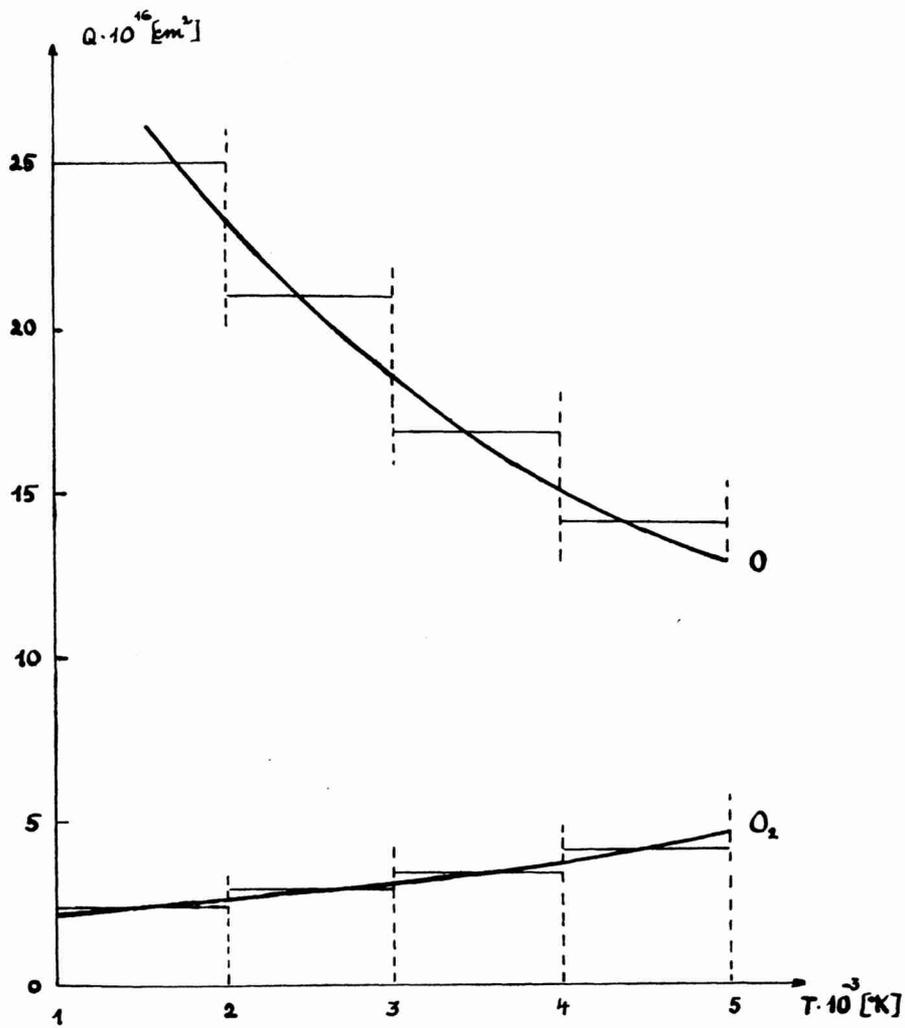
Hodnoty rovnovážnych konštant ( $K_{O_2}$ ,  $K_{O_2^+}$ ,  $K_{O_2^-}$ ,  $K_{O_1}$ ,  $K_{O_1^-}$ ) pre teploty od 1000 do 5000 °K pri stúpaní teploty po 100 °K sú uvedené v tabuľke 1, hodnoty molárných koncentrácií kyslíka, ktoré určujú jeho zloženie pri teplotách

od 1000 do 5000 °K a pre tlaky 0,001; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1; 0,5; 1; 5; 10; 50 a 100 atm sú uvedené v tabuľke 2.

Elektrickú vodivosť kyslíka  $\sigma$  možno vypočítať podľa analogického vzťahu ako v práci [6]

$$\sigma = 3,85 \cdot 10^{-10} \frac{x_e}{T^{1/2}(x_{O_2} Q_{eO_2} + x_O Q_{eO} + x_e Q_{ei})} [\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}], \quad (13)$$

kde  $Q_{eO_2}$  a  $Q_{eO}$  sú efektívne zrážkové prierezy elektrón neutrálne častice a  $Q_{ei}$  efektívny zrážkový prierez elektrón kladné ióny [9—11], daný vzťahom



Obr. 1

Závislosť efektívnych účinných prierezov pre O<sub>2</sub> a O od teploty.

$$Q_{et} = \frac{2,52 \cdot 10^{-6}}{T^2} \ln \left( 1,02 \cdot 10^7 \frac{T^2}{(x_e p)^{1/2}} \right) \quad (14)$$

Elektrickú vodivosť kyslíka pri teplote  $T$  z intervalu 1000—5000 °K a tlaku  $p$  určíme zo vzťahu (13), keď použijeme molárne koncentrácie  $x_{O_2}$ ,  $x_O$  a  $x_e$  z tabuľky 2 a efektívne zrážkové prierezy  $Q_{eO_2}$  a  $Q_{eO}$  z práce [12]. Kvôli zjednodušeniu výpočtu sme teplotný interval 1000—5000 °K rozdelili na štyri časti, v ktorých zrážkový prierez sme volili konštantný (obr. 1). Hodnoty efektívnych zrážkových prierezov  $Q_{eO_2}$  a  $Q_{eO}$  pre jednotlivé teplotné intervaly sú nasledujúce:

$Q \cdot 10^{18}$ [cm <sup>2</sup> ]	1000—2000 °K	2000—3000 °K	3000—4000 °K	4000—5000 °K
$Q_{eO_2}$	2,4	2,7	3,2	4,0
$Q_{eO}$	25	21	17	14

Pre vyššie teploty je potrebné uvážiť aj zrážky elektrón kladné ióny určené efektívnym zrážkovým prierezom  $Q_{ei}$ . Vypočítané hodnoty elektrickej vodivosti kyslíka pre teploty od 1000—5000 °K a tlaky od 0,001—100 atm sú uvedené v tabuľke 3. V tabuľke 3 sú uvedené aj opravy s ohľadom na zrážky elektrón kladné ióny a to len pre tie teploty  $T$  a tlaky  $p$ , pre ktoré sa elektrická vodivosť líši viac ako 1—2 % celkovej hodnoty.

Tabulka 1.

Rovnovážne konštanty pre kyslík  $K_j = B \cdot 10^n$

$T$ [°K]	$K_o$		$K_{o_2^+}$		$K_{o^+}$		$K_{o_2^-}$		$K_{o^-}$	
	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$
1000	0,2438	-19	0,3594	-60	0,2383	-67	0,3535	-3	0,1292	-5
1100	0,6143	-17	0,1884	-54	0,5202	-61	0,1158	-2	0,7891	-5
1200	0,6200	-15	0,1120	-49	0,1016	-55	0,3172	-2	0,3466	-4
1300	0,3087	-13	0,1246	-45	0,3096	-51	0,7562	-2	0,1259	-3
1400	0,8834	-12	0,3713	-42	0,2187	-47	0,1613	-1	0,3855	-3
1500	0,1621	-10	0,3852	-39	0,4798	-44	0,3146	-1	0,1029	-2
1600	0,2074	-9	0,1694	-36	0,4065	-41	0,5705	-1	0,2090	-2
1700	0,1970	-8	0,3674	-34	0,1572	-38	0,9732	-1	0,4589	-2
1800	0,1459	-7	0,4417	-32	0,3163	-36	0,1577		0,1074	-1
1900	0,8771	-7	0,3231	-30	0,3667	-34	0,2447		0,2020	-1
2000	0,4422	-6	0,1552	-28	0,2667	-32	0,3656		0,3593	-1
2100	0,1905	-5	0,5160	-27	0,1291	-30	0,5291		0,6084	-1
2200	0,7207	-5	0,1257	-25	0,4427	-29	0,7443		0,9874	-1
2300	0,2431	-4	0,2330	-24	0,1122	-27	0,1021	1	0,1544	
2400	0,7413	-4	0,3401	-23	0,2181	-26	0,1371	1	0,2367	
2500	0,2069	-3	0,4022	-22	0,3358	-25	0,1805	1	0,3435	
2600	0,5340	-3	0,3947	-21	0,4206	-24	0,2337	1	0,4922	
2700	0,1285	-2	0,3282	-20	0,4384	-23	0,2977	1	0,6892	
2800	0,2906	-2	0,2352	-19	0,3878	-22	0,3740	1	0,9450	
2900	0,6215	-2	0,1476	-18	0,2960	-21	0,4599	1	0,1261	1
3000	0,1264	-1	0,8216	-18	0,1979	-20	0,5678	1	0,1683	1
3100	0,2455	-1	0,4103	-17	0,1174	-19	0,6902	1	0,2193	1
3200	0,4576	-1	0,1858	-16	0,6243	-19	0,8296	1	0,2818	1
3300	0,8215	-1	0,7690	-16	0,3008	-18	0,9888	1	0,3575	1
3400	0,1425		0,2934	-15	0,1324	-17	0,1168	2	0,4484	1
3500	0,2396		0,1039	-14	0,5367	-17	0,1371	2	0,5560	1
3600	0,3915		0,3435	-14	0,2016	-16	0,1597	2	0,6828	1
3700	0,6229		0,1066	-13	0,7066	-16	0,1849	2	0,8307	1
3800	0,9673		0,3123	-13	0,2322	-15	0,2127	2	0,1002	2
3900	0,1469	1	0,8669	-13	0,7191	-15	0,2435	2	0,1199	2
4000	0,2184	1	0,2290	-12	0,2108	-14	0,2772	2	0,1425	2
4100	0,3186	1	0,5776	-12	0,5871	-14	0,3141	2	0,1681	2
4200	0,4565	1	0,1396	-11	0,1560	-13	0,3543	2	0,1970	2
4300	0,6432	1	0,3241	-11	0,3966	-13	0,3981	2	0,2296	2
4400	0,8924	1	0,7252	-11	0,9675	-13	0,4452	2	0,2660	2
4500	0,1220	2	0,1567	-10	0,2272	-12	0,4962	2	0,3087	2
4600	0,1646	2	0,3279	-10	0,5145	-12	0,5513	2	0,3517	2
4700	0,2193	2	0,6653	-10	0,1127	-11	0,6104	2	0,4015	2
4800	0,2886	2	0,1312	-9	0,2391	-11	0,6735	2	0,4564	2
4900	0,3757	2	0,2519	-9	0,4925	-11	0,7410	2	0,5166	2
5000	0,4838	2	0,4715	-9	0,9866	-11	0,8094	2	0,5823	2

Tabulka 2.

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,001 \text{ atm}$

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,4938	-8	0,3709	-28	0,1214	-43	0,2740	-28	0,3702	-34	0,9688	-29
1100	0,1000	1	0,7837	-7	0,1874	-25	0,4055	-39	0,8679	-26	0,1024	-30	0,1005	-25
1200	0,1000	1	0,7871	-6	0,1213	-23	0,8666	-36	0,2907	-24	0,2095	-27	0,9228	-23
1300	0,1000	1	0,5556	-5	0,3756	-21	0,5186	-32	0,4386	-22	0,1464	-25	0,3317	-21
1400	0,1000	1	0,2972	-4	0,1986	-19	0,3477	-29	0,1159	-20	0,1441	-23	0,1869	-19
1500	0,9999		0,1273	-3	0,6304	-18	0,9997	-27	0,1941	-19	0,7557	-22	0,6109	-18
1600	0,9995		0,4553	-3	0,1312	-16	0,1435	-24	0,2189	-18	0,2810	-20	0,1290	-16
1700	0,9986		0,1403	-2	0,1926	-15	0,1158	-22	0,1955	-17	0,5820	-19	0,1905	-15
1800	0,9962		0,3812	-2	0,2104	-14	0,5770	-21	0,1320	-16	0,7418	-18	0,2090	-14
1900	0,9907		0,9322	-2	0,1792	-13	0,1916	-19	0,7223	-16	0,8232	-17	0,1784	-13
2000	0,9792		0,2081	-1	0,1235	-12	0,4486	-18	0,3313	-15	0,7164	-16	0,1231	-12
2100	0,9573		0,4270	-1	0,7032	-12	0,7860	-17	0,1269	-14	0,4923	-15	0,7014	-12
2200	0,9186		0,8137	-1	0,3402	-11	0,1061	-15	0,4190	-14	0,3158	-14	0,3395	-11
2300	0,8558		0,1442		0,1413	-10	0,1146	-14	0,1182	-13	0,1318	-13	0,1411	-10
2400	0,7623		0,2377		0,5095	-10	0,1019	-13	0,2829	-13	0,5175	-13	0,5088	-10
2500	0,6370		0,3630		0,1601	-9	0,7623	-13	0,5491	-13	0,1691	-12	0,1599	-9
2600	0,4890		0,5110		0,4393	-9	0,4892	-12	0,9192	-13	0,4561	-12	0,4393	-9
2700	0,3395		0,6605		0,1055	-8	0,2742	-11	0,1204	-12	0,1012	-11	0,1056	-8
2800	0,2131		0,7869		0,2233	-8	0,1360	-10	0,1278	-12	0,1868	-11	0,2244	-8
2900	0,1236		0,8764		0,4242	-8	0,6034	-10	0,1155	-12	0,2988	-11	0,4299	-8
3000	0,0686		0,9314		0,7388	-8	0,2416	-9	0,9216	-13	0,4222	-11	0,7629	-8
3100	0,0377		0,9623		0,1202	-7	0,8764	-9	0,7041	-13	0,5656	-11	0,1289	-7
3200	0,0209		0,9791		0,1834	-7	0,2880	-8	0,5346	-13	0,7372	-11	0,2122	-7
3300	0,0119		0,9881		0,2626	-7	0,8541	-8	0,4188	-13	0,9618	-11	0,3480	-7
3400	0,0069		0,9931		0,3509	-7	0,2276	-7	0,3417	-13	0,1281	-10	0,5785	-7
3500	0,0041		0,9959		0,4347	-7	0,5454	-7	0,2937	-13	0,1759	-10	0,9800	-7
3600	0,0025		0,9975		0,5069	-7	0,1187	-6	0,2658	-13	0,2480	-10	0,1694	-6
3700	0,0016		0,9984		0,5763	-7	0,2383	-6	0,2561	-13	0,3557	-10	0,2960	-6
3800	0,0010		0,9990		0,6259	-7	0,4514	-6	0,2488	-13	0,5123	-10	0,5139	-6
3900	0,0007		0,9993		0,6874	-7	0,8140	-6	0,2538	-13	0,7358	-10	0,8828	-6
4000	0,0005		0,9995		0,7048	-7	0,1417	-5	0,2456	-13	0,1043	-9	0,1487	-5
4100	0,0004		0,9996		0,7252	-7	0,2387	-5	0,2455	-13	0,1468	-9	0,2460	-5
4200	0,0003		0,9997		0,7701	-7	0,3911	-5	0,2450	-13	0,2024	-9	0,3988	-5
4300	0,0002		0,9998		0,7670	-7	0,6261	-5	0,2459	-13	0,2760	-9	0,6338	-5
4400	0,0001		0,9999		0,8076	-7	0,9795	-5	0,2478	-13	0,3713	-9	0,9876	-5
4500	0,0001		0,9999		0,8291	-7	0,1502	-4	0,2516	-13	0,4929	-9	0,1511	-4
4600	0,0000		0,9999		0,8657	-7	0,2263	-4	0,2547	-13	0,6461	-9	0,2272	-4
4700	0,0000		0,1000	1	0,8905	-7	0,3352	-4	0,2519	-13	0,8373	-9	0,3361	-4
4800	0,0000		0,1000	1	0,9114	-7	0,4884	-4	0,2482	-13	0,1072	-8	0,4893	-4
4900	0,0000		0,1000	1	0,1040	-6	0,7012	-4	0,2723	-13	0,1359	-8	0,7023	-4
5000	0,0000		0,1000	1	0,1281	-6	0,9926	-4	0,3322	-13	0,1766	-8	0,9939	-4

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,005$  atm

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,2208	-8	0,3300	-28	0,4831	-44	0,3082	-28	0,1861	-34	0,2178	-29
1100	0,1000	1	0,3505	-7	0,1415	-25	0,1370	-39	0,1149	-25	0,6066	-31	0,2662	-26
1200	0,1000	1	0,3521	-6	0,2402	-23	0,7673	-36	0,1470	-23	0,4735	-28	0,9324	-24
1300	0,1000	1	0,2485	-5	0,2034	-21	0,1256	-32	0,8100	-22	0,1209	-25	0,1225	-21
1400	0,1000	1	0,1329	-4	0,9869	-20	0,7709	-30	0,2330	-20	0,1299	-23	0,7541	-20
1500	0,9999		0,5693	-4	0,2988	-18	0,2119	-27	0,4097	-19	0,7131	-22	0,2578	-18
1600	0,9998		0,2036	-3	0,6071	-17	0,2967	-25	0,4888	-18	0,2717	-20	0,5579	-17
1700	0,9994		0,6275	-3	0,8789	-16	0,2361	-23	0,4289	-17	0,5711	-19	0,8354	-16
1800	0,9983		0,1707	-2	0,9542	-15	0,1168	-21	0,2925	-16	0,7345	-18	0,9242	-15
1900	0,9958		0,4179	-2	0,8107	-14	0,3862	-20	0,1622	-15	0,8210	-17	0,7937	-14
2000	0,9906		0,9360	-2	0,5586	-13	0,9069	-19	0,7455	-15	0,7170	-16	0,5505	-13
2100	0,9807		0,1933	-1	0,3199	-12	0,1577	-17	0,2932	-14	0,5026	-15	0,3164	-12
2200	0,9627		0,3725	-1	0,1562	-11	0,2128	-16	0,1002	-13	0,2924	-14	0,1549	-11
2300	0,9327		0,6734	-1	0,6614	-11	0,2301	-15	0,3000	-13	0,1432	-13	0,6570	-11
2400	0,8854		0,1146		0,2460	-10	0,2043	-14	0,7898	-13	0,5097	-13	0,2446	-10
2500	0,8162		0,1838		0,8122	-10	0,1524	-13	0,1827	-12	0,2162	-12	0,8083	-10
2600	0,7223		0,2777		0,2392	-9	0,9803	-13	0,3682	-12	0,6722	-12	0,2383	-9
2700	0,6055		0,3945		0,6320	-9	0,5500	-12	0,6395	-12	0,1800	-11	0,6301	-9
2800	0,4747		0,5253		0,1495	-8	0,2729	-11	0,9475	-12	0,4149	-11	0,1493	-8
2900	0,3451		0,6549		0,3190	-8	0,1212	-10	0,1199	-11	0,8291	-11	0,3193	-8
3000	0,2328		0,7672		0,6168	-8	0,4896	-10	0,1271	-11	0,1413	-10	0,6202	-8
3100	0,1479		0,8521		0,1094	-7	0,1804	-9	0,1188	-11	0,2154	-10	0,1109	-7
3200	0,0904		0,9096		0,1805	-7	0,6093	-9	0,1015	-11	0,3008	-10	0,1864	-7
3300	0,0544		0,9456		0,2802	-7	0,1904	-8	0,8219	-12	0,3950	-10	0,2987	-7
3400	0,0328		0,9672		0,4123	-7	0,5488	-8	0,6572	-12	0,5045	-10	0,4668	-7
3500	0,0201		0,9799		0,5774	-7	0,1456	-7	0,5279	-12	0,6365	-10	0,7223	-7
3600	0,0125		0,9875		0,7643	-7	0,3558	-7	0,4362	-12	0,8092	-10	0,1119	-6
3700	0,0079		0,9921		0,9591	-7	0,7984	-7	0,3751	-12	0,1048	-9	0,1756	-6
3800	0,0051		0,9949		0,1143	-6	0,1653	-6	0,3361	-12	0,1387	-9	0,2795	-6
3900	0,0034		0,9966		0,1311	-6	0,3187	-6	0,3139	-12	0,1869	-9	0,4497	-6
4000	0,0023		0,9977		0,1441	-6	0,5806	-6	0,2978	-12	0,2536	-9	0,7244	-6
4100	0,0016		0,9984		0,1552	-6	0,1008	-5	0,2898	-12	0,3456	-9	0,1164	-5
4200	0,0011		0,9989		0,1650	-6	0,1685	-5	0,2852	-12	0,4688	-9	0,1849	-5
4300	0,0008		0,9992		0,1733	-6	0,2730	-5	0,2828	-12	0,6314	-9	0,2902	-5
4400	0,0006		0,9994		0,1935	-6	0,4301	-5	0,2814	-12	0,8410	-9	0,4495	-5
4500	0,0004		0,9996		0,1878	-6	0,6647	-5	0,2819	-12	0,1113	-8	0,6833	-5
4600	0,0003		0,9997		0,1943	-6	0,1004	-4	0,2817	-12	0,1455	-8	0,1024	-4
4700	0,0002		0,9998		0,2007	-6	0,1491	-4	0,2821	-12	0,1881	-8	0,1511	-4
4800	0,0002		0,9998		0,2072	-6	0,2176	-4	0,2830	-12	0,2406	-8	0,2197	-4
4900	0,0002		0,9998		0,2122	-6	0,3128	-4	0,2816	-12	0,3046	-8	0,3148	-4
5000	0,0001		0,9999		0,2215	-6	0,4431	-4	0,2750	-12	0,3822	-8	0,4452	-4

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,01$  atm

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,1561	-8	0,3244	-28	0,3357	-44	0,3134	-28	0,1338	-34	0,1108	-29
1100	0,1000	1	0,2478	-7	0,1347	-25	0,9221	-40	0,1207	-25	0,4504	-31	0,1398	-26
1200	0,1000	1	0,2489	-6	0,2156	-23	0,4869	-36	0,1637	-23	0,3730	-28	0,5194	-24
1300	0,1000	1	0,1757	-5	0,1701	-21	0,7422	-33	0,9685	-22	0,1022	-25	0,7324	-22
1400	0,1000	1	0,9399	-5	0,7756	-20	0,4296	-30	0,2971	-20	0,1166	-23	0,4785	-20
1500	0,1000	1	0,4026	-4	0,2253	-18	0,1130	-27	0,5432	-19	0,6686	-22	0,1709	-18
1600	0,9999		0,1440	-3	0,4463	-17	0,1542	-25	0,6651	-18	0,2615	-20	0,3795	-17
1700	0,9996		0,4437	-3	0,6366	-16	0,1209	-23	0,5924	-17	0,5577	-19	0,5768	-16
1800	0,9988		0,1207	-2	0,6852	-15	0,5930	-22	0,4078	-16	0,7235	-18	0,6437	-15
1900	0,9970		0,2957	-2	0,5794	-14	0,1950	-20	0,2265	-15	0,8137	-17	0,5559	-14
2000	0,9934		0,6628	-2	0,3983	-13	0,4566	-19	0,1052	-14	0,7141	-16	0,3871	-13
2100	0,9863		0,1371	-1	0,2279	-12	0,7966	-18	0,4143	-14	0,5007	-15	0,2232	-12
2200	0,9735		0,2649	-1	0,1115	-11	0,1068	-16	0,1436	-13	0,2946	-14	0,1098	-11
2300	0,9518		0,4815	-1	0,4738	-11	0,1155	-15	0,4363	-13	0,1460	-13	0,4680	-11
2400	0,9175		0,8247	-1	0,1775	-10	0,1023	-14	0,1176	-12	0,6121	-13	0,1757	-10
2500	0,8662		0,1338		0,5927	-10	0,7845	-14	0,2820	-12	0,2289	-12	0,5877	-10
2600	0,7941		0,2059		0,1777	-9	0,4909	-13	0,5994	-12	0,7379	-12	0,1764	-9
2700	0,7001		0,2999		0,4812	-9	0,3759	-12	0,1125	-11	0,2082	-11	0,4784	-9
2800	0,5870		0,4130		0,1178	-8	0,1366	-11	0,1839	-11	0,5122	-11	0,1172	-8
2900	0,4634		0,5366		0,2619	-8	0,6083	-11	0,2630	-11	0,1111	-10	0,2611	-8
3000	0,3423		0,6577		0,5302	-8	0,2454	-10	0,3196	-11	0,2072	-10	0,5303	-8
3100	0,2371		0,7629		0,9836	-8	0,9057	-10	0,3397	-11	0,3440	-10	0,9889	-8
3200	0,1558		0,8442		0,1688	-7	0,3075	-9	0,3217	-11	0,5135	-10	0,1714	-7
3300	0,0989		0,9011		0,2714	-7	0,9677	-9	0,2799	-11	0,7060	-10	0,2804	-7
3400	0,0618		0,9382		0,4122	-7	0,2825	-8	0,2326	-11	0,9198	-10	0,4396	-7
3500	0,0386		0,9614		0,5968	-7	0,7678	-8	0,1891	-11	0,1162	-9	0,6723	-7
3600	0,0243		0,9757		0,8223	-7	0,1938	-7	0,1545	-11	0,1450	-9	0,1015	-6
3700	0,0156		0,9844		0,1081	-6	0,4537	-7	0,1290	-11	0,1816	-9	0,1533	-6
3800	0,0101		0,9899		0,1352	-6	0,9846	-7	0,1113	-11	0,2309	-9	0,2335	-6
3900	0,0067		0,9933		0,1614	-6	0,1985	-6	0,9897	-12	0,2980	-9	0,3597	-6
4000	0,0046		0,9954		0,1876	-6	0,3737	-6	0,9165	-12	0,3912	-9	0,5610	-6
4100	0,0031		0,9969		0,2048	-6	0,6696	-6	0,8626	-12	0,5183	-9	0,8740	-6
4200	0,0022		0,9978		0,2253	-6	0,1141	-5	0,8463	-12	0,6903	-9	0,1365	-5
4300	0,0016		0,9984		0,2352	-6	0,1875	-5	0,8223	-12	0,9184	-9	0,2110	-5
4400	0,0011		0,9989		0,2465	-6	0,2986	-5	0,8126	-12	0,1215	-8	0,3232	-5
4500	0,0008		0,9992		0,2560	-6	0,4637	-5	0,8074	-12	0,1595	-8	0,4892	-5
4600	0,0006		0,9994		0,2692	-6	0,7039	-5	0,8041	-12	0,2076	-8	0,7306	-5
4700	0,0005		0,9995		0,2785	-6	0,1048	-4	0,8027	-12	0,2676	-8	0,1075	-4
4800	0,0004		0,9996		0,3359	-6	0,1529	-4	0,9277	-12	0,3421	-8	0,1562	-4
4900	0,0003		0,9997		0,2931	-6	0,2205	-4	0,8010	-12	0,4323	-8	0,2234	-4
5000	0,0002		0,9998		0,3077	-6	0,3125	-4	0,8063	-12	0,5419	-8	0,3156	-4

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,05$  atm

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_3^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,6983	-9	0,3199	-28	0,1481	-44	0,3177	-28	0,6070	-35	0,2246	-30
1100	0,1000	1	0,1108	-7	0,1290	-25	0,3837	-40	0,1261	-25	0,2102	-31	0,2920	-27
1200	0,1000	1	0,1113	-6	0,1938	-23	0,1957	-36	0,1822	-23	0,1856	-28	0,1156	-24
1300	0,1000	1	0,7857	-6	0,1377	-21	0,2681	-33	0,1196	-21	0,5646	-26	0,1809	-22
1400	0,1000	1	0,4203	-5	0,5518	-20	0,1361	-30	0,4172	-20	0,7336	-24	0,1345	-20
1500	0,1000	1	0,1801	-4	0,1412	-18	0,3166	-28	0,8667	-19	0,4771	-22	0,5453	-19
1600	0,9999		0,6440	-4	0,2522	-17	0,3892	-26	0,1177	-17	0,2069	-20	0,1343	-17
1700	0,9998		0,1985	-3	0,3337	-16	0,3832	-24	0,1131	-16	0,4760	-19	0,2201	-16
1800	0,9995		0,5400	-3	0,3413	-15	0,1320	-22	0,8197	-16	0,6504	-18	0,2587	-15
1900	0,9987		0,1323	-2	0,2791	-14	0,4197	-21	0,4717	-15	0,7574	-17	0,2312	-14
2000	0,9970		0,2969	-2	0,1878	-13	0,9612	-20	0,2246	-14	0,6807	-16	0,1647	-13
2100	0,9938		0,6153	-2	0,1061	-12	0,1644	-18	0,9073	-14	0,4885	-15	0,9660	-13
2200	0,9881		0,1193	-1	0,5161	-12	0,2195	-17	0,3194	-13	0,2908	-14	0,4813	-12
2300	0,9782		0,2184	-1	0,2193	-11	0,2358	-16	0,9957	-13	0,1470	-13	0,2078	-11
2400	0,9622		0,3777	-1	0,8263	-11	0,2080	-15	0,2779	-12	0,6401	-13	0,7921	-11
2500	0,9377		0,6229	-1	0,2794	-10	0,1549	-14	0,7012	-12	0,2448	-12	0,2699	-10
2600	0,9019		0,9814	-1	0,8559	-10	0,9926	-14	0,1605	-11	0,8292	-12	0,8317	-10
2700	0,8520		0,1480		0,2394	-9	0,5553	-13	0,3342	-11	0,2507	-11	0,2336	-9
2800	0,7863		0,2137		0,6146	-9	0,2755	-12	0,6325	-11	0,6806	-11	0,6017	-9
2900	0,7042		0,2958		0,1455	-8	0,1226	-11	0,1093	-10	0,1675	-10	0,1428	-8
3000	0,6080		0,3920		0,3184	-8	0,4947	-11	0,1679	-10	0,3653	-10	0,3136	-8
3100	0,5030		0,4970		0,6463	-8	0,1827	-10	0,2327	-10	0,7236	-10	0,6386	-8
3200	0,3971		0,6029		0,1219	-7	0,6221	-10	0,2896	-10	0,1294	-9	0,1210	-7
3300	0,2991		0,7009		0,2147	-7	0,1968	-9	0,3239	-10	0,2100	-9	0,2142	-7
3400	0,2158		0,7842		0,3546	-7	0,5816	-9	0,3298	-10	0,3122	-9	0,3570	-7
3500	0,1506		0,8494		0,5536	-7	0,1613	-8	0,3103	-10	0,4316	-9	0,5651	-7
3600	0,1028		0,8972		0,8224	-7	0,4212	-8	0,2763	-10	0,5641	-9	0,8586	-7
3700	0,6950	-1	0,9305		0,1170	-6	0,1038	-7	0,2380	-10	0,7093	-9	0,1266	-6
3800	0,4695	-1	0,9530		0,1600	-6	0,2415	-7	0,2023	-10	0,8715	-9	0,1833	-6
3900	0,3190	-1	0,9681		0,2106	-6	0,5302	-7	0,1720	-10	0,1060	-8	0,2626	-6
4000	0,2190	-1	0,9781		0,2670	-6	0,1093	-6	0,1483	-10	0,1289	-8	0,3755	-6
4100	0,1522	-1	0,9848		0,3261	-6	0,2145	-6	0,1306	-10	0,1579	-8	0,5391	-6
4200	0,1072	-1	0,9893		0,3843	-6	0,3963	-6	0,1178	-10	0,1955	-8	0,7787	-6
4300	0,7654	-2	0,9923		0,4384	-6	0,6955	-6	0,1087	-10	0,2445	-8	0,1131	-5
4400	0,5541	-2	0,9944		0,4870	-6	0,1166	-5	0,1027	-10	0,3084	-8	0,1650	-5
4500	0,4064	-2	0,9959		0,5293	-6	0,1881	-5	0,9854	-11	0,3906	-8	0,2406	-5
4600	0,3019	-2	0,9970		0,5663	-6	0,2934	-5	0,9572	-11	0,4955	-8	0,3495	-5
4700	0,2270	-2	0,9977		0,5984	-6	0,4455	-5	0,9385	-11	0,6271	-8	0,5047	-5
4800	0,1726	-2	0,9983		0,6269	-6	0,6606	-5	0,9261	-11	0,7902	-8	0,7225	-5
4900	0,1327	-2	0,9987		0,6528	-6	0,9601	-5	0,9176	-11	0,9902	-8	0,1024	-4
5000	0,1031	-2	0,9990		0,6765	-6	0,1371	-4	0,9158	-11	0,1233	-7	0,1437	-4

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,1$  atm

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,4937	-9	0,3194	-28	0,9963	-45	0,3183	-28	0,4300	-35	0,1125	-30
1100	0,1000	1	0,7837	-8	0,1282	-25	0,2697	-40	0,1268	-25	0,1496	-31	0,1468	-27
1200	0,1000	1	0,7873	-7	0,1910	-23	0,1360	-33	0,1851	-23	0,1328	-27	0,5846	-25
1300	0,1000	1	0,5556	-6	0,1331	-21	0,1832	-33	0,1237	-21	0,4130	-26	0,9359	-23
1400	0,1000	1	0,2972	-5	0,5170	-20	0,9022	-31	0,4452	-20	0,5536	-24	0,7180	-21
1500	0,1000	1	0,1273	-4	0,1268	-18	0,2011	-28	0,9649	-19	0,3756	-22	0,3035	-10
1600	0,1000	1	0,4554	-4	0,2160	-17	0,2356	-26	0,1374	-17	0,1708	-20	0,7841	-18
1700	0,9999		0,1403	-3	0,2731	-16	0,1638	-24	0,1381	-16	0,4116	-19	0,1345	-16
1800	0,9996		0,3819	-3	0,2688	-15	0,7352	-23	0,1040	-15	0,5839	-18	0,1642	-15
1900	0,9991		0,9361	-3	0,2136	-14	0,2270	-21	0,6171	-15	0,7004	-17	0,1511	-14
2000	0,9979		0,2100	-2	0,1407	-13	0,5088	-20	0,3003	-14	0,6434	-16	0,1100	-13
2100	0,9956		0,4355	-2	0,7836	-13	0,8575	-19	0,1234	-13	0,4692	-15	0,6555	-13
2200	0,9915		0,8453	-2	0,3772	-12	0,1132	-17	0,4401	-13	0,2828	-14	0,3303	-12
2300	0,9845		0,1549	-1	0,1593	-11	0,1207	-16	0,1388	-12	0,1445	-13	0,1439	-11
2400	0,9731		0,2686	-1	0,5985	-11	0,1059	-15	0,3924	-12	0,6354	-13	0,5529	-11
2500	0,9555		0,4446	-1	0,2023	-10	0,7862	-15	0,1005	-11	0,2457	-12	0,1898	-10
2600	0,9295		0,7045	-1	0,6218	-10	0,5022	-14	0,2346	-11	0,8445	-12	0,5899	-10
2700	0,8929		0,1071		0,1750	-9	0,2804	-13	0,5021	-11	0,2602	-11	0,1674	-9
2800	0,8435		0,1565		0,4539	-9	0,1389	-12	0,9855	-11	0,7239	-11	0,4369	-9
2900	0,7799		0,2201		0,1090	-8	0,6175	-12	0,1789	-10	0,1842	-10	0,1055	-8
3000	0,7021		0,2979		0,2436	-8	0,2489	-11	0,2927	-10	0,4190	-10	0,2367	-8
3100	0,6123		0,3877		0,5073	-8	0,9192	-11	0,4392	-10	0,8753	-10	0,4951	-8
3200	0,5147		0,4853		0,9877	-8	0,3129	-10	0,6006	-10	0,1667	-9	0,9681	-8
3300	0,4157		0,5843		0,1801	-7	0,9904	-10	0,7459	-10	0,2900	-9	0,1774	-7
3400	0,3223		0,6777		0,3087	-7	0,2929	-9	0,8450	-10	0,4628	-9	0,3062	-7
3500	0,2407		0,7593		0,4998	-7	0,8146	-9	0,8781	-10	0,6832	-9	0,5002	-7
3600	0,1742		0,8258		0,7680	-7	0,2136	-8	0,8497	-10	0,9422	-9	0,7791	-7
3700	0,1234		0,8766		0,1126	-6	0,5308	-8	0,7786	-10	0,1231	-8	0,1166	-6
3800	0,0863		0,9137		0,1588	-6	0,1250	-7	0,6886	-10	0,1545	-8	0,1697	-6
3900	0,0602		0,9398		0,2157	-6	0,2796	-7	0,5970	-10	0,1894	-8	0,2417	-6
4000	0,0420		0,9580		0,2829	-6	0,5938	-7	0,5154	-10	0,2285	-8	0,3400	-6
4100	0,0296		0,9704		0,3588	-6	0,1197	-6	0,4477	-10	0,2746	-8	0,4758	-6
4200	0,0210		0,9790		0,4400	-6	0,2293	-6	0,3947	-10	0,3309	-8	0,6660	-6
4300	0,0151		0,9849		0,5223	-6	0,4174	-6	0,3544	-10	0,4014	-8	0,9357	-6
4400	0,0110		0,9890		0,6017	-6	0,7243	-6	0,3252	-10	0,4912	-8	0,1321	-5
4500	0,0081		0,9919		0,6748	-6	0,1203	-5	0,3040	-10	0,6055	-8	0,1872	-5
4600	0,0060		0,9940		0,7406	-6	0,1924	-5	0,2893	-10	0,7510	-8	0,2657	-5
4700	0,0045		0,9955		0,7982	-6	0,2978	-5	0,2789	-10	0,9340	-8	0,3767	-5
4800	0,0035		0,9965		0,8489	-6	0,4480	-5	0,2717	-10	0,1161	-7	0,5317	-5
4900	0,0027		0,9973		0,8938	-6	0,6582	-5	0,2666	-10	0,1440	-7	0,7462	-5
5000	0,0021		0,9979		0,9339	-6	0,9475	-5	0,2695	-10	0,1780	-7	0,1039	-4

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 0,5$  atm

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,2208	-9	0,3189	-28	0,4449	-45	0,3187	-28	0,1925	-35	0,2253	-31
1100	0,1000	1	0,3505	-8	0,1277	-25	0,1200	-40	0,1274	-25	0,6723	-32	0,2950	-28
1200	0,1000	1	0,3521	-7	0,1887	-23	0,5995	-37	0,1875	-23	0,6026	-28	0,1186	-25
1300	0,1000	1	0,2485	-6	0,1293	-21	0,7960	-34	0,1274	-21	0,1901	-26	0,1926	-23
1400	0,1000	1	0,1329	-5	0,4874	-20	0,3803	-31	0,4722	-20	0,2626	-24	0,1523	-21
1500	0,1000	1	0,5694	-5	0,1141	-18	0,8085	-29	0,1073	-18	0,1868	-22	0,6752	-20
1600	0,1000	1	0,2036	-4	0,1819	-17	0,8870	-27	0,1632	-17	0,9073	-21	0,1862	-18
1700	0,9999		0,6277	-4	0,2124	-16	0,5700	-25	0,1776	-16	0,2364	-19	0,3458	-17
1800	0,9998		0,1708	-3	0,1921	-15	0,2348	-23	0,1457	-15	0,3656	-18	0,4597	-16
1900	0,9996		0,4187	-3	0,1404	-14	0,6672	-22	0,9394	-15	0,4767	-17	0,4599	-15
2000	0,9991		0,9400	-3	0,8590	-14	0,1387	-20	0,4932	-14	0,4722	-16	0,3610	-14
2100	0,9980		0,1950	-2	0,4492	-13	0,2196	-19	0,2162	-13	0,3674	-15	0,2293	-13
2200	0,9962		0,3789	-2	0,2056	-12	0,2754	-18	0,8150	-13	0,2337	-14	0,1217	-12
2300	0,9934		0,6559	-2	0,8355	-12	0,2819	-17	0,2693	-12	0,1248	-13	0,5538	-12
2400	0,9879		0,1210	-1	0,3052	-11	0,2397	-16	0,7932	-12	0,5701	-13	0,2202	-11
2500	0,9799		0,2013	-1	0,1012	-10	0,1737	-15	0,2113	-11	0,2281	-12	0,7784	-11
2600	0,9678		0,3215	-1	0,3077	-10	0,1089	-14	0,5140	-11	0,8108	-12	0,2482	-10
2700	0,9506		0,4942	-1	0,8636	-10	0,5998	-14	0,1153	-10	0,2596	-11	0,7224	-10
2800	0,9266		0,7338	-1	0,2251	-9	0,2939	-13	0,2398	-10	0,7518	-11	0,1936	-9
2900	0,8946		0,1054		0,5483	-9	0,1296	-12	0,4683	-10	0,2013	-10	0,4815	-9
3000	0,8532		0,1468		0,1252	-8	0,5191	-12	0,8411	-10	0,4885	-10	0,1119	-8
3100	0,8016		0,1984		0,2693	-8	0,1907	-11	0,1418	-9	0,1104	-9	0,2442	-8
3200	0,7398		0,2602		0,5472	-8	0,6467	-11	0,2239	-9	0,2319	-9	0,5023	-8
3300	0,6686		0,3314		0,1052	-7	0,2041	-10	0,3301	-9	0,4527	-9	0,9766	-8
3400	0,5900		0,4100		0,1922	-7	0,6029	-10	0,4547	-9	0,8233	-9	0,1801	-7
3500	0,6071		0,4929		0,3338	-7	0,1676	-9	0,5837	-9	0,1399	-8	0,3156	-7
3600	0,4239		0,5761		0,5522	-7	0,4404	-9	0,6998	-9	0,2224	-8	0,5273	-7
3700	0,3447		0,6553		0,8724	-7	0,1099	-8	0,7851	-9	0,3322	-8	0,8423	-7
3800	0,2731		0,7269		0,1320	-6	0,2613	-8	0,8292	-9	0,4685	-8	0,1291	-6
3900	0,2116		0,7884		0,1921	-6	0,5937	-8	0,8297	-9	0,6278	-8	0,1909	-6
4000	0,1611		0,8389		0,2696	-6	0,1292	-7	0,7953	-9	0,8055	-8	0,2736	-6
4100	0,1212		0,8788		0,3661	-6	0,2698	-7	0,7378	-9	0,9095	-8	0,3824	-6
4200	0,0906		0,9094		0,4826	-6	0,5414	-7	0,6699	-9	0,1209	-7	0,5240	-6
4300	0,0676		0,9324		0,6186	-6	0,1044	-6	0,6010	-9	0,1437	-7	0,7081	-6
4400	0,0505		0,9495		0,7723	-6	0,1937	-6	0,5381	-9	0,1692	-7	0,9485	-6
4500	0,0379		0,9621		0,9397	-6	0,3455	-6	0,4834	-9	0,1983	-7	0,1264	-5
4600	0,0286		0,9714		0,1115	-5	0,5932	-6	0,4379	-9	0,2326	-7	0,1684	-5
4700	0,0218		0,9782		0,1292	-5	0,9815	-6	0,4014	-9	0,2736	-7	0,2246	-5
4800	0,0168		0,9832		0,1465	-5	0,1567	-5	0,3730	-9	0,3231	-7	0,2999	-5
4900	0,0130		0,9870		0,1623	-5	0,2423	-5	0,3510	-9	0,3833	-7	0,4012	-5
5000	0,0101		0,9899		0,1778	-5	0,3637	-5	0,3349	-9	0,4564	-7	0,5369	-5

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 1 \text{ atm}$

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,1561	-9	0,3189	-28	0,3300	-45	0,3188	-28	0,1361	-35	0,1127	-31
1100	0,1000	1	0,2478	-8	0,4036	-25	0,2761	-41	0,4031	-25	0,1504	-31	0,4668	-29
1200	0,1000	1	0,2490	-7	0,5851	-23	0,1343	-37	0,5933	-23	0,1352	-28	0,1882	-25
1300	0,1000	1	0,1757	-6	0,1288	-21	0,5625	-34	0,1279	-21	0,1349	-26	0,9670	-24
1400	0,1000	1	0,9399	-6	0,4836	-20	0,2677	-31	0,4759	-20	0,1872	-24	0,7677	-22
1500	0,1000	1	0,4026	-5	0,1123	-18	0,5630	-29	0,1089	-18	0,1341	-23	0,3428	-20
1600	0,1000	1	0,1440	-4	0,1772	-17	0,6123	-27	0,1676	-17	0,6587	-21	0,9560	-19
1700	0,1000	1	0,4438	-4	0,2035	-16	0,3867	-25	0,1854	-16	0,1744	-19	0,1804	-17
1800	0,9999		0,1208	-3	0,1801	-15	0,1559	-23	0,1554	-15	0,2757	-18	0,2451	-16
1900	0,9997		0,2961	-3	0,1284	-14	0,4311	-22	0,1030	-14	0,3692	-17	0,2519	-15
2000	0,9993		0,6647	-3	0,7629	-14	0,8721	-21	0,5558	-14	0,3760	-16	0,2033	-14
2100	0,9986		0,1379	-2	0,3872	-13	0,1337	-19	0,2511	-13	0,3017	-15	0,1331	-13
2200	0,9973		0,2681	-2	0,1722	-12	0,1573	-18	0,9750	-13	0,1976	-14	0,7277	-13
2300	0,9951		0,4922	-2	0,6821	-12	0,1626	-17	0,3313	-12	0,1083	-13	0,3399	-12
2400	0,9914		0,8573	-2	0,2436	-11	0,1351	-16	0,1001	-11	0,5077	-13	0,1384	-11
2500	0,9857		0,1428	-1	0,7934	-11	0,9596	-16	0,2729	-11	0,2077	-12	0,4997	-11
2600	0,9772		0,2284	-1	0,2376	-10	0,5919	-15	0,6786	-11	0,7531	-12	0,1623	-10
2700	0,9648		0,3521	-1	0,6599	-10	0,3217	-14	0,1555	-10	0,2451	-11	0,4798	-10
2800	0,9475		0,5247	-1	0,1707	-9	0,1559	-13	0,3306	-10	0,7245	-11	0,1305	-9
2900	0,9242		0,7579	-1	0,4147	-9	0,6821	-13	0,6609	-10	0,1977	-10	0,3289	-9
3000	0,8937		0,1063		0,9466	-9	0,2712	-12	0,1221	-9	0,4899	-10	0,7757	-9
3100	0,8551		0,1449		0,2043	-8	0,9901	-12	0,2127	-9	0,1134	-9	0,1717	-8
3200	0,8078		0,1922		0,4180	-8	0,3343	-11	0,3495	-9	0,2448	-9	0,3590	-8
3300	0,7515		0,2485		0,8131	-8	0,1052	-10	0,5401	-9	0,4940	-9	0,7107	-8
3400	0,6871		0,3129		0,1507	-7	0,3096	-10	0,7871	-9	0,9336	-9	0,1338	-7
3500	0,6159		0,3841		0,2665	-7	0,8589	-10	0,1078	-8	0,1658	-8	0,2400	-7
3600	0,5402		0,4598		0,4508	-7	0,2252	-9	0,1391	-8	0,2771	-8	0,4115	-7
3700	0,4630		0,5370		0,7305	-7	0,5616	-9	0,1692	-8	0,4367	-8	0,6756	-7
3800	0,3877		0,6123		0,1136	-6	0,1334	-8	0,1941	-8	0,6508	-8	0,1065	-6
3900	0,3173		0,6827		0,1700	-6	0,3034	-8	0,2108	-8	0,9213	-8	0,1618	-6
4000	0,2545		0,7455		0,2455	-6	0,6619	-8	0,2179	-8	0,1242	-7	0,2374	-6
4100	0,2006		0,7994		0,3426	-6	0,1388	-7	0,2160	-8	0,1608	-7	0,3382	-6
4200	0,1561		0,8439		0,4637	-6	0,2803	-7	0,2067	-8	0,2011	-7	0,4696	-6
4300	0,1203		0,8797		0,6104	-6	0,5462	-7	0,1930	-8	0,2447	-7	0,6387	-6
4400	0,9230	-1	0,9077		0,7831	-6	0,1027	-6	0,1773	-8	0,2917	-7	0,8549	-6
4500	0,7070	-1	0,9293		0,9803	-6	0,1866	-6	0,1613	-8	0,3426	-7	0,1131	-5
4600	0,5430	-1	0,9457		0,1199	-5	0,3276	-6	0,1463	-8	0,3993	-7	0,1485	-5
4700	0,4180	-1	0,9582		0,1432	-5	0,5560	-6	0,1332	-8	0,4634	-7	0,1941	-5
4800	0,3240	-1	0,9676		0,1677	-5	0,9128	-6	0,1220	-8	0,5374	-7	0,2535	-5
4900	0,2530	-1	0,9747		0,1925	-5	0,1450	-5	0,1129	-8	0,6245	-7	0,3311	-5
5000	0,1980	-1	0,9802		0,2158	-5	0,2242	-5	0,1061	-8	0,7281	-7	0,4326	-5

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 5 \text{ atm}$

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,6983	-10	0,3188	-28	0,1406	-45	0,3188	-28	0,6091	-34	0,2254	-32
1100	0,1000	1	0,1108	-8	0,1275	-25	0,3793	-41	0,1275	-25	0,2128	-32	0,2963	-29
1200	0,1000	1	0,1113	-7	0,1879	-23	0,1888	-34	0,1878	-23	0,1913	-29	0,1191	-26
1300	0,1000	1	0,7857	-7	0,1284	-21	0,2500	-34	0,1282	-21	0,6053	-27	0,1940	-24
1400	0,1000	1	0,4203	-6	0,4805	-20	0,1185	-31	0,4790	-20	0,8424	-25	0,1545	-22
1500	0,1000	1	0,1800	-5	0,1110	-18	0,2488	-29	0,1103	-18	0,6072	-23	0,6940	-21
1600	0,1000	1	0,6440	-5	0,1733	-17	0,2672	-27	0,1713	-17	0,3012	-21	0,1955	-19
1700	0,1000	1	0,1985	-4	0,1962	-16	0,1664	-25	0,1924	-16	0,8009	-20	0,3745	-18
1800	0,9999		0,5402	-4	0,1700	-15	0,6572	-24	0,1648	-15	0,1306	-18	0,5195	-17
1900	0,9999		0,1324	-3	0,1178	-14	0,1769	-22	0,1122	-14	0,1798	-17	0,5486	-16
2000	0,9997		0,2973	-3	0,6750	-14	0,3451	-21	0,6289	-14	0,1900	-16	0,4592	-15
2100	0,9994		0,6170	-3	0,3290	-13	0,5081	-20	0,2960	-13	0,1590	-15	0,3134	-14
2200	0,9988		0,1200	-2	0,1397	-12	0,5908	-19	0,1206	-12	0,1092	-14	0,1797	-13
2300	0,9978		0,2206	-2	0,5263	-12	0,5602	-18	0,4317	-12	0,6311	-14	0,8834	-13
2400	0,9962		0,3843	-2	0,1787	-11	0,4422	-17	0,1377	-11	0,3117	-13	0,3791	-12
2500	0,9936		0,6412	-2	0,5544	-11	0,2986	-16	0,3968	-11	0,1345	-12	0,1441	-11
2600	0,9897		0,1028	-1	0,1586	-10	0,1756	-15	0,1043	-10	0,5143	-12	0,4924	-11
2700	0,9841		0,1590	-1	0,4228	-10	0,9126	-15	0,2525	-10	0,1762	-11	0,1527	-10
2800	0,9762		0,2382	-1	0,1056	-9	0,4250	-14	0,5672	-10	0,5477	-11	0,4346	-10
2900	0,9654		0,3464	-1	0,2496	-9	0,1796	-13	0,1198	-9	0,1568	-10	0,1141	-9
3000	0,9510		0,4903	-1	0,5566	-9	0,6112	-13	0,2351	-9	0,4089	-10	0,2807	-9
3100	0,9323		0,6766	-1	0,1183	-8	0,2456	-12	0,4368	-9	0,9976	-10	0,6467	-9
3200	0,9088		0,9120	-1	0,2402	-8	0,8099	-12	0,7700	-9	0,2274	-9	0,1405	-8
3300	0,8798		0,1202		0,4670	-8	0,2496	-11	0,1289	-8	0,4871	-9	0,2897	-8
3400	0,8448		0,1552		0,8719	-8	0,7226	-11	0,2056	-8	0,9838	-9	0,5686	-8
3500	0,8038		0,1962		0,1566	-7	0,1974	-10	0,3127	-8	0,1882	-8	0,1067	-7
3600	0,7566		0,2434		0,2709	-7	0,5115	-10	0,4544	-8	0,3419	-8	0,1918	-7
3700	0,7039		0,2961		0,4525	-7	0,1261	-9	0,6311	-8	0,5910	-8	0,3316	-7
3800	0,6464		0,3536		0,7308	-7	0,2972	-9	0,8394	-8	0,9747	-8	0,5524	-7
3900	0,5854		0,4146		0,1142	-6	0,6712	-9	0,1068	-7	0,1536	-7	0,8885	-7
4000	0,5224		0,4776		0,1730	-6	0,1456	-8	0,1302	-7	0,2317	-7	0,1383	-6
4100	0,4592		0,5408		0,2543	-6	0,3045	-8	0,1524	-7	0,3355	-7	0,2085	-6
4200	0,3976		0,6024		0,3632	-6	0,6151	-8	0,1714	-7	0,4672	-7	0,3055	-6
4300	0,3393		0,6607		0,5048	-6	0,1202	-7	0,1857	-7	0,6268	-7	0,4356	-6
4400	0,2858		0,7142		0,6840	-6	0,2280	-7	0,1945	-7	0,8135	-7	0,6060	-6
4500	0,2380		0,7620		0,9046	-6	0,4200	-7	0,1977	-7	0,1024	-6	0,8244	-6
4600	0,1963		0,8037		0,1170	-5	0,7519	-7	0,1957	-7	0,1256	-6	0,1100	-5
4700	0,1607		0,8393		0,1481	-5	0,1311	-6	0,1898	-7	0,1508	-6	0,1443	-5
4800	0,1309		0,8691		0,1840	-5	0,2226	-6	0,1813	-7	0,1777	-6	0,1866	-5
4900	0,1063		0,8937		0,2242	-5	0,3686	-6	0,1712	-7	0,2065	-6	0,2388	-5
5000	0,0863		0,9137		0,2686	-5	0,5953	-6	0,1613	-7	0,2376	-6	0,3028	-5

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 10$  atm

T [°K]	$x_{O_2}$		$x_{O_1}$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,1000	1	0,4937	-10	0,3188	-28	0,9945	-46	0,3188	-28	0,4307	-34	0,1127	-32
1100	0,1000	1	0,7838	-9	0,1275	-25	0,2682	-41	0,1275	-25	0,1505	-32	0,1476	-29
1200	0,1000	1	0,7874	-8	0,1879	-23	0,1335	-34	0,1878	-23	0,1353	-29	0,5957	-27
1300	0,1000	1	0,5556	-7	0,1284	-21	0,1767	-34	0,1283	-21	0,4282	-27	0,9703	-25
1400	0,1000	1	0,2972	-6	0,4801	-20	0,8376	-32	0,4793	-20	0,5961	-25	0,7732	-23
1500	0,1000	1	0,1273	-5	0,1108	-18	0,1756	-29	0,1104	-18	0,4300	-23	0,3475	-21
1600	0,1000	1	0,4551	-5	0,1728	-17	0,1884	-27	0,1718	-17	0,2135	-21	0,9802	-20
1700	0,1000	1	0,1403	-4	0,1952	-16	0,1171	-25	0,1933	-16	0,5754	-20	0,1881	-18
1800	0,1000	1	0,3819	-4	0,1687	-15	0,4611	-24	0,1660	-15	0,9310	-19	0,2617	-17
1900	0,9999		0,9365	-4	0,1163	-14	0,1235	-22	0,1134	-14	0,1287	-17	0,2776	-16
2000	0,9998		0,2102	-3	0,6638	-14	0,2397	-21	0,6391	-14	0,1367	-16	0,2337	-15
2100	0,9996		0,4363	-3	0,3208	-13	0,3504	-20	0,3036	-13	0,1152	-15	0,1610	-14
2200	0,9992		0,8486	-3	0,1349	-12	0,4037	-19	0,1248	-12	0,7995	-15	0,9303	-14
2300	0,9985		0,1501	-2	0,5030	-12	0,3784	-18	0,4521	-12	0,4673	-14	0,4624	-13
2400	0,9973		0,2719	-2	0,1686	-11	0,2949	-17	0,1462	-11	0,2339	-13	0,2010	-12
2500	0,9955		0,4538	-2	0,5158	-11	0,1963	-16	0,4280	-11	0,1025	-12	0,7760	-12
2600	0,9927		0,7281	-2	0,1454	-10	0,1136	-15	0,1145	-10	0,3986	-12	0,2694	-11
2700	0,9887		0,1127	-1	0,3814	-10	0,5808	-15	0,2825	-10	0,1391	-11	0,8505	-11
2800	0,9831		0,1690	-1	0,9382	-10	0,2659	-14	0,6477	-10	0,4407	-11	0,2464	-10
2900	0,9754		0,2462	-1	0,2184	-9	0,1105	-13	0,1397	-9	0,1286	-10	0,6589	-10
3000	0,9651		0,3492	-1	0,4800	-9	0,4184	-13	0,2807	-9	0,3427	-10	0,1651	-9
3100	0,9517		0,4833	-1	0,1002	-8	0,1463	-12	0,5344	-9	0,8543	-10	0,3816	-9
3200	0,9346		0,6539	-1	0,2024	-8	0,4757	-12	0,9667	-9	0,1991	-9	0,8581	-9
3300	0,9134		0,8662	-1	0,3899	-8	0,1446	-11	0,1663	-8	0,4364	-9	0,1801	-8
3400	0,8876		0,1124		0,7233	-8	0,4136	-11	0,2735	-8	0,9028	-9	0,3599	-8
3500	0,8567		0,1433		0,1293	-7	0,1117	-10	0,4298	-8	0,1772	-8	0,6879	-8
3600	0,8208		0,1792		0,2236	-7	0,2866	-10	0,6478	-8	0,3309	-8	0,1260	-7
3700	0,7796		0,2204		0,3740	-7	0,7008	-10	0,9367	-8	0,5893	-8	0,2221	-7
3800	0,7336		0,2664		0,6066	-7	0,1637	-9	0,1302	-7	0,1004	-7	0,3776	-7
3900	0,6832		0,3168		0,9547	-7	0,3671	-9	0,1741	-7	0,1639	-7	0,6203	-7
4000	0,6293		0,3707		0,1460	-6	0,7917	-9	0,2240	-7	0,2567	-7	0,9870	-7
4100	0,5729		0,4271		0,2171	-6	0,1646	-8	0,2778	-7	0,3871	-7	0,1523	-6
4200	0,5151		0,4849		0,3147	-6	0,3310	-8	0,3322	-7	0,5624	-7	0,2285	-6
4300	0,4575		0,5425		0,4444	-6	0,6447	-8	0,3834	-7	0,7883	-7	0,3336	-6
4400	0,4015		0,5985		0,6127	-6	0,1218	-7	0,4284	-7	0,1069	-6	0,4751	-6
4500	0,3482		0,6518		0,8254	-6	0,2240	-7	0,4638	-7	0,1405	-6	0,6609	-6
4600	0,2988		0,7012		0,1088	-5	0,4008	-7	0,4877	-7	0,1794	-6	0,9001	-6
4700	0,2539		0,7461		0,1405	-5	0,6995	-7	0,4999	-7	0,2233	-6	0,1201	-5
4800	0,2141		0,7859		0,1780	-5	0,1191	-6	0,5013	-7	0,2716	-6	0,1577	-5
4900	0,1793		0,8207		0,2214	-5	0,1982	-6	0,4934	-7	0,3238	-6	0,2039	-5
5000	0,1495		0,8505		0,2708	-5	0,3224	-6	0,4807	-7	0,3801	-6	0,2602	-5

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 50 \text{ atm}$

$T$ [°K]	$x_{O_2}$		$x_O$		$x_{O_2^+}$		$x_{O^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O^-}$		$x_e$	
	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$
1000	0,1000	1	0,2208	-10	0,3188	-28	0,4447	-46	0,3188	-28	0,1926	-36	0,2254	-33
1100	0,1000	1	0,3505	-9	0,1275	-25	0,1199	-41	0,1275	-25	0,5731	-33	0,2954	-30
1200	0,1000	1	0,3521	-8	0,1879	-23	0,5968	-38	0,1879	-23	0,6054	-29	0,1192	-27
1300	0,1000	1	0,2485	-7	0,1284	-21	0,7901	-35	0,1284	-21	0,1915	-27	0,1541	-25
1400	0,1000	1	0,1329	-6	0,4798	-20	0,3756	-32	0,4797	-20	0,2668	-25	0,1547	-23
1500	0,1000	1	0,5694	-6	0,1107	-18	0,7850	-30	0,1106	-18	0,1925	-23	0,6060	-22
1600	0,1000	1	0,2036	-5	0,1724	-17	0,8406	-28	0,1722	-17	0,9574	-22	0,1965	-20
1700	0,1000	1	0,6277	-5	0,1945	-16	0,5217	-26	0,1941	-16	0,2584	-20	0,3778	-19
1800	0,1000	1	0,1708	-4	0,1676	-15	0,2049	-24	0,1671	-15	0,4190	-19	0,5269	-18
1900	0,1000	1	0,4188	-4	0,1152	-14	0,5472	-23	0,1146	-14	0,5814	-18	0,5608	-17
2000	0,9999		0,9404	-4	0,6541	-14	0,1056	-21	0,6488	-14	0,6209	-17	0,4744	-16
2100	0,9998		0,1952	-3	0,3139	-13	0,1534	-20	0,3103	-13	0,3103	-16	0,3284	-15
2200	0,9996		0,3796	-3	0,1311	-12	0,1752	-19	0,1288	-12	0,3686	-15	0,1917	-14
2300	0,9993		0,6982	-3	0,4833	-12	0,1625	-18	0,4715	-12	0,2178	-14	0,9635	-14
2400	0,9988		0,1217	-2	0,1600	-11	0,1250	-17	0,1546	-11	0,1105	-13	0,4246	-13
2500	0,9980		0,2032	-2	0,4820	-11	0,8192	-17	0,4604	-11	0,4926	-13	0,1665	-12
2600	0,9967		0,3262	-2	0,1335	-10	0,4657	-16	0,1257	-10	0,1953	-12	0,5893	-12
2700	0,9949		0,5056	-2	0,3436	-10	0,2332	-15	0,3176	-10	0,6973	-12	0,1901	-11
2800	0,9924		0,7594	-2	0,8275	-10	0,1044	-14	0,7484	-10	0,2267	-11	0,5641	-11
2900	0,9889		0,1109	-1	0,1886	-9	0,4240	-14	0,1663	-9	0,6803	-11	0,1547	-10
3000	0,9842		0,1577	-1	0,4048	-9	0,1563	-13	0,3462	-9	0,1872	-10	0,3995	-10
3100	0,9781		0,2191	-1	0,8301	-9	0,5321	-13	0,6851	-9	0,4831	-10	0,9669	-10
3200	0,9702		0,2980	-1	0,1630	-8	0,1682	-12	0,1292	-8	0,1169	-9	0,2211	-9
3300	0,9603		0,3972	-1	0,3076	-8	0,4977	-12	0,2330	-8	0,2666	-9	0,4800	-9
3400	0,9480		0,5198	-1	0,5599	-8	0,1385	-11	0,4031	-8	0,5758	-9	0,9934	-9
3500	0,9331		0,6687	-1	0,9849	-8	0,3645	-11	0,6700	-8	0,1184	-8	0,1969	-8
3600	0,9153		0,8466	-1	0,1679	-7	0,9113	-11	0,1073	-7	0,2321	-8	0,3745	-8
3700	0,8945		0,1055		0,2779	-7	0,2174	-10	0,1659	-7	0,4359	-8	0,6861	-8
3800	0,8703		0,1297		0,4478	-7	0,4964	-10	0,2483	-7	0,7859	-8	0,1214	-7
3900	0,8427		0,1573		0,7028	-7	0,1088	-9	0,3597	-7	0,1363	-7	0,2079	-7
4000	0,8117		0,1883		0,1076	-6	0,2298	-9	0,5055	-7	0,2281	-7	0,3453	-7
4100	0,7775		0,2225		0,1611	-6	0,4688	-9	0,6897	-7	0,3689	-7	0,5573	-7
4200	0,7401		0,2599		0,2359	-6	0,9259	-9	0,9147	-7	0,5778	-7	0,8758	-7
4300	0,7000		0,3000		0,3381	-6	0,1773	-8	0,1180	-6	0,8769	-7	0,1342	-6
4400	0,6575		0,3425		0,4750	-6	0,3301	-8	0,1482	-6	0,1292	-6	0,2008	-6
4500	0,6132		0,3868		0,6543	-6	0,5985	-8	0,1814	-6	0,1852	-6	0,2937	-6
4600	0,5677		0,4323		0,8851	-6	0,1057	-7	0,2165	-6	0,2585	-6	0,4206	-6
4700	0,5217		0,4783		0,1176	-5	0,1826	-7	0,2522	-6	0,3516	-6	0,5903	-6
4800	0,4759		0,5241		0,1536	-5	0,3083	-7	0,2872	-6	0,4667	-6	0,8129	-6
4900	0,4310		0,5690		0,1974	-5	0,5096	-7	0,3198	-6	0,6057	-6	0,1100	-5
5000	0,4876		0,6124		0,2499	-5	0,8263	-7	0,3501	-6	0,7688	-6	0,1462	-5

Molárne koncentrácie kyslíka  $X_j = B \cdot 10^n$  pri  $p = 100$  atm

$T$ [°K]	$x_{O_2}$		$x_{O_1}$		$x_{O_2^+}$		$x_{O_1^+}$		$x_{O_2^-}$		$x_{O_1^-}$		$x_e$	
	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$
1000	0,1000	1	0,1561	-10	0,3188	-28	0,3144	-46	0,3188	-28	0,1364	-36	0,1129	-33
1100	0,1000	1	0,2478	-9	0,1275	-25	0,8481	-41	0,1275	-25	0,4758	-33	0,1477	-30
1200	0,1000	1	0,2490	-8	0,1879	-23	0,4220	-38	0,1879	-23	0,4281	-30	0,5933	-28
1300	0,1000	1	0,1757	-7	0,1283	-21	0,5603	-35	0,1283	-21	0,1354	-27	0,9707	-26
1400	0,1000	1	0,9399	-7	0,4798	-20	0,2673	-32	0,4797	-20	0,1886	-25	0,7690	-24
1500	0,1000	1	0,4026	-6	0,1100	-18	0,5546	-30	0,1100	-18	0,1361	-23	0,3480	-22
1600	0,1000	1	0,1440	-5	0,1722	-17	0,5942	-28	0,1721	-17	0,6771	-22	0,9830	-21
1700	0,1000	1	0,4438	-5	0,1944	-16	0,3692	-26	0,1942	-16	0,1828	-20	0,1890	-19
1800	0,1000	1	0,1208	-4	0,1675	-15	0,1447	-24	0,1672	-15	0,2965	-19	0,2639	-18
1900	0,1000	1	0,2961	-4	0,1150	-14	0,3866	-23	0,1147	-14	0,4116	-18	0,2808	-17
2000	0,9999		0,6649	-4	0,6529	-14	0,7454	-22	0,6501	-14	0,4400	-17	0,2379	-16
2100	0,9999		0,1380	-3	0,3133	-13	0,1082	-20	0,3113	-13	0,3736	-16	0,1647	-15
2200	0,9997		0,2684	-3	0,1305	-12	0,1236	-19	0,1293	-12	0,2613	-15	0,9320	-15
2300	0,9995		0,4937	-3	0,4806	-12	0,1144	-18	0,4743	-12	0,1549	-14	0,4840	-14
2400	0,9991		0,8606	-3	0,1589	-11	0,8772	-18	0,1560	-11	0,7878	-14	0,2144	-13
2500	0,9986		0,1437	-2	0,4774	-11	0,5735	-17	0,4654	-11	0,3520	-13	0,8480	-13
2600	0,9977		0,2308	-2	0,1319	-10	0,3251	-16	0,1275	-10	0,1402	-12	0,2990	-12
2700	0,9964		0,3578	-2	0,3382	-10	0,1622	-15	0,3235	-10	0,5019	-12	0,9660	-12
2800	0,9946		0,5376	-2	0,8116	-10	0,7233	-15	0,7664	-10	0,1639	-11	0,2880	-11
2900	0,9921		0,7852	-2	0,1843	-9	0,2925	-14	0,1714	-9	0,4948	-11	0,7946	-11
3000	0,9889		0,1118	-1	0,3937	-9	0,1072	-13	0,3594	-9	0,1372	-10	0,2064	-10
3100	0,9845		0,1554	-1	0,8032	-9	0,3629	-13	0,7174	-9	0,3565	-10	0,5020	-10
3200	0,9788		0,2116	-1	0,1569	-8	0,1138	-12	0,1366	-8	0,8701	-10	0,1160	-9
3300	0,9717		0,2825	-1	0,2946	-8	0,3350	-12	0,2493	-8	0,2004	-9	0,2524	-9
3400	0,9630		0,3704	-1	0,5333	-8	0,9258	-12	0,4367	-8	0,4376	-9	0,5290	-9
3500	0,9522		0,4776	-1	0,9334	-8	0,2418	-11	0,7365	-8	0,9107	-9	0,1060	-8
3600	0,9394		0,6064	-1	0,1583	-7	0,5997	-11	0,1199	-7	0,1810	-8	0,2038	-8
3700	0,9241		0,7587	-1	0,2608	-7	0,1420	-10	0,1887	-7	0,3449	-8	0,3770	-8
3800	0,9064		0,9363	-1	0,4188	-7	0,3215	-10	0,2881	-7	0,6318	-8	0,6762	-8
3900	0,8860		0,1140		0,6548	-7	0,6989	-10	0,4267	-7	0,1115	-7	0,1173	-7
4000	0,8673		0,1327		0,1001	-6	0,1413	-9	0,6144	-7	0,1901	-7	0,1980	-7
4100	0,8368		0,1632		0,1495	-6	0,2965	-9	0,8610	-7	0,3139	-7	0,3230	-7
4200	0,8080		0,1920		0,2187	-6	0,5811	-9	0,1175	-6	0,5025	-7	0,5150	-7
4300	0,7765		0,2235		0,3136	-6	0,1106	-8	0,1565	-6	0,7809	-7	0,8010	-7
4400	0,7426		0,2574		0,4414	-6	0,2042	-8	0,2035	-6	0,1180	-6	0,1219	-6
4500	0,7064		0,2936		0,6099	-6	0,3675	-8	0,2583	-6	0,1737	-6	0,1815	-6
4600	0,6683		0,3317		0,8283	-6	0,6454	-8	0,3207	-6	0,2495	-6	0,2645	-6
4700	0,6287		0,3713		0,1106	-5	0,1106	-7	0,3894	-6	0,3496	-6	0,3782	-6
4800	0,5881		0,4119		0,1425	-5	0,1819	-7	0,4132	-6	0,4886	-6	0,5414	-6
4900	0,5468		0,4532		0,1882	-5	0,3051	-7	0,5398	-6	0,6418	-6	0,7310	-6
5000	0,5055		0,4945		0,2404	-5	0,4920	-7	0,6192	-6	0,8420	-6	0,9920	-6

Tabuľka 3.

Elektrická vodivosť kyslíka  $\sigma = B \cdot 10^n$  [ $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ]

$T$ [°K]	$p = 0,001 \text{ atm}$				$p = 0,005 \text{ atm}$				$p = 0,01 \text{ atm}$			
	bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou	
	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$	$B$	$n$
1000	0,491	-24			0,111	-24			0,562	-25		
1100	0,486	-21			0,129	-21			0,676	-22		
1200	0,273	-16			0,432	-19			0,241	-19		
1300	0,148	-15			0,545	-15			0,326	-17		
1400	0,801	-15			0,323	-15			0,205	-15		
1500	0,253	-13			0,107	-13			0,707	-14		
1600	0,414	-12			0,223	-12			0,152	-12		
1700	0,732	-11			0,323	-11			0,224	-11		
1800	0,766	-10			0,344	-10			0,241	-10		
1900	0,604	-9			0,281	-9			0,199	-9		
2000	0,371	-8			0,181	-8			0,121	-8		
2100	0,169	-7			0,870	-8			0,685	-8		
2200	0,665	-7			0,267	-8			0,283	-7		
2300	0,219	-6			0,134	-6			0,105	-6		
2400	0,567	-6			0,401	-6			0,227	-6		
2500	0,132	-5			0,102	-5			0,879	-6		
2600	0,275	-5			0,231	-5			0,206	-5		
2700	0,529	-5			0,471	-5			0,431	-5		
2800	0,955	-5			0,882	-5			0,831	-5		
2900	0,164	-4			0,155	-4			0,149	-4		
3000	0,272	-4			0,269	-4			0,253	-4		
3100	0,541	-4			0,513	-4			0,498	-4		
3200	0,864	-4			0,805	-4			0,785	-4		
3300	0,139	-3			0,123	-3			0,120	-3		
3400	0,226	-3			0,187	-3			0,180	-3		
3500	0,377	-3			0,281	-3			0,266	-3		
3600	0,642	-3			0,427	-3			0,391	-3		
3700	0,110	-2			0,659	-3			0,578	-3		
3800	0,189	-2			0,103	-2			0,866	-3		
3900	0,321	-2			0,163	-2			0,131	-2		
4000	0,533	-2			0,260	-2			0,201	-2		
4100	0,106	-1	0,103	-1	0,501	-2	0,494	-2	0,376	-2		
4200	0,169	-1	0,163	-1	0,785	-2	0,771	-2	0,579	-2	0,572	-2
4300	0,266	-1	0,250	-1	0,122	-1	0,119	-1	0,887	-2	0,870	-2
4400	0,409	-1	0,375	-1	0,187	-1	0,180	-1	0,134	-1	0,131	-1
4500	0,619	-1	0,548	-1	0,280	-1	0,265	-1	0,201	-1	0,193	-1
4600	0,921	-1	0,777	-1	0,415	-1	0,385	-1	0,296	-1	0,281	-1
4700	0,135		0,107		0,606	-1	0,546	-1	0,431	-1	0,400	-1
4800	0,194		0,142		0,872	-1	0,757	-1	0,619	-1	0,559	-1
4900	0,276		0,186		0,124		0,103		0,878	-1	0,768	-1
5000	0,386		0,235		0,173		0,136		0,123		0,103	

Elektrická vodivost kyslíka  $\sigma = B \cdot 10^n [\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}]$

T [°K]	p = 0,05 atm				p = 0,1 atm				p = 0,5 atm			
	bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,114	-25			0,571	-26			0,114	-26		
1100	0,412	-22			0,710	-23			0,143	-23		
1200	0,536	-20			0,271	-20			0,549	-21		
1300	0,805	-18			0,416	-18			0,857	-19		
1400	0,577	-16			0,308	-16			0,653	-17		
1500	0,226	-14			0,126	-14			0,280	-15		
1600	0,538	-13			0,314	-13			0,747	-14		
1700	0,855	-12			0,523	-12			0,134	-12		
1800	0,973	-11			0,619	-11			0,174	-11		
1900	0,840	-10			0,551	-10			0,169	-10		
2000	0,575	-9			0,387	-9			0,128	-9		
2100	0,289	-8			0,198	-8			0,704	-9		
2200	0,135	-7			0,950	-8			0,361	-8		
2300	0,538	-7			0,387	-7			0,152	-7		
2400	0,184	-6			0,136	-6			0,592	-7		
2500	0,541	-6			0,416	-6			0,195	-6		
2600	0,140	-5			0,112	-5			0,570	-6		
2700	0,320	-5			0,266	-5			0,148	-5		
2800	0,662	-5			0,571	-5			0,348	-5		
2900	0,126	-4			0,112	-4			0,703	-5		
3000	0,223	-4			0,204	-4			0,146	-4		
3100	0,430	-4			0,400	-4			0,284	-4		
3200	0,715	-4			0,666	-4			0,503	-4		
3300	0,112	-3			0,106	-3			0,842	-4		
3400	0,168	-3			0,161	-3			0,134	-3		
3500	0,246	-3			0,238	-3			0,205	-3		
3600	0,354	-3			0,342	-3			0,303	-3		
3700	0,500	-3			0,482	-3			0,435	-3		
3800	0,700	-3			0,670	-3			0,609	-3		
3900	0,378	-3			0,922	-3			0,836	-3		
4000	0,137	-2			0,126	-2			0,113	-2		
4100	0,234	-2			0,209	-2			0,180	-2		
4200	0,333	-2			0,287	-2			0,238	-2		
4300	0,477	-2	0,472	-2	0,397	-2			0,312	-2		
4400	0,687	-2	0,678	-2	0,552	-2	0,546	-2	0,408	-2		
4500	0,989	-2	0,971	-2	0,772	-2	0,761	-2	0,533	-2	0,528	-2
4600	0,142	-1	0,138	-1	0,108	-1	0,106	-1	0,697	-2	0,689	-2
4700	0,203	-1	0,196	-1	0,152	-1	0,148	-1	0,915	-2	0,902	-2
4800	0,287	-1	0,274	-1	0,212	-1	0,205	-1	0,121	-1	0,118	-1
4900	0,403	-1	0,379	-1	0,294	-1	0,281	-1	0,159	-1	0,156	-1
5000	0,559	-1	0,517	-1	0,405	-1	0,382	-1	0,210	-1	0,205	-1

Elektrická vodivost kyslíka  $\sigma = B \cdot 10^n$  [ $\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ]

T [°K]	p = 1 atm				p = 5 atm				p = 10 atm			
	bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou		bez opravy		s opravou	
	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n	B	n
1000	0,572	-27			0,114	-27			0,577	-28		
1100	0,226	-24			0,143	-24			0,714	-25		
1200	0,872	-21			0,510	-22			0,276	-22		
1300	0,430	-19			0,863	-20			0,432	-20		
1400	0,326	-17			0,661	-18			0,331	-18		
1500	0,142	-15			0,287	-16			0,144	-16		
1600	0,383	-14			0,784	-15			0,393	-15		
1700	0,700	-13			0,146	-13			0,732	-14		
1800	0,921	-12			0,196	-12			0,990	-13		
1900	0,924	-11			0,205	-11			0,102	-11		
2000	0,711	-10			0,164	-10			0,884	-11		
2100	0,400	-9			0,971	-10			0,499	-10		
2200	0,208	-8			0,542	-9			0,281	-9		
2300	0,101	-7			0,259	-8			0,136	-8		
2400	0,346	-7			0,108	-7			0,574	-8		
2500	0,114	-6			0,394	-7			0,215	-7		
2600	0,331	-6			0,128	-6			0,718	-7		
2700	0,857	-6			0,378	-6			0,217	-6		
2800	0,349	-5			0,101	-5			0,596	-6		
2900	0,431	-5			0,245	-5			0,150	-5		
3000	0,859	-5			0,549	-5			0,348	-5		
3100	0,174	-4			0,108	-4			0,682	-5		
3200	0,316	-4			0,214	-4			0,142	-4		
3300	0,546	-4			0,400	-4			0,275	-4		
3400	0,903	-4			0,703	-4			0,500	-4		
3500	0,144	-3			0,118	-3			0,865	-4		
3600	0,222	-3			0,188	-3			0,141	-3		
3700	0,333	-3			0,288	-3			0,225	-3		
3800	0,486	-3			0,427	-3			0,343	-3		
3900	0,693	-3			0,614	-3			0,505	-3		
4000	0,964	-3			0,860	-3			0,731	-3		
4100	0,157	-2			0,133	-2			0,111	-2		
4200	0,212	-2			0,181	-2			0,153	-2		
4300	0,280	-2			0,241	-2			0,208	-2		
4400	0,367	-2			0,316	-2			0,276	-2		
4500	0,488	-2	0,484	-2	0,407	-2			0,361	-2		
4600	0,626	-2	0,620	-2	0,518	-2	0,514	-2	0,464	-2		
4700	0,803	-2	0,793	-2	0,654	-2	0,647	-2	0,588	-2	0,583	-2
4800	0,103	-1	0,101	-1	0,817	-2	0,807	-2	0,739	-2	0,731	-2
4900	0,132	-1	0,130	-1	0,102	-1	0,100	-1	0,919	-2	0,906	-2
5000	0,171	-1	0,167	-1	0,126	-1	0,123	-1	0,113	-1	0,111	-1

Elektrická vodivost kyslíka  $\sigma = B \cdot 10^n$  [ $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ]

T [°K]	p = 50 atm				p = 100 atm	
	bez opravy		s opravou		B	n
	B	n	B	n		
1000	0,114	-28			0,573	-29
1100	0,141	-25			0,714	-26
1200	0,552	-23			0,275	-23
1300	0,686	-21			0,432	-21
1400	0,198	-18			0,330	-19
1500	0,288	-17			0,144	-17
1600	0,788	-16			0,404	-16
1700	0,147	-14			0,735	-15
1800	0,199	-13			0,998	-14
1900	0,204	-12			0,103	-12
2000	0,175	-11			0,853	-12
2100	0,102	-10			0,477	-11
2200	0,581	-10			0,283	-10
2300	0,284	-9			0,143	-9
2400	0,123	-8			0,620	-9
2500	0,468	-8			0,240	-8
2600	0,161	-7			0,823	-8
2700	0,554	-7			0,259	-7
2800	0,145	-6			0,749	-7
2900	0,381	-6			0,200	-6
3000	0,940	-6			0,500	-6
3100	0,191	-5			0,102	-5
3200	0,416	-5			0,226	-5
3300	0,858	-5			0,464	-5
3400	0,167	-4			0,941	-5
3500	0,311	-4			0,179	-4
3600	0,550	-4			0,324	-4
3700	0,933	-4			0,562	-4
3800	0,139	-3			0,939	-4
3900	0,239	-3			0,149	-3
4000	0,363	-3			0,240	-3
4100	0,545	-3			0,345	-3
4200	0,788	-3			0,513	-3
4300	0,113	-2			0,754	-3
4400	0,156	-2			0,108	-2
4500	0,214	-2			0,150	-2
4600	0,287	-2			0,205	-2
4700	0,373	-2			0,275	-2
4800	0,489	-2			0,370	-2
4900	0,624	-2	0,618	-2	0,471	-2
5000	0,786	-2	0,777	-2	0,604	-2

#### Literatúra

- [1] Lin S. C., Resler E. L., Kantrowitz A., J. Appl. Phys. 26, 95 (1955).
- [2] Baženova T. V., Lobastov Ju. S., Fizičeskaja gazodinamika, teploobmen i termodinamika gazov vysokich temperatur, Izd. AN SSSR, Moskva 1962, str. 120
- [3] Basu S., Phys. Fluids 3, 456 (1960).
- [4] Mullaney G. I., Kydd P. H., Dibelius N. R., J. Appl. Phys. 32, 668 (1961)
- [5] Sanočkin Ju. V., ŽTF 31, 188 (1961)
- [6] Veis Š., Červeňan L., Luknárová M., Acta F. R. N. Univ. Comen. (v tlači).
- [7] Roždestvenskij I. B., Samujlov E. V., Fizičeskaja gazodinamika, teploobmen i termodinamika gazov vysokich temperatur, Izd. AN SSSR, Moskva 1962, str. 103.
- [8] Plešanov A. S., Zajcev S. G., Fizičeskaja gazodinamika teploobmen i termodinamika gazov vysokich temperatur, Izd. AN SSSR, Moskva 1962, str. 15.
- [9] Rosa R. J., Phys. Fluids 4, 182 (1961).
- [10] Sakuntala M., von Engel A., Fowler R. G., Phys. Rev. 118, 1459 (1960).
- [11] Nagamatsu H. T., Sheer R. E., Phys. Fluids 4, 1073 (1961).
- [12] Tzy-cheng-Peng, Pindroh A. L., ARS Preprint, 1995 — 61. Rus. preklad Vopr. rak. techn. No 12, 3 (1962).

Dodané 24. marca 1965

### Состав и электропроводность кислорода в диапазоне температур 1000—5000 °K и давлений 0,001—100 атм.

Ш. ВЕИС, Й. КАЛУЖАЫ, М. КЛЕМЕТШОВА

#### Резюме

В работе проведены вычисления состава и электропроводности кислорода для температур 1000—5000 °K и давлений 0,001—100 атм тем же способом как в работе [6]. При определении электропроводности при высших температурах была тоже произведена поправка на столкновения электрон — положительный ион.

### Zusammensetzung und die elektrische Leitfähigkeit des Sauerstoffes im Temperaturbereich 1000—5000 °K und im Druckbereich 0,001—100 atm.

Š. VEIS, J. KALUŽAY, M. KLEMEŠOVÁ

#### Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Bestimmung der Zusammensetzung und der elektrischen Leitfähigkeit des Sauerstoffes im Temperaturbereich 1000—5000 °K und im Druckbereich 0,001—100 atm. durchgeführt analogisch wie in [6]. Bei der Leitfähigkeitsbestimmung für höhere Temperaturen wurde ebenfalls eine Korektion infolge Zusammenstößen zwischen Elektronen und positiven Ionen unternommen.



## Spin-echo spektrometer

ŠT. ŠURKA, A. TIRPÁK

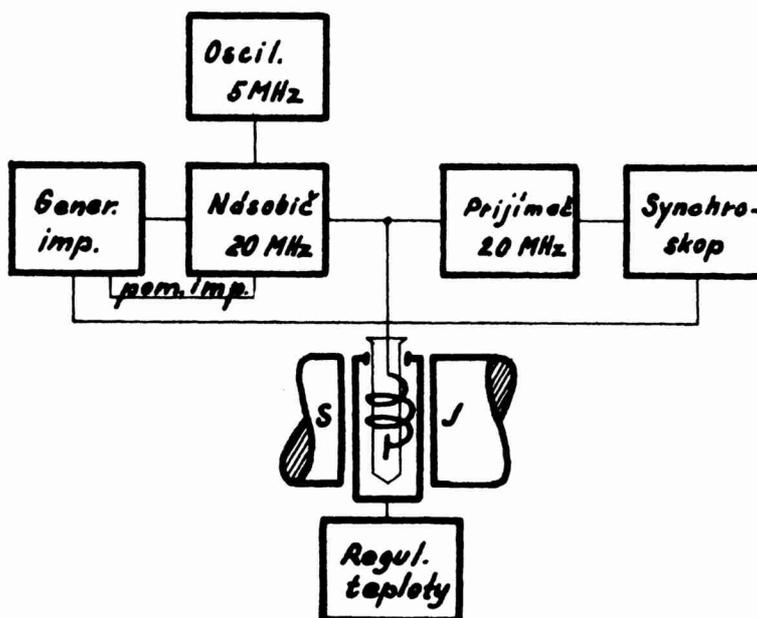
Pri štúdiu javov jadrovej magnetickej rezonancie sa v súčasnosti dostáva stále viac do popredia impulzná metodika, nazývaná inak metódou spinového echa. Prednosťou tejto metódy je možnosť bezprostredného merania relaxačných časov, ktoré dávajú informácie o dynamike molekulárneho pohybu v látkach. Teória spinového echa je dobre známa z literatúry [1], [2]. Cieľom tohto článku je podať detailný popis postaveného zariadenia na registráciu signálov spinového echa a voľnej precesie. Postavené zariadenie je zdokonalenou variantou aparatury popísanej v práci [3]. Pri výklade činnosti postaveného zariadenia budeme sa opierať o teoretický popis javu spinového echa, podaný v práci [3].

Teórii spinového echa univerzálne vyhovuje meracie zariadenie podľa blokovej schémy na obr. 1. Zariadenie má možnosť merať:

1. Spin-mriežkový (pozdĺžny) relaxačný čas  $T_1$ 
  - a) trojimpulzovou metódou podľa *Hahna*
  - b) dvojimpulzovou metódou podľa *Carra—Purcella*
2. Spin-spinový relaxačný čas  $T_2$ 
  - a) dvojimpulzovou metódou podľa *Hahna*
  - b) mnohoimpulzovou metódou podľa *Carra—Purcella*
3. Niektoré fyzikálne a chemické parametre látok, ktoré súvisia s relaxačným mechanizmom v jadrovej magnetickej rezonancii (samodifúzia, kinetika chemických reakcií a i.).

Zariadenie podľa blokovej schémy na obr. 1 má tento funkčný mechanizmus: generátor impulzov dáva voliteľnú zmes kladných pravouhlých impulzov o napätí 10 V<sub>SS</sub>. Voliteľnosť spočíva v nastavení dĺžok impulzov, počtu impulzov a odstupu medzi impulzami. Od prvého impulzu tejto zmesi je odvodený záporný pomocný impulz o napätí cca 1 V<sub>SS</sub>. K jeho funkcii sa vrátíme v nasledujúcom texte. Generátor impulznej zmesi kľučuje násobiace zosilňovače vysokofrekvenčného generátora, ktorý je budený neklúčovaným, kryštálom riadeným oscilátorom o frekvencii 5 MHz. Na výstupe vysokofrekvenčného generátora dostávame tak vysokofrekvenčné impulzy o kmitočte 20 MHz s napätím, ktoré v cievke so vzorkou budí vysokofrekvenčné pole s dvojnásobnou amplitúdou cca 6 Oe. V tejto cievke sa v dôsledku vynúteného pohybu magnetických momentov sústavy jadier indukujú účinkom impulzov vysokofrekvenčného magnetického poľa napätia (spinové echo) s kmitočtom tohto poľa.

Ich pôvod, veľkosť a podmienky trvania vyplývajú z teórie. Tieto napätia možno registrovať ako „impulzy“ osciloskopom so spúšťanou časovou základňou. Spúšťanie časovej základne vykonáva voliteľne prvý alebo druhý impulz zmesi. Spúšťaná časová základňa vedie tak k opakovanej reprodukcii jediného uzavretého cyklu, určeného riadiacim stupňom generátora impulzov.



Obr. 1

Cievka so vzorkou, uzavretá v tieniacom kryte je vložená do poľa elektromagnetu s priemerom pólových nástavcov 10 cm a medzerou šírky 27 mm. Intenzita jednosmerného magnetického poľa, odpovedajúca jadrovej rezonancii pri kmitočte 20 MHz pre protóny vo vode ( $\gamma = 2,6751 \cdot 10^4 \text{ Oe}^{-1}\text{sek}^{-1}$ ) je cca 4650 Oe. Elektromagnet je komerčný výrobok typu *Weiss fy Phylatex* (NDR).

Vzorka s objemom  $0,5 \text{ cm}^3$  sa vkladá do dutiny cievky v sklenených ampulkách. Prevedenie sondy umožňuje merania v rozsahu teplôt  $-160$  až  $+200 \text{ }^\circ\text{C}$  spojitne. Teplota sa meria termokompensátorom s termočlánkom med-konštantán. Chladiacim prostriedkom je prúd pár tekutého vzduchu (príp. dusíka), získaný elektricky vynúteným odparovaním v Dewarovej nádobe. Prúd pár sa ohrieva vykurovacím telieskom s riadeným príkonom. Príkonný vykurovacího telieska je cca 50 W. Pre prácu nad izbovou teplotou sa prúd chladných pár odpojuje.

#### Generátor impulzov

Časový program impulzov, zovšeobecnený pre všetky metódy merania  $T_1$



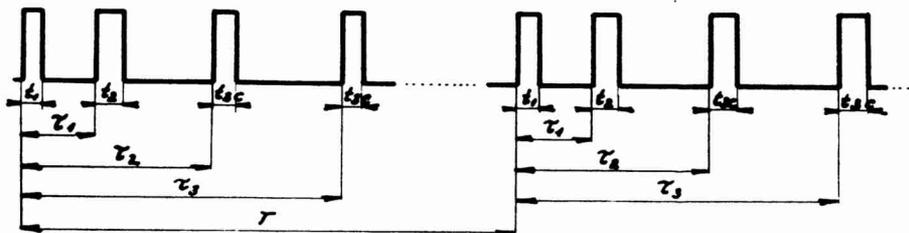
a  $T_2$ , uvedené na začiatku, možno pre dva cykly znázorniť na obr. 2. Z tohto zápisu možno vzhľadom na teóriu merania určiť pre jednotlivé metódy relatívne vzťahy medzi šírkami impulzov a vymedziť počet impulzov v jednom cykle. Z teórie plynie pre metódu:

$$1a - t_1 = t_2 = t_3, \quad t_{n>3} = 0$$

$$2a - t_2 = 2t_1$$

$$1b - 2t_2 = t_1, \quad t_{n>2} = 0$$

$$2b - t_2 = t_3 = t_4 \dots t_n = 2t_1$$



Obr. 2

Pri všetkých metódach merania medziimpulzné vzdialenosti  $\tau_m$  musia spĺňať podmienku

$$\tau_m \lesssim 5T_1, \text{ príp. } \tau_m \lesssim 5T_2, \text{ keď } T_2 < T_1$$

(analógia z teórie prechodných javov: prechodný dej možno považovať za skončený po čase rovnom päťnásobku časovej konštanty, podľa ktorej prebieha. Vtedy hodnota sledovanej veličiny je menšia ako 1 % počiatočnej hodnoty. V zmysle jadrovej magnetickej rezonancie: v čase  $5T_1$  je systém jadrových spinov v termickej rovnováhe).

Z množstva známych relaxačných časov vyberieme vhodné, aby sa pre voľbu  $\tau_n$  vymedzil vyhovujúci interval:

	$T_1$
minerálny olej	7 msec
glycerín	23 msec
voda	3,6 sek
acetón	15,0 sek
benzén	19,3 sek

Prehľad vedie k hodnotám  $\tau_n$  do 100 sek.

Šírka impulzov  $t_n$ : je určená uhlom, o ktorý v jednotlivých štádiách pôsobenia impulzov na sústavu spinov je nutné sklopiť vektor magnetizácie. Z teórie, aplikovanej na jednotlivé metódy pre odhad parametrov klopných obvodov vyplývajú dva možné uhly:  $\pi/2$  a  $\pi$ . Možno písať

$$\gamma H_1 \tau_n = \frac{\pi}{2}, \text{ alebo } \gamma H_1 \tau_n = \pi$$

Šírka impulzu je ďalej vymedzená podmienkou, že relaxačný proces je počas trvania impulzu zanedbateľný, čo sa splní ak

$$\gamma H_1 T_2^2 \gg t_n, \quad \text{kde} \quad \frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_3}, \quad T_3 \text{ — čas odpovedajúci strednej nehomogenite poľa } H_0 \text{ cez vzorku.}$$

teda musí platiť  $t_n \ll T_2, T_1$ . Z toho však vidieť, že interval, v ktorom musia byť nastaviteľné šírky impulzov, môže byť značne užší, ako interval relaxačných časov, ktoré chceme merať. Ak za dolnú hranicu pre relaxačné časy prijmeme hodnotu 0,1 msek, čo vyhovuje pre tekutiny a pre pevné látky čiastočne, potom minimálna šírka impulzov je cca 10  $\mu$ sek. Horná hraničná šírka postačí 100  $\mu$ sek, nerovnosť  $\gamma H_1 T_2^2 \ll t_n$  sa pre dlhé relaxačné časy tým lepšie plní. V tomto intervale širok volené impulzy (dvojice, trojice, grupy) môžu pri jednotlivých metódach mať relatívne šírky 1 : 1, 1 : 2, 2 : 1 vzhľadom na prvý impulz.

Opakovací čas série impulzov (dvojice, trojice, grupy) vychádza z podmienky, že nová séria môže nastupovať najskôr vtedy, ak je systém spinov po účinku predchádzajúcej série už v teplotnej rovnováhe. Pre praktické potreby vyhoví opakovací čas  $T > 5T_1$  pre meranie oboch relaxačných časov, pretože pre väčšinu kvapalín  $T_2 < T_1$ . Horná hranica opakovacej periódy série je obmedzená len pozorovacími podmienkami. Je výhodné, ak opakovacia perióda je taká, že zotrvačnosťou zraku a obrazovky pozorovaný signál nemizne. Pri dlhých relaxačných časoch sa táto podmienka nedá dodržať a meranie sa stáva obťažnejším. Tu už vznikajú aj vysoké nároky na stabilitu všetkých prvkov zariadenia, najmä na stálosť magnetického poľa. Opakovací čas  $T$  je radove zhodný s relaxačnými časmi, ktoré má zariadenie merať. Volili sme interval približne 0,2 msek—0,3 sek s možnosťou predĺženia vonkajšími kapacitami až do 20 sek.

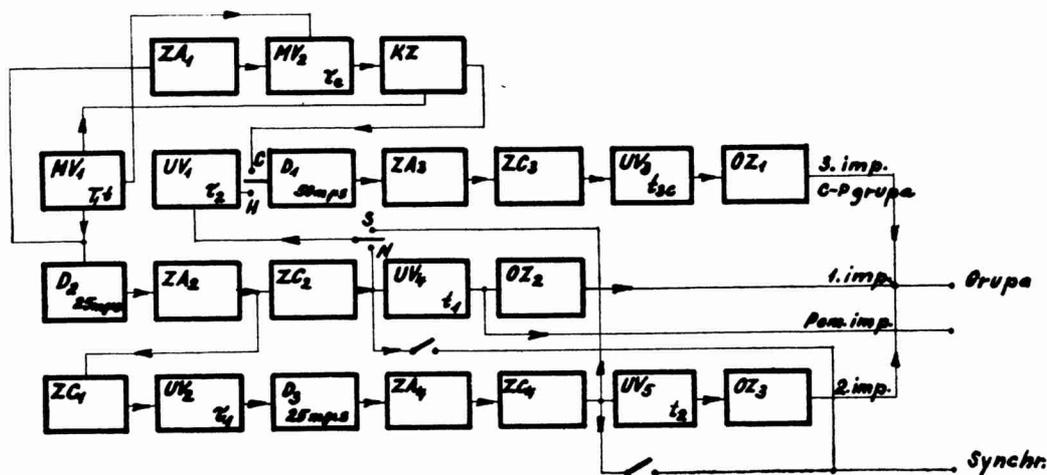
Medziimpulzné vzdialenosti, na zovšeobecnenej schéme (obr. 2) určené parametrami  $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots$  sú dané trvaním relaxačného pohybu magnetických momentov. Ak prvý impulz vynútil v systéme spinov zánik teplotnej rovnováhy, možno druhý impulz zaviesť v ktoromkoľvek čase, kým po zániku prvého impulzu sa tepelná rovnováha neobnoví. Tento stav odpovedá časom  $5T_1$  alebo  $5T_2$ . Zavedenie druhého impulzu v čase, blízkom ukončeniu relaxačného pohybu vedie v zmysle teórie k slabým echám. Vyhodnotenie  $T_1$  resp.  $T_2$  z obrazu nevyžaduje bezpodmienečne prechod druhého (nasledujúceho) impulzu cez celú oblasť relaxácie, obyčajne stačí záznam echa po úroveň  $A_0/e$ , kde  $A_0$  je extrapoláciou získaná počiatočná amplitúda echa. Z týchto podmienok volíme medziimpulzové vzdialenosti vymedzené intervalom 10  $\mu$ sek až 0,3 sek, s prídavnými kapacitami do cca 10 sek.

Po zhrnutí týchto všeobecných požiadaviek generátor musí dávať:

1. pomerne stály opakovací čas série  $T$  meniteľný v intervale 0,1 msek do 0,3 sek s možnosťou predĺženia vonkajšími kapacitami;
2. s periódou  $T$  opakovaný a s jej počiatkom spriahnutý prvý impulz so šírkou  $t_1$  voliteľnou v intervale 10  $\mu$ sek až 100  $\mu$ sek;
3. s periódou  $T$  opakovaný a s jej počiatkom spriahnutý druhý impulz o šírke  $t_2$  voliteľný v intervale ako prvý impulz; jeho odstup  $\tau_1$  od prvého impulzu je voliteľný v intervale 10  $\mu$ sek až 0,3 sek s možnosťou predĺženia;
4. s periódou  $T$  opakovaný a s jej počiatkom spriahnutý tretí impulz o šírke  $t_3$  voliteľnej v intervale ako prvé dva s odstupom  $\tau_2$  od prvého impulzu, meniteľnom v intervale 10  $\mu$ sek—0,3 sek s možnosťou predĺženia;

5. možnosť spojiť meniť  $\tau_1$  pri zachovaní stáleho odstupu medzi druhým a tretím impulzom;

6. s periódou  $T$  opakovanú a s jej počiatkom spriahnutú grupu impulzov (až niekoľko stoviek impulzov) so stálym vzájomným odstupom impulzov rovnakej šírky, voliteľnej v intervale ako prvý impulz. Pritom musí byť zachovaná podmienka, že vzdialenosť druhého impulzu od prvého je polovičnou vzdialenosťou medzi nasledujúcimi impulzami a šírka prvého impulzu musí byť voliteľná nezávisle od šírky nasledujúcich impulzov;



Obr. 4

7. fázove otočený prvý impulz o napätí cca  $1 V_{SS}$ ;

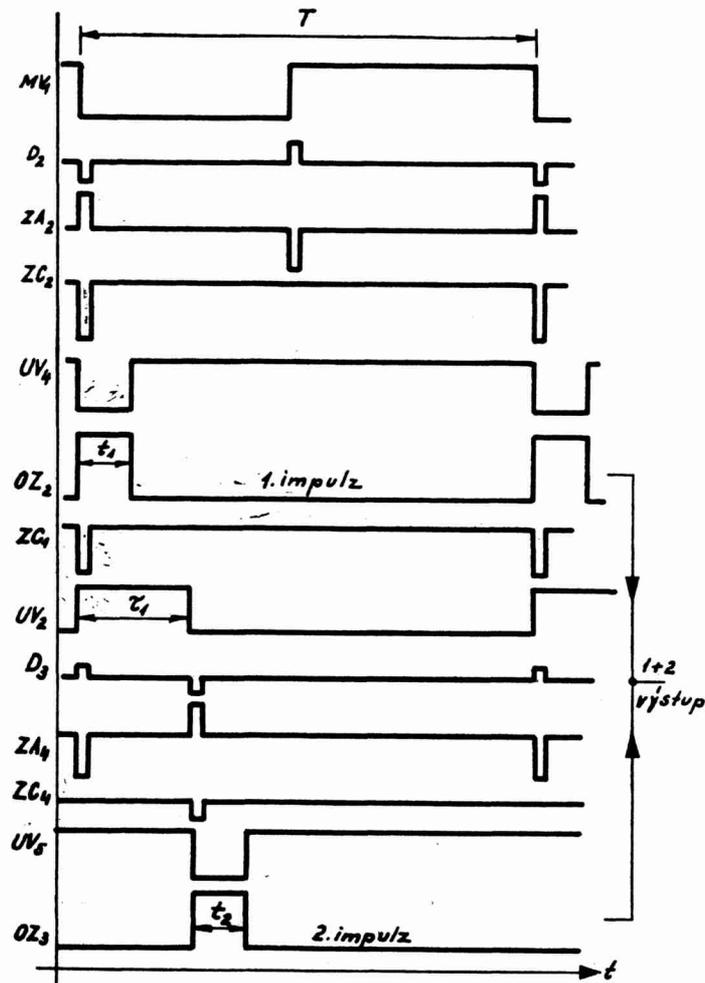
8. synchronizačné impulzy odvodené z nástupných čiel prvého a druhého impulzu o napätí cca  $5 V_{SS}$ .

Technické riešenie, ktoré spĺňa uvedené požiadavky je na obr. 3. V podstate je prebrané z práce [4]. Prehľadnejší výklad činnosti generátora možno podať podľa blokovej schémy na obr. 4, ktorá nesie rovnaké označenie prvkov ako schéma praktického zapojenia. Priebežnú činnosť generátora popisuje ďalej obr. 5 pre vznik dvojice impulzov a obr. 6 pre vznik Carr—Purcellovej grupy.

Sledujme postup vzniku dvojice impulzov (obr. 3, 4, 5): Riadiacim orgánom v generátore je voľne kmitajúci multivibrátor  $MV_1$ , ktorý určuje opakovaciu periódu série. Derivačný člen  $25 \text{ m } \mu\text{sek}$  odvodí z kmitov  $MV_1$  krátke strmé impulzy oboch polarít. Tieto impulzy sa zosilnia zosilňovačom v triede  $A—ZA_2$  pri súčasnom otočení fáze. Nasledujúci stupeň  $ZC_2$  je zosilňovač v triede  $C$ , ktorý preniesie a zosilní len kladné impulzy, pričom súčasne otočí ich polaritu. Nástupná hrana týchto záporných impulzov spúšťa cez diódu  $E_{14}$  univibrátor  $UV_4$ . Z jeho katódového odporu sa odoberá záporný impulz šírky  $t_1$ , ktorá je určená nastavenými prvkami (kladné mriežkové predpätie prvej triódy a kapacita priamej väzby). Nasledujúci oddeľovací zosilňovač v triede  $A$  mriežkovým obmedzením stabilizuje amplitúdu prvého impulzu, zavádza do združo-

vacieho vedenia k výstupnej svorke kladné impulzy a chráni  $UV_4$  pred spätným účinkom ostatných impulzov.

Aby vznikol druhý impulz nezávisle voliteľnej šírky a vzdialenosti voči prvému, použijeme impulz na výstupe zosilňovača  $ZA_2$ . Z impulzov oboch polarít kladnými otvárame zosilňovač v  $C$  — triede  $ZC_1$ . Na jeho anóde vystupujúce záporné impulzy spúšťajú univibrátor  $UV_2$ . Čas jeho otvorenia



Obr. 5

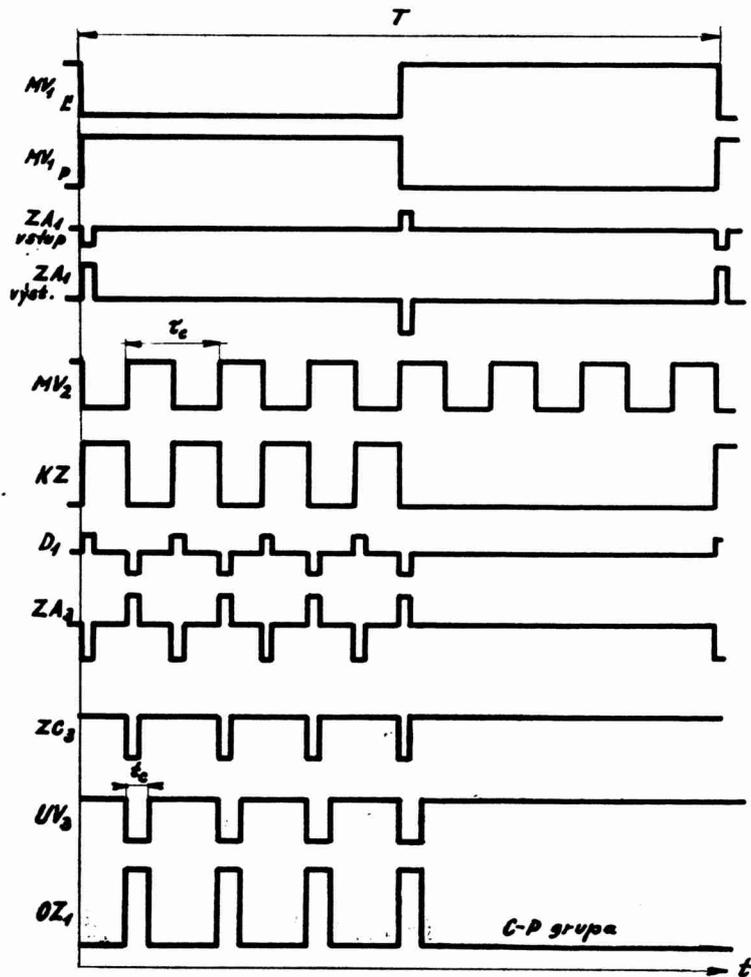
určuje vzdialenosť  $\tau_1$ . Časovou konštantou  $25 \text{ m} \mu\text{sek}$  derivovaný impulz  $UV_2$  sa v ďalšom zosilňovači triedy  $A$  —  $ZA_4$  zosilní a prepóluje. Kladné zložky zderivovaného a zosilneného impulzu  $UV_2$  otvárajú zosilňovač v triede  $C$  až  $ZC_4$ . Na jeho anóde dostávame tak strmé a krátke záporné impulzy, ktoré cez spínaciu diódu  $E$  22 svojimi nástupnými hranami spúšťajú univibrátor  $UV_5$ .

Mriežkovým kladným napätím prvej triódy a kapacitou väzby je určená šírka druhého impulzu. Z obvodu katódy  $UV_5$  odoberané záporné impulzy sa oddeľovacím zosilňovačom  $OZ_3$  po obmedzení prevedú na kladné s amplitúdou  $10 V_{ss}$ . Zosilňovač súčasne chráni univibrátor  $UV_5$  pred spätným účinkom združovacieho vedenia.

Tretí impulz vzniká úplne analogickým spôsobom ako druhý, len spúšťacie impulzy pre univibrátor  $UV_1$ , určujúci odstup tretieho impulzu od druhého (prostredníctvom  $\tau_2$ ) sa odvádzajú buď z kanálu prvého impulzu — z výstupu  $ZC_2$  — ak poloha tretieho impulzu má byť nezávislá od polohy druhého, alebo z kanálu druhého impulzu — výstup  $ZC_4$  — ak sa vyžaduje spriahnutie druhého a tretieho impulzu, t. j. stav, keď zmenou  $\tau_1$  sa mení aj  $\tau_2$  tak, že vzdialenosť druhého a tretieho impulzu zostáva stála. (Táto viazanosť druhého a tretieho impulzu je nutná pri trojimpulzovej metóde merania relaxačného času  $T_1$ , založenej na pozorovaní zániku echa po treťom impulze).

### Postup vzniku Carr—Purcellovej grupy

Metóda merania času  $T_2$  podľa Carr—Purcella žiada sériu  $\pi/2-\pi-\pi-\pi\dots$  impulzov. Generátor vyrobí prvý impulz postupom totožným s predchádzajúcim prípadom. Mnoho (až niekoľko sto) impulzová séria  $\pi$  impulzov s rovnakým odstupom, rovným dvojnásobku vzdialenosti od druhého impulzu série od prvého impulzu, vzniká takto (obr. 3,4 a 6): kanál druhého impulzu sa vyradí skratom na mriežke  $OZ_3$ . Riadiacu činnosť vykonáva znova voľne kmitajúci multivibrátor  $MV_1$ , ktorý určuje opakovaciu periódu série a spoluurčuje tým aj počet  $\pi$  impulzov v nej. Z ľavej anódy  $MV_1$  signál vedieme na vstup zosilňovača  $ZA_1$ . Po derivácii časovou konštantou  $2,5 \mu\text{sek}$  dostávame na anóde  $ZA_1$  sled krátkych strmých impulzov oboch polarít, ktoré synchronizujú astabilný multivibrátor  $MV_2$ . Multivibrátor musí mať striedu presne rovnú jednej, aby bolo možné vôbec regulárny obraz série ech reprodukovať. Tak popri jemnom a hrubom riadení opakovacieho kmitočtu je v okruhu mriežok  $MV_2$  potenciometer pre umelú symetriu striedy. Perióda kmitov  $MV_2$  určuje medziimpulzové vzdialenosti impulzov celej Carr—Purcellovej grupy. Výstupné impulzy sa zosilňujú (obmedzujú) a fázove otáčajú zosilňovačom  $KZ$ , ktorý je pravou triódou  $MV_1$  blokovaný, t. j. uzavretý vtedy, keď je pravá trióda  $MV_1$  vodivá. Tak do ďalšieho deja vstupujú len tie impulzy  $MV_2$ , ktoré prislúchajú prvej polperióde kmitu  $MV_1$ . Z výstupu  $KZ$  cez prepínač voľby metódy ( $H, C$ ) postupujú na derivačný člen  $50 \text{ m } \mu\text{sek}$ . Malá časová konštanta derivácie vedie k veľmi malým strmým impulzom, ktoré sa zosilnia v  $A$ -zosilňovači  $ZA_3$  pri súčasnej inverzii fáz. Nasledujúci zosilňovač v  $C$ -triede  $ZC_3$  je otvorený len kladnými impulzmi na mriežke a dáva na anóde záporné krátke a strmé impulzy, ktoré spúšťajú univibrátor  $UV_3$ . Mriežkovým napätím jeho prvej triódy a kapacitou väzby na druhú triódu je daná dĺžka  $t_{3C}$  impulzov. Pred pripojením na združovacie vedenie sa amplitúda impulzov stabilizuje zosilňovačom  $OZ_1$  (obmedzením bodom strihu). Oddeľovací zosilňovač odvádza do združovacieho vedenia kladné impulzy a izoluje  $UV_3$  od spätného pôsobenia spoločného výstupu.



Obr. 6

Celý generátor je kombináciou piatich elektrónkových funkcií:

zosilňovače impulzov v triedach *A* a *C*, vrátane kľučovaného zosilňovača *KZ* v okruhu Carr—Purcellovej grupy nepredstavujú pri šírkach impulzov, ktoré prenášajú, zvláštne nároky. Pri prechode na šírky impulzov radu  $10^{-7}$  —  $10^{-6}$  sek by bolo nutné rozšíriť pásmo prenosu výškovými korekciami;

voľne kmitajúce multivibrátory  $MV_1$  a  $MV_2$  predstavujú základné typy astabilných multivibrátorov.  $MV_1$  pracuje s kladne polarizovanými mriežkami, aby sa skrátil preklápač čas, zvýšila stabilita kmitočtu a získala linearita riadenia periódy. Riadenie opakovacej periódy  $MV_1$  umožňuje hrubo i jemne nastaviť striedu periódy až na pomer 1 : 100. Táto úprava je účelná pri mnohoimpulzovej metóde Carr—Purcella;

univibrátory  $UV_1$ — $UV_5$  sú opäť základné zapojenia s pozitívnou slučkou spätnej väzby cez spoločnú katódu. Aby sa dosiahla dobrá strmosť čiel i pri krátkych impulzoch, volíme zapojenie s kladnými mriežkami, u prvej triódy riaditeľné napätie mriežky riadi šírku impulzu prakticky lineárne. Kladné napätie mriežky druhej triódy je fixované

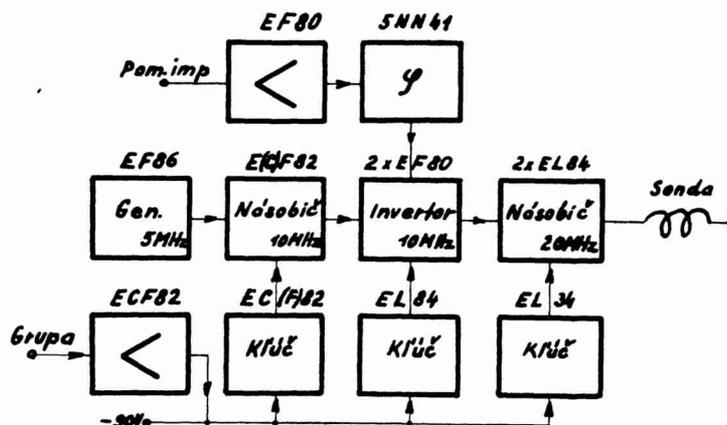
na pevnú hladinu diódou. Tak sa značne zvyšuje stabilita šírky impulzu ( $UV_3, UV_4, UV_5$ ) a medziimpulzné vzdialenosti ( $UV_1, UV_2$ );

spínacie diódy v okruhoch spúšťania všetkých univibrátorov: presné spúšťanie univibrátora vyžaduje, aby sa ako spínací prvok použil element, ktorý preniesie len strmé nástupné čelá štartovacích impulzov a počas preklápania sa uzavrie. Túto vlastnosť má dióda, ktorej vlastná kapacita je nepatrná, takže nezatažuje ani zdroj štartovacích impulzov spúšťovým obvodom ani opačne. Používajú sa dvojité diódy, druhá časť je využitá na stabilizáciu napätovej hladiny mriežky pravých triód multivibrátorov;

generátor okrem pracovných impulzov dáva záporné synchronizačné impulzy, odvodené z nástupných hrán prvého, alebo druhého impulzu. Nepotrebný impulz sa vyraduje. Tak isto je vyvedený so zápornou polaritou prvý impulz, ktorý umožňuje odstrániť nedostatky pôvodnej metódy merania času  $T_2$  podľa Carr—Purcella.

### Vysokofrekvenčný generátor

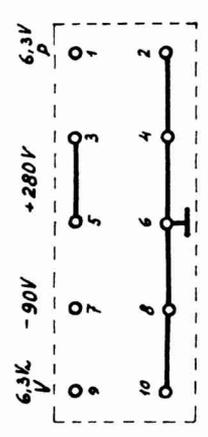
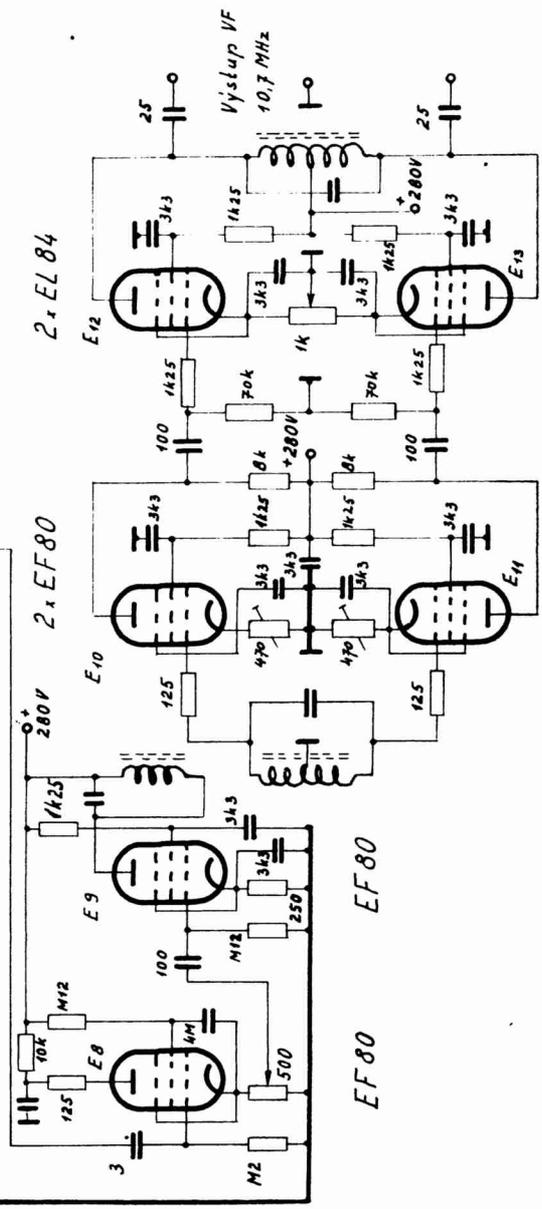
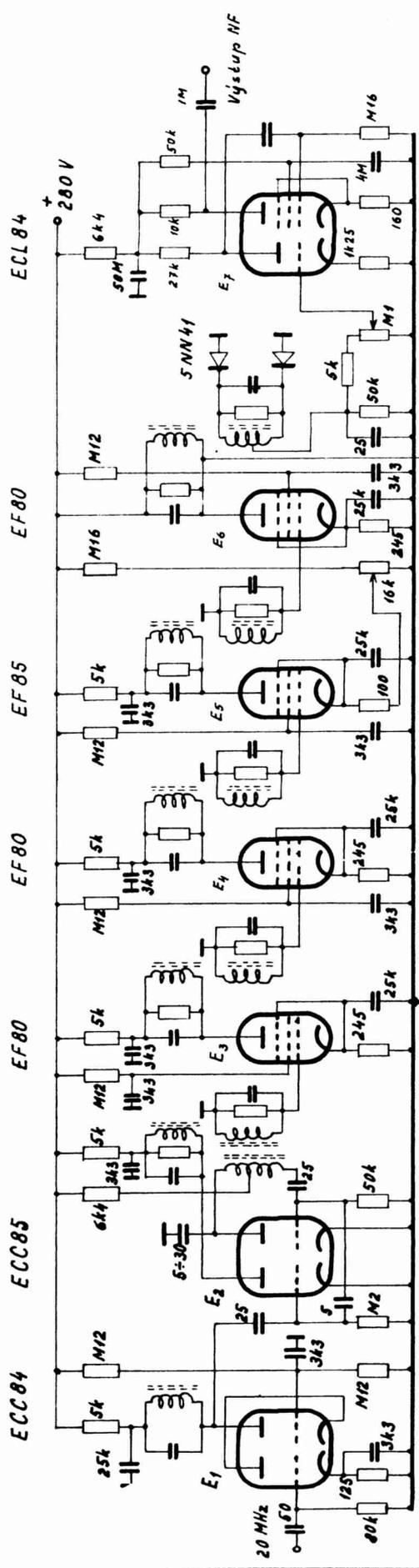
Vysokofrekvenčný generátor prevádza jednosmerné impulzy impulzného generátora na impulzy vysokofrekvenčné s kmitočtom 20 MHz. Jeho bloková schéma je na obr. 7 a odpovedá schéme zapojenia na obr. 8. Základným prvkom generátora je kryštálom riadený oscilátor, kmitajúci na frekvencii 5 MHz. V nasledujúcom stupni (pentódová časť elektrónky ECF 82) sa tento kmitočet násobí na 10 MHz. Počínajúc týmto stupňom sú všetky ďalšie kľúčované signálmi impulzného generátora. Tak násobí 10 MHz — elektrónka  $E_2$  — pentóda, je kľúčovaná triódovou časťou  $E_2$ . V medziimpulzových intervaloch je trióda uzavretá vysokým predpätím — 90 V, spoločným pre všetky ďalšie okruhy a je s pentódou zapojená do série.



Obr. 7

Ďalším stupňom sa asymetrické impulzy 10 MHz protitaktným zapojením s dvoma elektrónkami  $EF 80$  prevádzajú na symetrické. Fázový invertor kľučuje v sérii zapojená elektrónka  $E_9$  —  $EL 84$ . Vysokofrekvenčné impulzy z invertora sa v koncovom stupni násobia na kmitočet 20 MHz zapojením push-push, výhodným pre druhú harmonickú. Násobič na koncovom stupni je kľúčovaný v sérii zapojenou elektrónkou  $E_{10}$  —  $EL 34$ . Ladené okruhy invertora a koncového stupňa vysokofrekvenčne oddeľujú od zdroja dolnofrekvenčné filtre  $LC$ . Nevhodné dimenzovanie týchto filtrov spôsobuje tzv. „chvosty“ za impulzami — interferenciu voľných kmitov oboch okruhov. Zo stanoviska





registrácie echa je takýto stav neprípustný, pretože jednak hľadanie echa sa opiera o signály voľnej precesie spinov, jednak niektoré metódy merania  $T_1$  vychádzajú z priebehu zmeny amplitúdy voľnej indukcie a oboje na tienidle vedie k rovnakým efektom, ako poruchový úkaz intefereencie voľných kmitov.

Kľúčovacie elektrónky (trióda  $E_2$ ,  $E_9$  a  $E_{10}$ ), uzavreté predpätím — 90 V, možno otvárať kladnými impulzami s amplitúdou cca 110 V. Výstupné impulzy generátora impulzov sa preto zosilňujú pre zachovanie polarít dvojtupňovým zosilňovačom s elektrónkou *ECF 82* ( $E_8$ ).

Zvláštnu funkciu má obvod s elektrónkou  $E_7$  a germániovou diódou *5 N 41*. Carr—Purcellova metóda merania relaxačného času  $T_2$  má obťažne splniteľné požiadavky na nastavenie a stabilitu šírky  $\pi$  impulzov. Nepresnosťou nastavenia dĺžky impulzu sa akumuluje chyba v otáčaní vektora magnetizácie vzorky, takže obálka preložená cez vrcholy ech neodpovedá času  $T_2$  tým viac, čím početnejšia je grupa impulzov. Tento nedostatok odstraňuje úprava navrhnutá *Meiboomom a Gillom* [5]. Generátor vysokofrekvenčných impulzov pre túto úpravu pôvodnej Carr—Purcellovej metódy musí dodávať prvý ( $\pi/2$ ) impulz, v ktorom je vysokofrekvenčné magnetické pole oproti poľu ostatných impulzov fázovo posunuté o  $90^\circ$ . Fázovo posunutie zavádza kapacitu  $C$  medzi ladeným mriežkovým okruhom elektróniek  $E_3$ ,  $E_4$  a zemou, spínaná diódou *5 NN 41*. Dióda je spínaná zosilňovačom s elektrónkou *EF80* ( $E_7$ ). Z kanálu prvého impulzu generátora impulzov odvodený záporný impulz dĺžky  $t_1$  ( $\pi/2$ ) zatvára elektrónku  $E_7$ . Odozva je kladný impulz na anóde, ktorý otvára diódu a tým spína so zemou kapacitu  $C$ . Jej hodnota sa nastaví tak, aby rozladenie mriežkového okruhu  $E_3$  —  $E_4$  odpovedalo spojitému obrazu obálky ech s najmiernejším poklesom.

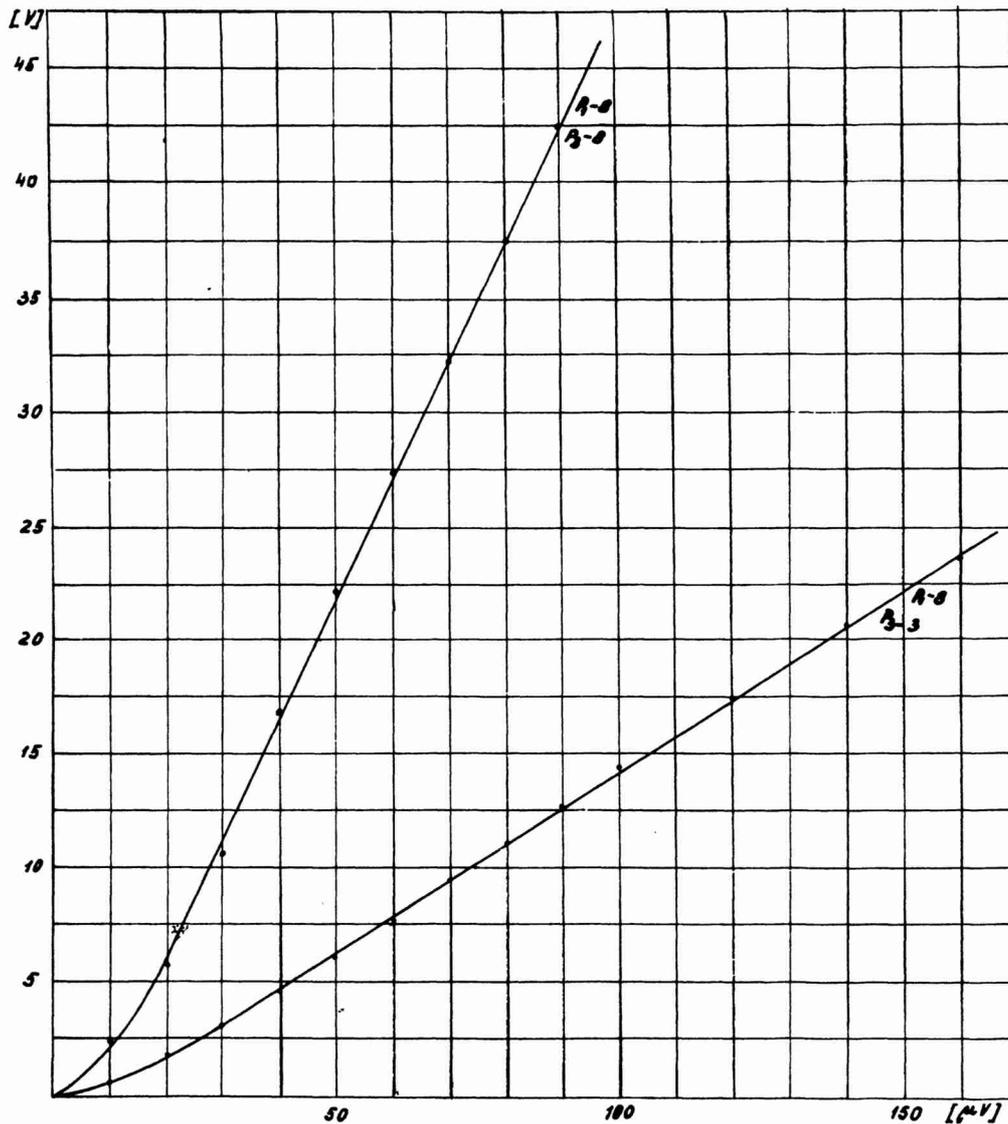
Možnosť interferencie signálu voľnej precesie jadier s voľnými kmitmi výstupného okruhu vysokofrekvenčného generátora predstavuje určité obmedzenie kvality tohto okruhu. Na kmitočte 20 MHz sa bez ťažkostí dá realizovať ladený okruh s kvalitou  $Q = 100$ , t. j. „časová konštanta“ okruhu  $\tau_{LC} = \frac{2Q}{\omega}$  je 1,6  $\mu$ sek. Ak sú šírky impulzov radu 10  $\mu$ sek, čo vyhoví pre  $\gamma = 2,67 \cdot 10^4 \text{ Oe}^{-1} \text{ sek}^{-1}$ ,  $2H_1 = 10 \text{ Oe}$ ,  $t_n \sim \pi/2, \pi$ , potom prakticky niet obmedzenia kvality, ktorá by sa už ako nevhodná dala realizovať.

### Prijímač signálov spinového echa

Efektívne hodnoty napätí signálov spinového echa dosahujú pri objeme vzorky okolo 1  $\text{cm}^3$  úroveň cca 100  $\mu$ V (vzťahnuté na Hahnovo primárne echo a protóny vo vode za optimálnych podmienok). Treba počítať so zápisom signálov radu 1  $\mu$ V, aby bolo možné získať dostatočný počet hodnôt amplitúd echa. Vysoká citlivosť je potrebná pri metóde, založenej na meraní času zániku voľnej indukcie, keď rozlíšenie zániku podmieňuje len šum prístroja. Ak má byť echo registrované nízko-frekvenčne, lineárna detekcia žiada amplitúdy echa radu 0,1 V na dióde. Zosilnenie prijímača od mriežky vstupnej elektrónky po detektor musí byť teda  $10^5$ . Registrácia echa nízko-frekvenčným synchronoskopom potrebuje na svorkách zosilňovača pre vertikálne dosky amplitúdy radu volt. S rezervou pre priame pripojenie na vertikálne dosky synchronoskopu

používame zosilňovač dvojstupňový so zosilnením cca 300. Schéma prijímača je na obr. 9.

Nízkočfrekvenčná registrácia nemá výhod, ak nie je nutná napr. tým, že nie je k dispozícii vysokofrekvenčný širokopásmový synchronoskop. Predovšetkým je zafážená chybou v oblasti slabých signálov, keď detekcia prebieha cez zakrivenú časť charakteristiky detektora. Obálka preložená cez vrcholy ech na konci klesá rýchlejšie než exponenciálne s charakteristickým časom  $T_2$ .



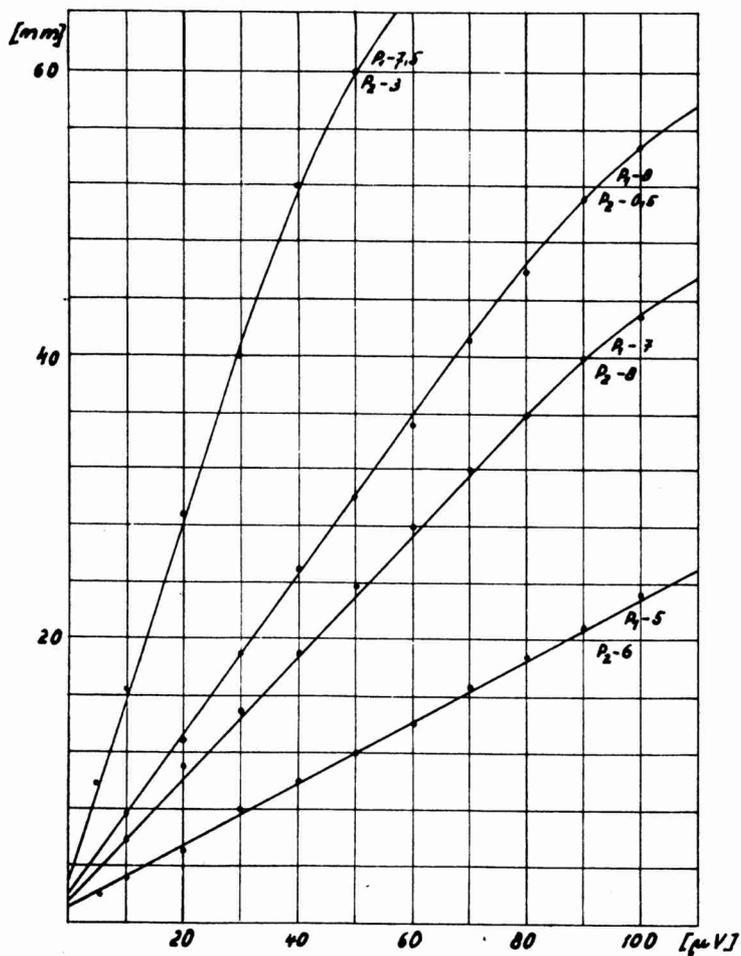
Obr. 10

Aby sa tento jav redukoval, bolo treba voliť symetrický spôsob detekcie, ktorým sa nízko-frekvenčná charakteristika linearity pre slabé signály značne vyrovnala. Na obr. 10 je charakteristika linearity prenosu prijímača s nízko-frekvenčným stupňom, vynesená pre dve polohy potenciometra  $P_3$ . (Stupnica všetkých potenciometrov regulácií je lineárne delená na 8 polôh). Regulátor vysokofrekvenčného zosilnenia  $P_1$  bol pri snímaní tejto charakteristiky v polohe 8. Priebeh linearity vedie k správne odčítaniu hodnôt  $T_1$ ,  $T_2$  pri amplitúde prvého echa v cievke prijímača 50 V.

Chyba z nelinearity detekcie odpadá pri vysokofrekvenčnej registrácii echa. Použitý širokopásmový osciloskop nemá vertikálny zosilňovač. K vysokofrekvenčnej časti prijímača miesto detektora bolo treba pridať na výstupe symetrický zosilňovač so samostatným riadením výstupného napätia potenciometrom  $P_2$  so zosilnením okolo  $10^2$ . Prijímač je typu superheterodynu so vstupným kaskádovým predzosilňovačom. Šumové výhodné vlastnosti kaskády podporuje aditívny zmiešavač, ktorým sa vstupný signál transformuje na medzifrekvenčný kmitočet 10,7 MHz. Nositeľom vlastností prijímača je medzifrekvenčný zosilňovač vyhotovený ako štvorstupňový. Záujem priviesť na detektor signál echa s maximálnou účinnosťou žiada šírku pásma prenosu, ktorú určuje minimálna očakávaná šírka echa. S dobrou rezervou prijímeme ako hraničnú šírku signálu echa 10  $\mu$ sek. Ak idealizujeme echo obdialníkovým signálom tejto šírky, potom základná harmonická je 100 kHz a aby sa preniesla ešte piata harmonická, čím je viac ako 90 % energie signálu obsadené, je potrebná šírka pásma 500 kHz. Táto šírka sa dosahuje synchronným ladením pásmových filtrov obojstranne tlmených.

Vysokofrekvenčný záznam signálov echa má výhodu dvojnásobnej amplitúdy signálov a nezávislosti na skreslení linearity pri slabých signáloch. Zosilnenie na úrovni  $10^5$  na konci medzifrekvenčného zosilňovača treba potom doplniť prídavným symetrickým zosilňovačom, ktorého šírka pásma je cca 70 kHz. Amplitúda signálov echa je na vstupe prídavného zosilňovača už dostatočne veľká a možno sa vyhnúť prenosu celej šírky echa. Výsledná šírka pásma je daná celkovou prenosovou charakteristikou prijímača a je 150 kHz. Maximálny zisk celého zosilňovača (polohy  $P_1 - 8$ ,  $P_2 - 8$ ) je 126 dB, riadený ručne potenciometrami  $P_1$  a  $P_2$ . Prijímač má vysokú rezervu zisku, plné využitie obmedzuje šum, ktorého narastanie so ziskom vidieť na diagramoch linearity (obr. 11). Priebeh linearity charakterizuje účelnejšie hranicu využitia zisku. Vidieť opačný jav ako u nízko-frekvenčných charakteristík. Prenos sa zhoršuje s narastaním amplitúdy echa, t. j. nepresnosť sa zanáša do počiatočných hodnôt obálky vrcholov ech. Presnosť odčítania pripúšťa meranie len v lineárnej časti charakteristiky, kde zisk je nezávislý na vstupnom napätí. Z uvedených priebehov čiara B vyhovuje pre látky so silnými signálmi, čiara A je vhodná pre slabé signály. S ohľadom na impulzný príjem vystupujú zvláštne nároky na mriežkové okruhy všetkých stupňov. Na vstupnú mriežku prijímača pôsobia vysokofrekvenčné impulzy o amplitúde cca 40 V. (Vstupná cievka má desať závitov navinutých na priemere 12 mm, vysokofrekvenčné pole v nej má amplitúdu intenzity magnetického poľa 3 Oe). Tieto impulzy nielen v okruhu vstupnej elektrónky, ale aj vo všetkých ďalších vstupných okruhoch vyvolajú obmedzenie a jednosmerná zložka obmedzovania, zachytená súčtom všetkých kapacít v okruhu mriežok uzatvára všetky elektrónky po vysokofrekvenčnom impulze na čas, charakterizovaný časovou konštantou v jednotlivých mriežko-

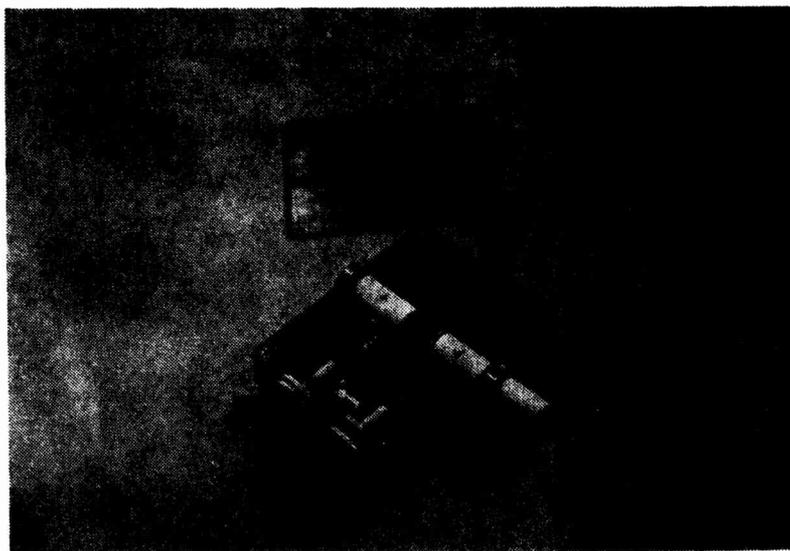
vých okruhoch. Aby prijímač mohol po impulze zaregistrovať signál echa, ktorý je desaťmiliónkrát menší, musí byť v čase echa už otvorený. Časové konštanty mriežkových okruhov (i okruhov katód) v danom riešení sú maximálne  $5 \mu\text{sek}$ . Pri šírkach impulzov radu  $10 \mu\text{sek}$  je potom vstupný okruh ktoréhokoľvek stupňa otvorený dostatočne včas aj pre signál voľnej precesie, ktorého zánik je charakterizovaný časom o rad dlhším.



Obr. 11

Vstupný okruh prijímača je aperiódický, viazaný so vzorkou cievkou, súosou s cievkou vysielača. Toto riešenie síce preťažuje vstupné okruhy prijímača vysokofrekvenčnými impulzami, avšak skrížené cievky vyžadujú v dôsledku slabšej väzby so vzorkou značne vyšší výkon koncového stupňa v.f. vysielača. Obe cievky sú navinuté na teflónovej trubičke priemeru 14/10 mm,

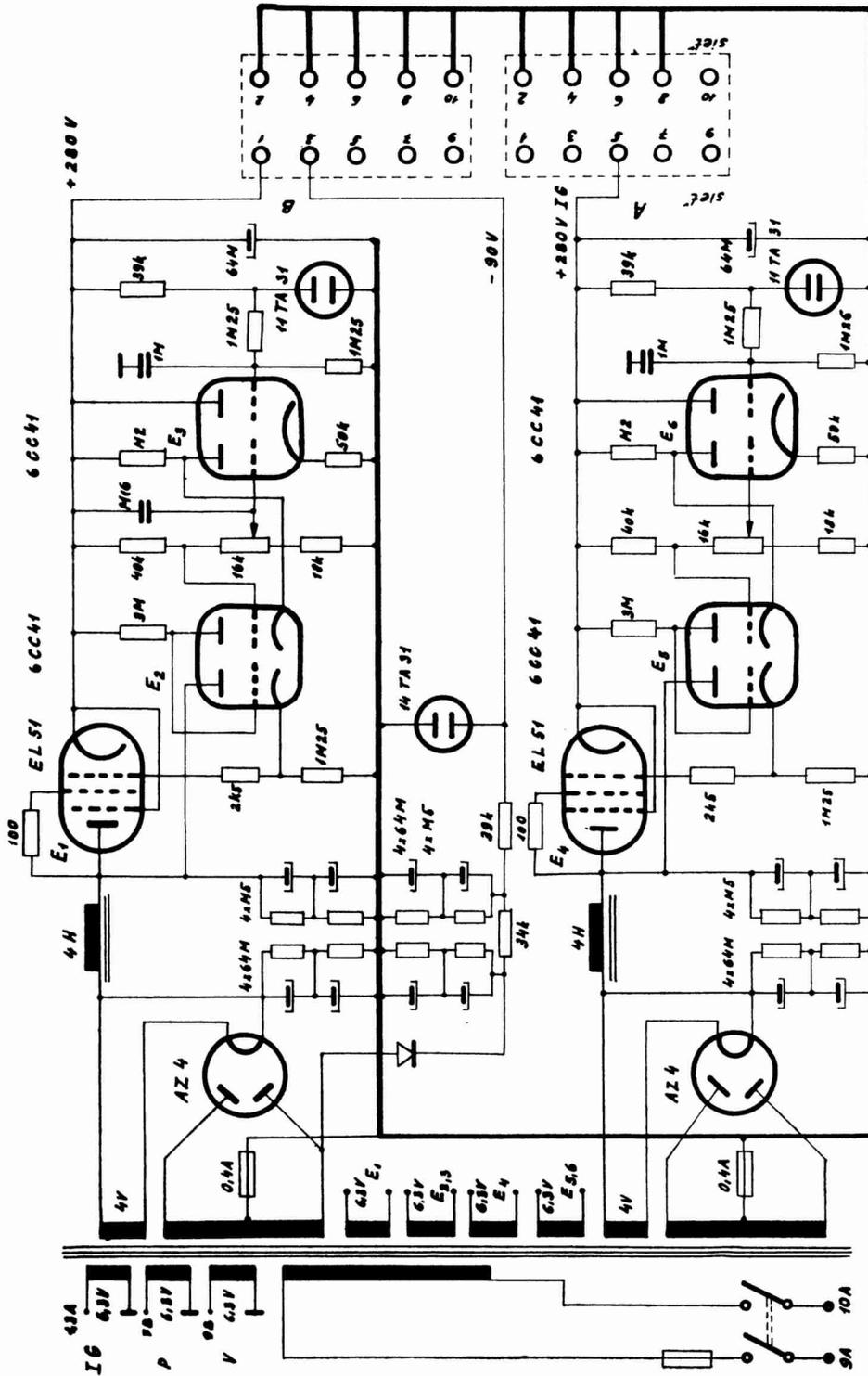
do ktorej sa vkladá ampulka so vzorkou. Trubka je gumovou hadičkou spojená s Dewarovou nádobou a vykurovacím telieskom, ktoré slúžia k získaniu potrebného intervalu teplôt. Ampulka so vzorkou je centrovaná dvomi trojicami teflónových kolíčkov, takže vzniká vzduchová medzera, potrebná k obtekaní ampulky chladiacimi parami alebo horúcim vzduchom. Teplota spodnej časti ampulky je kontrolovaná vstaveným termočlánkom  $Cu - Ko$ . Nosná trubička s cievkami je upevnená v krabičke z mosadzného plechu (vf. tienenie) a pohľad na otvorenú sondu je na obr. 12.



Obr. 12

### Napájacie zdroje

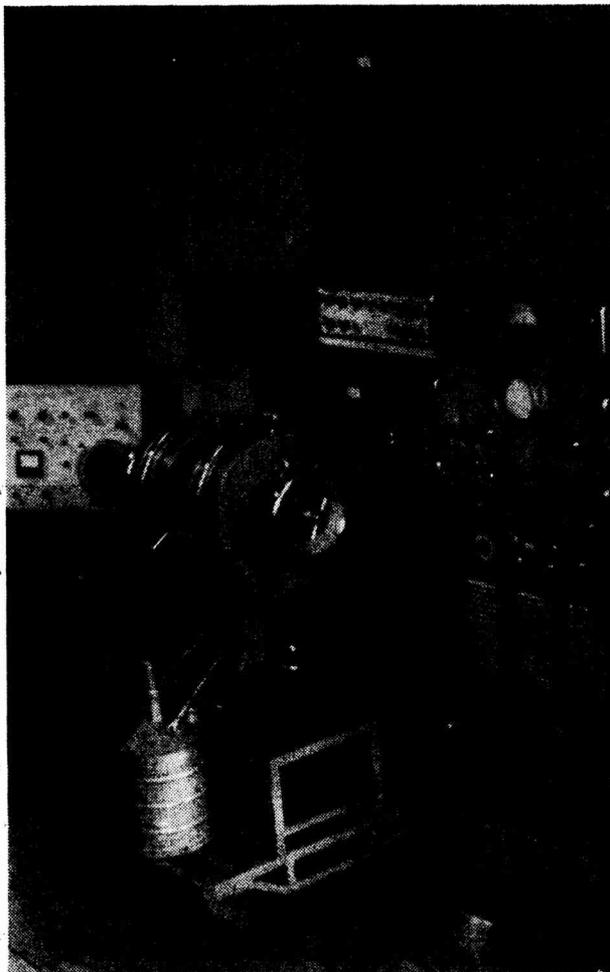
V podmienkach impulznej prevádzky celého zariadenia je bezpodmienečne nutné používať zdroj anódových napätí s vysokou stabilitou a veľmi nízkym vnútorným odporom. Napätie zdroja priamo ovplyvňuje chod impulzného generátora. Nestabilita anódového napätia klopných obvodov mení ich opakovací kmitočet, t. j. mení šírky impulzov a medziimpulzné vzdialenosti. Tým sa bezprostredne dotýka najhúlostivejších parametrov meracieho zariadenia, pretože robí merania nereprodukateľnými. Nízky vnútorný odpor zdroja zaisťuje, že za impulzami niet podkmitov, ktorých charakteristický čas určuje výstupný odpor a výstupná kapacita zdroja. Ak napr. je  $R_{výst} = 20 \Omega$  (prostý stabilizovaný zdroj),  $C_{výst} = 50 \mu F$ , časová konštanta zdroja  $\tau_z = 20 \cdot 50 \cdot 10^{-6} = 1$  msec, radove spadá do oblasti relaxačných časov. Osciloskopický záznam echa má potom nespojitú základňu. Skresľuje sa priebeh exponenciálnej závislosti echa od vzdialenosti impulzov, čo môže mať za následok chyby v meraní. Nestabilita anódového napätia spôsobuje ďalej kolísanie amplitúdy vysokofrekvenčného napätia a teda poľa cez vzorku. To spôsobuje, že uhol, o ktorý sa otáča magnetický moment sústavy, kolíše okolo používaných hodnôt a tým kolíše aj amplitúda echa. Meranie je potom zaťažené chybou a pri reprodukcii vysokým rozptylom. Pri nevhodnom zdroji popísané poruchy vznikajú súčasne.



Обр. 13

Ak má byť výstupný odpor stabilizátora nízky aj pri vysokých kmitočtoch, prípadne iných rýchlych zmenách, je nutná na jeho výstupe vysoká kapacita. Vezmeme dostupnú hodnotu  $64 \mu\text{F}$ . Ak chceme merať relaxačné časy radu  $10^{-4}$  sek, musí byť časová konštanta aspoň o rad menšia. Vnútorň odpor zdroja (jednosmerný) musí byť potom menší ako  $1 \Omega$ . To sa dá dobre splniť napr. degeneratívnym stabilizátorom s vysokým ziskom zosilňovača odchyľky. Zdroje týchto vlastností sú z technickej literatúry dobre známe. Prijali sme riešenie popísané v práci [6]. Vysoký zisk zosilňovača odchyľky (cca 60 dB) sa dosahuje vyváženou kaskádou s vysokým pracovným odporom systému s uzemnenou mriežkou ( $3 \text{ M}\Omega$ ). Výstupný odpor zdroja až do kmitočtu 100 kHz nestúpne nad  $0,5 \Omega$ . Koeficient stabilizácie je cca 500. Schéma zapojenia je na obr. 13. Zdroj je dvojitý, časti sú úplne rovnaké. Jedna časť napája generátor impulzov, druhá vysokofrekvenčný generátor a prijímač. Odoberaný prúd z oboch zdrojov je maximálne 180 mA pri 280 V. Zvlnenie napätia je menšie ako 1 mV.

Záverné napätie pre vysokofrekvenčný generátor ( $-90 \text{ V}$ ) sa získava usmernením napätia jedného zo sekundárnych vinutí a stabilizáciou tlejivkovým stabilizátorom 14 TA 31. Žeravenie elektróniek impulzného generátora je jednosmerné, ostatnej časti prístroja striedavé 6,3 V.



Obr. 14

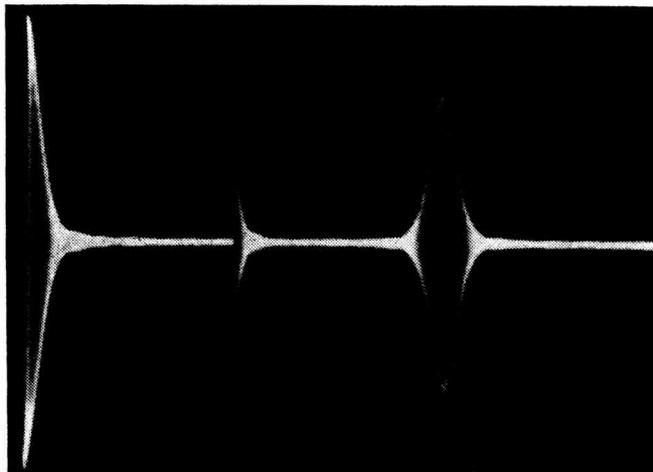
### Všeobecné poznámky

Vzhľadom na vysokú citlivosť na rušivé signály zvonku (rozhlasové vysielacie, iskrenie rôznych spotrebičov, atmosférické výboje), vyžaduje aparatúra sterostlivé tienenie a uzemnenie. Bolo treba tieniť celú vysokofrekvenčnú časť [generátor, vstupné obvody prijímača, ako aj koncový symetrický zosilňovač 10,7 MHz] medenými krytmi. Je tiež dôležité nájsť vhodný systém uzemnenia aparatúry a hlavne elektromagnetu.

Veľké ťažkosti sú spojené so zamedzením prenikania štvrtej harmonickkej riadiaceho kryštáloveho oscilátora do prijímača. Zamedzenie tohto prenikania vyžaduje oscilátor zvlášť dôkladne tieniť a použiť filtre v anódovom obvode a v obvode žeravenia. Celkový pohľad na usporiadanie aparatúry je na obr. 14.



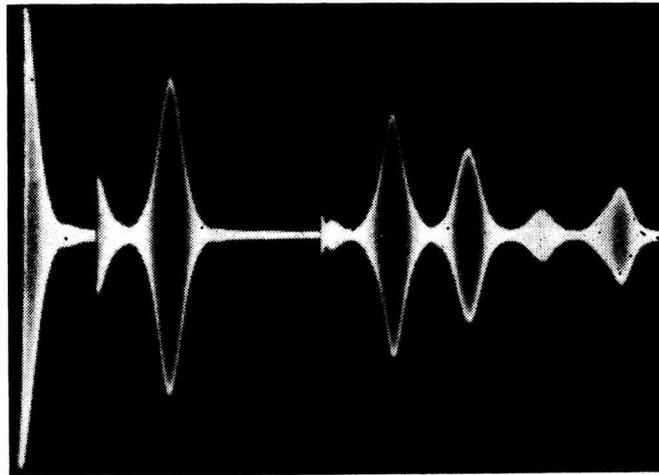
Obr. 15. Vzorka: 0,1 M vodný roztok CuSO<sub>4</sub>, vzdialenosť  $\tau_1 = 5$  ms.



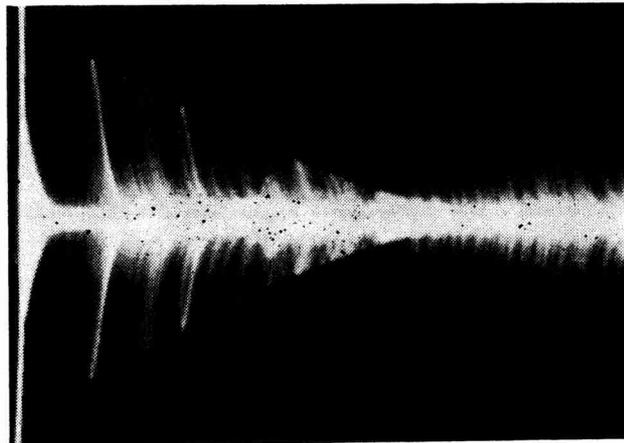
Obr. 16. Vzorka: 0,01 M vodný roztok CuSO<sub>4</sub>, vzdialenosť  $\tau_1 = 5$  ms.

### Príklady merania

Na postavenom zariadení sa vykonala séria meraní relaxačných časov  $T_1$  a  $T_2$ . Ukázalo sa, že zariadenie dobre vyhovuje na meranie časov radu  $10^{-4}$  —  $10^0$  sek. Meranie dlhších relaxačných časov si vyžaduje dodatočne doriešenie dlhodobej stability magnetického poľa elektromagnetu. Presnosť meraných relaxačných časov je lepšia ako 10 %, čo sa za súčasného stavu



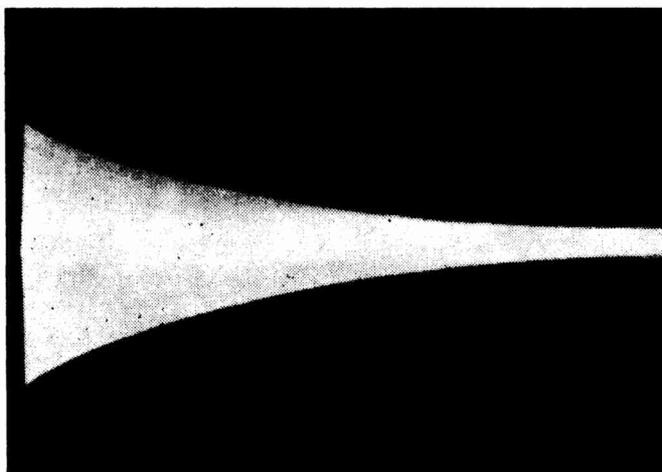
Obr. 17 Vzorka: glycerín, vzdialenosti  $\tau_1 = 2$  ms,  $\tau_2 = 7,8$  ms



Obr. 18 Vzorka: glycerín, minimum voľnej precesie za druhým impulzom vo vzdialenosti cca 17 ms.

považuje za dobrú presnosť. Porovnávať výsledky meraní vykonaných za rôznych podmienok i pri udaní fyzikálno-chemických podmienok (koncentrácia paramagnetických iónov, teplota a iné) je možné len pri spoľahlivej definícii meranej látky; prítomnosťou stopových prísad sa relaxačné časy podstatne menia. V tejto súvislosti treba poukázať zvlášť na vplyv atmosferického kyslíka, ktorý môže pohlcovať každá kvapalina do chemicky neviazanej formy. Relaxačné časy sa v dôsledku interakcie jadier látky a paramagnetických jadier kyslíka skracujú. Citlivosť tekutín na stopové prísady meranie relaxačných časov dokonale potvrdzuje a relatívne takéto merania možno v súčasnosti pokladať za veľmi spoľahlivé kritérium chemickej čistoty tekutín. Relaxačné časy látok sú významným fyzikálnym parametrom, niet však spoľahlivej teórie pre ich výpočet. Priame meranie je tak najspoľahlivejším prameňom informácii o nich.

Ako doklad úrovne zápisu signálov echa uvádzame z množstva overovacích meraní niekoľko príkladov. Reprodukcie na obr. 15 až 20 uvádzame len ako demonštračné, ide o látky so známymi časmi, ktoré v našich meraniach súhlasia s publikovanými údajmi v rámci spomínanej presnosti. Na obr. 15 je snímka dvojimpulzovej metódy použitej na 0,01 M roztok  $CuSO_4$  pri nízkofrekvenčnej reprodukcii. Tá istá látka je vysokofrekvenčným snímaním pri tom istom nastavení reprodukováaná na obr. 16.

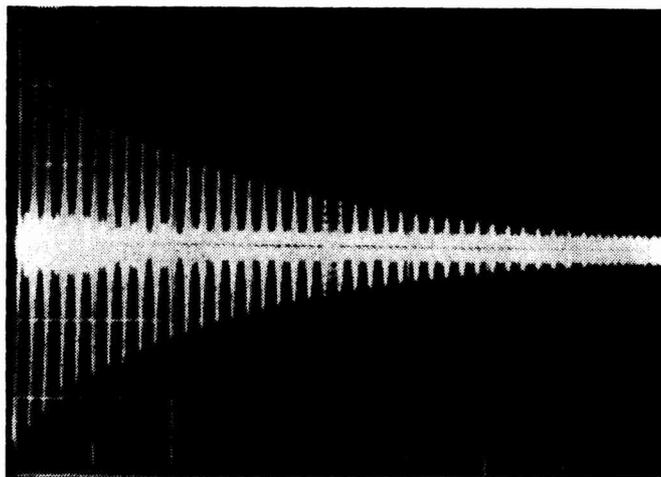


Obr. 19. Vzorka: pitná voda, dĺžka celého priebehu cca 4 s.; zobrazená časť obsahuje sériu asi 1000 ech.

Snímka na obr. 17 odpovedá trojimpulzovej metóde merania  $T_1$  podľa Hahna, reprodukcia sa vzťahuje na glycerín. Obr. 18 znázorňuje závislosť voľnej precesie po druhom impulze od vzdialenosti  $\tau_1$  pri Carr—Purcellovej metóde merania  $T_1$  u glycerínu. Zmena odstupu druhého impulzu sa zavádzala ručným spojitým posuvom. Rýchlosť prechodu elektrónového lúča cez tienidlo je určená kalibrátorom na synchroskope (použitý synchroskop *OG-1-10*, výrobok fy *VEB Funkwerk Köpenick, NDR*), preto relaxačné časy možno

určovať priamo odčítaním. Snímka na obr. 19 reprodukuje Carr—Purcellovu metódu merania  $T_2$  s úpravou podľa Meibooma a Gilla [5] na pitnej vode. Snímke zodpovedá relaxačný čas cca 1,5 sek. Presné meranie vzhľadom na rozdielne zloženie pitnej vody nemá všeobecný informačný zmysel. Snímka dokumentuje účinnosť úpravy Meibooma a Gilla, bez ktorej by za daných podmienok nebola možná. Popritom, že používame nestabilizovaný zdroj magnetického poľa, možno snímku pokladať za dôkaz schopnosti zariadenia merať i za ťažkých podmienok časy  $T_2$  radu sekund.

Elegantná ukážka aplikácie tejto metódy je nasledujúci obr. 20. Odpovedá exponenciálne relaxačného času  $T_2$  glycerínu (23 msec). Nakoniec na obr. 21 sú

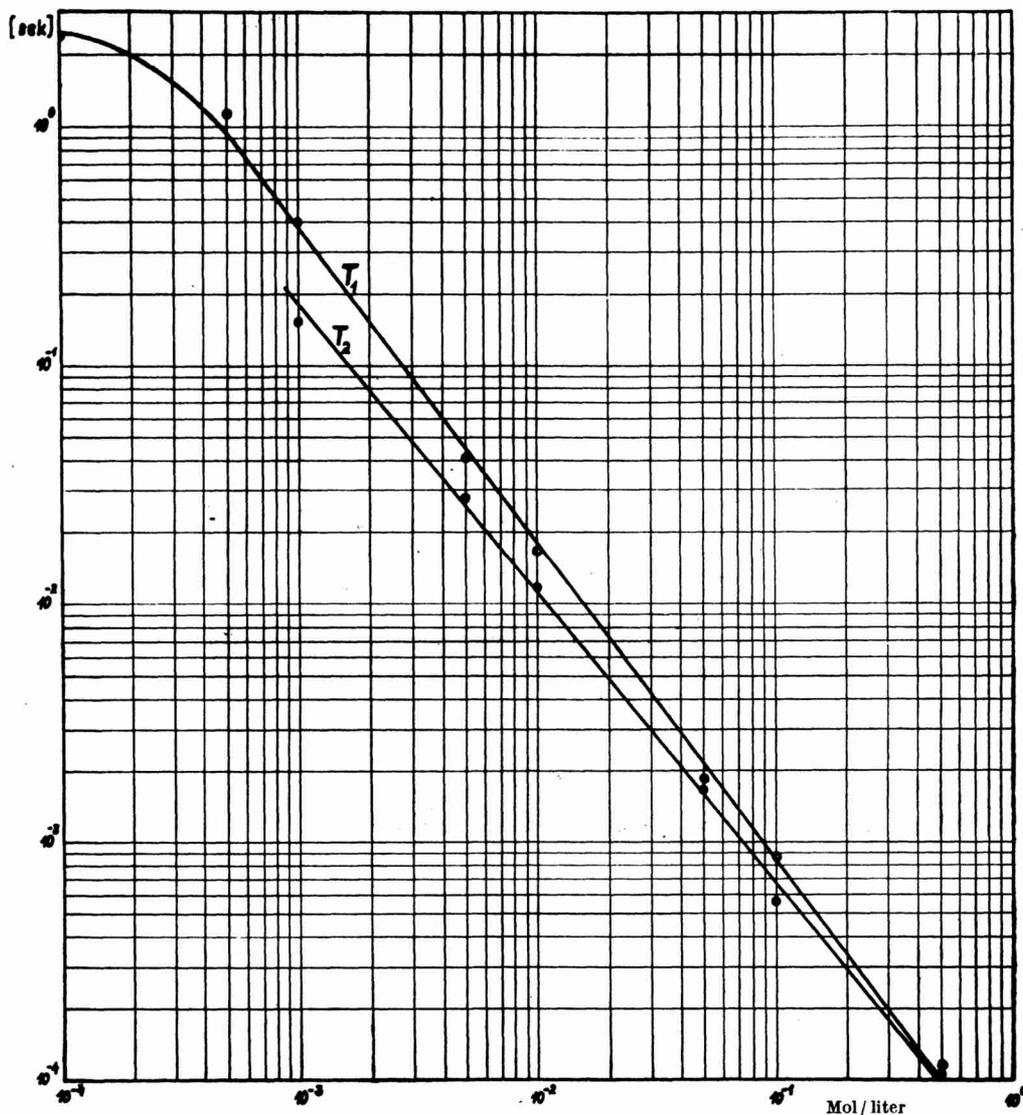


Obr. 20. Vzorka: glycerín, časová základňa 10 ms/cm, vzdialenosť  $\pi$ -impulzov cca 2 ms

vynesené grafy závislosti relaxačných časov  $T_1$  a  $T_2$  vodného roztoku  $Fe(NO_3)_3$  na koncentrácii roztoku. Použitá bola Hahnova metóda dvojimpulzov pre  $T_2$  a Carr—Purcellova metóda dvoch impulzov pre  $T_1$ . Vyznačené merané hodnoty zodpovedajú priemeru dvoch až piatich meraní. Závislosti sú potvrdením Bloembergenovho vzťahu medzi  $T_1$  a  $T_2$  ako aj teórie paramagnetických prímiesí.

#### Literatúra

- [1] Hahn, E. L., Phys. Rev. 80, (1950), 580
- [2] Carr, H. Y., Purcell, E. M., Phys. Rev. 94, (1954), 630
- [3] Lampert, M. a i., Mat. fyz. čas., 13, (1963), 80
- [4] Pfeifer, H., Hochfrequenzspektroskopie, Akademie — Verlag, Berlin 1961
- [5] Meiboom, S., Gill, D., Rev. Sci. Instr. 29, (1958), 688
- [6] Petr, M., Sděl. technika, 11, (1955), 338



Obr. 21

## Spin-echo spektrometer

ŠT. ŠURKA, A. TIRPÁK

### Resume

An apparatus for measuring of relaxation times  $T_1$  and  $T_2$  of nuclear magnetic resonance by method of spin — echo at the frequency of 20 MHz is described. The range of measured times is in the order of  $10^{-4}$  —  $10^0$  second in the temperature interval between  $-160$  to  $+200$  °C. The accuracy is better than 10 %.

## Спектрометр для спинового эхо

СТ. ШУРКА, А. ТИРШАК

### Резюме

Описывается прибор для измерения времен релаксации  $T_1$  и  $T_2$  ядерного магнитного резонанса. Использован метод спинового эхо на рабочей частоте 20 мггц. Измеряемые времена находятся в диапазоне  $10^{-4}$  —  $10^0$  сек. Точность измерения лучше чем 10 %. Прибор способен непрерывной работы в диапазоне температур  $-160 \dots +200$  °С.



### Použitie jednocanáľového scintilačného gama spektrometra na meranie veľmi nízkych aktivít $\text{Co}^{58}$

M. CHUDÝ

Zistilo sa, že gama spektrometer sa výhodne uplatňuje pri meraní extrémne nízkych aktivít  $\text{Co}^{58}$ , pretože umožňuje skrátiť dobu merania.

V súčasnosti je vypracovaných viacero diagnostických testov, používajúcich rádioaktívne izotopy. Izotopová diagnostika kladie značné požiadavky na použitú meraciu metódu. Táto musí umožňovať merať veľmi nízke aktivity s dostatočnou presnosťou. Pre merania gama aktivít dobre vyhovujú scintilačné detektory [1]. Nastavenie optimálneho režimu detektoru ovplyvňuje dobu merania potrebnú k dosiahnutiu určitej presnosti. Režimy detektoru možno zrovnávať podľa vzťahu [1]

$$T\Delta^2 = \frac{10^4}{(\sqrt{N_c} - \sqrt{N_p})^2}, \quad (1)$$

kde  $T$  je celková doba merania

$\Delta$  relatívna chyba v %

$N_c$  celkový počet impulzov za jednotku času

$N_p$  počet impulzov pozadia za jednotku času.

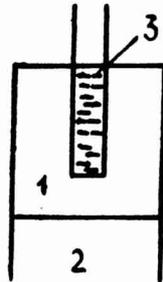
Režim s menším  $T\Delta^2$  je výhodnejší.

V [1] sú uvedené výsledky štúdia najvýhodnejšej geometrie vzorky — kryštál  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ . Porovnanie metódy integrálneho a diferenciálneho spôsobu vyhodnotenia merania aktivity  $\text{Cr}^{51}$  [2] ukázalo, že pre nízke aktivity je diferenciálny spôsob vyhodnotenia výhodnejší pri nastavení kanála amplitúdového analyzátora vhodnej šírky na fotopík 0,32 MeV.

V našej práci zrovnávame optimálny režim, ktorý možno dosiahnuť integrálnym spôsobom vyhodnotenia s diferenciálnym spôsobom pre izotop  $\text{Co}^{58}$ , používaný v diagnostických testoch chudokrvnosti. Pri vyhodnotení týchto testov jedná sa o meranie aktivity kvapalných vzoriek.

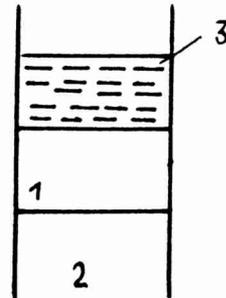
Merania boli robené so studnicovým kryštálom  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  priemeru 45 mm, výšky 50 mm (vzorka umiestnená v slepej diere) a v nálevkovom usporiadaní, kedy bola meraná vzorka položená na scintilačný kryštál o priemere 38 mm a výške 25 mm (resp. o priemere 45 mm a výške 50 mm) podľa obr. 1 a 2. Kryštál bol uložený v olovenom tienení. Použitý scintilačný spektrometer bol skonštruovaný na Katedre jadrovej fyziky. Rozlišovacia schopnosť spektrometra s kryštálom  $\varnothing$  38 mm, výšky 25 mm je 13,4 %, s kryštálom  $\varnothing$  45 mm, výšky 50 mm 12,4 % pre energiu 0,661 MeV. So studnicovým kryštálom bola

rozlišovacia schopnosť podstatne horšia, 23,9 %. Maximálna šírka kanálu je 18 V. Stabilitu možno charakterizovať zmenou polohy fotopíku. Počas jedného dňa je zmena polohy fotopíku  $Co\ 58$  v ustálenom stave 2%.



Obr. 1

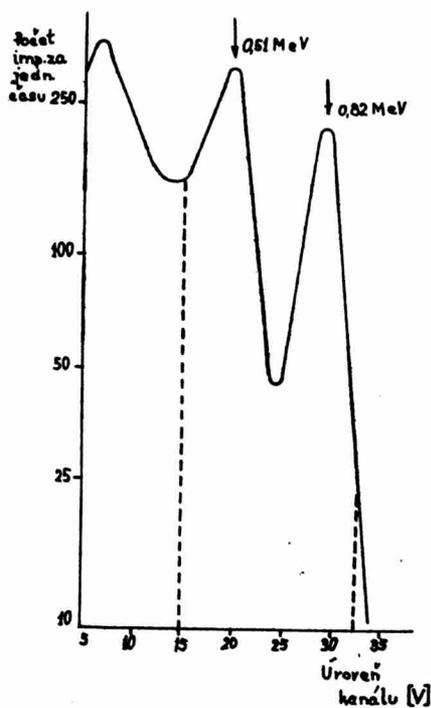
Studnicový detektor. 1-kryštál NaJ (Tl)  
2-fotonásobič 3-vzorka



Obr. 2

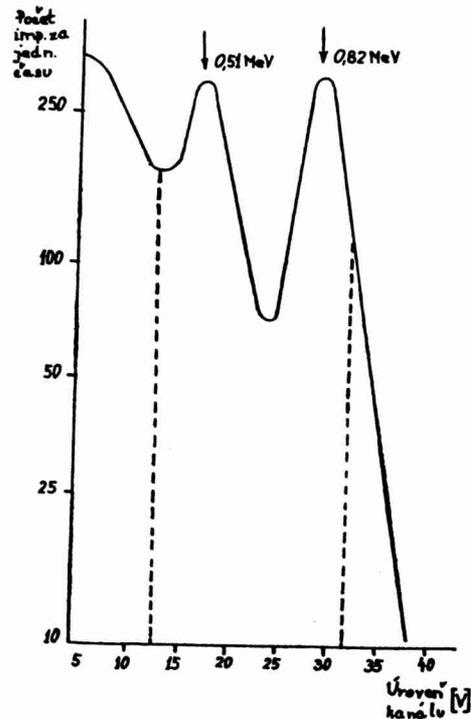
Nálevkový detektor 1-kryštál NaJ(Tl)  
2-fotonásobič 3-vzorka

Pri meraní v nálevkovom usporiadaní používali sme vždy vzorku o objeme 50 ml, so studnicovým kryštálom vzorku o objeme 5 ml, aby bolo možné výsledky porovnávať. Meranú aktivitu budeme preto charakterizovať špeciickou aktivitou.



Obr. 3

Diferenciálne spektrum  $Co\ 58$  v nálevkovom usporiadaní



Obr. 4

Diferenciálne spektrum  $Co\ 58$  so studnicovým kryštálom

Spektrum *Co 58* obsahuje okrem fotopíku o energii 0,82 MeV výrazný pík anihilačného žiarenia o energii 0,51 MeV (obr. 3). Ukazuje sa výhodné zvoliť parametre elektronickej aparatury (koeficient zosilnenia lineárneho zosilňovača a napätie na fotonásobiči) tak, aby fotopík *Co 58* bol v oblasti 30 V škály amplitúdového analyzátora. Vtedy je totiž možné kanálom šírky 18 V obsiahnuť obidva píky.

Porovnanie jednotlivých režimov je možné na základe vzťahu (1) robiť pomocou veličiny  $\sqrt{N_c} - \sqrt{N_p}$ . Pri diferenciálnom spôsobe vyhodnotenia študovali sme vplyv šírky kanálu amplitúdového analyzátora na hodnotu tejto veličiny. Kanál bol nastavený tak, že horná hranica 33 V bola pevná a dolná hranica bola pohyblivá (obr. 3). Výsledky sú v tab. 1. Šírka kanálu 8 V odpovedá nastaveniu kanálu len na fotopík, šírka kanálu 18 V odpovedá nastaveniu kanálu na fotopík a pík anihilačného žiarenia.

Porovnanie integrálneho a diferenciálneho spôsobu vyhodnotenia merania *Co 58* o špecifickej aktivite  $10^{-10}\text{C/ml}$  pre nálevkové usp oriadanie. Kryštál *NaJ(Tl)*  $\varnothing$  45 mm, výška 50 mm.

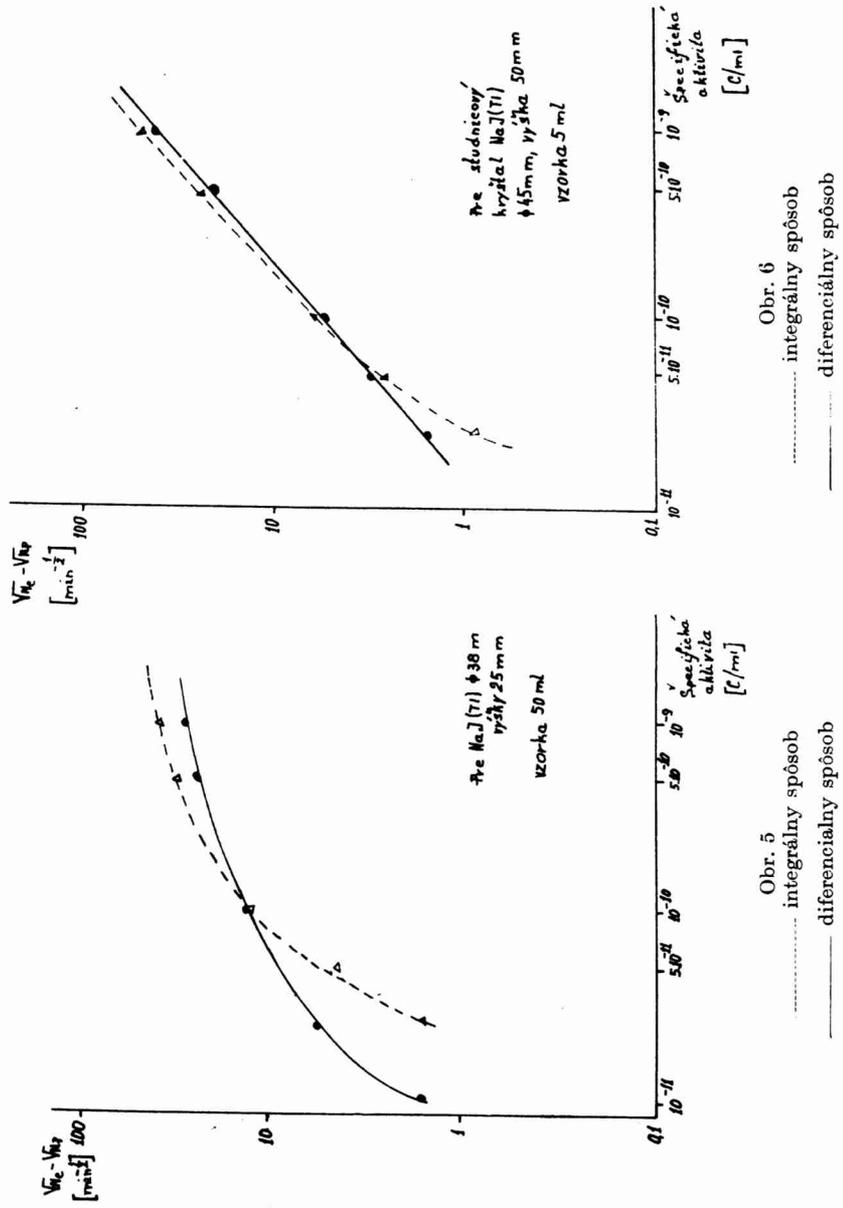
Tabuľka 1.

spôsob merania	integrálny					diferenciálny						
hladina, resp. šírka kanálu	3 V	5 V	10 V	14 V	25 V	6 V	8 V	10 V	12 V	14 V	16 V	18 V
$N_c/N_p$	1,7	1,8	2,1	2,2	2,0	4,1	4,2	3,0	2,8	3,1	2,7	2,9
$\sqrt{N_c} - \sqrt{N_p}$	12,6	13,3	13,0	11,6	7,5	8,9	10,2	9,1	9,3	11,7	12,5	13,9

Ukazuje sa, že vhodnosť použitia integrálneho alebo diferenciálneho spôsobu vyhodnotenia závisí od veľkosti meranej špecifickej aktivity. Pre posúdenie, kedy je ktorý spôsob výhodnejší boli zostavené grafy na obr. 5 a 6. Prítom pri integrálnom meraní bola diskriminačná hladina 4 V, pri diferenciálnom meraní bol kanál šírky 18 V umiestnený od 15 po 33 V pri nálevkovom usporiadaní a od 13,5 po 31,5 V pri meraní so studnicovým kryštálom (obr. 4 a 3). Vidieť, že pri aktivite  $10^{-10}\text{C/ml}$  a použití nálevkového usporiadania vedie integrálny spôsob k rovnakej dobe merania ako diferenciálny, pre špecifické aktivity nižšie je diferenciálny spôsob výhodnejší. Pri použití studnicového kryštálu má táto špecifická aktivita hodnotu  $6,5 \cdot 10^{-11}\text{C/ml}$ .

Tak doba potrebná pre meranie špecifickej aktivity  $2,5 \cdot 10^{-11}\text{C/ml}$  s relatívnou chybou 5 % nálevkovým detektorom je pri vyhodnotení integrálnym spôsobom 64 min., diferenciálnym spôsobom 11 min. Pre meranie studnicovým detektorom s relatívnou chybou 5 % pre špecifickú aktivitu  $5 \cdot 10^{-11}\text{C/ml}$  dostávame pre integrálny spôsob 55 min., pre diferenciálny spôsob 44,5 min.

Ukázalo sa, že použitím scintilačného spektrometra je možné dosiahnuť skrátenie doby merania aktivity biologických vzorkov *Co 58* oproti bežne používanému integrálnemu spôsobu vyhodnocovania, čo v konečnom dôsledku dovoľuje aplikovať v diagnostických testoch nižšie aktivity *Co 58*.



#### Literatúra

- [1] Nováková, Šilar: *Jaderná energie* 6 (1960) č. 11 365  
[2] Hušák, Kuba: *Jaderná energie* 10 (1964) č. 4 113

Do redakcie dodané 10. II. 1965

### Применение одноканального сцинтилляционного гамма спектрометра для измерения предельно малых активностей Co 58.

М. ХУДЫ

Резюме

Была установлена целесообразность использования гамма спектрометра для измерения предельно малых активностей Co 58, поскольку это позволяет сократить время измерения.

### The use of single channel scintillation gamma spectrometer in measurements of extreme low activities Co 58

M. CHUDÝ

Abstract

The application of gamma spectrometer was proved to be convenient in measurements of extreme low activities Co 58, with respect to the fact that it enables shorter measurement time intervals.



**Mŕtva doba iskrových počítačov**

ŠT. ŠÁRÓ

V článku sa vyšetrujú príčiny, ktoré predlžujú mŕtvu dobu iskrových počítačov a iskrových komôr. Je rozoberaná oneskorená ionizácia, spôsobená vplyvom metastabilných atómov, vplyv priestorového náboja kladných iónov a vplyv elektród. Ukazuje sa, že pomerne dlhá mŕtva doba u iskrových detekčných zariadení je výsledkom spoločného vplyvu viacerých fyzikálnych faktorov, ktoré pôsobia ešte pomerne dlhú dobu po zániku iskrového výbojového kanálu.

**I. Úvod**

Problém mŕtvej doby u iskrových detekčných zariadení môžeme postaviť nasledovne: Ako rýchlo môže byť privedené prepätie znova na iskrový počítač, alebo vysokonapäťový impulz na impulzné detekčné zariadenie, aby pravdepodobnosť znovuzapálenia predchádzajúceho iskrového výboja poklesla na určitú hodnotu. Za túto hodnotu si možno zvoliť napríklad 1 %. Pod prepätím u iskrových počítačov pritom rozumieme rozdiel medzi pracovným a prahovým napätím počítača.

Iskrové počítače a iskrové komory sú vizuálnymi registračnými zariadeniami. V tabuľke 1. je pre porovnanie uvedená mŕtva doba všetkých vizuálnych detekčných zariadení, používaných pri registrácii stôp ionizujúcich častíc.

Tabuľka 1.

zariadenie	scintilačná komora	bublinová komora	hodoskopická komora	iskrová komora	vodíková hmllová kom.
mŕtva doba s.	$> 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$	$> 1$
trvanie jedného pracovného cyklu	$10^{-5}$	$10^{-1} - 1$	$> 1$	$5 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$	$> 1$

**II. Vplyv metastabilných atómov**

Stredná doba života  $\tau$  vzbudeného atómu býva radove  $10^{-8}$  s. Stredná doba života metastabilných atómov však môže byť dlhšia ako  $10^{-3}$  s. Pri prechode

metastabilných atómov do základného stavu môže dôjsť k uvoľňovaniu sekundárnych elektrónov. Prítomnosť sekundárnych elektrónov, uvoľňovaných metastabilnými atómami, vo výbojovom priestore iskrových detekčných zariadení vytvára určitú pravdepodobnosť znovuzapálenia predošlého iskrového výboja. Tým prítomnosť metastabilných atómov v plynovej náplni iskrových detekčných zariadení vedie k predlžovaniu ich mŕtvej doby.

Uvažujme napríklad dvojicu rovinných elektród, vzdialených od seba 1 cm, medzi ktorými je intenzita vonkajšieho elektrického poľa 50 V/cm. Za týchto podmienok potrebuje elektrón na prechod medzi elektródového priestoru radove  $10^{-8}$  s. Emisia fotónu a dopad fotónu na katódu je dej, trvajúci radove tiež len  $10^{-8}$  s. Drift kladného, alebo záporného iónu na príslušnú elektródu je dej, trvajúci  $10^{-6}$  s. Ale metastabilný atóm za tých istých podmienok potrebuje k dopadu na katódu v priemere  $10^{-3}$  s, vzhľadom na čiste difúzny charakter pohybu. Z toho plynie, že prítomnosť takých plynov v plynovej náplni iskrových detekčných zariadení, v ktorých dochádza k intenzívnej tvorbe metastabilných stavov, bude podstatne vplývať na mŕtvu dobu týchto zariadení.

Stredná doba života metastabilného atómu je daná výrazom

$$\tau_m = \frac{1}{N\sigma_m v}$$

kde  $N$  je hustota molekúl plynu, v ktorom sa nachádzajú metastabilné atómy,  $\sigma_m$  je účinný prierez rozpadu metastabilného atómu a  $v$  je stredná relatívna rýchlosť atómov.

Účinný prierez rozpadu metastabilného atómu je pre  $He$  rovný

$$\sigma_m(H_e^* \rightarrow He) = 9,6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \quad (2)$$

a pre  $Ne$

$$\sigma_m(N_e^* \rightarrow Ne) = 8,9 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (3)$$

Z uvedených hodnôt pre strednú dobu života  $\tau_m$  pri atmosférickom tlaku vychádza

$$\tau_m(H_e^* \rightarrow He) \doteq 2 \cdot 10^{-5} \text{ s.} \quad (4)$$

$$\tau_m(N_e^* \rightarrow Ne) \doteq 6 \cdot 10^{-6} \text{ s.} \quad (5)$$

Pre  $Ar$ , pary  $Hg$  a niektoré ďalšie plyny a pary vychádza  $\tau_m$  menšie, ako v prípade  $He$  a  $Ne$ .

Z rovníc (4) a (5) možno usúdiť, že metastabilné atómy budú vplývať na mŕtvu dobu  $T_m$  najviac pri časoch, kratších ako  $10^{-4}$  s.

Oneskorená ionizácia, zapríčinená metastabilnými atómami môže byť buď objemová alebo povrchová. K objemovej ionizácii metastabilnými atómami nedochádza v niektorých čistých plynch, kde nevznikajú metastabilné stavy, alebo tam, kde energia metastabilných stavov je menšia ako prvá ionizačná energia plynovej náplne. K ionizácii metastabilnými atómami môže dôjsť napríklad v zmesi  $Ar$  a  $Ne$ , lebo energia metastabilných hladín v neóne 16,62 eV a 16,72 eV prevyšuje prvú ionizačnú energiu  $U_{io}$  argónu 15,75 eV.

Metastabilné atómy môžu prísť do základného stavu pri zrážke s druhým atómom alebo molekulou. Z hľadiska skrátenia mŕtvej doby u iskrových detekčných zariadení je potrebné zaviesť do plynovej náplne týchto zariadení

Tabulka 2 [1, 2, 3]

	1. ionizačný potenciál V	2. ionizačný potenciál V	1. potenciál vzbudení V	metastabilné energ. hladiny			energia disociácie eV
				<sup>3</sup> P <sub>1</sub>	<sup>3</sup> P <sub>0</sub>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	
H <sub>1</sub>	13,59		10,16	—	—	—	
He	24,58		19,81 20,96	20,96	20,96	20,62	
C	11,26		1,26				
N	14,54	29,5	2,38 3,58	2,4	3,6		
			10,33				
O	13,61		1,97 9,15	2	4,2		
Ne	21,56		16,53	16,62	16,72		
Ar	15,75	28	11,62	11,53	11,72		
Kr	14,00	27	9,98	9,82	10,51		
Xe	12,13	21	8,39	8,28	9,4		
Hg	10,43	19	4,89	5,47	4,67		
Mg	7,64		2,71	2,71	2,70		
Cu	6,11		1,88	1,89	1,88		
Ba	5,21		1,11	1,14	1,18		
Na	5,14		2,11				
F	17,42		12,71				
Cl	13,01		0,11				
Br	11,84						
J	10,44		2,34				
H <sub>2</sub>	15,42		11,47				4,48
O <sub>2</sub>	12,2		1,63	1,0	1,8		5,11
N <sub>2</sub>	15,58		5,23	6,2			9,76
O <sub>3</sub>							6,17
NO	9,25		5,38				6,51
CO	14,00		6,04				11,11
CO <sub>2</sub>	13,7		10,0				16,56
H <sub>2</sub> O	12,10		7,6				9,51
Cl <sub>2</sub>	13,2		2,27				2,48
Br <sub>2</sub>	13,3		1,71				1,97
J <sub>2</sub>	9,0		1,47				1,54
N <sub>2</sub> O	11,0						11,44
OH	12,9		4,06				4,45
HCL			9,62				4,40
He <sub>2</sub>	4,25						
SO <sub>2</sub>	12,1						
C <sub>2</sub>	12						

také prímiesy plynov alebo pár, ktorých molekuly pri zrážke s metastabilnými atómami čo najrýchlejšie prevedú čo najväčší počet metastabilných atómov do základného stavu. Takými prímiesami by mohli byť napríklad také plyny alebo pary, ktoré by mali ionizačný potenciál veľmi blízky k potenciálu vzbudená metastabilných atómov. Najkratšie mŕtve doby by však mohli byť dosiahnuté s takou plynovou náplňou, v ktorej metastabilné stavy netvorili.

Zrážka metastabilných atómov s povrchom katódy môže zapríčiniť emisiu sekundárnych elektrónov. Teoreticky, ak energia metastabilných atómov je vyššia ako výstupná práca elektrónu z kovu katódy (v prípade impulzného režimu aj z anódy), metastabilný atóm môže uvoľniť z kovu elektrón. Teória aj experiment ukazujú pomerne veľký účinný prierez tohto javu. Efekt vyrážania sekundárnych elektrónov z povrchu elektród je zvlášť silný v prípade niektorých interných plynov. Zdá sa však, že výstup sekundárnych elektrónov viac závisí od povrchovej vrstvy, ako od povrchu samotného kovu. Napríklad výstup sekundárnych elektrónov je obvykle väčší, ak povrch kovu nie je odplynený.

V niektorých čistých plynoch metastabilné atómy nevznikajú. Stupeň metastability plynu sa určuje pravdepodobnosťou prechodu jeho atómov do tohoto stavu. Jedným z možných spôsobov vzniku metastabilných atómov je proces, pri ktorom ión plynovej náplne sa priblíži k povrchu kovu na vzdialenosť niekoľkých atómových polomerov, vytrhne z povrchu elektródy elektrón a zachytí ho na niektorom zo svojich horných energetických hladín. Vytvorený atóm ostane určitú dobu v metastabilnom stave a keď príde bližšie k povrchu, odovzdá svoju energiu vzbudená kovu, v dôsledku čoho nastane emisia fotoelektrónu. Proti tejto teórii však hovorí Einsteinova rovnica pre fotoefekt, lebo pozorované rýchlosti sekundárnych elektrónov sú menšie, ako by podľa tejto rovnice mali byť.

Niektoré ionizačné potenciály a potenciály vzbudená sú uvedené v tabuľke 2.

### III. Zachytenie elektrónu kladným priestorovým nábojom

Čím rýchlejšie prebieha proces zachytávania voľných elektrónov kladným priestorovým nábojom, vytvoreným iskrovým výbojom, tým rýchlejšie bude prebiehať regeneračný proces v plynovej náplni. Musíme rozoznať dva prípady; zachytávania elektrónov prebieha:

- a) za prítomnosti čistiaceho poľa;
- b) bez čistiaceho poľa.

V prípade prítomnosti vonkajšieho čistiaceho poľa zachytávanie elektrónov kladným priestorovým nábojom môže nastať vtedy, ak intenzita poľa kladného priestorového náboja je väčšia, ako intenzita vonkajšieho čistiaceho poľa. Nech je polomer kladného priestorového náboja  $r_0$ . Potom jeho intenzita na povrchu vo vzdialenosti  $r_0$  je rovná [4]:

$$E_r = \frac{en}{3\epsilon_0} r_0 \quad (6)$$

kde  $n$  je hustota kladných iónov,  $r_0 = \sqrt{2Dt}$ ,  $D$  je koeficient difúzie elektrónov,  $e$  je náboj elektrónu a  $\epsilon_0$  dielektrická konštanta.  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C,  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$  F/cm.

Ak má dôjsť k zachyteniu elektrónu kladným priestorovým nábojom, táto intenzita musí byť väčšia ako intenzita čistiacieho poľa  $E_c$ . To nastane vtedy, ak koncentrácia kladných iónov

$$n \geq 3 \frac{\epsilon_0}{e} \frac{E_c}{r_0} \quad (7)$$

Rovnica (7) udáva minimálnu hustotu kladného priestorového náboja, pri ktorej môže dôjsť k zachyteniu elektrónov za prítomnosti čistiacieho poľa.

V prípade bez čistiacieho poľa elektróny nemôžu difundovať k stenám, lebo pôsobenie kladného priestorového poľa sa plne uplatňuje. V tomto prípade nastane ambipolárna difúzia. Počas difúzie bude elektrónov ubúdať rekombináciou a za prítomnosti elektronegatívnych plynov aj zachytením. Intenzita kladného priestorového náboja sa postupne znižuje, až sa stane tak malou, že prestane zachytávať elektróny. Po tejto dobe budú elektróny ubúdať voľnou difúziou.

Podmienku zachytenia tepelného elektrónu za neprítomnosti čistiacieho poľa získame určením rozdielu medzi potenciálnou energiou elektrónu v strede priestorového náboja a na povrchu

$$e \int_0^{r_0} E dr = \int_0^{r_0} \frac{e^2 n}{3 \epsilon_0} r dr = \frac{e^2 \cdot n \cdot r_0^2}{6 \epsilon_0} \quad (8)$$

Ak je tento rozdiel väčší, ako energia tepelného elektrónu, môžu byť elektróny zachytené kladným priestorovým nábojom. Hľadaná podmienka môže byť vyjadrená v tvare

$$\frac{e^2 n r_0^2}{6 \epsilon_0} > \frac{3}{2} kT, \quad (9)$$

kde Boltzmannova konštanta

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K} \text{ a } T = 300 \text{ }^\circ\text{K}.$$

Podmienky (7) a (9) platia pre guľový priestorový náboj. V prípade nie guľového priestorového náboja budú výsledky trochu odlišné. Ak je však veľkosť priestorového náboja zrovnateľná s veľkosťou priestorového náboja guľového tvaru, hustota iónov potrebná pre zachytenie elektrónov sa rádovo nebude líšiť od hodnôt, udaných podmienkami (7) a (9).

Rýchlosť, ktorou sa znižuje priestorový náboj kladných iónov je rovnaká, ako v prípade elektrónového oblaku a teda môže byť vyjadrená výrazom

$$\frac{d}{dt} (n_+ - n_-) = \frac{dn_e}{dt} = \left( D_a \nabla^2 - \alpha n_+ - \frac{h\nu}{\lambda} \right) n_e \quad (10)$$

kde  $D_a$  je koeficient ambipolárnej difúzie,  $n_+$  a  $n_-$  hustota kladných, resp. záporných iónov,  $n_e$  hustota elektrónov,  $\alpha$  koeficient rekombinácie,  $h$  pravdepodobnosť zachytenia pri zrážke,  $\lambda$  stredná voľná dráha elektrónov a  $v$  rýchlosť elektrónov.

Aproximáciou rovnice (10) dostaneme rovnicu

$$\frac{dn_e}{dt} \doteq - \left( \frac{D_a}{L^2} + \alpha n_+ + \frac{h\nu}{\lambda} \right) n_e \quad (11)$$

kde  $L$  je dĺžka úmerná veľkosti iónového oblaku. Účinok od ambipolárnej difúzie býva obvykle malý a v porovnaní s ostatnými procesmi môže byť zanedbaný.

Ak počas celej periódy, behom ktorej je podmienka (7) alebo (9) splnená, je  $\alpha n_+ > \frac{h\nu}{\lambda}$ , bude iba rekombinácia výrazným procesom. V takom prípade rovnica (10) sa zredukuje na tvar

$$\frac{dn_e}{dt} \doteq -\alpha n_e^2 \quad (12)$$

a hustota iónov bude daná vzťahom

$$n_+ \doteq n_e = \frac{n_0}{n_0 \alpha t + 1} \quad (13)$$

kde  $n_0$  je hustota iónov pri  $t = 0$ .

Keď  $n_0 \gg 1/\alpha t$  rovnica (13) sa zredukuje na tvar

$$n_+ \doteq 1/\alpha t \quad (14)$$

Keď túto rovnicu dosadíme do rovnice (7), obdržíme podmienku pre zachytenie elektrónu

$$\frac{1}{\alpha t} \geq 3 \frac{\varepsilon_0}{e} \cdot \frac{E_{\bar{c}}}{r_0} \quad (15)$$

V uvedenom prípade mŕtva doba  $T_m$  bude teda vyjadrená rovnicou

$$T_m = \frac{e}{3\varepsilon_0\alpha} \cdot \frac{r_0}{E_{\bar{c}}} + \frac{l}{w} \quad (16)$$

kde  $w$  je rýchlosť driftu elektrónov a  $l$  je vzdialenosť od povrchu elektródy, ktorú prejdú elektróny za čas  $t$ .

Ak dosadíme za  $r_0 = 0,1$  cm,  $E_{\bar{c}} = 100$  V/cm a  $\alpha = 10^{-7}$  cm<sup>3</sup> · s<sup>-1</sup> · ión<sup>-1</sup>

$$\text{potom} \quad T_m = 6 \cdot 10^{-3} \text{s} \left( + \frac{l}{w} \right) \quad (17)$$

V prípade bez čistiacieho poľa sa podmienka (9) zredukuje na tvar

$$\frac{1}{\alpha t} > 9 \frac{\varepsilon_0 k T}{e^2} r_0^{-2} \quad (18)$$

Potom  $T_m$  bude vyjadrená rovnicou

$$T_m \doteq \frac{e^2 r_0^2}{9\varepsilon_0 k T \alpha} + T_{dif}. \quad (19)$$

kde  $T_{dif}$  je doba difúzie iónov. Ak  $r_0 = 0,1 \text{ cm}$ ,  $\alpha \doteq 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{ión}^{-1}$ , je

$$T_m \doteq 0,7 \text{ s.} \quad (20)$$

Keď sú v plynovej náplni prítomné elektronegatívne plyny, napríklad kyslík, zachytenie elektrónov, t. j. vytváranie záporných iónov môže prevládať nad rekombináciou. Tento proces môže prebiehať okrem tej periódy, počas ktorej je splnená podmienka (7) alebo (9). Taký prípad nastane vtedy, keď  $\frac{h\nu}{\lambda} > \alpha n$ . Doba medzi koncom výboja a výskytom takéhoto prechodného javu môže byť vyjadrené rovnicou

$$t_1 \doteq \frac{1}{\alpha n_1} \doteq \tau_a, \quad (21)$$

kde

$$\alpha n_1 \sim \frac{h\nu}{\lambda} = \frac{1}{\tau_a}. \quad (22)$$

Po tomto prechodovom jave je úbytok hustoty iónov vyjadrený vzťahom

$$\frac{dn}{dt} \doteq -\frac{1}{\tau_a} \cdot n \quad (23)$$

a pre samotnú hustotu možno písať

$$n = n_1 e^{-t/\tau_a} = \frac{e^{-t/\tau_a}}{\alpha \tau_a} \quad (24)$$

Potom perioda, počas ktorej je podmienka (7) alebo (9) splnená, je vyjadrená rovnicou

$$t_2 = \tau_a \lg \frac{er_0}{3\varepsilon_0 E \varepsilon \alpha \tau_a} \quad (25)$$

pre prípad čistiacého poľa a v prípade bez čistiacého poľa rovnicou

$$t_2 = \tau_a \lg \frac{e^2 r_0^2}{9\varepsilon_0 k T \alpha \tau_a} \quad (26)$$

Po týchto procesoch ubúda elektrónov už len odsávaním čistiacim polom a voľnou difúziou.

Mŕtvu dobu môžeme teda vyjadriť výrazom

$$T_m \doteq t_1 + t_2 + \frac{l}{w} = \tau_a \left( 1 + \lg \frac{er_0}{3\varepsilon_0 E \varepsilon \alpha \tau_a} \right) + \frac{l}{w} \quad (27)$$

v prípade čistiacého poľa, alebo výrazom

$$T_m \doteq \tau_a \left( 1 + \lg \frac{e^2 r_0^2}{9\varepsilon_0 k T \alpha \tau_a} \right) + T_{dif}. \quad (28)$$

v prípade bez čistiaceho poľa.

Ak dosadíme do rovnice (27) za  $r_0 = 0,1$  cm,  $\tau_a = 10^{-5}$  s,  $E_\varepsilon = 100$  V/cm a  $\alpha = 10^{-7}$  cm<sup>3</sup> . s<sup>-1</sup> . ión<sup>-1</sup>, dostaneme pre mŕtvu dobu hodnotu

$$T_m = 7,4 \cdot 10^{-5} \text{ s} \left( + \frac{l}{w} \right) \quad (29)$$

#### IV. Vplyv kladných a záporných iónov

Kladné ióny majú určitú pravdepodobnosť stať sa zdrojmi nepravých výbojov, lebo mnohé z týchto iónov sa nachádzajú v blízkosti zápornej elektródy impulzového poľa iskrovej komory a môžu emitovať elektróny nárazom na elektródu behom krátkeho intervalu prítomnosti impulzového poľa. Pre záporné ióny platí tá istá pravdepodobnosť, ak pomer  $E/p$  u impulzového poľa je radove 10<sup>2</sup> V/cm mmHg, pričom elektróny môžu byť znova uvoľnené počas zrážok s molekulami plynu. Uvedené procesy sa v prípade impulzného režimu práce iskrového detekčného zariadenia musia brať do úvahy. Úbytok iónov uvedenými procesmi môže byť odhadnutý podobne, ako v prípade úbytku elektrónov. Ak plynová náplň neobsahuje elektronegatívne plyny, mŕtva doba je vyjadrená rovnicou (16), prípustnou pre rozdielne rýchlosti driftu iónov a elektrónov. Keď plynová náplň obsahuje elektronegatívne plyny a hustota záporných iónov vytváraných pri zrážkach je dostatočne veľká na zachytenie kladných iónov oproti čistiacemu poľu, potom mŕtva doba je daná tiež približne rovnicou (16). V tomto prípade však musíme uvažovať koeficient rekombinácie medzi iónmi  $\alpha_i$  a rýchlosť driftu iónov,  $w_i$ .

Ak  $r_0 \doteq 0,1$  cm,  $E_\varepsilon = 100$  V/cm a  $\alpha_i = 10^{-6}$  cm<sup>3</sup> . s<sup>-1</sup> . ión<sup>-1</sup>, pre mŕtvu dobu dostaneme hodnotu

$$T_m \doteq 6 \cdot 10^{-4} \text{ s}. \quad (30)$$

Miyamoto [4] porovnal vypočítané hodnoty s nameranými hodnotami, pričom nezistil rozpor medzi údajmi.

Stabilita záporných iónov je určená veľkosťou elektrónovej afinity neutrálnych molekúl, t. j. energiou, potrebnou na odtrhnutie elektrónu od záporného iónu. Kladné znamienko elektrónovej afinity ukazuje na stabilitu záporného iónu. Čím väčšia je kladná elektrónová afinita, tým je záporný ión stabilnejší. Tabuľka 3 udáva elektrónovú afinitu niektorých plynov.

Tabuľka 3.

Plyn	H	He	N	O	F	Ne	Cl	Ar
elektr. af. eV	0,75	-0,53	-0,6	2,2	3,94	-1,20	3,8	-1,0

Aj ďalšie halogénové prvky majú veľkú elektrónovú afinitu. Vodné pary majú tiež veľký sklon k vytváraniu záporných iónov. Ako vyplýva z tabuľky 3, vytváranie záporných iónov v inertných plynoch je málo pravdepodobným dejom. Dá sa preto predpokladať, že predlžovanie mŕtvej doby iskrových

detekčných zariadení, plnených inertnými plynmi, vytváraním záporných iónov možno zanedbať popri iných procesoch. Tento predpoklad by však bolo potrebné podložiť teoretickým a experimentálnym overením.

## V. Vplyv elektród

Stav povrchu elektród ovplyvňuje mŕtvu dobu iskrových detekčných zariadení. Zvlášť vplyv katódy je omnoho kritickejší ako v prípade podobného detektora — Geiger-Müllerovej trubice. Spôsobené je to hlavne dvomi príčinami. 1. Celková ionizácia pri iskrovom výboji je 1000krát väčšia ako u Geigerových lavín. 2. Intenzita poľa je v prípade rovinných elektród všade rovnaká, preto nedochádza k difúznemu útlmu sily nárazu kladných iónov na katódu, ako v prípade *Geiger-Müllerových* trubíc. Skrátenie mŕtvej doby by sa dalo dosiahnuť napríklad dôkladným odplynením povrchu elektród a tzv. vodíkovou liečbou [5]. Tenký film xylénu na povrchu elektród viedol tiež k obmedzeniu počtu znovuzapálených iskrových výbojov.

Nedokonalé opracovanie povrchu elektród môže zapríčiniť nepravé prierazy medzi elektródami. Väčšina nepravých prierazov vychádza z celkom určitých škvŕn na katóde. Z týchto miest vychádzajú iskry stále častejšie a častejšie. Škvŕny na katóde môžu byť zapríčinené aj predchádzajúcimi iskrovými výbojmi. Vzniku nepravých iskrových výbojov na rozrušených miestach povrchu katódy možno zamedziť iba novým spracovaním povrchu elektród.

Izolačná vrstva na katóde sa môže počas výboja silnejšie nabiť, čím môže dôjsť k vytváraniu silných polí a tým k povrchovej emisii elektrónov. Náboj povrchovej vrstvy je kladný a to od dopadajúcich kladných iónov a tiež od sekundárnej emisie. Uvedený mechanizmus uvoľňovania oneskorených elektrónov z povrchu katódy sa nazýva Malterovým efektom podľa pôvodu tejto teórie L. Maltera. [6, 7].

Nepravé iskrové výboje môžu byť zapríčinené aj submikroskopickými časticami izolačného materiálu, ktoré sa môžu dostať do plynovej náplne medzi elektródami. Submikroskopické častice môžu získať elektrický náboj od bombardovania fotónmi a kladnými iónmi z predchádzajúcich iskrových výbojov. Vzhľadom na veľmi malé rozmery týchto častíc môžu sa okolo nich vytvoriť extrémne vysoké polia, čo môže viesť k uvoľňovaniu oneskorených elektrónov a fotónov, čím môže dôjsť k oneskoreným nepravým iskrovým výbojom. Uvedený jav sa často nazýva *Paetowovým* efektom.

Značnú závislosť mŕtvej doby od materiálu katódy iskrových počítačov zistili *Pidd a Madansky* [7]. Oneskorená emisia elektrónov z povrchu katódy značne predlžuje mŕtvu dobu u niektorých kovov. Pre rôzne kovy boli pri prepätí 200 V namerané hodnoty mŕtvej doby  $T_m$  uvedené v tabuľke 3.

$T_m$ [s]	$> 10^{-1}$	$10^{-2}$	$10^{-3}$
materiál katódy	Al Au Pt mosadz	Cu Bi	Pb Sn

Pri týchto meraniach sa mŕtva doba vzťahovala k 10 % znovuzapálených iskieŕ.

#### Literatúra

- [1] A. Engel: Ionizovannye gazy, Moskva 1959
- [2] L. B. Loeb: Basic Processes of Gaseous Electronics, California 1955
- [3] J. H. Meek and J. D. Craggs: Electrical Breakdown of Gases, Oxford 1953
- [4] S. Miyamoto: Nuovo Cimento 27, 1325 (1963)
- [5] J. W. Keuffel: Rev. Sci Instr. 21, 407 (1950)
- [6] L. Malter: Phys. Rev. 50, 48 (1936)
- [7] R. W. Pidd and L. Madansky: Phys. Rev. 75, 1175 (1949)

Adresa autora:

Katedra jadrovej fyziky UK  
Bratislava, Šmeralova 2.

Dodané 10. februára 1965

### The dead-time of the spark counters

Š. ŠÁRÓ

#### Abstract

In this article are described the reasons which have lengthen the dead time of the spark counter and spark chamber. Delay ionization by metastable atoms, influence the space charge of positive ions and influence the electrodes are discussed. The dead time of the spark counter and spark chamber seems to be a result of the influence of several physical factors.

### Мертвое время искровых счетчиков

Ш. ШАРÓ

#### Резюме

В работе изучаются причины, которые удлиняют мертвое время искровых счетчиков и искровых комор. Разбираются запаздывающие ионизации в следствии присутствия метастабильных атомов, влияние пространственного разряда положительных ионов и также качество самих электрод. Оказывается, что довольно длинное мертвое время искровых детекторов является результатом многих физических факторов, которые действуют еще довольно долго после исчезновения канала искрового разряда.

## Zariadenie pre vyhodnocovanie stereosnímkov z bublinových komôr

J. CHRAPAN, M. FLOREK

V článku sa podáva problematika vyhodnocovania stereosnímkov z bublinových komôr a opisuje sa zariadenie, postavené pre tento účel na Katedre jadrovej fyziky UK v Bratislave, ktoré umožňuje ročne spracovať asi tisíc vybraných prípadov procesov v bublinových komorách.

V oblasti elementárnych častíc sa s úspechom využívajú metódy detekcie častíc, založené na zviditeľňovaní stôp nabitých častíc. Stopy, ktoré vyvolávajú nabité častice vo Wilsonových, difúzných, bublinových alebo iskrových komorách, zaznamenávajú sa na filme stereoskopického fotoaparátu, alebo niekoľkých fotoprístrojov, ktoré fotografujú priestor komory z rôznych smerov.

Aby sa dali z takýchto stereosnímkov skúmať fyzikálne problémy, ktoré súvisia s elementárnymi časticami, treba snímky vyhodnotiť, t. j. zistiť, o ktoré častice ide a určiť ich parametre. To možno urobiť len po priestorovej rekonštrukcii javu v objeme komory.

Spôsoby vyhodnocovania, ktoré sú široko rozvinuté pre snímky z Wilsonových komôr, nevyhovujú pre produktívnejšie komory bublinové a iskrové, ktoré dovoľujú získať pre jeden skúmaný jav omnoho viac stereosnímkov. Tým však vzniká problém s vyhodnocovaním takého množstva experimentálneho materiálu.

Spomínané vyhodnotenie snímok pozostáva z pracovných úkonov, ktoré môžeme rozdeliť do piatich bodov:

1. Experimentálny materiál, ktorý sa získa pri práci komôr (naexponovaný, vyvolaný a riadne ustálený film), treba prezrieť a vyznačiť pre ďalšie spracovanie len tie snímky, ktoré obsahujú obraz, pre pozorovateľa zaujímavých javov.

2. Aby sa mohli určiť rôzne parametre, ktoré charakterizujú stopy, treba dosiahnuť priestorovú rekonštrukciu stôp. Priestorová rekonštrukcia sa robí hlavne analytickými metódami zo súradníc bodov, vybraných na stopách. Preto sa na stereosnímky súčasne fotografujú aj zvlášť vybrané referenčné body, pevne spojené s pracovným objemom komory.

3. Z nameraných súradníc sa určujú dĺžky stôp, uhly medzi nimi, polomery zakrivenia stôp a rozptyl. Z týchto veličín sa potom vypočítavajú parametre, ktoré charakterizujú časticu (dobeh, impulz, súčin impulzu a relatívnej rých-

losti a pod.). Tento výpočet vyžaduje rôzne konštanty, charakteristické pre daný pokus. Sú to napr.: hustota pracovného prostredia, intenzita magnetického poľa, použitého na zakrivenie nabitých častíc v objeme komory atď.

4. Identifikácia javu ako celku. Aby sa táto mohla vykonať, treba zistiť charakteristiky jednotlivých častíc, ktoré sa pri skúmanom jave vyskytujú (bod 3.).

5. Konečné závery o skúmanom pravidle, zákonitosti alebo jave možno vysloviť po zovšeobecnení výsledkov rozboru mnohých prípadov javu.

Všetky spomínané úkony sú veľmi prácne, časovo náročné. Preto vznikla vo svete snaha zautomatizovať niektoré zo spomínaných úkonov.

Prvé prístroje, postavené pre tento účel (1), urýchľujú hlavne prácu zahrnutú v bodoch 2 a 3. Zacičenému pracovníkovi s bežnými pomôckami by trvala táto práca na jednej vybranej snímke niekoľko pracovných dní. Poloautomaty, postavené na tento účel, spracujú jednu snímku za niekoľko minút. Zdokonalené prístroje skrátia túto dobu na sekundy.

Celková doba, za ktorú sa získa štatistika, dostatočná pre seriózne závery, závisí tiež od doby, v ktorej sa robí hrubý výber materiálu. Je to doba, ktorá sa použije na prezretie snímok stôp častíc. V nemalej miere teda možno ušetriť čas použitím vhodného zariadenia pre prezeranie snímok. Prístroj, ktorý sa pre tieto ciele postavil na Katedre jadrovej fyziky UK v Bratislave umožňuje prezrieť do 300 stereosnímkov za hodinu (počet prezretých snímok prirodzene závisí od zložitosti hľadaného javu).

Prístroj je konštruovaný tak, aby sa pozorovateľ pri ňom čo najmenej



Obr. 1.

unavil. Pozorovateľ pohodlne sedí za prístrojom. Lavou rukou obsluhuje prevody filmov, pravú ruku má voľnú pre poznámky (obr. 1).

Pri prezeraní veľkého počtu snímok je výhodné, keď sa môže priebežne kontrolovať poradové číslo jednotlivých snímok. Zvykom je vyznačiť na filme každú piatu, alebo desiatu snímku. V ideálnom prípade sú už pri expozícii filmu v zábere kamery aj poradové čísla snímok.

Snahou konštruktérov je postaviť prístroj, ktorý poskytuje čo najväčšiu spoľahlivosť výberu zaujímavých prípadov. Preto pozorovateľ prezerá súčasne obe snímky z páru stereosnímkov, napriek tomu, že sa tak stáva konštrukcia pozorovacieho zariadenia zložitejšia a samotný prístroj je robustnejší. Takýto postup prináša asi 25 % úsporu času oproti samostatnému prezeraniu jednotlivých filmov stereopáru. Pritom sa zvýši spoľahlivosť výberu zaujímavých prípadov. Napríklad z 1000 snímok propanovej bublinovej komory, ožiarené  $\pi^-$  mezónmi s energiou 8,3 GeV, prezretých jednotlivo z pravého a potom z ľavého filmu stereopáru, sa vybralo 53 snímok, ktoré obsahovali obraz vzniku pozitron — elektrónového páru. Keď sa prezreli oba filmy súčasne, identifikovalo sa 128 snímok, ktoré obsahovali obraz spomínaného deja.

Stereosnímky sa premietajú dvoma objektívmi s  $f = 15$  cm na matnicu. Táto zvierá s vertikálou uhol  $25^\circ$  a je v takej výške, aby nenamáhal pozorovateľa. Rozmery matnice ( $65 \times 45$ ) cm, sú volené tak, aby mohol pozorovateľ zo svojho miesta pohodlne, bez otáčania hlavy, obsiahnuť očami obe snímky. Na objektívy možno nasadiť zelený filter.

Filmy sa osvetľujú dvoma 45 W žiarovkami pri napätí 220 V, ktoré sú v ohniskách automobilových reflektorov. Rovnomerné osvetlenie snímok sa dosahuje kondenzormi priemeru 15 cm. Žiarovky možno zapínať samostatne. Medzi žiarovkami a filmom je dostatočná vzdialenosť, takže sa film pri prevádzke nenahrieva.

Pretáčanie filmov obstarávajú štyri elektromotory z automobilových stieračov. Filmy sa môžu nezávisle od seba pretáčať oboma smermi. Tak sa môže vyrovnáť prípadný vzájomný posuv snímok. Nerovnakú rýchlosť posuvu filmov možno vyrovnáť reostatom, ktorý je zapojený v sérii s jedným párom motorčekov. Činnosť motorčekov regulujú prepínacie relé. Každé z nich má dve vinutia: jedno vinutie s prúdovou záťažou 1 A uvádza relé do pohybu a druhé ho udržuje prúdom 0,1 A zopäté. Po zopnutí relé sa prvé vinutie prepne do série s druhým. Tým sa zmenšili rozmery a ohrievanie elektromagnetov relé pri zachovaní ich spoľahlivej funkcie. Prepínacie relé zamedzia tomu, aby pretáčajúci sa film pôsobil na redukčné súkolie nepracujúcich motorčekov, čo by mohlo zapríčiniť preťaženie motorčekov, ktoré práve pracujú, prípadne pretrhnutie filmu.

Prístroj je konštruovaný pre snímky maximálnej šírky 12 cm. Nevyžaduje perforáciu filmu, nakoľko motorčeky ťahajú priamo cievky s filmom. Veľkosť obrazu na matnici možno meniť posúvaním projekčného zariadenia voči matnici. Projekčné zariadenie je pohyblivo uložené v obale prístroja. Vlastnou váhou sa udržuje v zadnej polohe, čím napína lanká, upevnené pod matnicou. Navíjaním laniiek sa projekčný prístroj približuje po naklonenej rovine k matnici.

Snímku, na ktorej sa javí zaujímavý prípad, označujeme tak, že pozorovateľ zastaví pretáčanie filmu a tlačítkom zapne elektromagnet, ktorý klínovým zariadením stlačí priebojník, čím sa film na okraji predierkuje. Toto umožňuje pri ďalšom spracovaní nachádzať vybrané snímky.

Celkové rozmery prístroja:	dĺžka	1750 mm
	šírka	835 mm
	výška	1285 mm
	váha	55 kg
	príkon	180 W.

Prístroj je celý krytý, takže snímky možno pohodlne prezerať aj pri dennom svetle v nezatemnenej miestnosti. Na matnici je tak malé skreslenie, že pri maximálnom šesťnásobnom zväčšení je skreslenie v rámci meracích chýb a neprejavuje sa. Preto možno už priamo pri prezereaní orientačne ohodnocovať niektoré charakteristiky častíc aj kvantitatívne. Meraním súradníc bodov na matnici možno určovať súradnice bodov na filme s presnosťou na  $100 \mu$ .

S opísaným prístrojom možno pracovať aj tak, že sa vyberie matnica, na objektívy premietacieho zariadenia, ktoré možno mierne vychýliť, sa nasadia polarizačné filtre, ktoré polarizujú v navzájom kolmých rovinách. Obrazy oboch stereosnímkov sa premietnu tak, aby sa na premietacom plátne kryli. Pozorovateľ, ktorý sa díva na takýto obraz cez polarizačné okuliare, vníma obraz priestorove. Tento spôsob prezeraania umožňuje pohodlne prezerať snímky niekoľkým osobám súčasne, čo zvyšuje spoľahlivosť prezeraania a umožňuje prístroj využiť i pre pedagogické účely.

Po označení zaujímavých snímok v prezeraacom zariadení upevňujú sa filmy na zvlášť pre tento účel zhotovený stolík pod univerzálny merací mikroskop firmy *Zeiss Jena NDR*. Keď si pozorovateľ vyhľadá v zornom poli mikroskopu snímku predierkovanú v prezeračke, zafixuje ju voči stolíku tak, aby sa súradnice  $y$ , odčítané na oboch snímkach stereoaparátu rovnali. Potom sa určia súradnice  $x_0, y_0, x'_0$  bodu, pevne spojeného s komorou na pravej a ľavej snímke. Tento bod slúži za počiatok súradného systému  $X, Y, Z$  spojeného s komorou. Jeho obraz je počiatkom systému súradníc na pravom a ľavom filme ( $x, y$  resp.  $x', y'$ ). Tieto súradnice vypočítame z hodnôt nameraných na mikroskope:

$$\begin{aligned}x &= x_{\text{numer.}} - x_0 \\y &= y_{\text{numer.}} - y_0 \\x' &= x'_{\text{numer.}} - x'_0 \\y' &= y_0.\end{aligned}$$

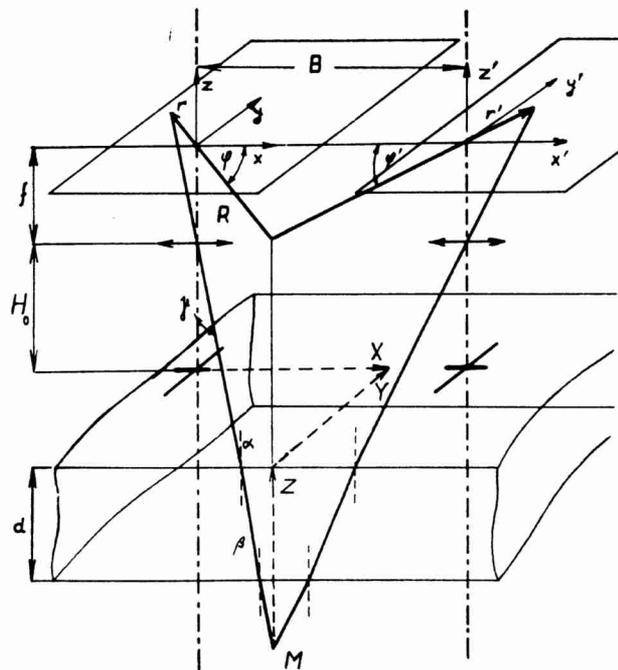
Použitý merací mikroskop umožňuje určiť súradnice bodov na filme s presnosťou  $1 \mu$ , no samotná povaha obrazu znižuje túto presnosť. Súradnice bodov na snímkach možno pri sériovom meraní určiť s presnosťou na  $5 \mu$ . Je to súčasne presnosť, s ktorou v zahraničí pracujú poloautomatické zariadenia (1). V našich okolnostiach možno za jednu pracovnú hodinu premerať asi dva páry stereosnímkov po dvadsať až dvadsaťpäť bodov.

Zistené hodnoty  $x, y$  slúžia za podklad pre vyčíslenie vzťahov, ktorými sa určujú súradnice  $X, Y$  a  $Z$  bodov v komore (2). Z obr. 2 vidieť, že pre tieto súradnice platí:

$$X = R \cdot \cos \varphi \quad X = \frac{B}{x - x'} x \quad (1)$$

$$Y = R \cdot \sin \varphi \quad Y = \frac{B}{x - x'} y \quad (2)$$

$$Z = (R - H_0 \operatorname{tg} \gamma - d \cdot \operatorname{tg} \alpha) \frac{1}{\operatorname{tg} \beta} \quad (3)$$



Obr. 2.

Keď označíme  $x - x' = P$ , dostaneme:

$$X = \frac{B}{P} x \quad (4)$$

$$Y = \frac{B}{P} y$$

$B$  je vzdialenosť optických osí fotografických prístrojov. Keď uvažíme, že sa indexy lomu svetla skla voči vzduchu a náplne komory voči sklu definujú:

$$n_s = \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}$$

$$n_k = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} n_s$$

dostaneme pre  $\text{tg } \alpha$  a  $\text{tg } \beta$  výrazy:

$$\text{tg } \alpha = \frac{r}{\sqrt{n_s^2 f^2 + r^2(n_s^2 - 1)}}$$

kde  $f$  je ohnisková vzdialenosť použitých fotoprístrojov

$$\text{tg } \beta = \frac{r}{\sqrt{n_k^2 f^2 + r^2(n_k^2 - 1)}}$$

Po ich dosadení do (3) a úprave dostaneme výraz pre výpočet súradnice Z:

$$Z = \left( \frac{B}{P} f - H_0 - \frac{d}{\sqrt{n_s^2 + (n_s^2 - 1) \frac{r^2}{f^2}}} \right) \sqrt{n_k^2 + (n_k^2 - 1) \frac{r^2}{f^2}} \quad (5)$$

Tu  $H_0$  predstavuje vzdialenosť vrcholu sústavy šošoviek fotoaparátov od komory,  $d$  je hrúbka krycieho skla na komore.

Súradnice  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  počítame podľa vzťahov (4) a (5) na elektrickom počítačom stroji *Rheinmetall SAR II c*, ktorý umožňuje za hodinu vypočítať súradnice asi 20 až 25 bodov.

Výpočet jednotlivých parametrov častíc (bod 3) prehľadu prác závisí od konkrétneho problému, ktorý sa rieši. Časove je najnáročnejší. Všeobecne sa počíta automatickými počítačimi strojmi, pre ktoré sa však musí pripraviť vyhovujúci program, čo je špeciálna práca.

Záverom možno konštatovať, že opísané prístroje umožňujú spracovať na Katedre jadrovej fyziky UK ročne asi tisíc vybraných snímok procesov v bublinových komorách.

#### Literatúra

- [1] Nikitin S. Ja.: *Sovremennye metody obrabotki snimkov puzyrkovych kamer PTE* č. 2, 5, 1961.  
 [2] Vrána J.: *Produkce hyperonů A a mezonů K v interakcích π p* (Kandidátská práce) Fyzikální ústav ČSAV Praha 1963.

Dodané 15. februára 1965

## Die Einrichtung für die Auswertung der Stereobilder aus Blaskammern

J. CHRAPAN u. M. FLOREK

### Resumé

Der Artikel behandelt die Problematik über die Auswertung der Stereobilder aus Blaskammern. Beschrieben wird die Einrichtung, hergestellt zu diesem Zweck an dem Lehrstuhl für Kernphysik an der Komenskyuniversität in Bratislava, die es ermöglicht 1000 verschiedene ausgesuchte Fälle von Prozessen in Blaskammern jährlich zu verarbeiten.

## Установка для оценки стереосъемок из пузырьковых камер

И. ХРАПАН, М. ФЛОРЕК

### Резюме

В статье дается проблематика оценки стереосъемок из пузырьковых камер. Описывается установка, построенная для этой цели на Кафедре ядерной физики университета им. Комenskого в Братиславе, которая позволяет обработать около 1000 избранных случаев процессов в пузырьковых камерах за год.

## Jednoduché elektronické zariadenie pre Wilsonovu komoru

M. FLOREK

Popisuje sa elektronické zariadenie k *Wilsonovej* komore. Schému charakterizuje kompaktnosť, jednoduchosť ladenia a prechodu z vizuálneho pozorovania práce komory priamo k fotografovaniu. Takéto elektronické zariadenie je výhodné pre použitie v pedagogickom procese na vysokých školách a pre niektoré menej náročné experimenty, v ktorých sa používa vnútorný zdroj žiarenia.

Na Katedre jadrovej fyziky PFUK bola v 1960 roku postavená *Wilsonova* komora (1) a neskoršie elektronické zariadenie. Uvedená komora sa nepoužíva k výskumu kozmického žiarenia a preto odpadla nutnosť stavby teleskopickéj aparatúry a taktiež požiadavky na riadiacu aparatúru sú miernejšie. V komore sa nachádza alfa a beta preparát. Fotografovanie dráh nabitých častíc sa robí stereoskopickým fotoaparátom „*Belplasca*“ (báza 65 mm, paralelné optické osi, perforovaný 35 mm film 24° DIN pre 20—22 stereopárov s upravenou kazetou až 220), na ktorom sa urobili menšie úpravy. Aby sme mohli uvedeným fotoaparátom fotografovať do vzdialenosti 50 cm, vložili sme pod panel nesúci objektívy medziskružky hrúbky 2 mm. Okrem toho sme upevnili uzávierku v polohe úplného otvorenia, takže film sa exponuje v čase výboja impulzných lúčov. V spúšťacom mechanizme bol zabudovaný kontakt *K* (pozri obr. 2), ktorého jeden pól bol vyvedený a upevnený izolovane na tele aparátu a druhý pól bol vyvedený do zeme. Kontakt *K* sa uzatvára stlačením spúšte, čo zaobstaráva elektromagnet *EM* na impulz z bloku časových spínačov. Tým sa uzatvára obvod relé *P*<sub>6</sub>, ktoré spojením kontaktov uzatvára obvod elektromotoru *M* (24 V, 10 W) čím nastáva pretáčanie filmu. S výhodou bola využitá konštrukcia fotoaparátu tým, že stlačením spúšte uvoľňuje sa západka, ktorá pritlačí kontakt *K* a znova zapadá ak sa film pretočí o patričnú dĺžku. Tým sa ale okamžite rozpojí kontakt *K* a preruší sa obvod elektromotoru. Samotná konštrukcia fotoaparátu umožňuje pretáčanie filmu v dvoch rôznych dĺžkach. Fotografuje sa pod uhlom 90° k smeru osvetlenia.

Pracovný priestor sa osvetľuje dvoma impulznými lampami, umiestnenými po stranách pracovného priestoru. Kryty s lampami sa dajú posúvať kolmo k smeru osvetlenia a ich poloha sa volí tak, aby vhodne osvetľovali len citlivý priestor komory. Intenzita záblesku je nemenná; zmenou clony vo fotoaparáte sa volí najvhodnejšia expozícia pre použitý film.

Elektronické zariadenie, ktorého schéma je na obr. 2 zabezpečuje vykonávanie nasledovných operácií:

1. Určuje cyklus práce komory a umožňuje spojité menenie dĺžky trvania cyklu od 30 sekúnd do 3 minút. Uvedená časová škála dovoľuje vybrať najvhodnejšiu dĺžku cyklu pri rôznych požiadavkách kladených na prácu komory.

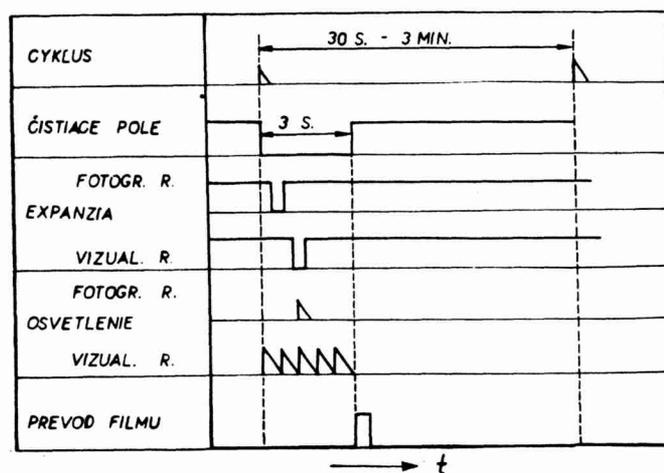
2. Vypína čistiace pole pred expanziou a zapína ho po skončení fotografovania. Doba vypnutia čistiaceho poľa je 3 s.

3. Vypína prúd v cievke elektromagnetického ventilu na čas expanzie. V režime vizuálneho pozorovania moment expanzie je posunutý na čas 0,7 s. od začiatku osvetlenia komory (kvôli akomodácii zraku).

4. Fotografovanie dráh nabitých častíc sa robí v rozpätí 0,1—0,3 s. od momentu expanzie. Vo vybranom momente podáva sa zapalovací impulz na impulzné lampy. Schéma umožňuje spojitú zmenu oneskorenia v rozpätí 0,1—0,5 s. V režime vizuálneho pozorovania podáva sa séria impulzov v priebehu 3 s. Ich frekvencia sa volí tak, aby bolo osvetlenie priestoru optimálne.

5. Podáva impulz na prevod filmu a počítač cyklov.

Časový sled jednotlivých operácií je znázornený na obr. 1.



Obr. 1

Elektronické príslušenstvo pozostáva zo štyroch blokov, ktoré sú umiestnené v jednej skrini rozmerov 480 × 350 × 300 mm.

a) Zdroje napätia (300 V, 350 V, —100 V, 6,3 V) pre blok časových spínačov a čistiace pole. Napätie 300 V a —100 V stabilizuje sa stabilizátormi napätia 12TE25 a DGL TE50. Maximálne prúdové zaťaženie týchto dvoch zdrojov je 80 a 10 mA. Napätie 350 V sa odoberá z predradeného odporu stabilizátora.

b) Usmerňovač napätia 24 V. Slúži ako napájací zdroj pre elektromagnetický ventil *EV*, pre motor pretáčania filmu *M*, spúšťač elektromagnet *EM*, počítač cyklov a pre relé prepínania odberu vysokého napätia z  $C_1$  alebo  $C_2$ . Usmerňovač je selénový VSO12. Maximálne prúdové zaťaženie 1,2 A.

c) Blok vysokého napätia. Slúži ako napájací zdroj pre impulzné lampy  $IL$ . Transformátor  $T$  zvyšuje napätie na 1450 V. Lampy sa zapalujú na impulz z bloku časových spínačov, ktorý sa automobilovou indukčnou cievkou zvyšuje na hodnotu asi 20 000 V. Napätie 1450 V sa podáva na impulzné lampy z kondenzátora  $C_1$ , resp.  $C_2$ . Kondenzátor  $C_2$  je pre režim fotografovania,  $C_1$  je pre režim vizuálneho pozorovania. Pretože  $C_2$  je omnoho väčšie ako  $C_1$ , môžeme  $C_2$  považovať za zdroj náboja pre kondenzátor  $C_1$ . Odoberanie prúdu z  $C_1$  alebo  $C_2$  prepína  $P_5$ , ktoré závisí od polohy  $Pr_2$ . Intenzita záblesku od prúdu odoberaného z  $C_1$  postačuje pre vizuálne pozorovanie, k fotografovaniu sa vyžaduje omnoho intenzívnejší záblesk, čo zabezpečuje veľká kapacita  $C_2$ .

d) Blok časových spínačov je základom automatického riadenia. V celom zapojení elektronického príslušenstva tvorí samostatný vysúvateľný celok. Funkcia tohto bloku v automatickom riadení je zrejماً z obr. 1.

Impulz z tyratronového generátora (elektrónka  $E_1$ ) spúšťa monostabilný obvod ( $E_2$ ) vypínania čistiaceho poľa. Dĺžku trvania cyklu reguluje  $Pr_1$  a  $R_1$ . V polohe 1 prepínača  $Pr_1$  sa anódové napätie na tyratron vypína; vtedy možno ručne spúšťať komoru tlačidlom  $Tl$ . Impulz z monostabilného obvodu otvára normálne zatvorenú pravú polovicu  $E_3$  na čas 3 s. Prechodom anódového prúdu elektrónky  $E_3$  cievkou relé  $P_1$  sa rozpoja kontakty tohto relé — vypína sa čistiace pole. Ďalšie kontakty  $P_1$  prepínajú jeden pól kondenzátorov na zem alebo k druhému pólu v mriežkových obvodoch elektrónky  $E_6$ .

Ak sa kontakt relé  $P_1$  nachádza v polohe 1 na mriežke ľavej polovice elektrónky  $E_6$ , je záporné napätie  $-12$  V, ktorým je elektrónka uzatvorená. Po prepnutí kontaktu  $P_1$  do polohy 2 sa začne nabíjať kondenzátor  $C_3$  cez odpor s časovou konštantou  $\tau = RC_3$ . V okamihu prepojenia kontaktu do polohy 2 napätie na mriežke elektrónky  $E_6$  klesne na nulu, lampa sa otvorí na čas, ktorý je približne rovný  $\tau$ . Na dobu  $\tau$  vypne relé prúd v cievke elektromagnetického ventilu  $EV$ . Podobným spôsobom je riešené aj podávanie impulzu na prevod filmu (pravá polovica  $E_6$ ).

Oneskorenie expanzie (pri fotografovaní) od momentu vypnutia čistiaceho poľa činí asi 100 ms. Toto oneskorenie spôsobuje elektromagnetický ventil (60 ms) a relé  $P_2$  asi 40 ms. Pretože komora sa nepoužíva na pozorovanie kozmických častíc, toto oneskorenie nie je podstatné.

Prechod z vizuálneho pozorovania k fotografovaniu sa ovláda prepínačom  $Pr_2$ . V režime vizuálneho pozorovania elektrónka  $E_5$  pracuje ako tyratronový generátor. Napätie na anódu  $E_5$  podáva sa len v dobe prítiahnutia kontaktov  $P_1$ . Frekvencia kmitov tyratronového generátora sa mení zmenou mriežkového predpätia potenciometrom  $R_2$ . Najvhodnejšia frekvencia je 15—20 Hz. Vyššia frekvencia by príliš zaťažovala zdroje napätia. V režime fotografovania prúd v cievke  $EV$  vypína relé  $P_2$ . V tomto režime je tyratron zatvorený záporným predpätím  $-12$  V. Tyratron sa zapáli a kondenzátor  $C_4$  sa vybije v momente príchodu zadnej časti derivovaného impulzu z monostabilného obvodu, postaveného na elektrónke  $E_4$ . Potenciometrom v obvode mriežky pravej polovice  $E_4$  sa reguluje oneskorenie zapalovacieho impulzu a tým i osvetlenie pracovného priestoru pri fotografovaní.

V režime vizuálneho pozorovania prúd v cievke elektromagnetického ventilu vypína relé  $P_4$ , ktorého prácu upravuje  $P_2$ .

Príprava elektronického zariadenia k práci spočíva v zapnutí zdrojov vypínačmi  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$ , a nastavením dĺžky trvania cyklu  $Pr_1$ , vo zvolení



momentu fotografovania potenciometrom  $R_3$  a nastavením frekvencie zápalných impulzov pre režim vizuálneho pozorovania potenciometrom  $R_2$ . Všetky ovládacie prvky okrem vypínačov sú umiestnené na prednom paneli bloku časových spínačov.

#### Literatúra

- [1] S. Usačev, J. Chrapan, Stavba expanznej hmlovej komory Blackettovho typu, ACTA F. R. N. UNIV. COMEN. VI. 7. PHYSICA 1961.  
[2] Ivanov J. S.: Zpráva FIAN, 1962 r.

### Простая схема управления для камеры Вильсона

М. ФЛОРЕК

#### Резюме

Дано описание схемы управления для камеры Вильсона. Схема компактна, проста в настройке и эксплуатации. Рабочая область освещается импульсными лампами, переход из режима визуального наблюдения к фотографированию осуществляется одним переключателем. Такая схема очень удобна для использования в педагогическом процессе в высших учебных заведениях.

### Simple electrical equipment for the cloud chamber

#### Summary

There is described an electrical equipment for the cloud chamber. The scheme is compact, simple in tuning and work. The working place is lighted by flash, the change from the system of visual observing to the taking pictures of charged particles is done by a single switch. Such a scheme is very reliable for using it at a pedagogical process at university schools.



ACTA  
FACULTATIS RERUM NATURALIUM  
UNIVERSITATIS COMENIANAE  
PHYSICA

publ. VII.

03/5 — Vydalo Slovenské pedagogické nakladateľstvo Bratislava — Schválené výmerom SÚKK—1549/I-64 — Náklad 1102 — Rukopis zadaný 27. 5. 1965 — Vytlačené v apríli 1966 — Papier 5153-01, 70×100, 70 g — Tlačili Polygrafické závody 02, Bratislava — Typ písma garmond Extended — Strán 116 -67-034-66- (K-0\*7 61047)  
AH 8,980 - VH 9,178

Celý náklad prevzala Prírodovedecká fakulta  
Univerzity Komenského v Bratislave

Technický redaktor Adam Hanák



## ACTA FACULTATIS RERUM NATURALIUM UNIVERSITATIS COMENIANAE

sú fakultný zborník určený na publikovanie vedeckých prác interných a externých učiteľov našej fakulty, interných a externých aspirantov a našich študentov. Absolventi našej fakulty môžu publikovať práce, v ktorých spracúvajú materiál získaný za pobytu na našej fakulte. Redakčná rada si vyhradzuje právo z tohto pravidla urobiť výnimku.

Práce musí odporúčať katedra. Práce študentov musí odporúčať študentská vedecká spoločnosť a príslušná katedra.

Publikovať možno v jazyku slovenskom alebo českom, prípade v ruskom alebo anglickom, francúzskom alebo nemeckom. Práce podané na publikovanie majú byť písané strojom na jednej strane papiera, s riadkovou medzerou, tak, aby jeden riadok tvorilo 60 úderov a na stránku pripadlo 30 riadkov. Rukopis treba podať dvojmo a upraviť tak, aby bolo čo najmenej chýb a preklepov. Nadmerný počet chýb zdražuje tlač a ide na autorov účet.

Rukopis upravte tak, že najprv napíšete názov práce, pod to autorovo meno. Pracovisko, pokiaľ je na našej fakulte, sa neuvádza. Iba tam, kde je viac spolupracovníkov a niektorý z nich je z mimofakultného pracoviska, uvádzajú sa všetky pracoviská. Tiež tam, kde práca bola vypracovaná na dvoch pracoviskách, treba obidve uviesť.

Fotografie treba podať na čiernom lesklom papieri a uviesť autorovo meno, zmenšenie a text pod obrázok. Kresby treba urobiť tušom na priehľadnom papieri (pauzák) alebo na rysovacom papieri a taktiež uviesť autorovo meno, zmenšenie a text pod obrázok.

Každá práca musí mať resumé v ruskom a niektorom západnom jazyku. K prácam publikovaným v západnom jazyku, treba pripojiť resumé v slovenskom (českom) jazyku a v jazyku západnom; v prípade publikácie v ruskom jazyku, resumé v slovenskom jazyku a v západnom jazyku. *Nezabudnite pri resumé uviesť vždy názov práce a autorovo meno v rovnakom poradí ako v základnom texte.* Za pravosť prekladu zodpovedá autor.

Autori dostávajú stĺpcové a stránkové korektúry, ktoré treba do 3 dní vrátiť. Rozsiahlejšie zmeny počas korektúry idú na farchu autorského honorára. Každý autor dostane okrem príslušného honoráru i 50 separátov.

**Redakčná rada**

<b>Fischer J., Majerníková E.: Príspevok k absorpcii röntgenového žiarenia. . .</b>	<b>1</b>
<b>Veis Š., Červeňan L., Luknárová M.: Zloženie a elektrická vodivosť kyslíka v intervale teplôt 1000—5000 °K a tlakov 0,001—100 atm. . . . .</b>	<b>19</b>
<b>Veis Š., Kalužay J., Klemešová M.: Zloženie a elektrická vodivosť kyslíka v intervale teplôt 1000—5000 °K a tlakov 0,001—100 atm. . . . .</b>	<b>41</b>
<b>Šurka Št. — Tirpák A.: Spin-echo spektrometer. . . . .</b>	<b>63</b>
<b>Chudý M.: Použitie jednonáložového scintilačného gama spektrometra na meranie veľmi nízkych aktivít Co<sup>60</sup> . . . . .</b>	<b>87</b>
<b>Šáró Št.: Mŕtva doba iskrových počítáčov . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>Chrapan J., Florek M.: Zariadenie pre vyhodnocovanie stereosnímkov z bublinových komôr . . . . .</b>	<b>103</b>
<b>Florek M.: Jednoduché elektronické zariadenie pre Wilsonovu komoru. . . . .</b>	<b>109</b>
<b>Fischer J., Majerníková E.: Beitrag zur Theorie der Absorption von Röntgenstrahlen . . . . .</b>	<b>1</b>
<b>Veis Š., Červeňan L., Luknárová M.: Zusammensetzung und die elektrische Leitfähigkeit des Stickstoffes im Temperaturbereich 1000—5000 °K und im Druckbereich 0,001—100 atm. . . . .</b>	<b>19</b>
<b>Veis Š., Kalužay J., Klemešová M.: Zusammensetzung und die elektrische Leitfähigkeit des Sauerstoffes im Temperaturbereich 1000—5000 °K und im Druckbereich 0,001—100 atm. . . . .</b>	<b>41</b>
<b>Šurka Št. — Tirpák A.: Spin-echo spektrometer . . . . .</b>	<b>63</b>
<b>Chudý M.: The use of single channel scintillation gamma spectrometer in measurements of extreme low activities Co<sup>60</sup> . . . . .</b>	<b>87</b>
<b>Šáró Št.: The dead-time of the spark counters . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>Chrapan J., Florek M.: Die Einrichtung für die Auswertung der Stereobilder aus Blaskammern . . . . .</b>	<b>103</b>
<b>Florek M.: Simple elektronical equipment for the cloud chamber . . . . .</b>	<b>109</b>
<b>Фишер И., Майерникова Э.: Замечание к теории поглощения рентгеновых лучей . . . . .</b>	<b>1</b>
<b>Вейс Ш., Червеньан Л., Лукнарова М.: Состав и электропроводность азота в диапазоне температур 1000—5000 °K и давлений 0,001—100 атм. . . . .</b>	<b>19</b>
<b>Вейс Ш., Калужай И., Клемешова М.: Состав и электропроводность кислорода в диапазоне температур 1000—5000 °K и давлений 0,001—100 атм. . . . .</b>	<b>41</b>
<b>Шурка Ст., Тирпак Д.: Спектрометр для спинового эхо . . . . .</b>	<b>63</b>
<b>Худы М.: Применение одноканального сцинтилляционного гамма спектрометра для измерения предельно малых активностей Co<sup>60</sup> . . . . .</b>	<b>87</b>
<b>Шаро М.: Мертвое время искровых счетчиков . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>Храпан М., Флорек М.: Установка для оценки стереосъемок из пузырьковых камер . . . . .</b>	<b>103</b>
<b>Флорек М.: Простая схема управления для камеры Вильсона . . . . .</b>	<b>109</b>