Karel Teige
Vedení elektřiny a tepla v kovech. [V.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 54 (1925), No. 3, 284--297

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/122600

Vedení elektřiny a tepla v kovech.

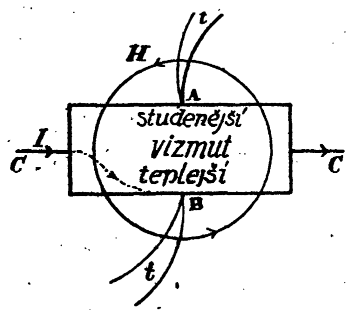
Referuje *Karel Teige.*

(Pokračování).

2. Zjev Ettingshausenův.[25])

Prochází-li kovovou deskou (viz obr. 11.) tepelný proud I, je-li výška této desky b a nalézá-li se v magnetickém poli intensity H, tu vznikne mezi body $A\,B$, které bez magnetického pole mají stejnou teplotu, temperaturní rozdíl ΔT, který je úměrný intensitě i tepelného proudu i magnetického pole. Můžeme tedy psáti:

$$\Delta T = P . b . i . H$$



Obr. 11.

Při tom

$$I = i . d . b,$$

kde d je tloušťka desky.

Veličina P nazývá se Ettingshausenův koeficient.

Prochází-li tepelný proud I jak naznačeno na obr. 11. k teplejšímu místu B ve směru Ampèrova proudu magnetického pole H, tu říkáme, že nastává p o s i t i v n í Ettingshausenův zjev. Positivní je tento zjev u vizmutu, telluru, antimonu, niklu a kobaltu. Negativní pak pouze v železe.

Naměřenou hodnotu pro veličinu P nutno však korigovati jednak vzhledem k tepelné vodivosti media obklopujícího desku, jednak vzhledem k Peltierovu teplu. Výraz pro první korekci odvodil roku 1904 teoreticky Z a h n,[26]) pro druhou pak roku 1914 G o t t s t e i n.[27])

[25]) E t t i n g s h a u s e n. Anz. Acad. Wiss. Wien. Str. 16, r. 1887. Wied. Ann., sv. 31., str. 737, r. 1887 a sv. 33., str. 126, r. 1888.
[26]) A n n. d e r P h y s., sv. 14., str. 886, r. 1904 a sv. 16., str. 148, r. 1905.
[27]) A n n. d e r P h y s., sv. 43., str. 1079, r. 1914.

Ettingshausenova diference teploty závisí jednak na teplotě, jednak na intensitě magnetického pole.

Nyní uvedeme některé hodnoty pro koeficient P Ettingshausenova zjevu.

Kov	Teplota	H	P
Sb	20° C	9130	2×10^{-6}
Bi	15° C	2800	$5{\cdot}7 \times 10^{-5}$
Co	24° C	4400	$0{\cdot}9 \times 10^{-8}$
Fe	18° C	6290	$-5{\cdot}7 \times 10^{-8}$
Ni	18° C	6290	$-1{\cdot}76 \times 10^{-7}$

U mědi, platiny, stříbra a zinku je tento koeficient tak malý, že se nedá měřiti.

3. Změna odporu v magnetickém poli.

Změnu odporu vodičů v magnetickém poli pozoroval po prvé roku 1856 W. Thomson[28]) u železa, a rok na to u niklu. V obou případech pozoroval vzrůst odporu v longitudinálním magnetickém poli. Vztah mezi zvýšením odporu r o dr v závislosti na intensitě magnetického pole H nalezl roku 1887 Goldhammer[29]) ve tvaru

$$\frac{\Delta r}{r} = AH^2,$$

kde A je konstanta kovu. U látek ferromagnetických nutno klásti místo H magnetickou indukci. V transversálním pak magnetickém poli nalezl zmenšení odporu dle týchž zákonů. Z kovů nejvíce je probádaná změna odporu u vizmutu, kde jak v transversálním, tak i longitudinálním magnetickém poli odpor vzrůstá. Se vzrůstající teplotou však tato změna odporu rapidně klesá, jak ukazují měření od Van Aubela[30]) z roku 1888.

Kov	Teplota	$100 \frac{\Delta r}{r}$
Bi	0° *C*	2·9
Bi	99·7° *C*	0·415

Hall[31]) r. 1885 poznamenal, že by se mohlo této vlastnosti vizmutu užíti ke konstrukci měřícího přístroje intensity magnetického pole. Tuto myšlenku provedl pak rok na to Leduc.

[28]) Phil. trans. sv. 146, str. 736, r. 1856.
[29]) Wied. Ann., sv. 31., str. 360, r. 1887.
[30]) Arch. d. Genève, sv. 69, str. 105, r. 1888 a sv. 4., str. 365, r. 1897.
[31]) Phil. Mag., sv. 19., str. 419, r. 1885.
[32]) Elektrotechn. Zeit., sv. 9., str. 340, r. 1888.

Nyní k tomu účelu užívá se vizmutové spirály, jak jí roku 1888 po prvé při měření užili L e n a r d a H o w a r d.[32]) (Viz obr. 12.) K této spirále zhotoví se pak tabulka pomocí známých magnetických polí a porovnáním odporu pak měří se intensita pole neznámého. Při tom však nutno srovnávati při stejné teplotě aneb vzíti ohled na temparaturní koeficient přírůstku odporu v magnetickém poli. Pokud se týče závislosti zvýšení odporu na magnetickém poli, neplatí zde výše uvedený jednoduchý zákon Goldhammerův. H e n d e r s o n[33]) určoval roku 1894 vzrůst odporu u vizmutu za teplot od 0° C do 80° C a do intensit magnetického pole až 39.000 gausů. Částečně tyto výsledky znázorňuje obr. 13. Značný je vzrůst od-

Obr. 12.

poru vizmutu v magnetickém poli za velmi nízkých teplot. Hodnoty, které zde naměřili roku 1896—7 D e w a r a F l e m i n g[34]) ukazuje tato tabulka:

Teplota:	$H = 0$ r_0	$H = 2.450$ r	$H = 2.500$ r	$H = 14.200$ r
+ 19° C	116.200	123.500	132.000	187.000
— 79° C	78.300	105.000	158.000	284.000
— 105° C	41.000	186.000	419.000	1,740.000
— 203° C	34.300	283.500	—	—

Při tom odpor je udán v absolutních jednotkách pro cm^3.

Z této tabulky je patrno, že odpor vizmutu při — 185° C a při magnetickém poli 14.200 gausů je 42kráte větší než bez magnetického pole.

---

[33]) Wied. Ann., sv. 53, str. 912, r. 1894.
[34]) Proc. Roy. Soc. London, sv. 60., str. 72 a 425, r. 1896—7.

V krystalu vizmutu závisí změna odporu na směru, jak roku 1897 zjistil E v e r d i n g e n.[35])

Vzorců pro závislost změny odporu na magnetickém poli byla odvozena celá řada. Tak roku 1904 Carpini[36]) nalezl empirický vzorec

$$H^2 = \frac{\Delta r}{r}\left(\frac{\Delta r}{r} \cdot 4{\cdot}6318 + 5727{\cdot}3\right)10^4.$$

U vizmutu v transversálním magnetickém poli nastává také zvýšení odporu, ale poněkud menší než-li v longitudinálním, jak patrno na obr. 14., který je konstruován podle měření B a r l o w a[37]) z roku 1903, kde první křivka značí změny odporu v longitudinálním poli magnetickém, druhá pak v transversálním. Podobně jako u vizmutu, vzrůstá odpor, ovšem v míře daleko menší, u a n t i m o n u a t e l l u r u.

U jiných neferromagnetických kovů odpor v transversálním magnetickém poli vzrůstá, v longitudinálním pak klesá. Uvedeme zde hodnoty, které naměřil P e t t e r s o n.[38])

Magneto-odpor v transversálním poli.

Kov	H	$\frac{\Delta r}{r}$	Kov	H	$\frac{\Delta r}{r}$
Cu . . .	27.650	$1{\cdot}96 \times 10^{-4}$	*Pt* . . .	28.600	$0{\cdot}44 \times 10^{-4}$
Hg . . .	24.900	$3{\cdot}18 \times 10^{-4}$	*Sn* . . .	28.600	$1{\cdot}84 \times 10^{-4}$
Cd . . .	28.600	$20{\cdot}86 \times 10^{-4}$	*Ag* . . .	28.600	$1{\cdot}76 \times 10^{-4}$
Zn . . .	28.600	$5{\cdot}98 \times 10^{-4}$	*C* . . .	24.400	$2{\cdot}73 \times 10^{-4}$
Au . . .	28.600	$2{\cdot}93 \times 10^{-4}$			

Magneto-odpor v longitudinálním poli.

Kov	H	$\frac{\Delta r}{r}$
Ag	22.700	$9{\cdot}8 \times 10^{-3}$
Sn	22.700	$9{\cdot}3 \times 10^{-3}$
Zn	22.700	$30{\cdot}9 \times 10^{-3}$
Cu	23.500	$18{\cdot}0 \times 10^{-3}$

Seřadíme-li kovy dle velikosti relativní změny odporu $\frac{\Delta r}{r}$ v transversálním magnetickém poli a sice sestupně, dostaneme tuto řadu:

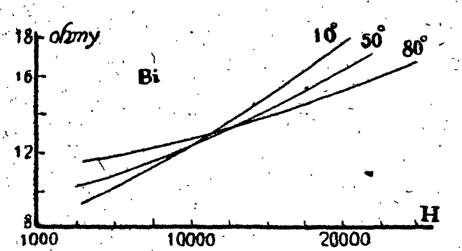
Bi, Cd, Zn, Ag, Au, Cu, Sn, Pd, Pb, Pt, Ta.

[35]) Comm. Phys. Lab. Lei č. 37, str. 7, r. 1897.
[36]) Phys. Zeit, sv. 5., str. 819, r. 1904.
[37]) Ann. der Phys., sv. 12., str. 897, r. 1903.
[38]) Proc. Camb. Phil. Soc., sv. 11., str. 118, r. 1901 a Phil. Mag., sv. 4., str. 652, r. 1902.

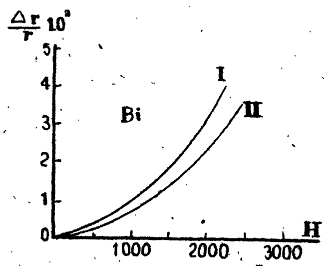
S klesající teplotou veličina $\frac{\Delta r}{r}$ značně vzrůstá. Tak u rtuti při 20·3° Abs. je veličina $\frac{\Delta r}{r}$. $1·5 \times 10^{-3}$ a při 14·5° Abs. je 6×10^{-3}. U krystalů je tato veličina závislá na směru, kterým prochází elektrický proud.

U látek ferromagnetických relativní vzrůst odporu chová se jinak než u neferromagnetických.

Thomson, jak jsme již uvedli, nalezl, že vzhledem ke znaménku změny odporu v longitudinálním i transversálním magnetickém poli železo i nikl chovají se zcela tak, jako látky nemagnetické. Naproti tomu jiní autoři nalezli chování opačné. Vysvětlení tohoto odporu podala pozdější měření, která ukázala, že železo a nikl ve slabých



Obr. 13.



Obr. 14.

transversálních magnetických polích vykazují přírůstek odporu, naproti tomu v silných úbytek.

Obr. 15. ukazuje tuto závislost, jak ji naměřil Barlow[39]) roku 1902.

U látek nemagnetických jeví se urychlenější přírůstek odporu při větší intensitě magnetického pole. U látek ferromagnetických je tomu právě naopak. To ukazuje k tomu, že tato změna je funkcí (nejlépe vyhovuje kvadratická závislost) intensity magnetisace a ne pouze pole.

Jako v kovech nastává také v elektrolytech a plynech změna odporu vlivem magnetického pole.

4. Galvanomagnetický longitudinální rozdíl teploty.

Tento zjev objevil r. 1887 Nernst[40]) a to u vizmutové desky. Zjev sám je velmi malý, takže leží vlastně již na hranicích experimentálních chyb, neboť měření thermická patří k nejméně přesným měřením fysikálním.

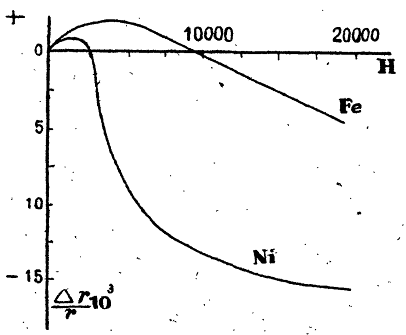
[39]) Proc. Roy. Soc. Lond. sv. 71, str. 30, r. 1902.
[40]) Wied. Ann., sv. 31, 760, r. 1887.

Zjevy thermo-magnetické.

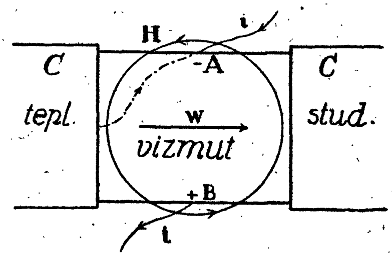
1. Zjev Nernstův.

Když Ettingshausen a Nernst[41] roku 1886 zkoumali Hallův zjev na vizmutu, tu přišli na jisté nepravidelnosti, které si vykládali vlivem různé teploty proudovodiče a proto se jali zkoumati, zda ve vodiči, ve kterém je gradient teploty, vlivem magnetického pole nevznikne potenciální diference. Uspořádání pokusu je naznačeno na obr. 16. Mezi body A a B vznikla potenciální diference E, která je úměrná intensitě magnetického pole H, šířce desky b a gradientu teploty

$$\frac{dt}{dl};$$



Obr. 15.



Obr. 16.

můžeme tedy psáti:

$$E = Q \cdot H \cdot b \cdot \frac{dt}{dl}.$$

Faktor úměrnosti Q nazýváme Nernstovou konstantou.

Jsou-li t_2 a t_1 teploty dvou míst tyče vzdálených l, je

$$Q = \frac{E \cdot l}{H \cdot b\,(t_2 - t_1)}.$$

Označíme-li W množství tepla, které projde průřezem naší desky kolmým k její rovině, je

$$W = \frac{K\,(t_2 - t_1)\, b \cdot d}{l},$$

kde K je tepelná vodivost materiálu desky, d pak je tloušťka desky.

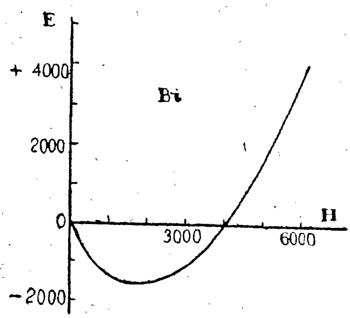
[41]) Wied. Ann. sv. 29, str. 343, r. 1886.

Z posledních dvou odstavců plyne

$$\frac{Q}{K} = \frac{E \cdot d}{W \cdot H}.$$

Na str. —. pro Hallův koeficient jsme měli

$$R = \frac{E \cdot d}{I \cdot H}.$$



Obr. 17.

Vyjádříme-li I i W v absolutních jednotkách, má R býti rovno $\frac{Q}{K}$. Jak je to splněno, ukazuje tato tabulka:

Kov	Q	$\frac{Q}{K}$	R
Bi	−0·132	−7·8	−10·1
Sb	−0·00887	−0·21	+0·192
Ni	−0·00861	−0·066	−0·024
Fe	+0·00156	+0·0096	+0·0113
Ag	+0·0446	+0·045	+0·0383

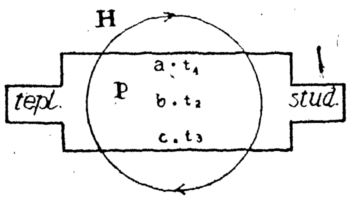
Je-li bod B positivní vůči bodu A, tu říkáme, že zkoumaná deštička má p o s i t i v n í Nernstův koeficient. Tak činí většina novějších autorů, ačkoliv původně Nernst volil znaménko opačné. Na rozdíl od měření Hallova zjevu je lépe při měření Nernstova koeficientu užíti tlustší kovové deštičky, aby právě v ní se vytvořil lineární spád teploty. Nernstův koeficient stejně jako Hallův závisí velmi značnou měrou na intensitě magnetického pole a na teplotě.

Na obr. 17. je znázorněna Nernstova elektromotorická síla (ta je vyjádřena v absolutních jednotkách) v závislosti na magnetickém poli H dle měření Everdingena[42]) (u vizmutu).

Prochází-li naší deštičkou zároveň elektrický a magnetický proud, jak to učinil po prvé roku 1903 Barlow,[43]) tu vhodnou volbou velikosti a směru těchto dvou proudů můžeme docíliti toho, že Nernstova potenciální diference se kompensuje s Hallovou a tím lze oba dva koeficienty porovnávati.

2. Zjev Righi-Leducův.

Zcela tak jako stáčí magnetické pole silokřivky elektrické, čímž vzniká Hallův zjev, tak také stáčí čáry isothermické. Tento



Obr. 18.

zjev objevili roku 1887 téměř současně a nezávisle na sobě Righi[44]) a Leduc[45]).

Righi toho roku měřil změnu teploty, způsobenou magnetickým polem ve třech bodech a, b, c desky P, jak naznačeno na obr. 18. Dostal tyto hodnoty:

Bez magnet. pole			Jak označeno na obr. 18.			Po obrácení pole		
t_1	t_2	t_3	t_1	t_2	t_3	t_1	t_2	t_3
9·09° C	9·617	9·067	8·97	9·575	9·063	8·985	9·54	8·90

Pokusy, které provedli Righi a Leduc, byly pouze kvalitativní. Teprve r. 1898 van Everdingen[46]) ukázal, že vzniklý rozdíl teploty je úměrný intensitě magnetického pole a gradientu teploty. Můžeme tedy položiti pro vzniklý rozdíl teploty

[42]) Comm. Phys. Lab. Leid. sv. 42, str. 4, r. 1898 a sv. 48, str. 3, r. 1899.
[43]) Ann. der Phys. sv. 12, str. 897, r. 1903.
[44]) C. R. sv. 105, str. 168, r. 1887.
[45]) C. R. sv. 104, str. 1783, r. 1887.
[46]) Comm. Phys. Lab. Leid. sv. 42, str. 4, r. 1898 a sv. 48, str. 3, r. 1899.

$$\Delta T = S \cdot H \cdot b \frac{dt}{dl},$$

kde b jako při zjevech dříve uvedených značí šířku určité kovové destičky. Konstanta S nazývá se koeficientem Righi-Leducovým; pozdější měření však ukázala, že závislost na magnetickém poli H je komplikovanější.

Podstatu Righi-Leducova zjevu můžeme spatřovati v rotaci isothermických čar, stejně jako podstatu Hallova zjevu v rotaci ekvipotenciálních čar.

Zahn[47]) r. 1908 vypočetl tyto úhly rotace d (čar isothermických) a Φ (ekvipotenciálních) pro pole magnetické ($H = 10.000$ gausů) a dostal tyto hodnoty:

Kov	Φ	d	Kov	Φ	d
Te	3° 8′	2° 16′	*Pt*	—0·6′	—0·7′
Sb	2° 59′	1° 9′	*Cu*	—8·9′	—7·9′
Fe	22′	13′	*Ag*	—18′	—14′
Co	4·7′	3·8′	*Ni*	—20′	—11′
Zn	6·9′	4·4′	*Bi*	—24° 30′	—1° 10′

Oba úhly Φ a d jsou přibližně stejně veliké, vyjma u vizmutu, který vykazuje zvláštní postavení ve všech magnetoelektrických zjevech.

3. Longitudinální thermomagnetický rozdíl potenciální.

Ettingshausen a Nernst[48]) objevili tento zjev roku 1886 na vizmutu.

Prochází-li deskou tepelný proud a je-li tato deska v magnetickém poli intensity H, tu vznikne mezi dvěma body ve směru tepelného proudu, jejichž vzdálenost je d, potenciální difference ΔE, která je přibližně úměrná vzdálenosti d, čtverci intensity magnetického pole H a gradientu teploty. Tedy můžeme psáti:

$$\Delta E = L \cdot H^2 \cdot d \cdot \frac{dt}{dl}.$$

V silnějších polích jest zase komplikovanější závislost. Tak Everdingen[49]) uvádí vzorec:

$$\Delta E = \frac{C_2 H^2}{1 + C_1 H}.$$

[47]) Jahrb. Rad. u. Elektr. sv. 5, str. 166, r. 1908.
[48]) Wied. Ann. sv. 29, str. 343, r. 1886.
[49]) Comm. Phys. Lab. Leid. sv. 42, str. 4, r. 1898 a sv. 48, str. 3, r. 1899.

Jak tento vzorec vystihuje naměřené výsledky, ukazuje u vizmutu přiložená tabulka, kde ve druhém sloupci jsou naměřené elektromagnetické síly (v jednotkách tak volených, aby při maximálním magnetickém poli byla naměřená elektromotorická síla rovna 10), ve třetím pak hodnoty počítané dle výše uvedeného vzorce

H	El. sil. měřená	El. sil. vypočítaná
2000	1·84	1·81
3000	3·55	3·52
4000	5·52	5·51
5000	7·63	7·67
6000	10·00	9·98

4. Longitudinální thermomagnetický rozdíl teplot.

Stejně jako vlivem magnetického pole se mění vodivost elektrická, tak také se mění vodivost tepelná. Dáme-li tedy tyč, kterou prochází stacionérní proud tepelný, do magnetického pole, tu se změní rozdělení teploty v této tyči, neboť toto rozdělení závisí na tepelné vodivosti tyče. Existence tohoto zjevu, vytušeného analogií se změnou vodivosti tepelné, byla po dlouhou dobu sporná. Tak Maggi[50]) r. 1850 nalezl, že tepelná vodivost železa v magnetickém poli se mění. Naproti tomu Homlgren[51]) r. 1862 nenalezl žádnou změnu vodivosti, kterýžto výsledek potvrdil r. 1864 Matteucci[52]) a r. 1877 Naccari a Bellati[53]). Avšak Tomlinson[54]) r. 1878 nalezl změnu vodivosti tepelné u železa a u ocele. To popřeli zase r. 1883 Trowbridge a Penrose.[55])

Tuto otázku definitivně rozhodly teprve pečlivé pokusy, které r. 1886 uveřejnil Batteli[56]), který nalezl při longitudinální magnetisaci železa přírůstek vodivosti tepelné asi 0·2%, při transversální pak úbytek asi o 0·04% v magnetickém poli 14.000 gausů. Tím tedy tato otázka byla definitivně rozhodnuta. Přes to však řada prací pozdějších nenalezla žádnou změnu tepelné vodivosti. Jelikož při obrácení magnetického pole se změna vodivosti tepelné nemění, musí býti tato změna ΔK sudou funkcí magnetického pole H. Spokojíme-li se pak v rozvoji dle sudých mocností H prvým členem, můžeme psáti

$$\Delta K = a \,.\, H^2,$$

kterýžto vzorec byl také experimentálně potvrzen.

[50]) Arch. d. Genève, sv. 14, str. 132, r. 1850.
[51]) Pogg. Ann., sv. 121, str. 628, r. 1864.
[52]) Les Mondes, sv. 6, r. 1864.
[53]) Nuov. Cim., sv. 1, str. 72 a 107, r. 1877.
[54]) Proc. Roy. Soc. London, sv. 27, str. 109, r. 1878.
[55]) Phil. Mag., sv. 16, str. 397, r. 1883.
[56]) Atti Acc. Torino, sv. 21, str. 799, r. 1886.

Část teoretická.

Nové teorie elektronové nevšímají si Hallova efektu a k němu příslušných zjevů. Vskutku elektronové teorie nejsou schopny dáti uspokojivé vysvětlení těchto zjevů. Avšak s druhé strany nutno uvážiti, že elektronové teorie zůstávají fragmenty, pokud vylučují tyto zjevy ze svého kruhu. Proto není zbytečno říci o těchto zjevech to, co ze stanoviska dříve uvedených teorií se říci dá, byť i to bylo v celku velmi neuspokojivé.«[57])

Hallův zjev vysvětluje sám elektronové teorie asi takto:

Tak jako svazek paprsků kathodových se odchyluje v poli magnetickém, tak odchyluje se také proud v kovu, neboť jeho podstatou je vlastně proud elektronů.

Z toho jednoduchého výkladu však plyne, že **Hallův koeficient** má míti ve všech kovech stejné znaménko, což, jak víme z části experimentální, není pravda. Pokud neznáme, jaké změny působí magnetické pole na vnitřní stavbě kovů, potud nebudeme moci Hallův zjev vysvětliti. A to dosud neznáme, neboť teorie magnetických vlastností látek patří dosud k Achillově patě teoretické fysiky. Teorií zjevu Hallova jest velká řada. Tak Campbell (l. c.) uvádí jich asi dvacet. My zde uvedeme pouze teorii **Richardsonovu**, jak ji podal ve své knize: **The electron theory of matter** (Cambridge: University Pres. 1916). V kovové deštičce, která leží v rovině x, y, prochází primární elektrický proud i směrem osy X. Magnetické pole, kolmé na tuto destičku, má směr osy z. Komponenty elektrické síly, působící na náš elektron, buďte X, Y, 0. Tak, vzpomeneme-li **Flemingova** pravidla o ponderomotorické síle, můžeme psáti pohybovou rovnici elektronu ve tvaru (v jednotkách elektrostatických):

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = eX - \frac{H}{c}e\frac{dy}{dt},\; m\frac{d^2y}{dt^2} = eY + \frac{H}{c}e\frac{dx}{dt},\; m\frac{d^2z}{dt^2} = 0.$$

Prvé dvě rovnice integrací dávají:

$$m\frac{dx}{dt} = eXt - \frac{H}{c}ey + mu, \tag{1}$$

$$m\frac{dy}{dt} = eYt + \frac{H}{c}ex + mv, \tag{2}$$

čítáme-li čas od poslední srážky elektronu a vložíme-li počátek souřadnic do místa, kde se tato srážka stala. Elektromotorická síla za nepřítomnosti magnetického pole má směr osy X. Proto $\frac{H}{c}ey$

---

[57]) Handbuch der Radiologie, sv. VI. Část, kterou psal Riecke, str. 431.

můžeme zanedbati proti eXt, ne však proti eYt. Pak z rovnice (1) máme

$$x = \frac{1}{2}\frac{e}{m}Xt^2 + ut, \tag{3}$$

což vloženo do rovnice (2) dává

$$\frac{dy}{dt} = \frac{e}{m}Yt + \frac{H}{c}\frac{e}{m}\left\{\frac{1}{2}\frac{e}{m}Xt^2 + ut\right\} + v.$$

Je-li τ čas mezi dvěma srážkami elektronu, který pro zjednodušení pokládáme za stejný ve všech případech, střední hodnota výrazu $\frac{dy}{dt}$ bude

$$\overline{\frac{dy}{dt}} = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau \frac{dy}{dt}\,dt = \frac{e}{m}Y\frac{\tau}{2} + \frac{H}{c}\frac{e}{m}\left\{\frac{1}{6}\frac{e}{m}X\tau^2 + \frac{1}{2}\bar{u}\tau\right\} + \bar{v}.$$

Avšak střední hodnoty u a v jsou rovny nule, pročež

$$\overline{\frac{dy}{dt}} = \frac{1}{2}\frac{e}{m}\tau\left\{Y + \frac{1}{3}\frac{H}{c}\frac{e}{m}X\tau\right\}.$$

Jelikož proud ve směru osy y nemůže procházeti, musí výraz v závorce vymizeti, z čehož

$$Y = -\frac{1}{3}\frac{H}{c}\frac{e}{m}X\tau.$$

Dosadíme-li do výrazu pro intensitu elektrického proudu

$$i = Ne\overline{\frac{dx}{dt}},$$

za $\left(\overline{\frac{dx}{dt}}\right)$ dle rovnice (1) výraz $\frac{1}{2}\frac{e}{m}X\tau$, dostaneme

$$i = \frac{1}{2}N\frac{e^2}{m}X\tau,$$

což dosazeno do výrazu pro Y, dává

$$Y = -\frac{2}{3}\frac{1}{c}\frac{H}{Ne}i,$$

odkud Hallův koeficient

$$R = -\frac{Y}{Hi} = \frac{2}{3}\frac{1}{cNe_{\text{elst.}}} = \frac{2}{3}\frac{1}{Ne_{\text{elmagn.}}}.$$

Jelikož e je záporné, má býti Hallův koeficient u všech kovů záporným. Ale my víme, že mnoho kovů má kladný koeficient. Z toho vidíme, jak tato teorie jest neuspokojivá. Proto byla všelijak zlepšována a doplňována, avšak bez jakéhokoliv výsledku. Stejně neuspokojivě jsou i teorie ostatních magnetoelektrických zjevů, proto by nemělo smyslu jimi se zabývati. Promluvíme proto ještě pouze o jednom z nich, a to o vlivu magnetického pole na elektrický odpor. Dříve však uvedeme ještě jeden důsledek teorie Hallova zjevu. Určíme-li poměr z výrazu pro Hallův koeficient a specifický odpor kovu (na příklad dle jednoduché teorie Drudeovy), dostaneme

$$\frac{R}{\varrho}=\frac{\frac{2}{3}\frac{1}{Ne}}{\frac{4\alpha}{e^2}\frac{T}{Nev}}=\frac{1}{6}\frac{elv}{\alpha T};$$

tu, jelikož rychlost elektronů v je u všech kovů za konstantní teploty stejná, je tento poměr úměrný volné dráze elektronů. Předpokládáme-li, že tato je řádově u všech kovů stejná, platí to i o výše uvedeném poměru. — Že tomu ve skutečnosti tak je, na to upozornili jsme již v části experimentální na str. 189.

Změnu v transversálním magnetickém poli počítá Richardson takto: Do dříve uvedené rovnice

$$\frac{d^2x}{dt^2}=\frac{e}{m}X-\frac{H}{c}\frac{e}{m}\frac{dy}{dt}$$

dosadíme za $\frac{dy}{dt}$ výraz $\frac{H}{c}\frac{e}{m}\left(\frac{1}{2}\frac{e}{m}Xt^2+ut\right)+v$, který plyne z rovnice (2) a (3) po zanedbání malého členu eYt. Pak dostaneme

$$\frac{d^2x}{dt^2}=\frac{e}{m}X-\frac{H}{c}\frac{e}{m}\left\{\frac{H}{c}\frac{e}{m}\left(\frac{1}{2}\frac{e}{m}Xt^2+\frac{1}{2}ut^3\right)+vt\right\},$$

odkud máme integrací

$$\frac{dx}{dt}=\frac{e}{m}Xt-\frac{H}{c}\frac{e}{m}\left\{\frac{H}{c}\frac{e}{m}\left(\frac{1}{6}\frac{e}{m}Xt^3+\frac{1}{2}ut^2\right)+vt\right\}.$$

Střední hodnota tohoto výrazu jest

$$\overline{\frac{dx}{dt}}=\frac{1}{\tau}\int_0^\tau\frac{dx}{dt}dt=\frac{1}{2}\frac{e}{m}X\tau-\frac{H}{c}\frac{e}{m}\left[\frac{H}{c}\frac{e}{m}\frac{1}{24}\frac{e}{m}X\tau^3\right]=$$

$$=\frac{1}{2}\frac{e}{m}X\tau-\frac{1}{24}\frac{e^3}{m^3}\frac{H^2}{c^2}\tau^3.$$

Dosazením do výrazu pro intensitu elektrického proudu

$$i = Ne\,\overline{\frac{dx}{dt}},$$

je

$$i = \frac{N}{2}\,\frac{e^2}{m}\left\{\tau - \frac{H^2}{12c^2}\,\frac{e^2}{m^2}\,\tau^3\right\}.$$

Kdyby deštička nebyla v magnetickém poli, máme

$$i_0 = \frac{N}{2}\,\frac{e^2}{m}\,\tau_0\,X = \sigma X,$$

kde σ značí vodivost deštičky.

Nutno upozorniti, že τ je funkcí magnetického pole. Neboť magnetické pole způsobuje zakřivení dráhy elektronu a tím také jistě změnu volné dráhy elektronu. Nazveme-li $\delta\tau$ změnu veličiny τ, způsobenou magnetickým polem, bude změna vodivosti deštičky

$$\delta\sigma = \frac{N}{2}\cdot\frac{e^2}{m}\left\{\delta\tau - \frac{1}{12}\,\frac{H^2}{c^2}\,\frac{e^2}{m^2}\,\tau^3\right\}.$$

Je-li ϱ specifický odpor naší deštičky, tu plyne dosazením σ

$$\frac{\delta\varrho}{\varrho} = -\frac{\delta\sigma}{\sigma} = -\frac{\delta\tau}{\tau_0} + \frac{1}{3}\,\frac{H^2}{c^2}\left(\frac{\sigma}{Ne}\right)^2.$$

Kdyby $\delta\tau$ bylo rovno nule, tu by z této rovnice plynul počet elektronů v cm^3. Tento předpoklad učinil Patterson[58]) a dostal tyto hodnoty pro počet elektronů:

Kov	*Pt*	*Au*	*Sn*	*Ag*	*Cu*
N	$1{\cdot}4\times10^{22}$	$2{\cdot}2\times10^{22}$	$4{\cdot}5\times10^{21}$	$3{\cdot}6\times10^{22}$	$3{\cdot}4\,.\,10^{22}$

Kov	*Zn*	*Cd*	*Hg*	*C*
N	$5{\cdot}8\times10^{22}$	$2{\cdot}7\times10^{21}$	$4{\cdot}3\times10^{20}$	$1{\cdot}08\times10^{19}$

Není však možno přikládati těmto číslům nějakého významu, pokud nebudeme míti uspokojivého výsledku pro Hallův zjev.

---

[58]) Phil. Mag. sv. 3, str. 643, r. 1902.