Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky

Václav Posejpal

O tak zvaných galvanomagnetických a thermomagnetických effektech a elektromotorických silách magnetisace. [II.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 39 (1910), No. 3, 282--296

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/122985

kruhů U, jichž středy leží na opačných stranách osy Y. Na vodiči o poloměru $+ r_1$ (střed má positivní abscissu) budiž potenciál U_1, pak jest pro $r = - r_2$ potenciál určen rovnicí.

$$U_1 r_1 = a = U_2 r_2$$

a U_2 má hodnotu zápornou. Hutnost fluida má v tečném bodu na každém z konduktorů opáčně nekonečnou hodnotu, neboť solenoidy končí na povrchu obou vodičů; celková quantita fluida jest nullou, pročež též logarithmický potenciál v nekonečnu rovná se nulle.

O tak zvaných galvanomagnetických a thermomagnetických effektech a elektromotorických silách magnetisace.

Sepsal Dr. **Václav Posejpal**, professor na Kr. Vinohradech.

(Pokračování.)

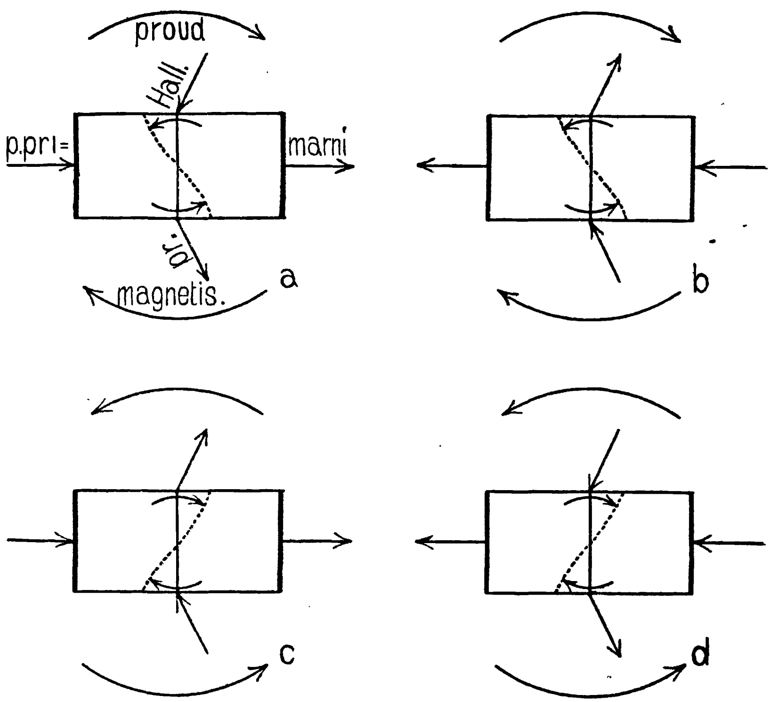
§ 4. Methodicky jest výhodnější přihlížeti raději k liniím ekvipotenciálním než k vláknům proudovým. Za nepřítomnosti magnetického pole jsou tyto linie přímky rovnoběžné s kratší stranou obdélníkového proužku. Vznik Hallova proudu jeví se pak jako důsledek stočení těchto ekvipotenciálních linií způsobeného účinkem magnetického pole. Z následujícího obrázku (obr. 1.), jenž reprodukuje poměry pro lístek pozlátkový, vidíme, že toto stáčení linií ekvipotenciálních závisí toliko na směru magnetického pole, ne však na směru primárního proudu. Pole jde kolmo na papír tak, že jedna cívka elektromagnetu jest před papírem, druhá za papírem. Směr magnetujícího proudu jest udán pro diváka, jenž stojí před papírem. Vidíme, že v případech *a* a *b* před papírem jest pól severní, v případech *c* a *d* pól jižní Jest pak u pozlátka směr otočení ekvipotenciálních linií *protivný* ku směru magnetujícího proudu.

§ 5. Pracemi četných fysiků, kteří s Hallovým effektem se zabývali a z nichž zvláště sluší uvésti jména: Roiti (14), Righi (15), Bidwell (16), Leduc (9), v. Ettingshausen a Nernst

(17), Kundt (18), van Aubel (19), van Everdingen (20), Lloyd (21), Barlow (22), Zahn (23), zjištěn effekt Hallův u všech zkoumaných tuhých kovů. Shledáno, že *týž směr, jako u zlata,* má Hallův proud u

stříbra, mědi, vismutu, niklu, úhlu, palladia, aluminia, platiny, opačný směr má u

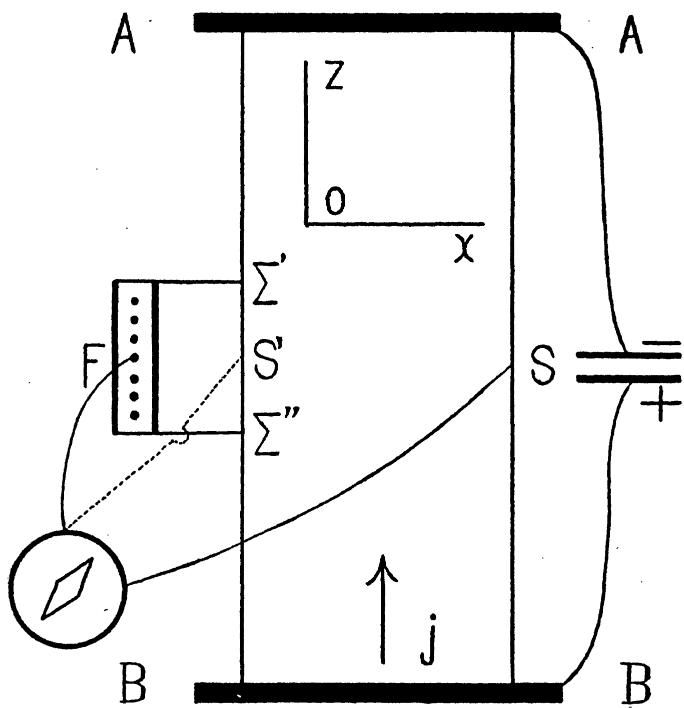
telluru, antimonu, oceli, železa, kobaltu, kadmia, zinku a olova. U olova, a zvláště u cínu jest Hallův proud tak slabý, že o jeho směru jsou dosud pochybnosti.



Obr. 1.

Z těchto výsledků jest viděti, že není souvislosti mezi směrem Hallova effektu a paramagnetismem neb diamagnetismem.

§ 6. Experimentální uspořádání, jehož použil Hall, jest sice velmi jednoduché, ale ne zcela pohodlné; jest totiž dosti těžko vyhledati ony dva body ležící na téže ekvipotenciální linii. Byl proto Hallův pokus všelijak pozměňován. Svou pohodlností doporučuje se uspořádání, jehož poprvé použil prof. *F. Koláček* a jež popisuje ve své „*Elektřině a magnetismu*" (Sborník J. Č. M. IX., 1904) pg. 246) takto: V libovolném místě *S* (obr. 2.) při-



Obr. 2.

taví se k desce jedna galvanometrová elektroda a naproti ní na druhé straně dva dráty Σ', Σ'', které se spojí rheostatem o značném odporu, takže potenciálový rozdíl mezi Σ' a Σ'' rozdělen jest na celý tento veliký odpor. Na něm existuje zajisté bod *F*, jenž má týž potenciál jako *S*. Lze jej najíti, když spojíce vhodný rheostatový bod *F* s galvanometrem, upravíme poměr odporů $\Sigma' F : \Sigma'' F$ tak, aby galvanometrem proud nešel.

Z ostatních uspořádání zvláštní zmínky zaslouží to, které navrhl a provedl Righi. Destička, mající tvar obdélníka, jest na jednom konci rozříznuta úzkou štěrbinou na dvě stejné části.

Primární proud vstupuje do desky středem kratší nerozříznuté hrany A, načež se odvádí od středů obou částí protilehlé hrany dvěma větvemi A_1 a A_2, jež jsou připojeny k opačně jdoucím vinutím differenciálního galvanometru. Není-li magnetického pole a bylo-li dosaženo úplné symmetrie, neukazuje galvanometr žádné výchylky. Vznik pole má pak za následek úchylku galvanometru. Righi rozšířil tuto methodu, při níž, jak viděti, sekundární (Hallův) proud vlastně se vůbec nepozoruje, na desky libovolného tvaru, přiváděje proud libovolným bodem A a odváděje jej dvěma symmetricky položenými body A_1 a A_2. V. Ettingshausen a Nernst sledovali tento způsob Righiho dále a nalezli, jaký jest kvantitativní vztah mezi úchylkami galvanometru takto pozorovanými a vlastním Hallovým proudem.

§ 7. Pokud se týče *elektromotorické síly* Hallova proudu, nalezl již Hall sám experimentálně a ostatní pozorovatelé po něm znovu to potvrdili, že jest úměrna přímo intensitě primárního proudu J a magnetického pole $\mathfrak{H}$, nepřímo tloušťce destičky δ. Máme tedy:

$$E = R \frac{J\mathfrak{H}}{\delta}. \tag{1}$$

R jest konstanta úměrnosti a nazývá se *rotační koefficient.*

Vzorec (1) jest toliko přibližný. Platí především jen pro určitou stálou teplotu, a i když tato podmínka jest splněna, není R konstantou ve vlastním slova smyslu, jsouc závislé na $\mathfrak{H}$.

Tato závislost rotačního koefficientu na magnetickém poli jest velice podmíněna jakostí látky. Kdežto na př. u zlata R zůstává stálým v polích od $\mathfrak{H} = 12$ až do $\mathfrak{H} = 21500$ gauss, stoupá R při vismutu s rostoucím polem od 7 do 1000 gauss, dosáhne maxima, pak zvolna klesá, počínajíc asi při 3500 gauss a to až na $^1/_4$ své původní hodnoty při 16000 gauss, u niklu klesá R mezi $\mathfrak{H} = 1000$ a 16000 na $^1/_3$, při železu a kobaltu s rostoucím $\mathfrak{H}$ s počátku roste, pak klesá. Z chování se R u niklu soudil Goldhammer (24), že R jest přímo úměrno intensitě magnetisace. Tento předpoklad potvrdil experimentálně Kundt (25) a to nejen pro nikl, ale též pro zbývající 2 kovy ferromagnetické, železo a kobalt.

Závislost na teplotě jest rovněž velice podmíněna povahou materiálu. Kdežto u zlata není téměř vlivu teploty, vzroste R na $1^0 C$ u oceli o $^1/_3\,^0/_0$, u niklu o $^2/_3\,^0/_0$ a u kobaltu docela o $1^0/_0$.

Elektromotorická síla Hallova proudu jest všeobecně velmi malá. V následující tabulce, reprodukující výsledky nalezené jednak Hallem, jednak v. Ettingshausenem a Nernstem, předpokládáno, že intensita proudů se měří ampèry, elektromotorická síla volty, tloušťka destičky centimetry a magnetické pole gaussy.

Pro kovy, jež se chovají jako *zlato*, označeno R *záporně, pro kovy druhé skupiny kladně.*

Kov	$R \cdot 10^9$	
	Hall	v. Ettingshausen a Nernst
Tellur	—	+ 530
Vismut	— 8,58	— 10,1
Antimon	+ 0,114	+ 0,192
Uhel	—	— 0,176
Nikl	— 0,0147	— 0,0242
Ocel	+ 0,0330 (tvrdá) + 0,0121 (měkká)	+ 0,0175
Železo	+ 0,00785	+ 0,0113
Kobalt	+ 0,00246	+ 0,00459
Stříbro	— 0,00086	— 0,00083
Zlato	— 0,00066	— 0,00071
Kadmium	—	+ 0,00055
Měď	— 0,00052	— 0,00052
Zinek	+ 0,00082	+ 0,00041
Platina	— 0,00024	— 0,00024

Tím že u kovů platina, zlato a stříbro, jež lze obdržeti ve stavu chemicky velmi čistém, výsledky obou pozorovatelů dosti dobře souhlasí, potvrzuje se jen názor, že často dosti hrubý nesouhlas u jiných kovů zaviněn jest růzností materiálu. Jak velký vliv má tato různost materiálu, vysvítá nejlépe z toho fakta, že kdežto litý vismut ukazuje značný rotační koefficient, jest týž dle měření Kundtových pro vismut elektrolytický velmi malý.

§ 8. Není třeba, aby rovina destičky byla kolmá na magnetické pole, Hallův effekt se dostaví též při postavení rovnoběžném k poli, ale takovém, kde silokřivky magnetické zůstávají kolmými k vláknům proudovým. Při tom jest rotační koefficient, zvláště u látek ferromagnetických, značně menší než v případě prvém, naproti tomu u vismutu dle měření v. Ettingshausena a Nernsta téměř stejný.

Jsou-li silokřivky magnetické rovnoběžny s vlákny proudovými, není Hallova zjevu.

Co nejvíce bije při Hallově effektu do očí, jest jeho obrovská kvantitativní různost při různých kovech. Tak u telluru, kde R jest největší, jest Hallova elektromotorická síla asi 50-kráte větší než u nejblíže následujícího vismutu, u toho zase asi 60-kráte větší než u následujícího antimonu, kdežto většina ostatních látek vykazuje hodnoty 100 až 1000-kráte menší.

§ 9. Nejzajímavěji se chová, pokud Hallova effektu se týče, vismut a byl proto Hallův effekt na něm nejčastěji studován. Obrovský vliv, jaký má na tento effekt právě u vismutu čistota materiálu, byl v souvislosti s přirozenou komplikovaností zjevu samotného toho příčinou, že výsledky různých pozorovatelů často nesouhlasily. Teprve Everdingen (20), jenž tomuto předmětu věnoval celou řadu svých prací, přivedl otázku po chování se Hallova effektu ve vismutu k definitivnímu rozřešení. Nalezl především, že v polích přes 1000 gauss R klesá předně s rostoucím magnetickým polem, a za druhé s rostoucí teplotou, tak že největší hodnoty dosahuje pro teplotu tekutého kyslíku v poli 1000 gauss, totiž $R = -62{,}2$, tedy hodnoty skoro 10-kráte větší než za obyčejné teploty. Následující tabulka, pocházející od Everdingena a udávající hodnoty rotačního koefficientu R v mezích tepelných od -182^0 do 100^0 a v polích od 1000 do 6000 gauss podává jasný obraz o této věci.

$R \,.\, 10^9$

Při Celsiově teplotě	V magnetickém poli					
	1000	2000	3000	4000	5000	6000
— 182°	— 62,2	— 55,0	— 49,7	— 45,8	— 42,6	— 40,1
— 92°	— 28,0	— 25,0	— 22,9	— 21,5	— 20,2	— 18,9
— 23°	— 17,0	— 16,0	— 15,1	— 14,3	— 13,6	— 12,9
+ 11,5°	— 13,3	— 12,7	— 12,1	— 11,5	— 11,0	— 10,6
+ 100°	— 7,28	— 7,17	— 7,06	— 6,95	— 6,84	— 6,72

Pozdější prací H. v. Traubenberga (26), jenž toto měření rozšířil až do bodu tání vismutu, shledáno, že zvolněné klesání R s teplotou, jež ukazuje naše tabulka v mezích od 11,5° do 100°, zůstává platným až právě do bodu tání, kdež R (při teplotě 265°—270° C) náhle klesne.

Jinou zvláštností vismutu jest, že Hallův effekt jeví jakýsi druh asymmetrie tím, že při obrácení pole v opačné nepřechází v opačně označenou stejně velkou hodnotu, nýbrž všeobecně v hodnotu jinou, která za příznivých okolností může býti i stejného znamení s hodnotou původní. Everdingen dokázal, že tato věc je v souvislosti s krystallickou strukturou vismutu a na preparátech z velkého přirozeného rovnoběžnostěnu vismutu vyříznutých a vzhledem k hlavní krystallografické ose různě orientovaných tuto souvislost blíže zjistil. Nalezl, že při dané poloze hlavní osy k magnetickému poli R se mění, ale ne příliš, dle různých směrů v krystallu. Naproti tomu R se velice změní, přejde-li hlavní krystallografická osa z polohy kolmé k magnetickému poli v polohu s ním rovnoběžnou. Tak na 3 prismatech, kolmo k ose z krystallu vyříznutých, probíhá R při poloze osy k poli kolmé mezi hodnotami — 8,2 až — 10,6 v poli 4600 gauss a — 10,6 až — 12,6 v poli 2600 gauss, kdežto při poloze osy k poli rovnoběžné za týchž okolností mezi hodnotami — 0,2 až + 0,6 a — 0,1 až — 0,7, stávajíc se jednou docela kladným. Celkem lze dle Everdingena zobraziti všecky hodnoty R pro všecky krystallografické směry jistým ellipsoidem.

Budiž připomenuto hned na tomto místě, že Everdingen zkoumal na týchž preparátech vismutových chování se elektrického odporu v magnetickém poli a nalezl: Za nepřítomnosti magnetického pole lze vyjádřiti odpor vismutu v jeho závislosti na krystallografickém směru rotačním ellipsoidem o přibližném poměru os $\sqrt{3} : \sqrt{5}$. V poli magnetickém rovnoběžném s hlavní krystallografickou osou zůstane tento ellipsoid rotačním, jen poměr os se trochu pozmění. Je-li pole kolmé k ose, přejde ellipsoid v trojosý a poměr os se značněji pozmění. Pro libovolný sklon osy k magnetickému poli lze odpor počítati superposicí předchozích dvou případů. V každém případě mění se odpor elektrický účinkem magnetického pole nestejně dle různosti krystallografického směru.

Tyto věci v souvislosti s tím, co řečeno právě o rotačním koefficientu *R* ukazují, že mezi Hallovým effektem a různými změnami odporu elektrického účinkem magnetického pole jest úzký vztah.

§ 10. *Kapaliny.* Důležitou, a dosud uspokojivě nerozřešenou, jest otázka Hallova effektu v kapalinách. Výsledky, k nimž dospěli četní pozorovatelé, jako Roiti (14), Bagard (27), Florio (28), Chiavassa (29), Everdingen (20), Amaduzzi a Leone (30), Moretto (31) a Amerio (32), Heilbrun (33), jsou částečně jen kladné, většinou však záporné. Věc souvisí s experimentálními obtížemi, jež jsou zde značné a četné. Především nelze obdržeti vrstviček ani z daleka tak tenkých, jde-li o kapaliny, jako jde-li o tělesa tuhá, což mohutnost očekávaného effektu značně snižuje. K tomu přistupují různé rušivé vlivy, jako proudění a víření kapaliny, objevující se zvláště při vzniku magnetického pole, a dále různé kontaktní potenciální difference, kteréžto vlivy jsou tím obtížnější, čím studovaný effekt jest slabší.

Mezi těmi, již se dodělali kladných výsledků, stojí na předním místě Bagard, který pracoval s roztoky síranů zinečnatého a měďnatého v polích od 300 do 400 gauss při tloušťce kapalné vrstvičky 1,6 *mm*. Hallův proud jím takto nalezený souhlasil co do směru s vismutem, avšak byl příliš silný na dané poměry. Pozdějšími pozorovateli zjištěno, že ani při 5000 gauss není Hallova effektu, odstraníme-li jen pečlivě všecky zdroje chyb. Zvláště R. Heilbrun ukázal, že effekt zcela zmizí, když elektrolyt byl gelatinován a tedy učiněn nehybným. Heilbrun dostával s počátku při svých pokusech, jimiž otázku existence neb neexistence Hallova effektu v elektrolytech chtěl rozhodnouti, effekty obdobné jako Bagard, vyznačující se však velikou nepravidelností. Příčinu těchto nepravidelností hledal právě ve vírech a pohybech kapaliny a rozhodl se tedy gelatinováním tyto rušivé vlivy odstraniti. Výsledek byl, že Hallův effekt zmizel nadobro. Z toho nutno souditi, že kapalné víry nejsou překážkou, nýbrž právě zdrojem těch effektů, jež byly pozorovány jak od Bagarda, tak od Heilbruna samotného a mylně považovány za effekt Hallův. Tento názor jest ještě podepřen tím, co nalezli Drude a Nernst (34) při vismutu. Jak již bylo svrchu řečeno, klesá Hallův effekt u vismutu stále se stoupající teplotou a toto klesnutí jest zvláště značné poblíž bodu tání. Avšak při roztopeném vismutu objevil se náhle neobyčejně silný effekt na způsob Hallova a zvětšení odporu. Jest tedy vliv pohybu v kapalině nepochybný a lze považovati za správné tvrzení Heilbrunovo, jež uvádí jakožto důsledek své práce: v elektrolytech není Hallova zjevu a effekty jemu obdobné, pokud pozorovány byly, spočívají na vlivech sekundárních, a to především na víření kapaliny.

Co platí o elektrolytech, platí, jak se zdá, též o metallických kapalinách. Amaduzzi a Leone (30) shledali Hallův effekt ve vismutových amalgamech, ne však ve rtuti. Avšak Moretto (31) popírá tento fakt a Amerio (32), jenž opakoval jejich pokusy, našel, že u desky z tekutého vismutového amalgamu se sice obrátí směr proudu odpovídajícího Hallovu, obrátíme-li směr pole $\mathfrak{H}$, ale že se nezmění v opačný, obrátíme-li proud primární J, měně v tomto případě pouze svoji intensitu. Podobně se chová čistá rtuť. Řadou kritických pokusů, při nichž Hallův effekt jest vyloučen, Amerio dokazuje, že účinek pole je čistě ponderomotorický.

Možno tedy reasumovati otázku Hallova effektu ve vodivých kapalinách v ten smysl, že, ačkoliv proti existenci jeho není theoretických důvodů, dosud objeven nebyl. tak že, existuje-li, jest daleko slabší než ve vodičích tuhých.

§ 11. Důležitou jest otázka, zda Hallův effekt existuje *ve vodivých plynech.* První experimentální řešení této otázky podnikl Vilson (35) a sice v kladném světelném sloupu výbojové trubice. Umístil tam dvě sondy tak, aby za průchodu elektrického proudu plynem byly na ploše ekvipotenciální. Vzbuzením magnetického pole objevila se mezi těmito sondami potenciální difference, již bylo lze kvadrantním elektrometrem zjistiti. Shledáno, že při daném poli jest nepřímo úměrna tlaku plynu. Další práce na tomto poli pochází od Marxe (36), jenž zvláště podrobně studoval Hallův zjev v plynech hořících plamenů. Do plamene byly rozprašovány různě koncentrované roztoky KCl a shledáno, že Hallův effekt silně ubývá s koncentrací příslušného roztoku, jakož i že silně závisí na tom, zda rozdíl potenciálů mezi anodou a kathodou připouští existenci zákona Ohmova v příslušném plameni neb ne.

O čtyři léta později studoval C. D. Child (37) Hallův effekt v oblouku elektrickém. Nalezl, že původně nullový rozdíl potenciálový mezi dvěma sondami do oblouku vloženými se účinkem magnetického pole objeví a to s rostoucím polem až do hodnot 1—5 volt. Na zjev nemá vlivu intensita svítícího proudu a délka Davyho oblouku. Za to patrný jest vliv jakosti uhlíků a přimíšených solí, dále zda se pozoruje poblíž anody neb kathody, konečně jak velká jest potenciální difference mezi uhlíky. Klesne-li tato pod 30 volt, effekt zmizí. S tlakem se effekt nemění, pokud týž neklesne na 20 *mm Hg,* pak klesá až k nulle.

§ 12. Zjev Hallův podařilo se poměrně dosti brzy zpracovati theoreticky a experimentální vzorec (1) odvoditi. Jak Boltzmann (38) ukázal, lze obdržeti Hallův effekt z Maxwellových rovnic pro pohyb elektřiny ve vodičích buď předpokladem, že obě elektřiny, kladná a záporná, se v proudu pohybují nestejnými rychlostmi, aneb že účinkem magnetického pole nastávají změny odporové takové, že materiál původně isotropický přejde v aelotropický, čímž tvar vláken proudových se pozmění. Na jednu z těchto hypothes opírá se většina theorií Hallova zjevu, jež podali Rowland (39), Lorentz (40), Boltzmann (38), Goldhammer (41) atd. V novější době podali Riecke (11) a Drude (12) nový výklad Hallova effektu na základě theorie elektronové.

Velmi jednoduše na *základě předpokladu, že magnetickým polem isotropie destičky se poruší,* vykládá Hallův effekt prof. *F. Koláček* ve své již zmíněné *Elektřině a magnetismu,* pg. 243 – 246. Chtějíce zde k vůli úplnosti umístiti některý z těchto theoretických výkladů Hallova effektu, přidržíme se nejprve v podstatě tohoto výkladu Koláčkova.

Budiž v místě x, y, z tělesného vodiče hustota proudová h a její 3 složky dle os souřadných u, v, w, složky působící elektrické síly X, Y, Z. Je-li vodič homogenní, platí

$$u = kX, \qquad v = kY, \qquad w = kZ, \tag{2}$$

t. j. výslední proud elektrický v každém místě homogenního vodiče splývá co do směru s výslednicí elektrické síly v tomtéž bodě.

Je-li vodič anisotropický, na př. krystallický, nebude tomu všeobecně tak, u, v, w budou složitějšími úkony sil X, Y, Z, a to v prvém přiblížení lineárními homogenními funkcemi:

$$\begin{aligned} u &= k_{11}X + k_{12}Y + k_{13}Z, \\ v &= k_{21}X + k_{22}Y + k_{23}Z, \\ w &= k_{31}X + k_{32}Y + k_{33}Z. \end{aligned} \tag{3}$$

Řešením dle X, Y, Z dostaneme naopak pro vodiče homogenní:

$$X = Ku, \qquad Y = Kv, \qquad Z = Kw \tag{2'}$$

a pro vodič krystallický

$$\begin{aligned} X &= K_{11}u + K_{12}v + K_{13}w, \\ Y &= K_{21}u + K_{22}v + K_{23}w, \\ Z &= K_{31}u + K_{32}v + K_{33}w. \end{aligned} \tag{3'}$$

Konstanty k jsou složkami specifické vodivosti, K specifického odporu.

Jde-li o naši destičku, na níž studujeme effekt Hallův a jež jest před účinkem magnetického pole homogenní, máme vzhledem k zvolenému souřadnicovému systému (viz obr. 2.), před účinkem magnetického pole:

$$u = 0, \qquad v = 0, \qquad w = w,$$

a tedy

$$X = 0, \qquad Y = 0, \qquad Z = Kw.$$

Předpokládajíce, že účinkem homogenního pole magnetického, jdoucího kolmo k rovině destičky, tato se stane anisotropickou tak, že lze applikovati vzorce (3) a (3'), máme vzhledem k tomu, že i za přítomnosti magnetického pole není proudové složky směrem osy OY, složky hustoty proudové

$$u', \qquad 0, \qquad w'$$

a tedy složky elektrických sil:

$$\begin{aligned} X' &= K_{11}u' + K_{13}w', \\ Y' &= K_{21}u' + K_{23}w', \\ Z' &= K_{31}u' + K_{33}w'. \end{aligned} \tag{4}$$

Poněvadž materiál desky byl původně isotropickým a magnetické pole jde kolmo k rovině destičky a jest homogenní, musí každý nový systém souřadnicový, který vznikne z našeho otočením xz v rovině desky, býti s ním rovnocenným, t. j. konstanty K rovnic (4) zůstati v platnosti.

Zvolme systém, který jest vůči původnímu otočen o 90°. Složky téhož proudu u', w' budou u'', w'' a sice bude

$$u'' = w', \qquad w'' = -u',$$

rovněž složky sil X', Y', Z' přejdou v X'', Y'', Z'', tak že bude

$$X'' = Z', \qquad Y'' = Y', \qquad Z'' = -X'.$$

To dosazeno do rovnic (4) dává:

$$\begin{aligned} X'' &= Z' \ldots K_{11}w' - K_{13}u' = K_{31}u' + K_{33}w', \\ Y'' &= Y' \ldots K_{21}w' - K_{23}u' = K_{21}u' + K_{23}w', \\ Z'' &= -X' \ldots K_{31}w' - K_{33}u' = -K_{11}u' - K_{13}w'. \end{aligned}$$

Z těchto rovnic, jež mají býti splněny pro každé u', w', vychází, uvedeme-li je na tvar nullový:

$$K_{11} = K_{33}, \quad K_{13} = -K_{31}, \quad K_{21} = 0, \quad K_{23} = 0, \tag{5}$$

což dosazeno do rovnic (4) dává konečně:

$$\begin{aligned} X' &= K_{11}u' + K_{13}w', \\ Y' &= 0, \\ Z' &= -K_{13}u' + K_{11}w'. \end{aligned} \tag{4'}$$

Poněvadž s obrácením magnetického pole Hallův proud u' a složka X' mění své znamení, jest viděti, že K_{13} mění s polem své znamení.

Elektromotorická síla Hallova zjevu jest dána prací síly X' na dráze $S'S = \beta$, tedy
$E = (K_{11}u' + K_{13}w')\beta$, aneb, vynecháme-li člen s u' jakožto malý proti členu s w', ježto Hallův proud jest vždy extremně slabý, a uvážíme, že $w' = \frac{J}{\beta\delta}$, při čemž J jest primární proud a $\beta\delta$ průřez destičky, máme

$$E = K_{13} \cdot \frac{J}{\delta}, \tag{6}$$

t. j. elektromotorická síla Hallova zjevu jest přímo úměrna intensitě primárního proudu a nepřímo úměrna tloušťce destičky.

Konstanta úměrnosti K_{13} jest funkcí magnetického pole, a sice lichou, měníc s ním své znamení. Položíme-li ji v prvém přiblížení úměrnou magnetickému poli, tedy

$$K_{13} = R\mathfrak{H},$$

přejde vzorec (6) ve vzorec (1), Hallův.

Předpoklad, že *Hallův zjev vzniká následkem nestejné rychlosti elektřiny kladné a záporné v elektrickém proudu*, vede k následujícímu výkladu:

Budiž ε_p elektromagneticky měřené množství kladné elektřiny, jež jest rozloženo po jednotce délky vodiče probíhaného elektrickým proudem, ε_n množství elektřiny záporné. Rychlosti, se kterými se obě elektřiny pohybují v proudu o hustotě 1, buďtež γ_p a γ_n, rychlosti v libovolném proudu g_p a g_n a tyto buďtež úměrny hustotě proudové. Je-li tato h, jest tedy

$$g_p = h\gamma_p, \qquad g_n = h\gamma_n;$$

γ_p a γ_n lze pokládati za konstanty, charakteristické pro každý vodič.

Dle zákona Biot-Savartova působí na element proudový dl, protékaný proudem J v magnetickém poli $\mathfrak{H}$ kolmém k elementu síla

$$\Phi = J\mathfrak{H}dl.$$

Můžeme předpokládati, že tato síla jest výslednicí akcí, jimiž magnetické pole působí na obě protivnými směry proudící elektřiny, tedy

$$\Phi = \Phi_p + \Phi_n.$$

Poněvadž

$$J = \varepsilon_p g_p + \varepsilon_n g_n,$$

jest

$$\Phi = \Phi_p + \Phi_n = \varepsilon_p g_p \mathfrak{H}\, dl + \varepsilon_n g_n \mathfrak{H}\, dl,$$

a tedy

$$\Phi_p = \varepsilon_p g_p \mathfrak{H}\, dl, \qquad \Phi_n = \varepsilon_n g_n \mathfrak{H}\, dl.$$

$\varepsilon_p dl$ a $\varepsilon_n dl$ značí množství elektřiny v pohybu se nacházející. Označíme-li φ_p a φ_n síly, připadající na jednotku elektřiny v po, hybu, máme

$$\varphi_p = g_p \mathfrak{H}, \quad \varphi_n = g_n \mathfrak{H}.$$

Applikováno na naši destičku za předpokladu, že $g_p \gtrless g_n$, vychází z toho, že rychleji magnetickým polem bude hnána ta elektřina, která má větší rychlost. Tím vznikne elektrostatický náboj na bočných hranách destičky a tento náboj bude tak dlouho stoupati, až elektrostatická síla, jež tím vznikne, stačí na kompensaci rozdílu sil elektromagnetických. Buďtež v tomto okamžiku potenciály pobočných hran V_1 a V_2. Elektrostatická síla ve směru osy $x$ové tedy bude

$$-\frac{V_1 - V_2}{\beta}$$

a podmínka rovnosti sil působících na kladnou a zápornou jednotku proudící elektřiny dává:

$$g_p \mathfrak{H} - \frac{V_1 - V_2}{\beta} = g_n \mathfrak{H} + \frac{V_1 - V_2}{\beta}$$

a z toho

$$V_1 - V_2 = \frac{g_p - g_n}{2} \beta \mathfrak{H}$$

aneb s ohledem na to, že

$$g_p = \gamma_p h = \gamma_p \frac{J}{\beta\delta}, \quad g_n = \gamma_n h = \gamma_n \frac{J}{\beta\delta}$$

a že $V_1 - V_2$ jest vlastně elektromotorická síla Hallova proudu

$$E = \frac{\gamma_p - \gamma_n}{2} \cdot \frac{J\mathfrak{H}}{\delta}. \tag{7}$$

Uvážíme-li, že

$$\frac{\gamma_p - \gamma_n}{2}$$

jest konstanta charakterisující daný materiál a označíme-li ji R, máme

$$E = R\frac{J\mathfrak{H}}{\delta}, \qquad (7')$$

což jest právě vzorec (1) a R jest rotační koefficient.

(Pokračování.)

Odpor rtuti v poli magnetickém II.

Odpověď na poznámku prof. dra. *V. Felixe,* k mému článku uvedeného názvu, uveřejněnou na str. 174 t. ř. t. č.

Napsal dr. **Vlad. Novák,** prof. české techniky v Brně.

V prvém čísle *39.* roč. t. časopisu uveřejnil jsem pozorování *odporu rtuti v poli magnetickém,* jichž výsledky se úplně shodují s pracemi cizích odborníků, liší se však od výsledků, které nalezl prof. *Felix* v práci *„Změna odporu rtuti v magnetickém poli"* na str. 582 *38.* roč. t. č. *Felix* kritisuje moje pozorování v předešlém čísle t. č. ve článku *„Poznámka ke článku prof. dra. Vlad. Nováka „Odpor rtuti v poli magnetickém"* takovým způsobem, že mi nelze k této poznámce mlčeti, ačkoliv jsem syt polemiky, která je se strany Felixovy nevěcna a kde má zdání věcnosti, tam utíká se k poznámkám, které nemají oprávněnosti.

Práci Felixově učinil jsem hlavně dvě výtky, *nevhodnost methody* a *neúplné její provedení.* Prvé výtky zbavuje se Felix způsobem v polemikách vědeckých neuvěřitelným. Prohlašuje jednoduše *svou* methodu za *mou* a její *nevhodnost mi plně přičítá* (viz str. 176 v posl. řádce). A Felix mohl toto tvrzení napsati, ačkoliv výslovně pravím (na str. 40 své práce):

„Tyto nesrovnalosti a rozpory v práci Felixově přiměly mne k tomu, abych měření jeho opakoval touže methodou a prostředky pokud možná stejnými".