

Maxwellovy rovnice popisují jen speciální fyzikální případ, který je považován za obecně platný.

Pavol Ivana^{1,*} and Marika Ivanova^{1,2}

¹Supratech s.r.o. Laboratory of Physics and Technology, Mokra 314, Zlin, 76001, Czech Republic

²University of Bergen Faculty of Mathematics and Natural Sciences, PO Box 7803, Bergen, 5020, Norway

*info@supratech.org

ABSTRAKT

Konstrukce Ryzího homopolárního generátoru odhaluje fyzikální problém Maxwellových rovnic. V tomto článku představíme výsledek výzkumu, který směřoval k získání elektromotorického napětí teoreticky čistým způsobem. Vyprojektovali a vyrobili jsme bezkartáčový generátor, který simuluje homogenizované magnetické pole a měl by být teoreticky využitelný bez polovodičových a elektronických prvků, protože pohyb vodiče vůči vektoru indukce je v relaci $\vec{v} \perp \vec{B}$. Generátor je opatřen supravodičným stíněním, které zajišťuje narušení teoretické rovnováhy tvorby elektromotorického napětí - u Faraday homopolárního generátoru je nerovnováha elektromotorického napětí zajištěna fixací disku ke vztažné soustavě rotujících magnetů. Vyřešení technického problému však nastartovalo teoretický problém. Výsledek experimentu napovídá, že současný koncept elektrodynamiky, na bázi magnetického toku s využitím relativistických principů, je Euklidovsky idealizovaný a zavádějící. Pokud bychom nadále trvali na bezvýhradné správnosti Maxwellova konceptu, museli bychom připustit, že nehomogenní pole lze odstínit z pohledu jakékoli vnější vztažné soustavy, ale pro homogenizované magnetické pole by taková vztažná soustava neexistovala. Dobré vysvětlení nesouladu s teoretickým očekáváním nám dává zavedení energetických hladin magnetického pole, které jsou měřitelné a jsou pravděpodobně makroskopickým projevem sumarizace hladin z prostředí elementárních částic. Součástí tohoto článku je analýza, která ukazuje, že stávající elektrodynamika používá zjednodušený pohled na vektor indukce \vec{B} . Učiníme objev, že kolinearita $\vec{v} \parallel \vec{B}$, která implikuje $\vec{E} = 0$ je speciálním případem obecnějšího, topologického, posuzování vlastností množiny vektorů magnetického pole. To vede nevyhnutelně k zúžení platnosti Faraday zákona, které zlepšší experimentální predikci a paradoxně odhalí značný technický potenciál. Oba koncepty mohou v praxi koexistovat se širokou škálou hodnotových shod.

ÚVOD

Rok 2015 byl rokem 150. výročí vzniku klasických Maxwellových rovnic. Rozhodli jsme se proto konfrontovat akademickou veřejnost s výsledky našeho výzkumu a analýz. Dospěli jsme k závěru, že je nutné, aby se širší odborná veřejnost seznámila s negativním výsledkem experimentu provedeném na supravodičném stíněném Ryzím homopolárním generátoru, dále jen PHG¹ a s návrhem koncepce, která tento negativní výsledek dokáže vysvětlit. Výsledky ukazují na rozpor ve fyzikální podstatě tzv. Faraday zákona popisujícího vznik elektromotorického napětí (dále jen EMF), jako bezvýhradní důsledek časové změny magnetického toku. Výsledek ukazuje, že Faraday zákon je pojat příliš obecně a na druhou stranu vlastnosti vektoru magnetické indukce \vec{B} jsou příliš speciální. Faraday zákon nedokáže vysvětlit nefunkčnost stíněného PHG, reprezentuje slabou podmínku pro vznik elektromagnetické indukce. V článku analyticky navrhneme duální teorii postavenou na komplexnějším interagování vodiče s magnetickým polem. Odstraníme mýtus moderní elektrodynamiky, že by mohlo existovat řešení Faraday homopolárního generátoru, dále jen FHG, nezávislé na kartáčích a elektronických prvcích, které by využívalo homogenizované

magnetické pole.

VÝSLEDKY

Motivace a provedené experimenty

V roce 2012 jsme učinili pokus oživit průmyslové aplikace na bázi FHG. Nevýhoda FHG spočívá v nutnosti použití kartáčů. Byl navržen experimentální homopolární generátor, který odstraňuje tuto nevýhodu.

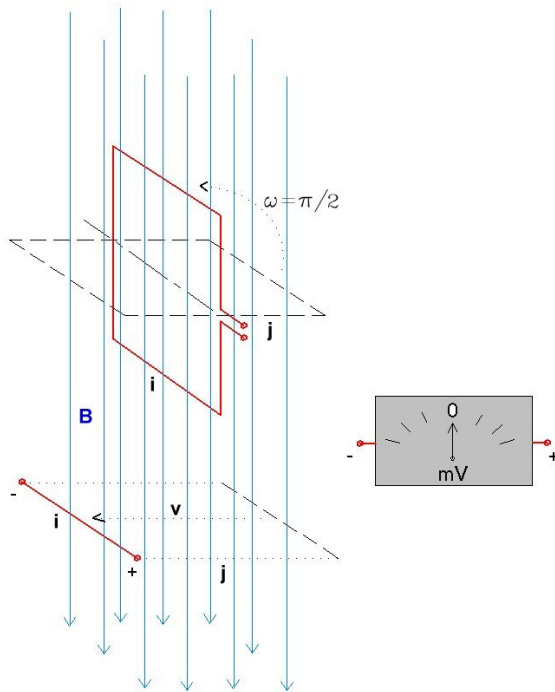
Náš návrh koresponduje se současnými teoretickými představami funkce FHG. Matematicky ji popisuje dobře známá rovnice, kterou formuloval James Clerk Maxwell okolo roku 1865 [1, 2]

$$\mathcal{E}_m = -\frac{d\Phi}{dt} = \oint_l \vec{E}_m \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{E}_m \cdot d\vec{S}, \quad (1)$$

kde index m znamená určení původu: *Maxwellovská veličina*. Obrázky 2, 5, 6 a 7 zobrazují způsob odstranění kartáčů. U PHG dle obrázku 2 vstupuje vodivostní cesta kolmo na izomagnetické radiály magnetického pole dvou protilehlých, axiálně magnetovaných, synchronně rotujících prstenců. Výstup vodivostní cesty je zajištěn středovým vodičem procházejícím dutou hřídelí, jak ukazuje obrázek 7. Za

¹PHG je definován takto: generátor, který nepotřebuje kartáče ani elektroniku ani polovodič k zajištění vytvoření stejnosměrného proudu.

předpokladu, že zajistíme odstínění úseku přívodu \vec{j} měřícího obvodu supravodičem S , bude funkce PHG na obrázku 2 teoreticky obdobná s kartáčovým řešením FHG [3]. Pro dobrou funkci takového stínění padla volba na supravodič na bázi YBaCuO krystalů [4]. Odstínění má dva aspekty:

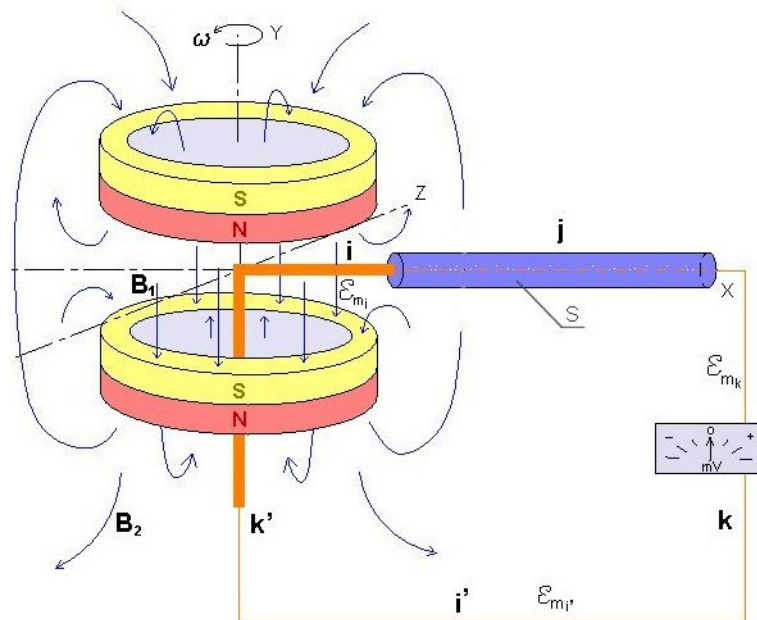


Obrázek 1. Horní část obrázku graficky znázorňuje speciální případ pootočení pravouhlé smyčky o úhel $\pi/2$, které způsobí změnu homogenního magnetického toku $\Phi = \vec{S} \cdot \vec{B}$ z maxima na minimum a které je ekvivalentní pohybu vodiče o délce \vec{i} po dráze \vec{j} na dolní části obrázku. V obou případech by se mělo indukovat stejné střední EMF \mathcal{E}_m .

- Zajišťuje porovnání činnosti mezi PHG a FHG z hlediska vzniku Lorentzovy síly [5] - odstíněná část vodiče nebude nijak interagovat s vnějším pohybujícím se polem, obdobně jako vnitřní část disku FHG. Deformace okolního pole v blízkosti supravodičového stínění nijak neovlivní výslednou stabilitu pole vůči uzavřené smyčce $l = i + j + k + i' + k'$.
- Zajistí teoretickou indukční nerovnováhu mezi kladnými a zápornými příspěvky EMF na smyčce o délce l dle integrálu v (1) podle délky. Bude tak umožněno posouzení vzniku indukce v PHG z hlediska rovnic odvozených z rovnice kontinuity.

Tento bezkartáčový model Faraday generátoru by měl fungovat teoreticky ekvivalentně stejně jako kartáčové řešení. Současná teorie vychází z toho, že příčina indukce se dá vysvětlit geometricky obecně pomocí Stokesovy věty. Ta převádí křivkový integrál elektrické intenzity \vec{E}_m podle délky vodivého závitu na plošný integrál rotace $rot \vec{E}_m$ podle plochy, kterou zavit ohraničuje dle (1). Vznik elektrické intenzity \vec{E}_m

by tedy měl být podmíněn směrem a rychlostí \vec{v} elementárních délek závitu v homogenním magnetickém poli o magnetické



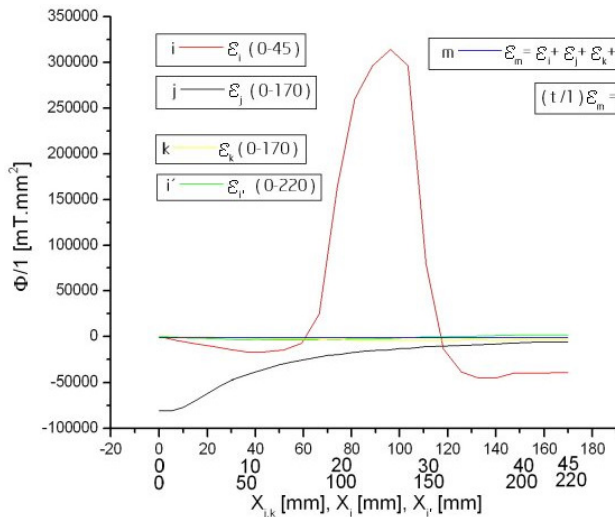
Obrázek 2. Axonometrické schéma zobrazující princip funkce PHG: Neodymové magnetické prstence rotují úhlovou rychlostí ω vůči stojícímu uzavřenému drátu $l = i + j + k + i' + k'$. Na obrázku je schematicky naznačeno odstínění pomocí supravodiče S , které slouží k uzamčení přístupu vnějšího magnetického pole do úseku vodiče \vec{j} .

indukci \vec{B} nebo ekvivalentně změnou magnetického toku $\Phi = \vec{S} \cdot \vec{B}$ skrz plochu \vec{S} závitem obklopenou v průběhu času Δt . V konečném důsledku lze tuto situaci zjednodušit a znázornit ji dle obrázku 1, na kterém v horní části smyčka vykoná osové pootočení o čtvrt periody. Toto pootočení jednoho závitu vytváří relativní změnu plochy $\vec{S} = \vec{i} \cdot \vec{j} \rightarrow 0$ vůči magnetické indukci \vec{B} v průběhu času Δt , kterou zavit obepíná a kterou prochází imaginární magnetický tok Φ homogenního magnetického pole. Mělo by se tedy indukovat střední $\mathcal{E}_m = \Phi / \Delta t = \vec{i} \cdot \vec{j} \cdot \vec{B} / \Delta t = \vec{i} \cdot \vec{v} \cdot \vec{B}$. Je tedy, dle tohoto teoremu, ekvivalentní pohybu vodiče v dolní části obrázku o délce \vec{i} po dráze \vec{j} rychlostí $\vec{v} = \vec{j} / \Delta t$. Tedy i ve druhém případě by se mělo indukovat EMF $\mathcal{E}_m = \vec{E}_m \cdot \vec{i} = \vec{v} \cdot \vec{B} \cdot \vec{i}$ o stejné střední hodnotě jako v případě předchozím. Z obrázku 2 je zřejmé, že vodič \vec{i} u PHG vykonává obdobný relativní pohyb jako na obrázku 1 dole s tím, že je tento pohyb radiálně orientovaný.

Nyní provedeme analýzu aplikace současné teorie na PHG dle obrázku 2 bez stínění S : Z hlediska plošného integrálu uvažujeme rovinu $[x, y]$, která je rovnoběžná s měřicí smyčkou, dostáváme $\Phi = 0$ pro plochu $\vec{S} = (\vec{i} + \vec{j}) \times \vec{k} = \vec{i} \times \vec{k}$, kterou tato smyčka ohraničuje. Změna indukčního toku bude v nestíněném PHG nulová a neindukuje se žádné napětí. Z hlediska integrálu v (1) dle délky jsou vnější magnetické indukční čáry vůči vnitřním indukčním čarám směrově (vektorově) v opozici a tedy působí na smyčku drátu opačně. Na základě vzniku Lorentzovy síly, která teoreticky působí na volné elek-

trony vlivem relativního pohybu ramen $\vec{i} + \vec{j}, \vec{k}, \vec{i}'$ uzavřené smyčky l (úsek \vec{k} je neutrální) vůči vektorům magnetické indukce \vec{B} , nastane teoretická rovnováha kladných a záporných příspěvků EMF v souladu s předpokladem $\text{div}\vec{B} = 0$ a v souladu s experimentálně vytvořeným grafem na obrázku 3:

$$\mathcal{E}_m = \int_0^l \vec{E}_m \cdot d\vec{l} = 0.$$
 Existuje tedy teoretická i experimentální ekvivalence mezi indukčním tokem skrz plochu smyčky a předpokládaným indukovaným napětím ve smyčce dle (1). Na obrázku 3 jsou výsledky měření v malých vzdálenostech od magnetů PHG.



Obrázek 3. Graf indukčních toků na jednu otáčku, které se na uzavřené smyčce PHG bez stínění vyskytují. Modrá představuje výsledný součet EMF \mathcal{E}_m na jednu otáčku za sekundu. Červená představuje průběh největších příspěvků \mathcal{E}_{m_i} části smyčky \vec{j} , která je nežádoucí a potřebujeme jí odstínit. Žlutá představuje průběh malých příspěvků \mathcal{E}_{m_k} části smyčky \vec{k} . Zelená představuje zbytkový průběh příspěvků $\mathcal{E}_{m_{i'}}$ části smyčky \vec{i}' . Graf byl vytvořen součtově z naměřených hodnot v souladu s integrálem v rovnici (1) dle délky

Pro tvorbu grafu 3 bylo výhodné vybrat kolmé složky magnetické indukce \vec{B} vůči drátu l . Pokud měříme 3D teslmetrem, dá se hodnota kolmé složky technicky nejlépe odečíst přímo z displeje teslmetru. To lze dosáhnout tak, že jedna ze souřadnic čidla teslmetru musí být ztotožněna s osou drátu, druhá musí být ztotožněna s vektorem rychlosti a třetí je ta, kterou použijeme k tvorbě grafu na obrázku 3 resp. 4.

Abychom si byli jisti Maxwellovými rovnicemi (1), je nutné otestovat indukci pohybem vodiče alespoň v homogenních radiálách magnetického pole. Zaměříme se tedy

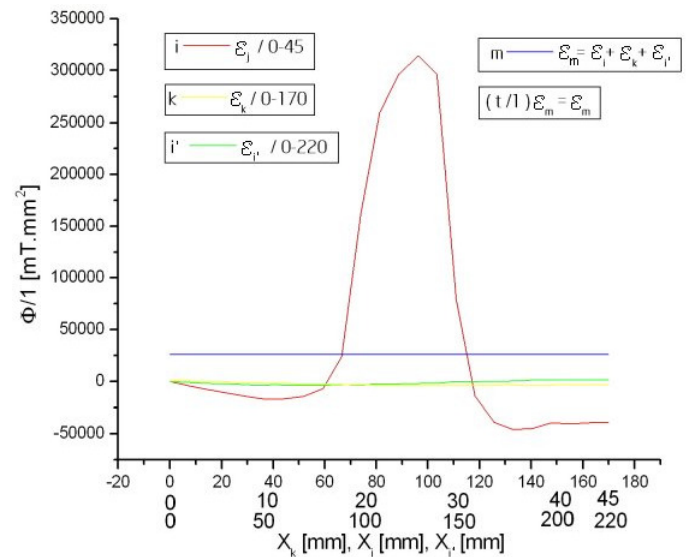
²Obvod je neuzavřený z hlediska vnějšího pole neodymových magnetů.

³V technické praxi a mediálně se setkáváme s opačným způsobem popisu. Tedy, že Lorentzova síla vzniká přímo v disku FHG [6]. Tento popis je z hlediska Maxwellových rovnic nekomplexní, ale matematicky dává shodný výsledek - to je způsobeno zachováním kontinuity pro vnitřní i vnější magnetický tok [7] $\Phi_{B_1} = \Phi_{B_2}$. V tomto popisu je pak druhotně aplikovaná ekvivalence s vnitřním magnetickým tokem Φ_{B_1} skrz plochu, kterou vykresluje rotující disk. Existence vnějšího toku je tak opomíjena a celý popis nekorektně zjednodušován. Dle této logiky by musel být funkční i nestíněný PHG - což je rozpor.

⁴Oblast krátkých indukčních čar mezi prstenci magnetů, které vystupují převážně z axiální plochy pólu N a vstupují symetricky do protipólu S - oblast kruhově homogenizovaného magnetického pole.

⁵Výrobce udává schopnost odstínění do 100 mT.

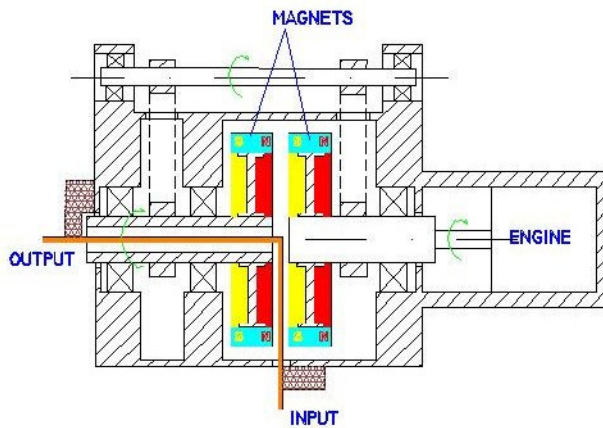
na vznik Lorentzovy síly u teoreticky čistšího a technicky zajímavějšího stíněného PHG dle obrázku 2. Zajistí se tak indukční nerovnováha mezi kladnými a zápornými příspěvky EMF v uzavřené smyčce tak jako na grafu obrázku 4.



Obrázek 4. Obdobný, jako předchozí, graf indukčních toků na jednu otáčku, které se na uzavřené smyčce PHG vyskytují při odstínění nežádoucího vracejícího se drátu \vec{j} . Modrá představuje výsledný součet EMF \mathcal{E}_m na jednu otáčku za sekundu, který lze u takto upraveného PHG předpokládat.

Průřezový magnetický tok zůstane v tomto případě u PHG nepoužitelný, protože odstíněním vnější části vodiče, pomocí masivního supravodivého stínění do 100 [mT] na bázi YBa-CuO krystalů [4], fakticky dostáváme neuzavřený obvod². Obdobně je okruh z tohoto hlediska neuzavřený i u FHG, kde naopak vnitřní část vodivostní cesty představuje relativně obdobně odstíněný úsek a to tím, že vlivem technického řešení se tato část nemůže zúčastnit na tvorbě EMF. Rozdíl mezi PHG a FHG je v tom, že u FHG se relativně pohybují vnější indukční čáry magnetické indukce (kruhově homogenizovaného magnetického pole) vůči stojícímu vnějšímu rámu s kartáčem a drátem měřicí smyčky. Vnitřní část FHG je vůči indukčním čarám magnetu bez pohybu, protože jsou obě pevně spojeny³. Zatímco u PHG se pohybují vnitřní indukční čáry v oblasti vektorů \mathbf{B}_1 ⁴ vůči vnitřnímu stojícímu drátu \vec{i} . Vnější oblast vektorů \mathbf{B}_2 v okolí vnější části drátu \vec{j} s nejsilnějším magnetickým polem je vůči teoretickým účinkům relativního pohybu indukčních čar odstíněna. Stínění je naddimenzované⁵, protože naměřené hodnoty indukce vnějšího magnetického pole dosahovaly průměr 23,76 [mT]. Naměřené maximum

bylo 96,6 [mT]. Musí tedy vlivem supravodivého stínění dojít k tomu, že v místech stínění se magnetické pole odkloní a nejkratší cestou obteče vodič, aniž by na něho působilo. Pro uvažovanou délku obvodu (závitu) l dle obrázku 2 musí dojít v souladu s grafem na obrázku 4 k narušení teoretické indukční rovnováhy mezi kladnými a zápornými příspěvky EMF, tedy $\mathcal{E}_m = \int_0^l \vec{E}_m \cdot d\vec{l} \neq 0$. Musí vzniknout přebytečné a měřitelné indukované napětí, protože část obvodu o délce j se tvorby indukce nezúčastní. Ekvivalence s indukčním tokem dle (1) nemůže nastat, neboť stínění vytváří pro magnetické pole otevřenou smyčku. Z hlediska vzniku Lorentzovy síly se musí indukovat rozdílové napětí na stíněném PHG ekvivalentně jako na FHG. Na obrázku 4 modrá přímka ukazuje potenciálovou hladinu, kterou teoreticky musíme získat z experimentálních dat po odstínění vracečky \vec{j} . Konečné rozhodnutí, zda je možné zpochybňovat fyzikální platnost Maxwellovy rovnice (1), musí učinit právě tento experiment.

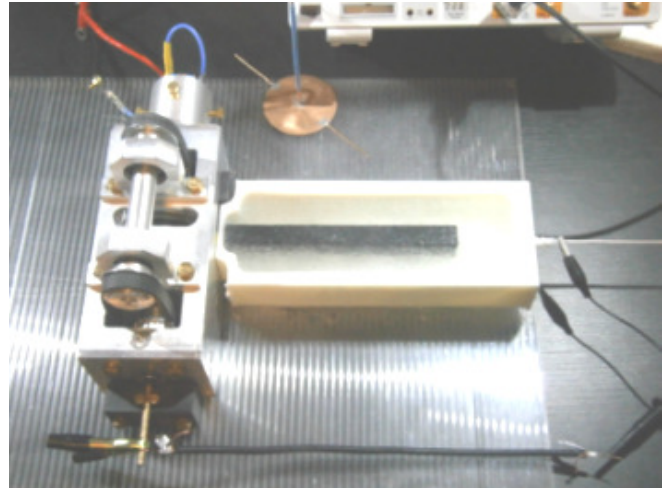


Obrázek 5. Schéma řezu technického řešení PHG, které umožňuje realizovat principiální uspořádání dvou protilehlých, axiálně magnetovaných, neodymových prstenců a drátu vstupujícího mezi tyto rotující prstence a vystupujícího dle obrázku 2.

Na tomto místě bychom se mohli pozdržet na téma zachování kontinuity, které je základem pro matematické věty používané v elektrodynamice. Hlavním předpokladem pro užití těchto vět je platnost rovnice kontinuity [7], která zachovává výstupní i vstupní tok. Víme však, že magnetické pole fakticky nepředstavuje žádný reálný tok. Je to spíše orientované pole, které se od jednoho i druhého pólu zeslabuje se vzdáleností. Pokud použijeme přirovnání k toku a zavedeme směr, tak se jeví tak, že se tok z jednoho pólu v prostoru nařídí a na druhém pólu zase zhoustne⁶, jako by tedy pole přeteklo z předem určeného počátečního pólu na určený protipól beze ztrát. Nařídování a zhušťování toku pole by se mělo dít s jednoduchým omezením a to takovým, že $\text{div}\vec{B} = 0$ v každé měřitelné oblasti [7]. Pokud by toto omezení neexistovalo, musel by se tok pole nejprve v prostoru se vzdalováním

⁶Toto přirovnání je vhodnější spíše pro plyny než pro kapaliny, neboť u kapaliny hovoříme o změně rychlosti, ne o změně hustoty.

vytrácet ($\text{div}\vec{B} < 0$) a následně u protipólu by tok pole musel s přibližováním symetricky narůstat zpět ($\text{div}\vec{B} > 0$) do původní hodnoty. V tomto případě by se i na nestíněném PHG z obrázku 2 muselo teoreticky indukovat nenulové EMF s ohledem na nesymetrické umístění smyčky drátu l . Ekvivalence (1) by neplatila. Je mimo rámec tohoto článku zde prezentovat tabulku experimentálních hodnot, zvláště když je patrná pozoruhodná shoda s předpokladem $\text{div}\vec{B} = 0$. Mírný přebytek \mathcal{E}_m na vnější smyčce z grafu na obrázku 3 je v tomto případě způsoben spíše vlivem chyby měření.



Obrázek 6. Bezkartáčový homopolární generátor zadokovaný k systému supravodivého stínění v tekutém dusíku - reálný experimentální model.



Obrázek 7. Detail vodičské cesty s výstupem dutou hřídelí.

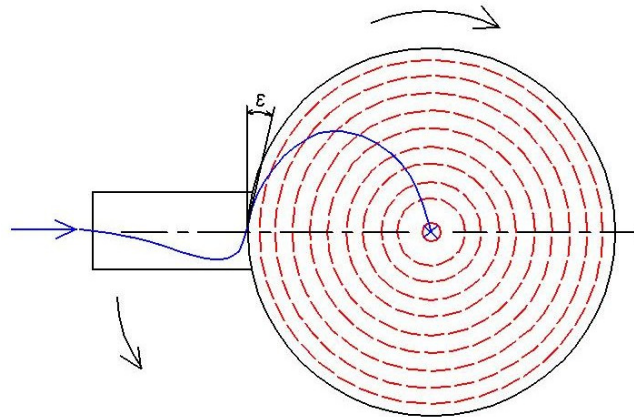
Závěrem musíme konstatovat, že fyzikální aplikace rovnice kontinuity na magnetické pole fakticky teoreticky popisuje jen průběh indukčních čar jako analogii s prouděním kapaliny. Samotná schopnost stejnosměrné indukce pouhým pohybem vodiče v idealizovaném homogenním poli z tohoto popisu nijak logicky nevyplývá. Pouze dobře matematicky koresponduje s ekvivalencí plošného integrálu. Například analogie Biot–Savart zákona, který popisuje pohyb elektrického náboje v homogenním magnetickém poli, je využívána i pro elektricky neutrální vodič - což není zrovna přímočaře logická cesta. Jediná třída experimentů, kde je objektivně pozorovatelný důsledek pohybu vodiče v neměnném magnetickém poli, je na bázi PHG, kde nejsou žádné kartáče. (Experimenty na

bázi FHG jsou diskutabilní, protože kartáče mohou proces fyzikálně ovlivňovat.) Je to jediná třída experimentů, které objektivně mohou ověřovat platnost Maxwellových rovnic. Důvod je prostý: umíme simulovat jen homogenní radiály magnetického pole. Všechny ostatní experimenty jsou na bázi nehomogenních polí. Teoretického souladu s prakticky měřitelnou elektrodynamikou následně dosahujeme pomocí různých elektromagnetických konstant v podobě např. permeability prostředí. Mohlo by takto docházet k falešné fyzikální představě o vzniku indukce.

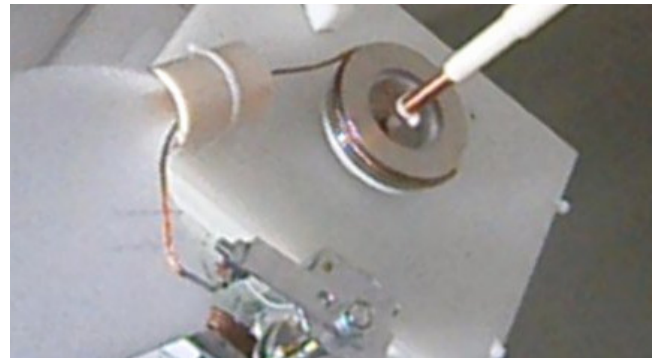
Zkoušky u PHG se stíněným měřicím drátem neprokázaly indukovaní žádného napětí ani na úrovni jednoho milivoltu. Několikrát opakovaná technologie odstínování byla následující: Nejprve bylo provedeno podchlazení nízkoteplotního supravodičového stínění tekutým dusíkem ve vzdálenosti cca 4 [m] od permanentních magnetů PHG. Následně byl PHG zadokován ke stínění a byl k němu připojen milivoltový osciloskop. Po spojení osciloskop zaznamenal uzavření obvodu, které bylo zkontrolováno i ohmmetrem. Po spuštění PHG došlo k synchronní rotaci obou protilehlých magnetů vůči relativně stojící, nestíněné části drátu \vec{i} . Synchronního pohybu obou axiálních magnetů je dosaženo propojením ozubenými řemenicemi dle obrázků 5, 6. Abychom se přesvědčili, jak se indukce zachová ve vztažné soustavě, která je vůči rámu v pohybu, provedli jsme na konci experimentu opakované přiblížení nehomogenního magnetického pole neodymového magnetu ke stíněné části vodiče \vec{j} a k nestíněné části vodiče \vec{k} : V místech kde je stínění, nedošlo k žádné indukci. V místech kde stínění není, k indukci došlo. Tímto jsme prokázali schopnost a relevantnost použití stínění. Pro porovnání indukovaných hodnot mezi FHG a PHG byl model PHG provizorně zapojen a odzkoušen jako FHG. V zapojení FHG indukce dosahovala k 60 [mV]. Z dat pro graf na obrázku 4 bylo zjištěno, že v tomto obvodu s PHG bylo stíněním eliminováno 61 % z celkového vnějšího magnetického toku, který působí na vnější část smyčky drátu. FHG může konstrukčním řešením eliminovat až 100 % z celkového vnitřního magnetického toku (to lze dosáhnout vhodným průměrem měděného disku). Porovnáním těchto údajů nám vyjde, že na PHG by se mělo indukovat nejméně 36 [mV]. Vzhledem k tomu, že PHG nemá kartáče, měla by tato hodnota být ještě podstatně vyšší s ohledem na nízkou účinnost FHG způsobenou převážně třecími a tepelnými ztrátami z použitých kartáčů. Celý průběh experimentu můžete shlédnout na [8].

Experimenty, které jsme v této souvislosti uskutečnili, ukázaly, že k dosažení indukce v magnetickém poli je nutné splnit, kromě známé podmínky $\vec{v} \parallel \vec{B}$, další podmínku, která v sobě zahrnuje i nesnadno odhalitelné situace: Okamžitý směr pohybu vodiče \vec{v} není kolineární s nějakou energetickou hladinou, kterou tvoří vektory \vec{B}_r . Jinými slovy, aby došlo k indukci, musí vodič procházet napříč energetickými hladinami. Tuto energetickou hladinu (dále jen *ESF*), v radiální

vzdálenosti \vec{r} , vůči např. ose souměrnosti magnetického pole, můžeme ztotožnit s nějakou hladinovou (ekvipotenciální) úrovní magnetického pole. Pro každou dvojici součinných vektorů \vec{B}_r, \vec{r}_i , \vec{B}_r, \vec{r}_j ⁷ s hodnotami magnetické indukce \vec{B}_r, \vec{B}_r v bodech na uzavřené křivce \vec{s} , do kterých směřují polohové vektory \vec{r}_i, \vec{r}_j [9], budeme definovat hladinu *ESF* takto: $((\vec{B}_r, \vec{r}_i, \vec{B}_r, \vec{r}_j, \vec{s}) \Rightarrow (\vec{B}_r, \vec{r}_i = \vec{B}_r, \vec{r}_j)) \Rightarrow ((\vec{B}_r, \vec{r}_i, \vec{B}_r, \vec{r}_j) \in ESF)$. Dvě hladiny *ESF* jsou energeticky různé, když platí $(\vec{B}_r, \vec{r}_i \in ESF_i, \vec{B}_r, \vec{r}_j \in ESF_j) \Rightarrow ((\vec{B}_r, \vec{r}_i \neq \vec{B}_r, \vec{r}_j) \Leftrightarrow (ESF_i \neq ESF_j))$. Naopak dvě hladiny *ESF* jsou energeticky stejné, když platí $(\vec{B}_r, \vec{r}_i \in ESF_i, \vec{B}_r, \vec{r}_j \in ESF_j) \Rightarrow ((\vec{B}_r, \vec{r}_i = \vec{B}_r, \vec{r}_j) \Leftrightarrow (ESF_i = ESF_j))$.



Obrázek 8. Představa střední dráhy vodivostní cesty v rotujícím FHG



Obrázek 9. Experimentální model s pružným vodičem namotávajícím se na axiálně magnetovaný magnetický disk.

Souvislost okamžité rychlosti s tečnou \vec{T} hladiny *ESF* vyjadřuje ekvivalence $(\vec{v} \parallel \vec{T}) \Leftrightarrow (\vec{v} \parallel ESF)$. Tuto analogii můžeme použít pro všechny další typy symbolů \parallel, \perp, ∇ . Určeme pro okamžitou rychlost \vec{v} , kterou se pohybuje diference délky dl vodiče, normálovou pohybovou složku \vec{v}_n takovou, že platí: $\vec{v}_n = \cos(\alpha)\vec{v}$ a $\vec{v}_n \perp ESF$ (hladinu *ESF* obvykle tvoří uzavřené křivky nebo potažmo válcové plochy).

⁷K součinu $\vec{B} \cdot \vec{r}$ jsme dospěli takto: Hladina *ESF* může mít definovanou normovanou energetickou propustnost o velikosti $W = \vec{F}_{max} \cdot \vec{r} = Q\vec{v} \cdot \vec{B} \cdot \vec{r}$, kde Q je jednotkový náboj a \vec{v} je jednotková rychlost. Energeticky různé hladiny mohou mít shodnou velikost indukce \vec{B} , ale rozdílnou vzdálenost \vec{r} o hodnotu Δ_q . Jestliže $\Delta_q = \|\vec{r}_i - \vec{r}_j\| > 0$ je nejmenší možný rozdíl vzdálenosti \vec{r} , potom řekneme, že Δ_q je kvantový rozdíl.

Dále definujeme:

Pokud dl prochází dvěma různými ESF rychlostí \vec{v}_n
potom existuje rychlost \vec{v}_\perp , kterou nazveme
příčná rychlost. (2)

Existuje-li složka $\vec{v}_\perp(\alpha, \vec{v})$ pak $\vec{v}_\perp \equiv \vec{v}_n$ a je tedy kolmá na energetické hladiny ESF , a tudíž naplňuje novou podmínku dosažení indukce. Dále pro jednoduchost položíme $\vec{v} = \vec{v}_\perp$. Velikost indukovaného napětí bude tedy úměrná rychlosti \vec{v} vodiče a velikosti hustoty magnetického pole. (Faraday zákon z hlediska integrálu v (1) podle délky - z hlediska Lorentzovy síly.) Hustotu magnetického pole určujeme z měření jako poměr síly ku rychlosti elektrického náboje $\vec{F}_{max}/Q \cdot \vec{v} = \vec{B}$. Schopnost indukce je dílem rezistence průchodnosti vodiče magnetickým polem. V kolmém směru \vec{v} na energetickou hladinu ESF je jeho průchodnost doprovázena největší protireakcí a tím největší schopnosti vzniku indukce.

Jeden z experimentů, které demonstrují chování pružného vodiče a může posloužit k alternativnímu vysvětlení vzniku indukce ve FHG, je vidět na obrázku 9. Namotávání/odmotávání pružného vodiče vůči obvodové stěně rotoru Faradayova disku způsobuje ve vodiči stejnosměrnou indukci napětí⁸. Kartáče ve FHG v podstatě představují simulaci vnitřního namotávání vodiče k obvodu magnetického disku a tím simulují trvalý průchod vodivé části objemu disku přes ESF ve směru příčné rychlosti \vec{v}_\perp , jak schématicky ukazuje modrá křivka na obrázku 8. V tomto případě připojením zátěže spojíme obvod se středem FHG. Vznikne nejkratší vodivostní cesta s nejnižším potenciálem. Při rotaci disku se tato cesta s potenciálovou jámou (kanálem) začne vlivem relativního pohybu kartáče proti povrchu rotoru natahovat a ve styčné ploše naklánět do úhlu $\pi/2 - \epsilon$. Následuje pak protireakce v souladu s Lenzovým zákonem⁹[10]: zvýšení elektrické intenzity podél potenciálové jámy způsobuje proud. Následně se v potenciálové jámě zachytávají volné elektrony z okolí. Tyto elektrony se kumulují do vlny, která je synchronní s relativním pohybem kartáčů. V takto vzniklé elektronové vlně existuje ustálený přebytek náboje, který může být detekován měřením. Lorentzova síla⁵ vzniká pouze pohybem vodiče napříč hladinami ESF .

Více jak 150 let stará koncepce magnetického toku, resp. koncepce indukčních čar vytváří falešnou iluzi imanence magnetismu v Euklidovském prostoru a zastírá skutečné dynamické vlastnosti magneticky ovlivněného fyzikálního prostoru. Experiment postavený na homogenních radiálách ve smyslu izomagnetických hladin ESF , tak jako na obrázku 6, je ojedinělý, originální a umožňuje zajistit speciální případ, kdy nastane $\vec{v} \parallel ESF$ a současně $\vec{v} \perp \vec{B}$. Experimenty na bázi Helmholtzových cívek nebo na bázi vylepšených Maxwellových

cívek i většina technických řešení dosahují optimálního nastavení \vec{v}_\perp . Je to způsobeno dílem výhodnosti užití různých technických symetrií. Je pak těžko odhalitelná další obecná vlastnost magnetického pole, kdy nedojde k žádné indukci: A sice, když \vec{v} je kolineární s nějakou hladinou ESF , tak $\vec{v} \parallel ESF \Rightarrow \vec{E} = 0$. Hladina ESF může zahrnovat i speciální situaci hladin přímého proudovodiče, kdy jsou vektory indukce kolineární s vektorem rychlosti $\vec{v} \parallel \vec{B} \Rightarrow \vec{E} = 0$ a současně $\vec{B} \parallel ESF$. Na energetických hladinách přímého proudovodiče můžeme demonstrovat i jiný speciální případ, kdy $\vec{v} \parallel \vec{B}$ a současně pro uvažovanou kruhovou energetickou hladinu nastane $\vec{v} \parallel ESF_1$ a přesto k indukci nedojde, protože neexistuje v blízkosti nějaká energeticky různá kruhová hladina ESF_2 a neexistuje tedy příčná rychlost \vec{v}_\perp . Obě hladiny ESF_1, ESF_2 patří do společné hladiny ESF magnetického pole na válcové ploše. Závěrem tohoto odstavce budeme konstatovat, že energetické hladiny magnetických polí se dynamicky značně mění v závislosti na konfiguraci těchto polí.

Transformace Faradayova zákona z idealismu do přiblížení k realismu

V diferenciálním tvaru je Maxwellova interpretace Faraday experimentu definována (Faraday zákon)¹⁰:

$$\text{rot} \vec{E}_m = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \iff \text{rot} \vec{E}_m = \text{rot}(\vec{B} \times \frac{\partial \vec{x}}{\partial t}) \quad (3)$$

Změna indukčního toku implikuje indukci pouhým pohybem vodiče v obecném magnetickém poli a tedy, že existují nějaké části pohybujícího se vodiče, pro které je rychlost $\vec{v} \parallel \vec{B}$. Je to kritérium nadmíru obecné a pro reálné magnetické pole slabé. Příliš přesahuje realitu, jak vyplynulo z chování stíněného PHG. Přidáme tedy další kritérium: Musí existovat dle (2) \vec{v}_\perp aby mohla vzniknout elektromagnetická indukce. V následujícím odstavci formálně shrneme obě kritéria, která dohromady dávají podmínku nutnou a postačující:

- V obecném vztahu $\vec{E}_m = \vec{B} \times \vec{v}$ pro pohybující se vodič v magnetickém poli musí platit $\vec{v} \parallel \vec{B}$.
- V obecném vztahu $\vec{E}_m = \vec{B} \times \vec{v}$ pro pohybující se vodič v magnetickém poli musí platit, že tento pohyb se děje napříč různými energetickými hladinami ESF . Existuje tedy \vec{v}_\perp . Platí tedy $\vec{v} \parallel ESF$.

V souladu s těmito podmínkami a s využitím definice (2) dojde nevyhnutelně k zúžení Faraday zákona z hlediska Lorentzovy síly (z hlediska integrálu v (1)):

$$\vec{E} = \vec{B} \times \frac{\partial \vec{x}_\perp}{\partial t}, \quad (4)$$

kde E představuje okamžitou indukovanou intenzitu v pohybujícím se vodiči délky dl rychlostí $\partial \vec{x}_\perp / \partial t$, kde značka

⁸K automatickému namotávání pružného vodivého lanka dochází i inverzně, je-li vodič pod elektrickým proudem.

⁹V originále zákon nespecifikuje o jakou změnu se jedná - změna magnetického toku je mu přisuzována až později.

¹⁰V tomto diferenciálním tvaru Faraday zákona si prosím všimněte, že u homogenního magnetického pole nemusí docházet ke změně absolutní hodnoty \vec{B} . Tato skutečnost by při stacionární poloze \vec{B} implikovala v (3) nulovou velikost $\text{rot} \vec{B} \Rightarrow d\vec{B} = 0$ a tím potažmo nulový příspěvek elektromagnetické indukce. Parciální změny vektoru \vec{B} však zajišťují, dle konvence s proudem kapaliny (Stokes teorem), posuvné a rotační změny souřadnic vektoru \vec{B} . Tyto hypotetické a neověřitelné změny polohy \vec{B} zajišťují Maxwellovým rovnicím jejich teoretickou použitelnost i pro neexistující homogenní magnetické pole.

kolmosti \perp znamená, že existuje pro rychlost $\vec{v} = \partial \vec{x} / \partial t$ nějaká pohybová složka $\vec{v}_\perp = \partial \vec{x}_\perp / \partial t \neq 0$, kolmá na hladinu ESF . Údaj $\partial \vec{x}_\perp$ představuje relativně nejkratší dráhu mezi hladinami ESF , kterou difference $d\vec{l}$ vodiče urazí. Vztah vyjadřuje, že jediný fyzikální důvod ke vzniku indukce je pohyb kolmé složky rychlosti na hladinu ESF při $\vec{v} \parallel \vec{B}$. Zajímá nás tedy, kromě velikosti a směru vektoru indukce, velikosti a směru vektoru rychlosti, též velikost odklonu vektoru rychlosti od normály hladiny ESF . Pro interval $\|\vec{v}_\perp(x_i)\| \leq \|\vec{v}(x_i)\|$ můžeme intuitivně definovat okamžitou využitelnost $\gamma(i)$ hladiny ESF v bodě x_i (pravoúhlé souřadnice v 3D, $x_i \equiv x_{i_1}, x_{i_2}, x_{i_3}$) pomocí vektoru rychlosti $\vec{v}(x_i)$ a jeho kolmé složky $\vec{v}_\perp(x_i)$ k hladině ESF :

$$\gamma(i) = \vec{v}_\perp(x_i) / \vec{v}(x_i) = \cos(\alpha), \quad (5)$$

kde x_i je bod, do kterého vede prostorový poloměr \vec{r}_i (sférické souřadnice) jako argument vektorové funkce indukce $\vec{B}(\vec{r}_i) = \vec{B}$ [9]. α je úhel mezi směrem rychlosti \vec{v} a její pohybovou složkou \vec{v}_\perp ve směru relativní dráhy $\partial \vec{x}_\perp$. Dosazením (5) do (4) okamžitě dostaneme:

$$\vec{E} = \vec{B} \times \frac{\cos(\alpha) \vec{v} \cdot \partial \vec{l}}{\partial t} = \cos(\alpha) (\vec{B} \times \vec{v}). \quad (6)$$

V případě integrace (3) podle plochy dojdeme ke vztahu (1) a v případě integrace (6) podle délky vodiče dojdeme k formálně podobné rovnici pro EMF: $\mathcal{E} = \oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l}$. Vektor \vec{E} je, v rámci

uvažovaného vodiče, stejně orientovaný jako \vec{E}_m , ale s jinými hodnotami. Kromě úhlu mezi oběma vektory \vec{B} a \vec{v} jsou hodnoty vektoru \vec{E} ještě ovlivněny hodnotou $\cos(\alpha)$.

Součinem (5) s $\vec{E}_m = \vec{B} \times \vec{v}$ dostaneme pro okamžitou indukci relací, která vyjádří poměr mezi Maxwellovským pojetím elektrické intenzity \vec{E}_m a pojetím v kontextu zde popsaného experimentu:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \gamma(i) (\vec{B} \times \vec{v}) = \vec{B} \times \frac{\vec{v}_\perp(x_i) \cdot \vec{v}}{\vec{v}(x_i)} = \\ &= \vec{B} \times \vec{v}_\perp(x_i) = \cos(\alpha) (\vec{B} \times \vec{v}) \end{aligned} \quad (7)$$

Shodu s (6) získáme okamžitě. Je třeba zmínit, že obecná rovnice (7) nebo ekvivalentní rovnice (6) představují jen relaci mezi \vec{E}_m a \vec{E} . Fyzikálně relevantní jsou jen interakce dle (4), tedy pouze pohyb vodiče napříč hladinami ESF při $\vec{v} \parallel \vec{B}$.

Dále pro jednoduchost zavedeme, pro pohybující se vodič v nehomogenním magnetickém poli (analogicky jako na obrázku 1 dole), v celém integračním oboru plochy \vec{S} koeficient $\gamma_\phi = (\int_S \gamma(i) \cdot d\vec{S}) / \vec{S}$ jako *průměrnou využitelnost hladin ESF magnetického pole*. Potom můžeme napsat rovnici

$$\gamma_\phi \int_S \text{rot} \vec{E}_m(\vec{x}_i) \cdot d\vec{S} = \oint_l \vec{E}(\vec{x}_i) \cdot d\vec{l}. \quad (8)$$

Zintegrujeme-li obě strany (8) (levou dle plochy ohraničené vodičem, pravou dle délky vodiče), dostaneme skalární výsledek:

$$\gamma_\phi \mathcal{E}_m = \mathcal{E}. \quad (9)$$

Tento výsledek ukazuje, že můžeme získat indukované napětí pouze přesunem vodiče na jinou hladinu ESF , která energii směrově polarizuje a konzervuje. Je to též cesta největší rezistence průchodu mezi hladinami. Účinky těchto hladin se projevují analogově v relaci s goniometrickou funkcí. Je zde patrná souvislost s energetickými hladinami elektronů. V makrosvětě již nejsou tyto hladiny diskrétně určeny. Pro pohybující se vodič je důležité, jakým stupněm volnosti disponuje vůči hladině ESF . Je evidentní, že vektor indukce \vec{B} není jednoduchý vektor, jak je vnímán v Maxwellově pohledu. Je to vektor zcela závislý na okolní vektorové topologii a právě tato topologie se značnou měrou podílí na tom, zda dojde k indukci či nikoliv.

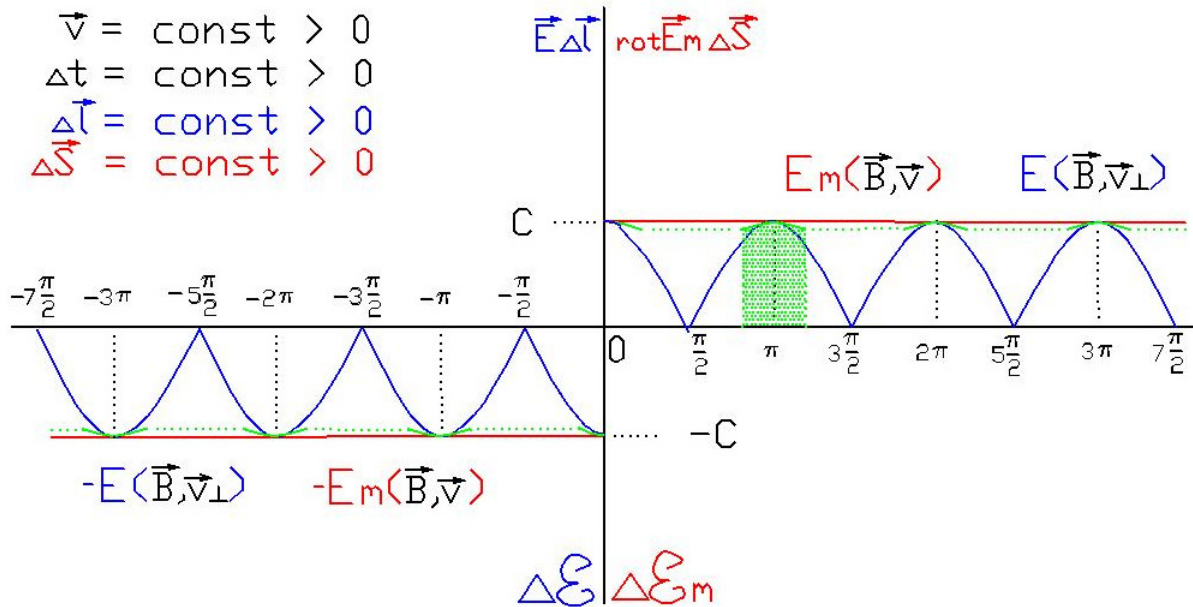
Z povahy funkce \cos vyplývá, že pro cca 67% technicky proveditelných experimentů (úhel α mezi \vec{v} a \vec{v}_\perp je do 60° z maximálních 90°) bude výsledek v souladu s Faraday zákonem, s chybou do 50% $\leftrightarrow \cos(60^\circ) = 0,5$ od předpovězených hodnot. Stokes teorem bude tedy využitelný v nejméně 67% všech možných aplikací. Dle (9) tedy Stokes teorem není použitelný pro fyzikálně teoretické úvahy, kromě zachování kontinuity. Interagování pohybujícího se vodiče s magnetickým polem se stává středem našeho zájmu.

Pokud pro většinu známých experimentů a technických řešení existuje střední odklon $\alpha \ll 45^\circ$ rychlosti \vec{v} od normály ESF dle (4), (6) a (7), tak musí být průměrná využitelnost $\gamma_\phi \approx 1$. Předpovědní schopnost vztahů (1) a (3) bude s chybou, v nejhroším případě, do 30% $\leftrightarrow \cos(45^\circ) \approx 0,7$. Pro hodnoty γ_ϕ v intervalu $0 < \gamma_\phi \ll 0,7$ dává nový vztah potřebnou korekci Faraday zákona. Pro hodnoty $\gamma_\phi = 0$ bude výsledek správně předpovídat chování stíněného PHG v souladu s (9). Je tedy nepochybné, že v praxi lze odhadnout výskyt průměrné využitelnosti hladin ESF v intervalu $0,5 \ll \gamma_\phi < 1 \leftrightarrow 60^\circ \gg \alpha > 0$.

DISKUSE

Vztahy (8), (9) předpovídají v souladu s výše uvedeným experimentem, že pohybem elektricky neutrálního vodiče v homogenním magnetickém poli, dle obrázku 1 dole, bude $\mathcal{E} = 0$. To je způsobeno tím, že v každém směru rychlosti \vec{v} existuje nějaká kolineární hladina ESF a nemůže být nikdy splněna podmínka $\vec{v} \parallel \vec{ESF}$. Není tedy možné získávat energii změnou energetických hladin. Dle (4) nevznikne žádná Lorentzova síla, tudíž se nebude indukovat žádné napětí protože $(\vec{v}_\perp = 0) \Rightarrow (\vec{E} = 0)$. Vztah (3) je v tomto textu považován, z hlediska tvorby indukce, za fyzikálně nepřesný, vytvářející hypotetickou a neověřitelnou představu o vírovosti magnetického pole. Popisuje jen časové změny geometrických veličin v 3D prostoru. Rovnice (7) a (8) ukazují nutnou teoretickou korekci současných rovnic, aby mohly předpovědět výsledek i zde popisovaného experimentu.

Položíme-li v souladu s výsledkem (9) $\vec{B} = \text{konst}(\vec{B}) > 0$, $\vec{v} = \text{konst}(\vec{v}) > 0$ a zafixujeme-li nenulové přírůstky délky $d\vec{l}$ vodiče, dostaneme dva předpisy na obrázku 10. Graf závislosti tvorby EMF na středním odklonu rychlosti \vec{v}



Obrázek 10. Grafická studie porovnání průběhu Maxwellova předpisu E_m a průběhu zde navrhaného konceptu E v závislosti na úhlu α se společným nenulovým vektorem \vec{v} .

od složky $\vec{v}_\perp(\alpha, \vec{v}) = \cos(\alpha) \cdot \vec{v}$ dle předpisu $E(\vec{B}, \vec{v}_\perp) = \mathcal{E}$ (modrá křivka). A graf závislosti tvorby EMF dle předpisu $E_m(\vec{B}, \vec{v}) = \mathcal{E}_m$ (červená přímka). Změna odklonu pohybu diferenciálních délek dl vodiče od normály hladiny ESF vyvolá v konceptu $E(\vec{B}, \vec{v}_\perp(\alpha, \vec{v}))$ změnu \mathcal{E} , avšak v konceptu $E_m(\vec{B}, \vec{v})$ zůstává $\mathcal{E}_m = C$.

Z obrázku je patrné, že Maxwellovo $\mathcal{E}_m = E_m(\vec{B}, \vec{v})$, při $\vec{v} = konst$, je nezávislé na úhlu odklonu α . Předpokládá tedy nenulové hodnoty \mathcal{E}_m i pro hodnoty $\alpha = n\pi/2$, pro celá n . Pokud prezentovaný návrh s předpisem $E(\vec{B}, \vec{v}_\perp)$ považujeme za nejlépe shodný s fyzikální realitou a současně hájíme Maxwellův koncept jako nejlépe praxí prověřený, tak například v intervalu hodnot úhlu $0 < \alpha \ll \pi/4 \Rightarrow 1 > \gamma_\phi \gg 0,7$ nejsou rozdíly nijak dramatické. To je zajištěno průběhem funkce $\cos(\alpha)$, která i při velkém rozptylu hodnot $\alpha = n\pi(\pm\pi/4)$ dává úbytek \mathcal{E} necelých 30%. Při menším rozptylu jsou hodnoty \mathcal{E} asymptotické s průběhem \mathcal{E}_m dle relace (9). Skutečně naměřené hodnoty (zelené oblouky) mohou být ještě více asymptotické s červenými přímkami, když uvážíme tvorbu elektromagnetických konstant dle konceptu $E_m(\vec{B}, \vec{v})$. V metodice jejich určování se průměrná využitelnost hladiny ESF skrytě započítává. Zeleně šrafovaný úsek a úseky pod zelenými oblouky představují technicky snadno ověřitelné oblasti s vysokou využitelností hladin ESF . Zelený tečkovaný úsek představuje teoretický předpoklad tvorby EMF dle konceptu $E_m(\vec{B}, \vec{v})$. Je to oblast technicky hůře dostupná. Náš experiment se v ní nachází a ukazuje, že současné teoretické předpoklady jsou chybné.

Výhody nového, zde prezentovaného, konceptu můžeme shrnout do třech bodů:

- zahrnuje v sobě předpověď chování PHG a tedy respektuje výsledky širší škály experimentů
- může dávat ekvivalentní výsledky shodné s dosavadní praxí, protože průměrná využitelnost γ_ϕ hladiny ESF je vztažena k neuzavřené ploše \vec{S} podobně jako magnetický tok
- odhaluje fenomén polarizované propustnosti magneticky ovlivněného prostoru a tím otvírá širokou škálu doposud skrytých možností nových technických realizací.

V tomto článku je popisován Ryzí homopolární generátor. Podobné rovnice platí i pro jev inverzní pro Ryzí homopolární motor PHM¹¹. Ukázky, kdy teorie nedává inženýrské praxi zcela věrohodný teoretický fundament, jsou např. udělení patentu [11, 12, 13]. Tato skupina patentů nemůže být funkční ani z pohledu Maxwellovy elektrodynamiky a odporovaly by v tomto případě zákonu zachování kontinuity potažmo energie. Dále patenty [14, 15, 16], které by měly být teoreticky funkční podobně jako PHG/PHM. Tyto patenty předpokládají vznik nerovnováhy EMF v kontinuálním a homogenizovaném magnetickém poli, za pomoci vysokoteplotních stínících komponent. Za významnou podporu zjištění nesouladu teorie s praxí považujeme ten fakt, že přes výhodnost podobných řešení se žádné v praxi neobjevuje. Například neexistuje žádná větrná elektrárna, která by s výhodou podobná řešení mohla využívat a vyrábět přímo stejnosměrný proud ve smyslu PHG. Masově se využívají klasické DC komutátorové generátory s vysokým výkonem. V posledních letech nastupují bezkartáčové AC ge-

¹¹Myšleno ryzím homopolárním motorem: t.j. motorem, který nepotřebuje kartáče ani elektroniku ani polovodič a je napájen přímo stejnosměrným proudem.

nerátory s elektronickým usměrněním k následnému dalšímu zpracování do rozvodné sítě.

Smyslem tohoto reportu je poukázat na hluboce zakořeněný mýtus současné teoretické elektrodynamiky, že může existovat technické řešení ve smyslu PHG/PHM, které by využívalo pro tvorbu indukovaného proudu/točivého momentu nějaké teoretické homogenní nebo skutečné homogenzované magnetické pole. Pokud není zhotoven model nějakého návrhu, nemusí se autor nikdy dozvědět o omylu. Důvodů proč je zablokovaná zpětná vazba z průmyslu do akademického povědomí bude více a raději o nich nebudeme spekulovat.

METODY

Z článku je patrné, že jsme používali historicky nejstarší fyzikální metody t.j. metody konstrukce modelů, které demonstrovují funkci. Využili jsme vlastní nápad jak identicky simulovat teoretické předpoklady funkce FHG na PHG. Ve finále jsme využili moderní metodu odstínění pomocí vysokoteplotních supravodičů YBaCuO s účinností, výrobcem udávanou, vyšší než 100 [mT]. Byla využita standardní kryogenní technologie na bázi tekutého dusíku k udržení vhodné teploty. Samotné měření nevyžadovalo žádné speciální zařízení ani metody. Pro jednoduchost jsme porovnávali hodnoty indukce na FHG stejných rozměrů a parametrů jako má model PHG. Výsledky hodnot na FHG daleko přesahovaly 10 [mV]. Pro měření na PHG byly využity milivoltové osciloskopy HMO722 nebo HMO2008 s rozlišením 1 [mV]/Div (HMO722 má 1 Div=50 Pixel, úhlopříčka 16,5 [cm] \Leftrightarrow 8x12 Div), k nim sondy HZ154 nebo HZ200, dále 3D teslometr Helimag MP-1 a k němu příslušný software ke zpracování naměřených hodnot. Graf byl vytvořen starší verzí fyzikálního SW. Iniciativně jsme zjišťovali, co se děje v demonstračním zařízení až na úrovni [mV]. Další zpřesňování nemělo smysl s ohledem na šum dosahující $\pm 0,25$ Div při tak nízkých napěťových hodnotách. Výsledek tohoto postupu je markantní. V analýze jsme použili variantu popisu, která zachovává fyzikální vektorovou podstatu. Je patrné, že tato analýza vcelku dobře matematicky navazuje na tzv. Faraday zákon. Navíc v mezním bodě vysvětluje příčinu jeho selhání a koresponduje s realitou.

Reference

1. Maxwell, J. C. *A dynamical theory of the electromagnetic field*.
2. Halliday, D., Resnick, R. & Walker, J. *Fundamentals of Physics* (John Wiley and Sons).
3. Tesla, N. Notes on a unipolar dynamo. *The Electrical Engineer - N.Y.* 5 (1891).
4. CAN-SUPERCONDUCTORS Czech-Republic. Superconducting-shield (2016). URL <https://goo.gl/photos/2iwWmqde4AMJpYk6>.
5. Lorentz, H. A. *The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat* (New York, N.Y.: Columbia University Press, 1909).

6. Radovic, A. True explanation of operation of homopolar engine (2009). URL http://worldnpa.org/abstracts/abstracts_5875.pdf.
7. Kvasnica, J. *Matematicky aparat fyziky* (Academia AVCR).
8. Supratech. Lorentz force and homogeneous field (2016). URL <https://youtu.be/ekJsJwugqLs>.
9. Pach, Z. P. & Frey, T. *Vektor - es tenzoranalizis* (Muszaky Konyvkiado Budapest, 1960).
10. Lenz, H. F. E. Ueber die bestimmung der richtung durch elektrodynamische vertheilung erregten galvanischen strome. *Annalen der Physik und Chemie*, v. 31, p. 483 (1834).
11. US5977684(A). Rotating machine configurable as true dc generator or motor (1999). URL <https://www.google.com/patents/US5977684>.
12. App.num. 2011-293. Direct-current electric motor (2012). URL <https://isdv.upv.cz/webapp/webapp.pta.formular?lok=en>.
13. AU5801890(A). A homopolar brushless multi-turn d.c. motor and generator of rotary or linear form (1991). URL https://worldwide.espacenet.com/publicationDetails/biblio?CC=AU&NR=5801890A&KC=A&FT=D&ND=3&date=19910110&DB=EPODOC&locale=en_EP.
14. US5144179(A). Superconducting brushless homopolar motor with multiple winding rotor (1992). URL <https://www.google.ch/patents/US5144179>.
15. DE102012022152(A1). Elektrische maschine und rotor fur eine elektrische maschine (2014). URL <https://www.google.com/patents/DE102012022152A1?cl=zh:>.
16. CN1671030(A). Homopolar brushless alternative stepping dc motor (2005). URL https://worldwide.espacenet.com/publicationDetails/originalDocument?CC=CN&NR=1671030A&KC=A&FT=D&ND=3&date=20050921&DB=EPODOC&locale=en_EP.

PODĚKOVÁNÍ

Děkujeme společnosti CAN SUPERCONDUCTORS, s.r.o. za vstřícný přístup k provedení našeho experimentu snížením ceny vysokoteplotního supravodivého odstínění do 100 [mT] na polovinu. Děkujeme jmenovitě doktorům Vladimíru Plecháčkovi a Janu Plecháčkovi za odbornou technologickou a organizační realizaci výroby tohoto zakázkového supravodivého stínění. Velké poděkování si zaslouží též prof. Mgr. Tomáš Tyc, Ph.D. Ústav teoretické fyziky a astrofyziky - Fyzikální sekce - Přírodovědecká fakulta MU Brno za vysvětlení funkce FHG.

AUTORSKÁ PROHLÁŠENÍ

P.I. navrhl studii, provedl experiment, analýzu a napsal článek. M.I. provedla finální korektury práce a anglický překlad z pohledu matematika. Oba autoři prostudovali rukopis.

DODATEČNÉ INFORMACE

Odpovědný autor: P.I. Konkurenční a finanční zájmy: Autoři prohlašují, že nemají žádný konkurenční ani finanční zájem.