

Elektromagnetické vlny

Josef Kuběna

Ústav fyziky kondenzovaných látek, Přírodovědecká fakulta Masarykovy Univerzity

Učební text objasňující fyzikální princip
vzniku elektromagnetických vln

Poznámka k historii

Na úrovni středoškolské fyziky poznáváme elektromagnetické jevy pomocí Coulombova zákona (1785), Biotova - Savartova zákona (asi 1820), Faradayova indukčního zákona (1831), atd., tedy na základě zákonů, které byly objeveny dříve, než Maxwell zformuloval své univerzální rovnice elektromagnetismu.

Genialita Maxwellových rovnic je nejen v tom, že jsou v nich obsaženy všechny zákony dříve objevené, ale především v tom, že na jejich základě bylo možné **předpovědět** i elektromagnetické jevy doposud neznámé. Jedním z těchto tehdy neznámých jevů je právě vznik a šíření elektromagnetických vln (dále EMV).

Na základě této Maxwellovy teoretické předpovědi, pak elektromagnetické vlny objevil roku 1887 H. Hertz. Pro matematickou složitost Maxwellových rovnic však princip jejich generace a detekce zůstával dlouho obestřen jistým druhem tajemství.

Až v letech 1960 toto tajemství odhalil R. Feynman jednoduchou formulí zákona generace EMV. **Tímto zákonem se budeme dále zabývat.**

2

Popis elektrického pole

Vedle gravitačního a magnetického pole je elektrické pole typickým příkladem silového působení mezi tělesy **na dálku**. Toto působení je založeno na dvou zákonech:

1. **Zákon o vytváření silového pole** v každém bodě prostoru
2. **Zákon o působení silového pole** na těleso

Coulombův zákon (pro ilustraci 1. zákona pole):

$F = \epsilon \frac{q_1 q_2}{r^2}$

Intenzita elektrického pole E je síla, která působí na jednotkový kladný (testovací) náboj v bodě P prostoru.

$E = E_1 + E_2 + E_3$

Zákony elektrického pole

Elektrostatické pole, které vytvářejí elektrické náboje q_i v bodě P se popisuje pomocí vektorové veličiny zvané **intenzita elektrického pole** E . Platí

$$\mathbf{E}(P) = \sum \mathbf{E}_n(P)$$

kde E_n jsou vektory intenzity elektrického pole, které ve zvoleném bodě prostoru budí jednotlivé elektrické náboje. To je **první zákon silového pole**.

Druhý zákon silového pole pro elektrické pole vyjadřuje sílu F jakou pole E působí na testovací náboj q ležící v bodě P

$$\mathbf{F}(P) = q \mathbf{E}(P)$$

Připomeňme, že jde o **rovnici vektorovou**. Znaménkem rovnosti zde vyjadřujeme, že souřadnice vektoru na levé straně rovnice jsou rovny souřadnicím vektoru na pravé straně rovnice.

Elektrické pole náboje

Z Maxwellových rovnic lze odvodit pro intenzitu elektrického pole \mathbf{E}_i ve vzdálenosti r od pohybujícího náboje vztah, který je součtem **tří členů**

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_c(1/r^2) + \mathbf{E}_r(1/r^2, v/c) + \mathbf{E}(1/r, \mathbf{a})$$

Velikost prvních dvou členů je **úměrná** faktoru $1/r^2$ a klesá tedy se vzdáleností od náboje r mnohem rychleji než třetí člen. První člen odpovídá v postatě **elektrostatickému** příspěvku, druhý člen označme za **relativistický**, protože souvisí s rychlostí v jakou se náboj pohybuje vzhledem k testovacímu náboji a jeho velikost závisí na i faktoru v/c , kde c je rychlost světla. Velikost třetího členu je **úměrná zrychlení** náboje \mathbf{a} . Tento třetí člen je **odpovědný za vznik EMV** a v dalších úvahách se jím budeme podrobněji zabývat.

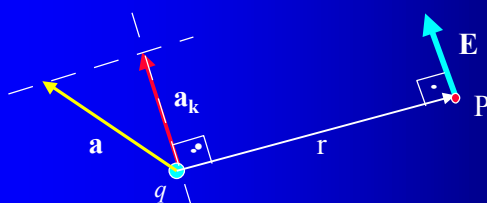
5

Zákon generace EMV

R. FEYNMAN uvádí **zákon generace EMV** (1960) v následujícím geniálně jednoduchém tvaru:

$$\mathbf{E}(r, t) = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{q}{r} \mathbf{a}_k(t - \frac{r}{c})$$

Rovnice je vektorová a **směr \mathbf{E}** určuje jen složka vektoru zrychlení \mathbf{a}_k pohybujícího se elektrického náboje q . Jde však jen o složku kolmou na úsečku r . Vektor \mathbf{E} leží proto vždy v rovině určené vektorem zrychlení \mathbf{a} a úsečkou r a je kolmý na r .



Uvedený vztah však **platí** dostatečně přesně jen pro r mnohem větší než vlnová délka EMV (pro jednoduchost uvažujeme dále harmonické vlny).

6

O zákonu generace EMV

Faktor $1/(4\pi \epsilon_0 c^2)$ je **konstanta**, která souvisí s volbou jednotek fyzikálních veličin. V soustavě SI má hodnotu $1,00 \cdot 10^{-7} \text{ N s}^2 \text{ C}^{-2}$.

Faktor q/r je podíl zrychleně se pohybujícího náboje a vzdálenosti k bodu P.

Argument funkce **zrychlení $a_k(t - r/c)$** má formálně stejný tvar, jako argument funkce popisující šíření vln. Podíl r/c má význam času, který potřebuje elektrické pole, aby proběhlo dráhu r , tj. vzdálenost od náboje k pozorovateli v bodě P. Okamžitá hodnota E je tedy určena stavem zrychlení náboje před tímto časem.

Všimněme si důležitého **znaménka mínus** před výrazem na pravé straně. Jak uvidíme později, hraje toto znaménko významnou roli např. při konstrukci anténních systémů nebo při i konstrukci drátových polarizátorů pro dlouhovlnné infračerveného záření, kde se pohybujeme na samé **hranici makro a mikrosvětla**.

7

Zrychlený pohyb el. nábojů

Kde se berou zrychleně se pohybující elektrické náboje?

Uvedeme několik příkladů:

Počítačový monitor nebo televizní obrazovka

Elektrony emitované rozžhavenou katodou jsou zde **urychlovány** anodovým napětím a na konci své trajektorie **prudce zpomaleny** nárazem na luminofor obrazovky.

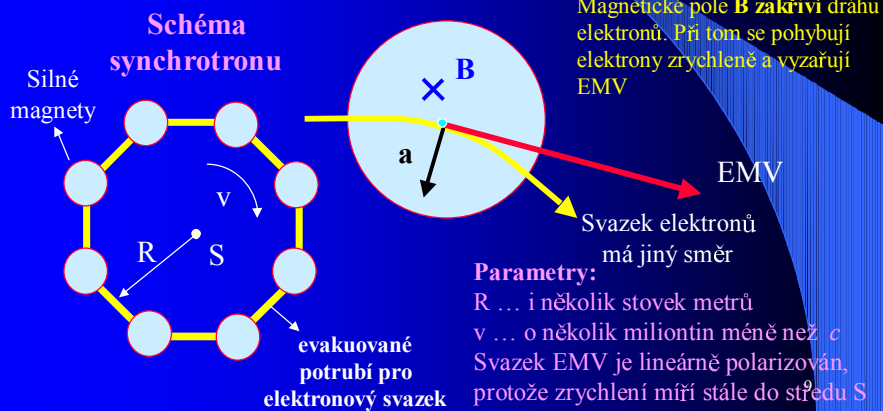
Při napětí 20 kV získají na vzdálenosti několika cm rychlost rovnou asi 4% rychlosti světla. **Toto zrychlení** je však malé ve srovnání s **nárazem** na luminofor, kde jsou zpomaleny prakticky na nulu na vzdálenosti menší než 1 μm . **Při nárazu tak vyzáří EMV**, které známe pod názvem brzdné **rentgenové záření** (λ od 0.01 do 10 nm). Jde však pouze jen o jeden z mnoha procesů interakce tohoto elektronu s luminoforem.

Podobně vzniká záření i v elektronových mikroskopech nebo v lékařských rentgenových přístrojích, kde elektrony dopadají na kovové antikatody.

8

Synchrotronové záření

Synchrotron je vlastně **moderní zdroj** elektromagnetického záření od rentgenových vlnových délek až po infračervené záření a to o nepředstavitelně vysokých intenzitách.



Elektrony a atomy

Na první pohled by se zdálo, že podle **planetárního modelu atomu**, kdy si představujeme, že se elektrony obíhají kolem kladně nabitého jádra, tedy se zrychlením $a = v^2/r$, musí podle zákona generace vyzařovat EMV.

Tyto elektrony však nezáří jako elektrony u synchrotronu, i když se jejich dráhy podobají. **To je jedna ze záhad mikrosvěta!**

Energie elektronů i dráhy jsou u atomů **kvantovány** a jejich pohyb se řídí úplně jinými zákony než volné elektrony v kovech nebo televizorech nebo synchrotronech.

O **mikrosvětě** mluvíme proto, že stačí **zmenšit poloměr trajektorii** a elektrony se přestávají chovat jako obyčejné elektricky nabitě, hmotné částice.

Na počátku 20. století to bylo pro fyziky šokující zjištění.

Elektrony v pevných látkách

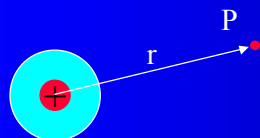
Pevné látky se skládají z molekul a atomů, které jsou buď pravidelně uspořádány do **krystalové mřížky** (např. železo, křemík, kuchyňská sůl), nebo jsou jen tak, nepravidelně, nakupeny vedle sebe (např. sklo), jako jako je tomu ve vodě (**amorfní látky**).

Některé látky mají tu vlastnost, že všechny elektrony jsou neustále pevně připoutány ke svému jádru nebo molekule. Těm říkáme **izolátory (dielektrika)**. Jiné se vyznačují tím, že aspoň jeden elektron od každého atomu se může volně pohybovat v celém objemu látky. Těm říkáme **elektrické vodiče** a patří mezi ně všechny **kovy**.

Polovodiče jsou pak ty látky, kde jen sem tam nějaký atom uvolní ze svého obalu elektron, a jejich počet silně závisí na teplotě a na koncentraci různých příměsí.

11

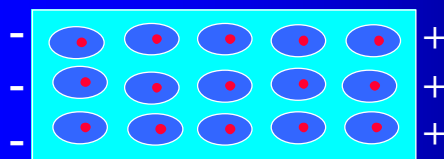
Pevné látky v elektrickém poli



Ve velké vzdálenosti od jednoho atomu platí

$$E(P) = E(\text{jádro}) + E(\text{elektronový obal}) = 0$$

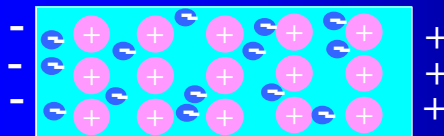
Izolátor



Ve vnějším elektrickém poli E_0 se u **izolátorů** jen deformuje elektronový obal a na povrchu se objeví jen indukovaný (vázaný) náboj od povrchových atomů.

$$E(\text{uvnitř izolátoru}) = E_0 - E_i > 0$$

Vodič



U **vodičů** je tomu jinak. V důsledku vnějšího pole se volné elektrony do přeskupí a pohybují se tak dlouho, dokud elektrické pole E_i indukované tímto přeskupením nevykompenzuje elektrické pole uvnitř kovu.

$$E(\text{uvnitř kovu}) = E_0 + E_i = 0$$

Izolátory a elektrické pole

Rozdíly mezi izolátory a vodiči v reakci na vnější elektrické pole jsou ještě výraznější, když jde o střídavé elektrické pole $E(\omega t)$.

U izolátorů je zřejmé, že **elektronový obal** bude vnějším polem vynuceně **kmitat** kolem jádra atomů, a protože při harmonickém pohybu se harmonicky mění i zrychlení, **bude docházet ke generaci EMV**, které např. u světla vnímáme jako lomenou a odraženou vlnu, a jsou vlastně výsledkem superpozice EMV od všech atomů.

Prostorové **kmity hmotného elektronového obalu** se dějí s **fázovým zpožděním** a se **ztrátami energie**. Tento jev způsobí, že vynucené kmity mají sice stejnou frekvenci jako vnější pole, ale výsledná vlna se šíří jinou fázovou rychlostí. Makroskopicky to popisujeme **indexem lomu**, **koeficientem absorpce** a jejich vlnovou disperzí.

Přímým důsledkem tohoto mikroskopického modelu je rozptýl světla v nehomogenním prostředí a jevy polarizace při odrazu světla.

13

Vodiče a elektrické pole

Pro vodiče ve střídavém harmonickém poli platí vše, co bylo uvedeno pro izolátory. Protože však **volné elektrony nejsou nikde pružně ukotveny**, jsou silovým působením vnějšího pole $E(\omega t)$ urychlovány, roste jejich **kinetická energie** a tak výrazně vzroste i koeficient absorpce vnějšího **E** pole. Pro světelné EMV je např. **koeficient absorpce kovů** až o 6 řádů větší než u izolátorů.

V souvislosti s generací např. televizních nebo rádiových EMV nás však bude zajímat, jak se chovají volné elektrony při **malých frekvencích** vnějšího pole (ve srovnání s frekvencí světla), tj. 100 kHz až 1 GHz.

Při frekvenci elektrické sítě 50Hz dosáhne elektrické pole, které se šíří vodičem rychlostí světla c , konců vodiče vždy mnohem dříve, než je perioda kmitů a tak téměř v každém okamžiku se uvnitř celé sítě ustálí stav, kdy

$E(\text{uvnitř vodiče}) = 0$.

14

Pohyb volných elektronů

Za **náhodný pohyb** každého jednotlivého volného elektronu odpovídá teplota vodiče a jejich srážky s tepelnými kmity atomů.

Nás bude zajímat jejich pohyb **jako celku**, který je vyvolán vnějším elektrickým polem E_0 .

Důležité je si uvědomit, že **počet volných elektronů** je ve vodiči (drátu) **nepředstavitelný**. Jejich kolektivní pohyb je snad srovnatelný jen s představou pohybu molekul vody ve vodovodním potrubí. Molekuly vytékající doma z kohoutku, mají velice málo společného s molekulami, které právě otekly z vodárenské nádrže.

Této **názorné analogie** využijeme, abychom si udělali dobrou představu o zdrojích elektrického napětí a elektrickém proudu, to je o kolektivním pohybu volných elektronů.

15

Nepředstavitelný počet?

S takovým termínem se člověk nerad směřuje. Odhadněme proto, jaký nedostatek nebo přebytek elektronů vytvoří mezi dvěma konci drátu o průřezu $S = 1 \text{ mm}^2$ vzdálených o $d = 1 \text{ mm}$ napětí $U = 1000 \text{ V}$.

Konce drátu tvoří deskový kondenzátor o kapacitě $C = \epsilon_0 S/d$.

Kapacita je definována vztahem $C = Q/U$. Tedy $Q = SU/d$.

Tento náboj tvoří N elektronů. $N = Q/e = \epsilon_0 SU/de$. Atom uvolní jeden elektron.

Atom má asi průměr $a = 0.3 \text{ nm}$.

Na povrch vodiče o průřezu S připadá $M = S/a^2$ atomů.

N atomů přísluší počtu $x = N/M$ jednoatomovým vrstvičkám.

Po dosazení dostáváme pro $x = \epsilon_0 S U a^2 / de S = \epsilon_0 U a^2 / de$.

Když dosadíme předpokládané číselné hodnoty (všechny v SI) dostaneme $x = 5 \cdot 10^{-6}$, což znamená, že jen asi každý miliontý atom ležící na povrchu plošky S je ochuzen elektronem.

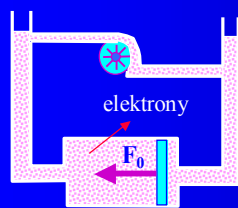
To je už představitelný i překvapivý výsledek!

16

Suchý elektrický článek

Jak to, že na jedné kovové elektrodě je přebytek elektronů a na druhé je přebytek kladně nabitých iontů kovu? (Lépe nedostatek elektronů)

Vodní model



Lopatkové kolo se nebude otáčet dokud se vnější silou F_0 nevede píst do pohybu

U elektrického článku je vnější silou F_0 , která způsobí nahromadění elektronů na jedné kovové elektrodě, **jednosměrná difúze** iontů elektrolytu od jedné elektrody k druhé. Tento proces je podmíněn chemickou afinitou elektrod a koncentračním spádem iontů mezi elektrolytem a elektrodou. Přebytek elektronů na jedné a nedostatek na druhé elektrodě **generuje zpětně** uvnitř článku pole E_i , které na difúzi iontů působí opačným směrem než vnější síla F_0 a může tak difúzi nakonec **zablokovat**.

Difúze se zase uvolní, až převedeme aspoň část elektronů z jedné na druhou elektrodu (připojíme třeba žárovku).

17

Bytová zásuvka 220 V

Zásuvka je propojena vodiči s **cívkou** alternátoru v elektrárně vzdálené stovky kilometrů. V cívce se **periodicky mění** magnetické pole a tím na její volné elektrony působí **Lorenzova síla**, která jako píst u vodního modelu, tlačí elektrony střídavě jedním nebo druhým směrem. Jejich hromadění na jednom konci vodiče zase **indukuje zpětně** uvnitř vodiče pole E_i , které působí na volné elektrony opačnou silou, než je směr Lorenzovy síly, a prakticky **hned jejich pohyb zablokuje**, protože $E(\text{uvnitř vodiče}) = 0$.

Elektrické pole se šíří rychlostí c a tak je v každém okamžiku ve všech zásuvkách **prakticky stejný** elektrický stav, jako je na koncích cívký alternátoru.



alternátor v elektrárně

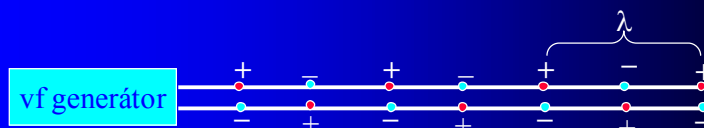


18

Vysokofrekvenční generátor

Vysokofrekvenčním (vf) generátorem budeme rozumět zařízení na jehož svorkách se mění elektrické napětí s frekvencí f kolem 1MHz. Technicky je to náročné zařízení, kde je třeba vzít v úvahu při konstrukci kapacitu a indukčnost i samotných spojovacích drátů.

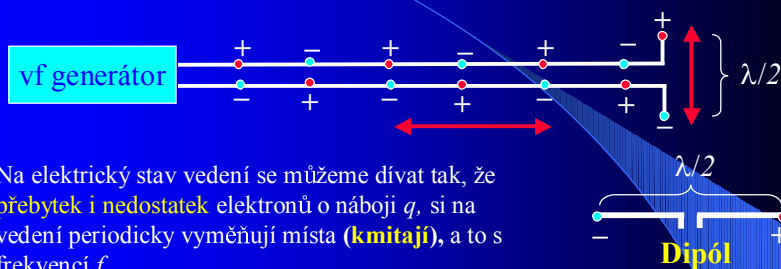
Když ke svorkám vf generátoru připojíme **dvoudrátové vedení**, pak i na jejich koncích se bude střídavě objevovat přebytek a nedostatek elektronů jako na samých svorkách. Ovšem vzhledem k **vysoké frekvenci** f a rychlosti šíření c elektrického pole **se bude objevovat stejný elektrický stav**, jako je právě na konci, i na vedení v místech vzdálených od konce vedení o násobky $\lambda = c/f$.



Již neplatí, že uvnitř celého vedení je všude stále $\mathbf{E} = \mathbf{0}$.

19

Pohyb náboje po vedení



Na elektrický stav vedení se můžeme dívat tak, že **přebytek i nedostatek** elektronů o náboji q , si na vedení periodicky vyměňují místa (**kmitají**), a to s frekvencí f .

Když konce vedení **otevřeme**, jak je naznačeno, jeví se **ramena dipólu** jako vodič délky $\lambda/2$, na němž konají harmonický pohyb dva náboje $\pm q$ s fázovým posuvem o π .

Velikost náboje q je přitom úměrná amplitudě střídavého napětí na vf generátoru $q = CU$, kde C je kapacita dipólu.

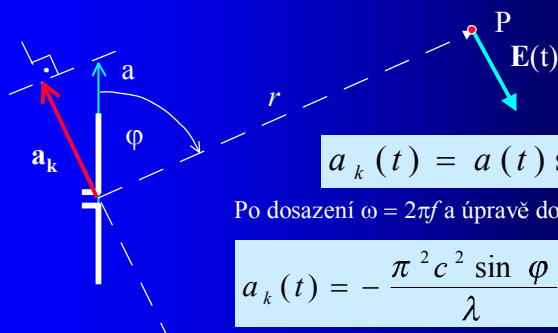
20

Zrychlení náboje na dipólu

Zrychlení náboje q kmitajícího v dipólu amplitudou $\lambda/4$ je

$$a(t) = -(2\pi f)^2 \frac{\lambda}{4} \sin(2\pi ft)$$

Náboj q kmitá **uvnitř** dipólu, ale pro zákon generace EMV je třeba znát jen složku zrychlení **kolmou** na spojnici dipólu r s bodem pozorování P.

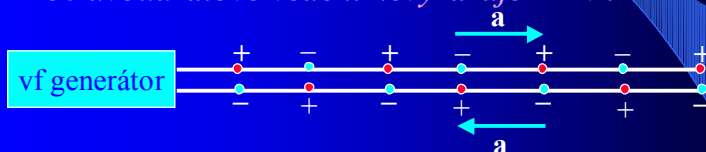


21

EMV a dvoudrátové vedení

Ukázali jsme, že když vf generátor napájí vodiče dvoudrátového vedení, konají volné elektrony harmonický, tj. **zrychlený pohyb**. Neznamená to však, že by se na vzdálenost λ **fyzicky, jako částice**, přemísťovaly. Kmitá **jen elektrický náboj**. Pohyb hmotnosti spojený s pohybem náboje q je zanedbatelný.

Proč dvoudrátové vedení nevyzařuje EMV?



Je to tím, jak plyne ze zákona generace EMV, že když se náboj v **jednom** drátu pohybuje napravo, tak ve **druhém** nalevo. Výsledné pole $E(t)$ je v každém okamžiku **součtem polí s opačným znaménkem** a tedy $E(t) = 0$. To znamená, že toto vedení EMV nengeneruje.

Stačí však, aby oba dráty vedení **nebyly stejně dlouhé**, nebo **konce nějak zahnuté**, nejlépe do tvaru dipólu a EMV se budou takovým vodičem generovány. To je podstata všech **vysílacích antén**.

22

Dipólové EMV

K **optimálnímu** vyzařování EMV dochází, když konce vedení mají **tvár dipólu**. Obě ramena dipólu jsou rovnoběžná a tedy i jejich vektory zrychlení jsou rovnoběžné. Když kladný náboj se pohybuje jedním směrem, tak současně záporný náboj právě opačným směrem. **Pole E indukované oběma náboji má v tomto případě tedy stejný směr**, a tím dvojnásobnou velikost velikost.



Když dosadíme zrychlení a_k obou nábojů do zákona generace EMV dostaneme pro velikost **E**:

$$E(r, t) = -2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{q}{r} \frac{\pi^2 c^2}{\lambda} \sin \varphi \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]$$

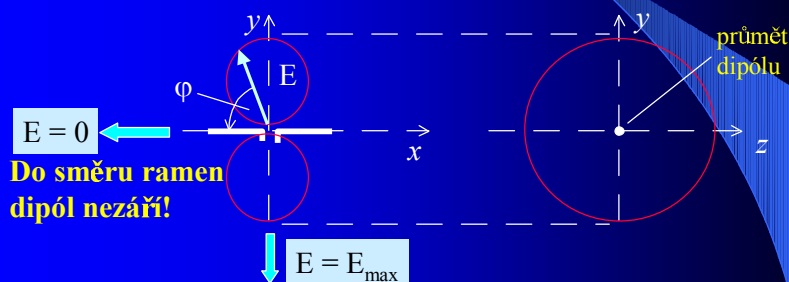
Po dosazení $q = CU$, má výsledný vztah tvar:

$$E(r, t) = -\frac{\pi}{2\epsilon_0 \lambda} \frac{CU \sin \varphi}{r} \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right]$$

23

Vyzařovací diagram dipólu

Dipólová EMV se liší od kulové vlny jen tím, že nemá ve všech směrech šíření stejnou amplitudu. Je to dáno tím, že velikost $E(r,t)$ závisí na úhlu φ průvodiče r s rameny dipólu.



Do směru ramen dipól nezáří!

Tato závislost amplitudy se znázorňuje ve **sférických souřadnicích** tak, že radius vektor je úměrný $E(\varphi)$. Těmto grafům se říká **vyzařovací diagramy** a pro dipólovou EMV má tvar **toroidu** s nulovým vnitřním poloměrem.

24

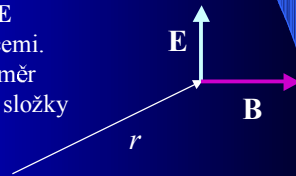
Polarizace dipólové EMV

Významnou vlastností dipólové EMV je její **polarizace**. Vektor elektrické intenzity **E** souvisí se směrem vektoru zrychlení náboje q a ten se může pohybovat jen uvnitř vodiče dipólu, to je, **uvnitř** vysílací antény.

Polarizace odlišuje, světlo generované jako dipólové EMV (např. Rayleighův rozptyl) od světla generovaného např. fluorescencí.

Jistě je zarážející, že mluvíme o generaci EMV a přitom stále jen uvažujeme její elektrickou složku, jako by o magnetickou vůbec nešlo!

Magnetická složka EMV **B** je s elektrickou **E** jednoznačně **svázána** Maxwellovými rovnicemi. Ve vakuu pro její velikost platí $B = E/c$, a směr vektoru **B** je kolmý na **E** a směr šíření a obě složky kmitají ve fázi.



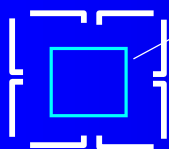
25

Generace TV EMV

Při **konstrukci** televizních vysílacích antén se musí zohlednit, že jeden **dipól** by nepokryl signálem okolí vysílače, protože **nevysílá** do směru ramen dipólu a **zbytečně** silně by zářil pod stožár a nad něj.

Proto se vedení z vf generátoru se zakončuje celou **soustavou dipólů**. Vhodného prostorového rozložení signálu se dosahuje **interferencí** EMV od jednotlivých dipólů.

Taková soustava zajistí vysílání do všech směrů



reflektor (vodivé tyče)

Taková soustava potlačí šíření signálu pod a nad vysílač

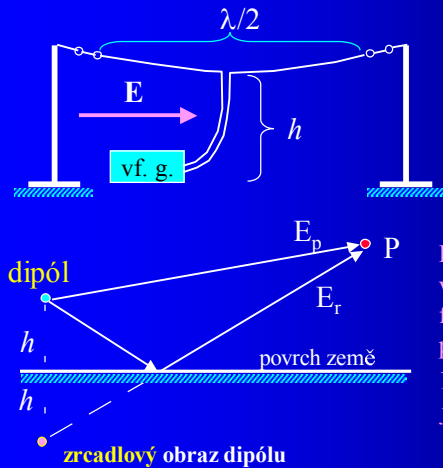


Protože EMV od všech dipólů jsou **koherentní**, záleží jak prostorovém rozložení dipólů, tak na tom, jak jsou jednotlivá ramena připojena ke svorkám vf generátoru i na rozložení **pasivních reflektorů** (viz dále).

26

Generace KV EMV

Krátkovlnné rádiové vlny mají vlnovou délku asi od 10 m do 100 m. Antény mívají tvar drátových dipólů natažených mezi stožáry, jak je naznačeno.



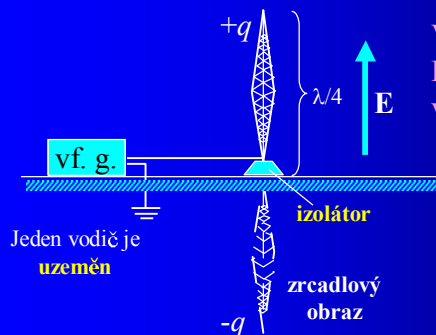
Vektor **E** je rovnoběžný s povrchem země. Při této polarizaci se EMV dobře odrážejí od povrchu elektricky vodivé země (analogie s odrazem světla).

Do bodu P se šíří dvě vlny, **přímá** E_p a vlna **odražená** od země E_r , která je fázově posunutá o π . **Blízko** vysílače se proto obě vlny **interferencí téměř vyruší**. Naproti tomu **daleko** od vysílače se šíří jen vlna **odražená od ionosféry**.

27

Generace SV a DV EMV

Sředitovlnné a dlouhovlnné vysílací antény se staví na dobrém **izolátoru** jako svislé **stožáry** o výšce h menší nebo rovné $\lambda/4$, tedy délce jen jednoho ramene dipólu. Využívá se totiž principu **zrcadlení** elektrického náboje ve vodivé desce, kterou je zemský povrch (často se jeho vodivost vylepší zakopáním kovové sítě).



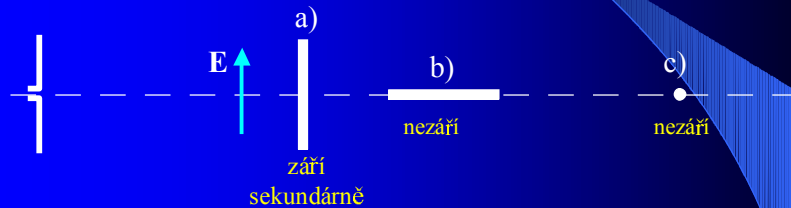
Vektor elektrické intenzity EMV **E** je **kolmý** na povrch země a vektor **B** je s ním rovnoběžný.

Tato orientace vektoru **B** hraje důležitou roli při příjmu SV a DV **feritovou** anténou radiopřijímače.

28

EMV pasivního dipólu

Pasivním dipólem rozumíme vodič délky $\lambda/2$. Když takový vodič vložíme do dipólové EMV, je sám zdrojem **sekundárních EMV**. Záleží však na jeho **orientaci** vzhledem k vektoru E primární EMV.

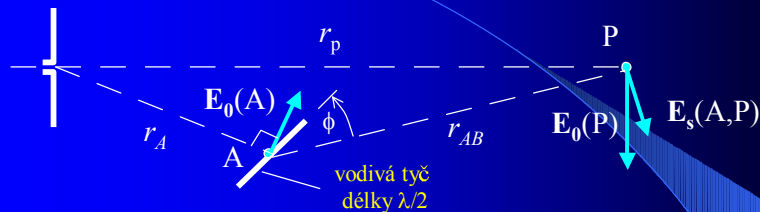


Vnější elektrické pole $E(\omega t)$ v něm totiž uvede do **harmonického** pohybu volné elektrony a ty jsou pak zdrojem sekundární EMV. **Proto tyč z izolátoru nezáří!** Protože **zrychlení je úměrné** amplitudě kmitů, tak při poloze vodiče b) a c) prakticky sekundárně nezáří (tenký vodič).

Vyzařování EMV od delších i plošných vodičů si můžeme představit jako superpozici EMV od dipólů, z nichž lze vodič sestavit.

29

Sekundární EMV



Amplituda sekundární vlny $E_s(P)$ závisí na **zrychlení** volných elektronů v tyči, které je **úměrné** primární vlně. Výsledné pole $E(P)$ je pak vektorovým součtem (i interferencí) dipólové EMV $E_0(P)$ a $E_s(A,P)$. Při interferenci je třeba vzít v úvahu příslušné **fázové posuvy**.

Podle **zákona generace EMV** dostaneme pro velikost E_s :

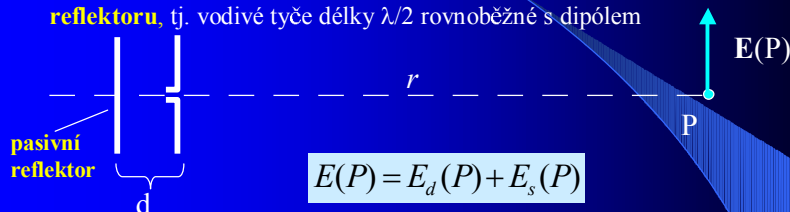
$$E_s(A, P) = \frac{K \sin \phi}{r_A r_{AP}} E_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{r_a + r_{AP}}{c}\right)\right]$$

kde K je kladná konstanta úměrnosti. Pro velikost amplitudy sekundární EMV je podstatná **poloha tyče určená úhlem ϕ** .

30

Pasivní reflektor EMV

Na jednoduchém příkladu objasníme, jak funguje soustava **dipólu a pasivního reflektoru**, tj. vodivé tyče délky $\lambda/2$ rovnoběžné s dipólem



$$E(P) = E_d(P) + E_s(P)$$

Směry vektorů E jsou **rovnoběžné**, proto sčítáme algebraicky. Pro velikost výsledného pole E od dipólu E_d a od reflektoru E_s tedy dostáváme:

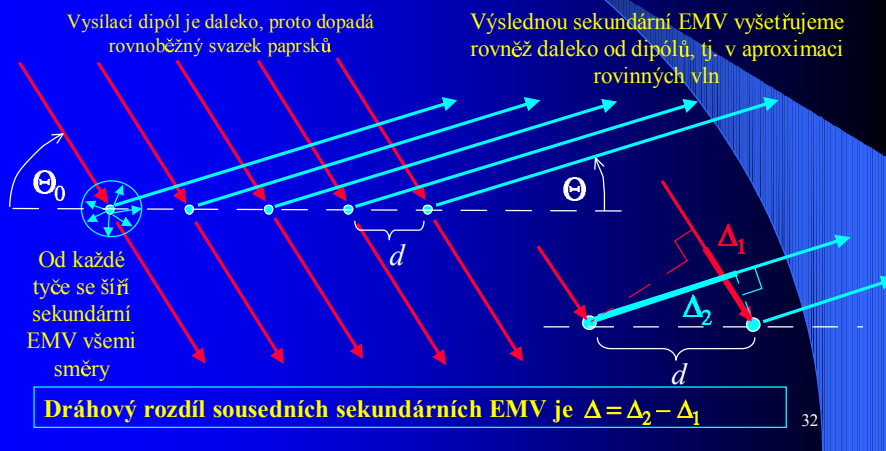
$$E = E_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) + \pi\right] + KE_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{r + d + d}{c}\right)\right]$$

Když zvolíme $d = \lambda/4$, pak budou obě vlny ve fázi a reflektor **zesílí** pole v bodě P. Pro $d = \lambda/2$ je naopak zeslabí. Je to tím, že sekundární a primární vlny jsou fázově **posunuty o π** .

31

Řada pasivních dipólů

Budeme se nyní zabývat výslednou sekundární EMV, která vznikne interferencí EMV generovaných **řadou vodivých tyčí délky $\lambda/2$** , vzdálených od sebe o d a rovnoběžných s vysílacím dipólem.



32

Odraz EMV na řadě tyčí

Pro dráhový rozdíl sousedních paprsků dostáváme vztah známý z optiky pro interferenci na lineární mřížce. **Maximální amplituda výsledné sekundární EMV** nastane ve směru Θ , který vyhovuje rovnici

$$d(\cos \Theta_n - \cos \Theta_0) = n\lambda \quad \text{nebo} \quad \cos \Theta_n = \frac{n\lambda}{d} + \cos \Theta_0$$

kde n je libovolné celé číslo.

Všimněme si zajímavých případů:

1. Když bude d větší než λ , tak vždy bude řada směrů Θ_n , kde bude maximum amplitudy výsledné sekundární EMV.
2. Když bude d mnohem menší, než λ , tak maximum SEMV nastane jen ve směru $\Theta = \Theta_0$, tj. pro **zrcadlový odraz**. V prvním přiblížení si můžeme takovou hustou řadu vodivých tyčí docela dobře představit jako **vodivou stěnu**. Z této úvahy pak plyne, že na vodivé desce dochází k odrazu EMV.

Nejzajímavější je případ, kdy $\Theta = -\Theta_0$!

33

Průchod EMV řadou tyčí

Jedná se o **amplitudu výsledné EMV**, která vznikne interferencí výsledné sekundární a primární EMV, **když $\Theta = -\Theta_0$** , tj. po průchodu primární vlny řadou tyčí. Protože mezi oběma vlnami je **fázový posuv π** , může se stát, že **obě vlny se v tomto přímém směru vyruší**, když budou mít stejné amplitudy. Taková situace mezi amplitudami nastane, při vhodné vzdálenosti d mezi vodivými tyčemi.

Jaký má tento stav důsledek?

Když jsou tyče rovnoběžné s vysílacím dipólem, tak **dopadající EMV neprojde** za tyče, protože se vyruší se SEMV. Když otočíme tyče o 90 stupňů **dopadající vlna projde**, protože nevzniknou SEMV a dopadající se nemá s čím vyrušit. **Řada vodivých tyčí (drátů) o vhodné vzdálenosti funguje jako polarizátor EMV** se směrem propustnosti vektoru E kolmo na tyče.

Na tomto principu se vytvářejí drátové polarizátory i pro IR záření o vlnových délkách 10 až 100 mikrometrů.

34

Tyče jako polarizátory EMV

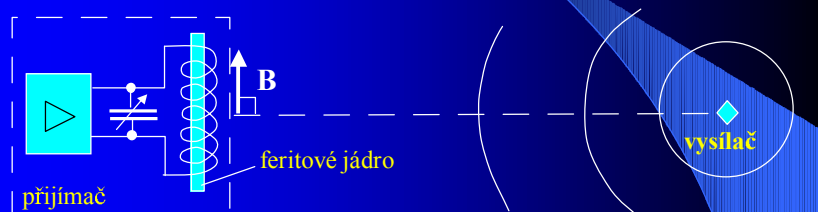


Nedostatkem této úvahy vedoucí k principu polarizátorů EMV je, že odporuje zákonu zachování energie (kam se ztratí energie dopadající EMV?). V teorii rozptylu se tomuto přiblížení říká kinematická teorie. Důsledek úvahy však je pozoruhodný a je ve shodě s experimentem!

35

Feritová anténa radiopřijímače

Vysvětlíme funkci směrovosti feritové antény přijímače SV a DV rádiových vln. Vektor \mathbf{E} těchto vln je kolmý na je povrch země a vektor \mathbf{B} je tedy kolmý na \mathbf{E} a směr k vysílači.



Relativní permeabilita feritových materiálů dosahuje hodnot řádu 10^3 . Magnetický tok indukční cívkou laděného obvodu se tak jádrem významně zesílí a poloha jádra se stane velice citlivou orientací vektoru \mathbf{B} . Přijímač nehraje, když jádro směřuje k vysílači, nebo je kolmé na zemský povrch. Různé odrazy mohou způsobit, že v těchto polohách hraje jen slabě.

36

Přijímací antény EMV

Pro příjem DV a SV EMV na drátovou anténu je nejdůležitější **délka svislé části drátu**, protože jen v ní může elektrické pole kolmé na povrch uvést do harmonických kmitů volné elektrony.

Pro příjem KV EMV je zase podstatná část **drátu rovnoběžná** s povrchem země a kolmá na směr k vysílači (nejlépe drátový dipól).

Pro příjem TV EMV se užívá dipólů doplněných jedním nebo dvěma **reflektory** a řadou tzv. **direktorů** (pasivních dipólů), které zlepšují směrovou charakteristiku takové anténní soustavy.

