

Ústav fyzikální elektroniky PŘF MU

FYZIKÁLNÍ PRAKTIKUM

Fyzikální praktikum 2

Zpracoval: Artem Gorodilov

Naměřeno: 16. října 2023

Obor: Astrofyzika

Skupina: Čt 8:00

Testováno:

Úloha č. 4: Brownův pohyb a pohyblivost částic

$$T = 24.5\text{ }^{\circ}\text{C}$$

$$p = 998\text{ hPa}$$

$$\varphi = 38\text{ \%}$$

1. Zadání

Provádět měření Brownova pohybu a ověřit platnost Einsteinova vztahu, kterým by se měla řídit částice ve stavebním bloku.

Zaměřit na měření mobility volných elektronů v měděném vodiči navinutém kolem cylindrického jádra.

2. Teorie

2.1. Brownův pohyb

V případě, že v kapalině existují mikroskopické částice, dochází k jejich pohybu způsobenému srážkami atomů kapaliny s těmito částicemi. Tento pohyb není zaznamenatelný, pokud jsou částice velké, neboť síly působící mezi atomy kapaliny se vyruší. Naopak, u malých částic tyto síly nejsou vykompenzovány, což vede k náhodnému pohybu, známému jako Brownův pohyb, a tento pohyb lze matematicky popsat Stokesovým zákonem. Jeho chování je také popsáno Einsteinovým zákonem: pokud sledujeme pozice částice v určených časových okamžicích, průměrný kvadratický posun částice je úměrný voleným časovým intervalům. K výpočtu tohoto jevu použijeme 2. Newtonův zákon, který dále upravíme pro naši specifickou situaci.

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_1 + F_2 \quad (1)$$

kde m je hmotnost částice, F_1 je celková síla a F_2 je odporová síla okolních molekul.

Pro sílu F_2 platí vztah:

$$F_2 = -k \frac{dx}{dt} \quad (2)$$

Podle Stokesova zákona:

$$k = 6\pi\eta r \quad (3)$$

kde η je viskozita kapaliny a r je poloměr částice. Kombinací rovnic (1) a (2) a násobením na x získáme:

$$mx \frac{d^2 x}{dt^2} = F_1 x - kx \frac{dx}{dt} \quad (4)$$

Dále vyjádříme první a druhý diferenciální člen

$$x \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} x^2 - \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (5)$$

$$x \frac{dx}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dx^2}{dt} \quad (6)$$

Zkombinujeme všechny rovnice dohromady:

$$\frac{m}{2} \frac{d^2}{dt^2} x^2 - m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = F_1 x - \frac{k}{2} \frac{dx^2}{dt} \quad (7)$$

Jelikož nás pouze střední hodnoty zajímají, můžeme pro F_1 , x nastavit 0 a nadále si připomenout následující:

$$\frac{d}{dt} \langle x^2 \rangle = h \quad (8)$$

Pak:

$$\frac{m}{2} \frac{dh}{dt} - m \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \quad (9)$$

Protože je druhý termín na pravé straně rovnice (9) dvojnásobkem průměrné kinetické energie částice. Použijeme-li teorii ideálního plynu na pohyb brownovské částice a zaměříme se pouze na jednu složku rychlosti ve směru osy 3, získáme následující vzorci:

$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{3RT}{2N_A} \quad (10)$$

$$m \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle = \frac{RT}{N_A} \quad (11)$$

kde N_A je Avogadrova konstanta, T je absolutní teplota kapaliny a R je univerzální plynová konstanta.

Dosadíme rovnice (10) a (11) do rovnice (9):

$$\frac{RT}{N_A} - \frac{m}{2} \frac{dh}{dt} = \frac{kh}{2} \quad (12)$$

Po úpravě a integraci získáme:

$$h - \frac{2RT}{N_A k} = C e^{-\frac{k}{m}t} \quad (13)$$

kde C je integrální konstanta a t je čas.

Při vysokém t můžeme poslední člen ignorovat, protože se blíží k nule. V tomto případě vychází:

$$h = \frac{2RT}{N_A k} \quad (14)$$

Dosazením rovnice (3) a (14) do rovnice (8) získáme Einsteinův výraz:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{2RT}{6\pi\eta r N_A} t \quad (15)$$

Dále pro určení středního kvadratického posunu pro intervaly měření 5 s, 10 s a 15 s použijeme vzorec:

$$\langle L_5^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{10} L_{i,i+1}^2}{10} \quad (16)$$

$$\langle L_{10}^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^9 L_{i,i+2}^2}{9} \quad (17)$$

$$\langle L_{15}^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^8 L_{i,i+3}^2}{8} \quad (18)$$

Význam hodnot L_5^2 , L_{10}^2 a L_{15}^2 je patrný z obrázku (1).

Platí-li Einsteinův zákon, pak se poměr středních kvadratických posunů musí rovnat:

$$\langle L_5^2 \rangle : \langle L_{10}^2 \rangle : \langle L_{15}^2 \rangle = 1 : 2 : 3 \quad (19)$$

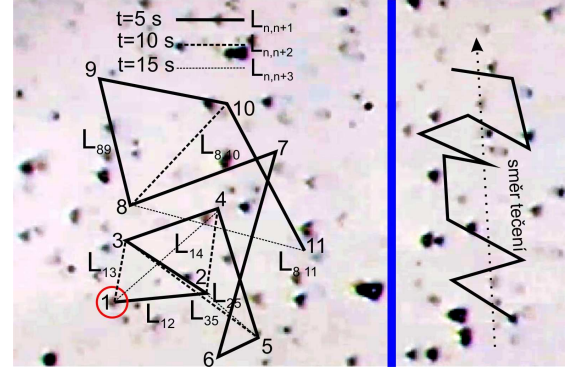


Figure (1) Příklad záznamu chaotického pohybu brownovské částice na průsvitném papíře přiloženém přes obraz z mikroskopu, v případě bez tečení preparátu (vlevo) a při tečení (vpravo). V záznamu pohybu částice vlevo jsou zaneseny trajektorie částice složené z vektorů posunutí při záznamu po časových intervalech $t = 5$ s (plná čára), 10 s (přerušovaná čára) a 15 s (tečkovaná čára).

2.2. Pohyblivost volných elektronů v kovu

Vodivost kovů spočívá v pohybu nezabraných nositelů náboje, což jsou převážně volné elektrony v kovových materiálech. Hustotu elektrického proudu j můžeme vyjádřit následujícím způsobem:

$$j = ne_0 v_d \quad (20)$$

kde v_d je driftová rychlost elektronů, e_0 je elementární náboj a n je koncentrace volných elektronů, které se podílí na proudu.

Vzorec pohyblivosti elektronů je následující:

$$\mu = \frac{v_d}{E} \quad (21)$$

kde E je intenzita elektrického pole.

Dosadíme rovnici (20) do rovnice (19):

$$j = ne_0 v_d E = \sigma E = \frac{E}{\rho} \quad (22)$$

kde σ je měrná vodivost a ρ je měrný odpor kovu. Pak:

$$\sigma = ne_0 \mu \quad (23)$$

Rozhodnout o vztahu mezi teplotou a elektronovou závislostí lze tím, že stanovíme specifickou elektrickou vodivost kovu nebo specifický elektrický odpor pro danou teplotu. Teplotní závislost specifického elektrického odporu ρ se pro malé odchylky teploty ΔT (na úrovni desítek °C) vůči referenční teplotě přibližuje lineárním vztahem:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha \Delta T) \quad (24)$$

kde ρ_0 je měrný odpor při referenční teplotě a α je teplotní součinitel odporu.

Pro drát s odporem R , jehož délka je L a plošný průřez má rozlohu S , platí následující rovnice:

$$R = \frac{L}{\sigma S} \quad (25)$$

Pak:

$$\mu = \frac{L}{e_0 n R S} \quad (26)$$

Určení pohybu elektronů lze také popsat pomocí relaxační doby τ . Tuto veličinu můžeme chápat jako průměrnou dobu mezi srážkami elektronu s nečistotami v kovu nebo s rozptylovými procesy na jádrech atomu kovu, které jsou nedejme se tomu, vzhledem k tepelným vibracím atomů, značně rozptýleny.

Během doby τ mezi rozptylovými událostmi se elektronův pohyb zrychlí pod vlivem elektrického pole o velikosti E_0 , což způsobí změnu rychlosti:

$$\Delta v = \frac{e_0 E \tau}{m} \quad (27)$$

kde m je hmotnost elektronu.

Po srážce se elektron pohybuje náhodně s náhodným směrem. Právě díky této náhodnosti rozptylových procesů se průměrná rychlost, kterou elektron dosahuje, stává průměrnou rychlostí způsobenou urychlením elektrickým polem. Této rychlosti se říká driftová rychlost:

$$v_d = \frac{e_0 \tau}{m} = \mu E \quad (28)$$

Pak platí:

$$\mu = \frac{e_0 \tau}{m} \quad (29)$$

Dosazením rovnice (28) do rovnice (22) získáme:

$$\sigma = \frac{n e_0^2 \tau}{m} \quad (30)$$

Koncentrace elektronů je tedy rovna:

$$n = z \frac{\rho}{A m_u} \quad (31)$$

kde A je atomové hmotnostní číslo prvku a $m_u = 1.66 \times 10^{-27}$ kg je atomová hmotnostní jednotka. Koncentrace některých kovů jsou uvedeny v tabulce (2):

Materiál	ρ (kg.m ⁻³)	A	z	n (10 ²⁸ m ⁻³)
Cu	8960	63,55	1	8,5
Al	2700	26,98	3	18,1
Ag	10500	107,87	1	5,9

Figure (2) Hustoty, hmotnostní čísla, počet volných elektronů na jeden atom a koncentrace volných elektronů vybraných kovů

3. Měření

3.1. Brownův pohyb

S pomocí skleněné tyčinky vezmeme malé množství temperové běloby. Tuto drobnou porci následně rozpustíme ve vodě, a pomocí téže skleněné tyčinky odebíráme jednu drobnou kapičku roztoku. Tu přeneseme na sklíčko a nakapeme ji uprostřed označené plochy. Poté pokryjeme sklíčkem tak, aby se tekutiny nedotýkalo a nebylo ohraničeno. Takto připravený vzorek vložíme do mikroskopu.

Začneme pozorovat při malém zvětšení a postupně budeme zvětšovat a zaostřovat. Na obrazovce budeme hledat co největší koncentraci náhodně pohybujících se částic. Poté přiložíme průhlednou fólii k televizní obrazovce a zaznamenáme změny pozice pěti částic s pětivteřinovými intervaly, které budeme měřit pomocí elektrického metronomu. Po zaznamenání pozic vyjmeme vzorek z mikroskopu a umístíme ho do Bürkerovy komůrky.

Zopakujeme postup jako v předchozí části a na stejném zvětšení, které jsme použili při pozorování částic, najdeme nejmenší čtvereček, u něhož známe přesnou velikost. To nám umožní vypočítat zvětšení mikroskopu. Díky tomu zjistíme velikost jednotlivých tras částic.

Zvětšení mikroskopu se určuje pomocí speciální destičky, která se pod mikroskopem prohlíží.

Buňku destičky o délce 50 μm mikroskop zvětší na délku 12.70(5) cm. Určíme zvětšení:

$$x = \frac{12.70(5)cm}{50\mu m} = 2540(10) \quad (32)$$

Pro pět částic byly získány následující hodnoty L_5^2 , L_{10}^2 a L_{15}^2 :

L_5^2 [mm ²]	L_{10}^2 [mm ²]	L_{15}^2 [mm ²]
121(1)	400(2)	784(3)
169(1)	841(3)	1600(4)
400(2)	900(3)	900(3)
169(1)	169(1)	196(1)
81(1)	16.0(4)	9.0(3)
121(1)	100(1)	100(1)
9.0(3)	121(1)	144(1)
121(1)	324(2)	
25(1)		

Table (1) Střední kvadratický posun pro první částici

Odtud zjistíme hodnoty $\langle L_5^2 \rangle$, $\langle L_{10}^2 \rangle$ a $\langle L_{15}^2 \rangle$ pro první částici:

$$\langle L_5^2 \rangle_1 = (135 \pm 110) [mm^2]$$

$$\langle L_{10}^2 \rangle_1 = (359 \pm 320) [mm^2]$$

$$\langle L_{15}^2 \rangle_1 = (533 \pm 540) [mm^2]$$

$L_5^2 [mm^2]$	$L_{10}^2 [mm^2]$	$L_{15}^2 [mm^2]$
64(1)	169(1)	169(1)
361(2)	196(1)	225(2)
100(1)	529(2)	256(2)
169(1)	25(1)	144(1)
49(1)	16.0(4)	100(1)
49(1)	36(1)	529(2)
49(1)	900(3)	1444(4)
784(3)	1089(3)	
169(1)		

Table (2) Střední kvadratický posun pro druhou částici

Odtud zjistíme hodnoty $\langle L_5^2 \rangle$, $\langle L_{10}^2 \rangle$ a $\langle L_{15}^2 \rangle$ pro druhou částici:

$$\begin{aligned}\langle L_5^2 \rangle_2 &= (202 \pm 330) [mm^2] \\ \langle L_{10}^2 \rangle_2 &= (370 \pm 400) [mm^2] \\ \langle L_{15}^2 \rangle_2 &= (410 \pm 440) [mm^2]\end{aligned}$$

$L_5^2 [mm^2]$	$L_{10}^2 [mm^2]$	$L_{15}^2 [mm^2]$
36(1)	64(1)	576(2)
25(1)	324(2)	576(2)
256(2)	529(2)	529(2)
121(1)	100(1)	324(2)
9.0(3)	144(1)	144(1)
225(2)	225(2)	169(1)
36(1)	225(2)	529(2)
81(1)	400(2)	
225(2)		

Table (3) Střední kvadratický posun pro třetí částici

Odtud zjistíme hodnoty $\langle L_5^2 \rangle$, $\langle L_{10}^2 \rangle$ a $\langle L_{15}^2 \rangle$ pro třetí částici:

$$\begin{aligned}\langle L_5^2 \rangle_3 &= (113 \pm 90) [mm^2] \\ \langle L_{10}^2 \rangle_3 &= (251 \pm 150) [mm^2] \\ \langle L_{15}^2 \rangle_3 &= (407 \pm 180) [mm^2]\end{aligned}$$

$L_5^2 [mm^2]$	$L_{10}^2 [mm^2]$	$L_{15}^2 [mm^2]$
36(1)	100(1)	25(1)
81(1)	100(1)	289(2)
169(1)	484(2)	441(2)
81(1)	121(1)	400(2)
100(1)	256(2)	1225(4)
64(1)	676(3)	1024(3)
361(2)	676(3)	900(3)
49(1)	144(1)	
49(1)		

Table (4) Střední kvadratický posun pro čtvrtou částici

Odtud zjistíme hodnoty $\langle L_5^2 \rangle$, $\langle L_{10}^2 \rangle$ a $\langle L_{15}^2 \rangle$ pro čtvrtou částici:

$$\begin{aligned}\langle L_5^2 \rangle_4 &= (110 \pm 100) [mm^2] \\ \langle L_{10}^2 \rangle_4 &= (320 \pm 240) [mm^2] \\ \langle L_{15}^2 \rangle_4 &= (615 \pm 410) [mm^2]\end{aligned}$$

$L_5^2 [mm^2]$	$L_{10}^2 [mm^2]$	$L_{15}^2 [mm^2]$
256(2)	144(1)	49(1)
100(1)	100(1)	324(2)
36(1)	324(2)	441(2)
144(1)	256(2)	121(1)
81(1)	64(1)	196(1)
36(1)	64(1)	361(2)
25(1)	324(2)	676(3)
169(1)	529(3)	
100(1)		

Table (5) Střední kvadratický posun pro pátou částici

Odtud zjistíme hodnoty $\langle L_5^2 \rangle$, $\langle L_{10}^2 \rangle$ a $\langle L_{15}^2 \rangle$ pro pátou částici:

$$\begin{aligned}\langle L_5^2 \rangle_5 &= (105 \pm 70) [mm^2] \\ \langle L_{10}^2 \rangle_5 &= (226 \pm 150) [mm^2] \\ \langle L_{15}^2 \rangle_5 &= (310 \pm 200) [mm^2]\end{aligned}$$

Určeme poměry středních kvadratických posunů pro pět částic:

$$\begin{aligned}\langle L_5^2 \rangle_1 : \langle L_{10}^2 \rangle_1 : \langle L_{15}^2 \rangle_1 &= 1 : 2.7 : 3.9 \\ \langle L_5^2 \rangle_2 : \langle L_{10}^2 \rangle_2 : \langle L_{15}^2 \rangle_2 &= 1 : 1.8 : 2.0 \\ \langle L_5^2 \rangle_3 : \langle L_{10}^2 \rangle_3 : \langle L_{15}^2 \rangle_3 &= 1 : 2.2 : 3.6 \\ \langle L_5^2 \rangle_4 : \langle L_{10}^2 \rangle_4 : \langle L_{15}^2 \rangle_4 &= 1 : 2.9 : 5.6 \\ \langle L_5^2 \rangle_5 : \langle L_{10}^2 \rangle_5 : \langle L_{15}^2 \rangle_5 &= 1 : 2.1 : 2.9\end{aligned}$$

Dále zjistíme poloměr částice r podle vzorce (15). Za $\langle x^2 \rangle$ dosadíme hodnotu $\langle L^2 \rangle = 2 \langle x^2 \rangle$.

Dostaneme:

$$r = \frac{2RT}{3 \langle L^2 \rangle \pi \eta N_A} t \quad (33)$$

Z tabulkových údajů:

$$R = 8.314 \left[\frac{J}{Kmol} \right]$$

$$\eta = 0.891 \times 10^{-3} \left[\frac{kg}{ms} \right]$$

$$N_A = 6.022 \times 10^{23} [mol^{-1}]$$

Teplota kapaliny T se rovná pokojové teplotě:

$$T = 24.5 [^\circ C] = 297.65 [K]$$

Pak se poloměry těchto pěti částic budou rovnat:

$r_1 [\mu m]$	$r_2 [\mu m]$	$r_3 [\mu m]$	$r_4 [\mu m]$	$r_5 [\mu m]$
7(6)	5(5)	9(7)	9(8)	9(6)
3(2)	3(3)	4(2)	3(2)	4(3)
2(2)	2(3)	2(1)	2(1)	3(2)

Table (6) Poloměry pěti částic jsou vypočteny pro hodnoty $\langle L_5^2 \rangle$, $\langle L_{10}^2 \rangle$ a $\langle L_{15}^2 \rangle$

Získáme tedy hodnotu r :

$$r = 5(3) [\mu m]$$

3.2. Pohyblivost volných elektronů v kovu

Pro výpočet měrného odporu, měrného odporu ρ , měrné vodivosti σ , pohyblivosti nositelů μ , teplotního součinitele α a střední doby srážek elektronů τ použijeme vzorce (22), (25), (26), (24) a (28).

Z údajů o zadání:

$$L = 29 [m]$$

$$R = 0.112 [mm]$$

Z tabulkových údajů:

$$n_{Cu} = 8.5 \times 10^{28} [m^{-3}]$$

$$e_0 = 1.6 \times 10^{-19} [C]$$

$$m_e = 9.1093837 \times 10^{-31} [kg]$$

Výsledky výpočtů jsou uvedeny v tabulce (7).

Teplotního součinitele je pak roven:

$$\alpha = (3.732 \pm 0.682) \times 10^{-3} [K^{-1}]$$

Graf závislosti doby srážky elektronů na teplotě:

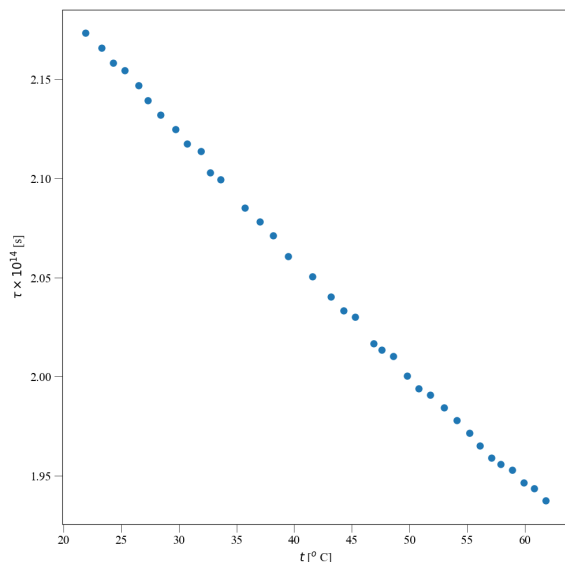


Figure (3) Graf závislosti doby srážky elektronů na teplotě:

K výpočtu nejistot byla použita knihovna "uncertainties" pro Python.

4. Závěr

4.1. Brownův pohyb

Získané hodnoty poměrů středních kvadratických posunů částic nesplňují Einsteinův zákon pro první čtyři částice. Pouze pátá částice má poměr $\langle L_5^2 \rangle_5 : \langle L_{10}^2 \rangle_5 : \langle L_{15}^2 \rangle_5 = 1 : 2.1 : 2.9$ odpovídající Einsteinovu zákonu.

Pravděpodobně je to způsobeno nepřesností definice poloh částic. Například časové intervaly $t = 5 [s]$ byly měřeny nesprávně. Také některé polohy částic mohly být nesprávně vyznačeny na samotné obrazovce.

Poloměr částic $r = 5(3) [\mu m]$ je spíše přibližný.

4.2. Pohyblivost volných elektronů v kovu

Teplotní součinitel $\alpha = (3.732 \pm 0.682) \times 10^{-3} [K^{-1}]$ poměrně dobře konverguje se svou tabulkovou hodnotou $\alpha = 3.92 [K^{-1}]$. Nepřesnost může být způsobena chybou měření odporu při vysokých teplotách.

T [K]	ΔT [K]	R [Ω]	ρ [Ωm]	σ [$\Omega^{-1} m^{-1}$]	μ [$\frac{m^2 V}{s}$]	α [K^{-1}]	τ [s]
295.05	-2.6	56.7	1.926243e-08	5.191454e+07	0.003817	-0.000000	2.173297e-14
296.45	-1.2	56.9	1.933037e-08	5.173206e+07	0.003804	-0.002939	2.165658e-14
297.45	-0.2	57.1	1.939832e-08	5.155087e+07	0.003791	-0.035273	2.158073e-14
298.45	0.8	57.2	1.943229e-08	5.146074e+07	0.003784	0.011023	2.154300e-14
299.65	2.0	57.4	1.950023e-08	5.128144e+07	0.003771	0.006173	2.146794e-14
300.45	2.8	57.6	1.956818e-08	5.110338e+07	0.003758	0.005669	2.139339e-14
301.55	3.9	57.8	1.963612e-08	5.092655e+07	0.003745	0.004974	2.131937e-14
302.85	5.2	58.0	1.970407e-08	5.075094e+07	0.003732	0.004409	2.124585e-14
303.85	6.2	58.2	1.977201e-08	5.057654e+07	0.003719	0.004267	2.117284e-14
305.05	7.4	58.3	1.980599e-08	5.048978e+07	0.003712	0.003813	2.113653e-14
305.85	8.2	58.6	1.990790e-08	5.023130e+07	0.003693	0.004087	2.102832e-14
306.75	9.1	58.7	1.994188e-08	5.014573e+07	0.003687	0.003876	2.099250e-14
308.85	11.2	59.1	2.007777e-08	4.980634e+07	0.003662	0.003779	2.085041e-14
310.15	12.5	59.3	2.014571e-08	4.963835e+07	0.003650	0.003668	2.078009e-14
311.35	13.7	59.5	2.021366e-08	4.947150e+07	0.003638	0.003605	2.071024e-14
312.65	15.0	59.8	2.031557e-08	4.922332e+07	0.003619	0.003645	2.060635e-14
314.75	17.1	60.1	2.041749e-08	4.897761e+07	0.003601	0.003507	2.050349e-14
316.35	18.7	60.4	2.051941e-08	4.873434e+07	0.003583	0.003490	2.040165e-14
317.45	19.8	60.6	2.058735e-08	4.857351e+07	0.003572	0.003474	2.033432e-14
318.45	20.8	60.7	2.062133e-08	4.857351e+07	0.003566	0.003392	2.030082e-14
320.05	22.4	61.1	2.075722e-08	4.817601e+07	0.003542	0.003464	2.016791e-14
320.75	23.1	61.2	2.079119e-08	4.809729e+07	0.003537	0.003436	2.013496e-14
321.75	24.1	61.3	2.082516e-08	4.801883e+07	0.003531	0.003366	2.010211e-14
322.95	25.3	61.6	2.092708e-08	4.778497e+07	0.003514	0.003416	2.000421e-14
323.95	26.3	61.8	2.099503e-08	4.763033e+07	0.003502	0.003420	1.993947e-14
324.95	27.3	61.9	2.102900e-08	4.755338e+07	0.003497	0.003359	1.990726e-14
326.15	28.5	62.1	2.109694e-08	4.740023e+07	0.003485	0.003342	1.984315e-14
327.25	29.6	62.3	2.116489e-08	4.724806e+07	0.003474	0.003337	1.977945e-14
328.35	30.7	62.5	2.123283e-08	4.709687e+07	0.003463	0.003332	1.971615e-14
329.25	31.6	62.7	2.130078e-08	4.694664e+07	0.003452	0.003349	1.965326e-14
330.25	32.6	62.9	2.136872e-08	4.679737e+07	0.003441	0.003354	1.959077e-14
331.05	33.4	63.0	2.140270e-08	4.672309e+07	0.003436	0.003327	1.955967e-14
332.05	34.4	63.1	2.143667e-08	4.664904e+07	0.003430	0.003281	1.952868e-14
333.05	35.4	63.3	2.150461e-08	4.650165e+07	0.003419	0.003288	1.946697e-14
333.95	36.3	63.4	2.153859e-08	4.642830e+07	0.003414	0.003255	1.943627e-14
334.95	37.3	63.6	2.160653e-08	4.628230e+07	0.003403	0.003263	1.937515e-14

Table (7) Hodnoty teploty T , odporu R , rozdílu mezi pokojovou teplotou ΔT , měrného odporu ρ , měrné vodivosti σ , pohyblivosti nositelů μ teplotního součinitele α a střední doby srážek elektronů τ