



STŘEDNÍ PRŮMYSLOVÁ ŠKOLA SDĚLOVACÍ TECHNIKY

110 00 Praha 1, Panská 856/3

URL: www.panska.cz

☎ 221 002 111, 📠 221 002 666

e-Mail: sekretariat@panska.cz

MATURITNÍ ZKOUŠKA

PRAKTICKÁ ZKOUŠKA Z ODBORNÝCH PŘEDMĚTŮ

Elektromagnetické záření

Studijní obor: **78-42-M/001**
Technické lyceum

Třída: **4.L**

Zbyněk Pitra

Školní rok: **2008/2009**

jméno a příjmení autora

Anotace

Práce se zabývá elektromagnetickým zářením. Součástí práce jsou applety vytvořené v programovém systému Mathematica, v nichž jsou demonstrovány některé vlastnosti elektromagnetického záření.

Annotation

The project is focused on electromagnetic radiation. Essential part of the project was to create applets in program system Mathematica, in which are demonstrated some of the characteristics of the electromagnetic radiation.

2 Předmluva

Právě jste otevřeli dlouhodobou maturitní práci z fyziky za školní rok 2008/2009 nazvanou Elektromagnetické záření. K výběru tématu práce jsem se inspiroval během čtení prvního dílu Feynmanových přednášek z fyziky, tedy knihy, která je dle mého názoru jedna z nejlepších, pokud se člověk chce o fyzice dozvědět něco více, než je běžnou látkou v osnovách pro střední průmyslové školy. Kdo někdy četl alespoň část jeho přednášek, ví, jakou přístupnou formou Feynman fyziku vykládá. Na druhou stranu bych byl nerad, kdyby vznikl mylný dojem, že tato práce je oslavou Feynmanova kultu, který se, jak jsem se doslechl, stále ještě udržuje na vysokých školách matematicko-fyzikálního směru.

Feynmanův rukopis je jistě na mé práci znát, neboť jeho výklad elektromagnetického záření se mi stal hlavní osnovou. I když jeho výklad zabývající se optikou, elektromagnetickým zářením a jevy s tím spojenými zabírá v knihách s jeho přednáškami přibližně 850 stránek, zde v mé práci je stránek podstatně méně ze dvou důvodů.

Prvním důvodem je, že jsem si z elektromagnetického vlnění vybral pouze části, které mě něčím více zaujaly. To je také příčinou toho, proč v mé práci nejsou žádné čočky ani zrcadla. Výklad paprskové nebo také geometrické optiky jsem považoval za poměrně známou látku, což bylo zřejmě způsobeno i tím, že učivo paprskové optiky se probírá již na základní škole. Je pravda, že poznáním Fermatova principu nejkratšího času pro mne získala paprsková optika na zajímavosti a eleganci, kterou jsem u ní na rozdíl od optiky vlnové postrádal. Možná je to škoda, neboť některé části geometrické optiky jsou jistě úžasné. Já se ale rozhodl spíše pro vlnovou optiku neboli elektromagnetické záření vykládané přes vlnovou teorii. Ano, zde již začíná ta zajímavější část, kde se vesmír stává propojenějším, než se zdá. Díky obrovským vzdálenostem si lze dovolit jistá zanedbání a zjednodušení, jež dříve nebyla možná a také ani nebyla potřeba. V zájmu pravdy je však nutno dodat, že určité krásy elektromagnetického záření jsem také vynechal, protože se jednalo zase o „běžné“ jevy probírané na školách. Tím nechci nijak snižovat kvalitu středních škol. Spíše jsem si vybral témata, se kterými se člověk běžně nesetkává.

Druhým důvodem a dle mého skromného názoru převažujícím důvodem malého rozsahu mé práce je špatný odhad potřebného času na zpracování tohoto tématu. Jednoduchost elektromagnetického záření se počala velice rychle vytrácet ve chvíli, kdy bylo třeba psát výklad daného jevu, nebo vytvářet aplet, jež se jevem zabývá. Na tomto místě je potřeba podotknout, že podobnost výkladu v mé práci a ve Feynmanových přednáškách je velká, byť jsem se co nejvíce snažil podat celou práci jako svůj výtvar. Často mi ale přišlo líto, a jistě mi v některých případech dáte za pravdu, měnit Feynmanovy formulace, a tak často narazíte na věty slovo od slova přesně jako v jeho knize. Rovnice, které má práce obsahuje, jsou prakticky stejné, jelikož nebyl ani důvod je nějak měnit.

Jsem velice rád, že jsem se už nemusel „matematicky omezovat“ jako v pracích předchozích, zejména v oblasti matematiky a fyziky vektorových polí. Bez této části fyziky by má práce byla poněkud slabší a méně by odpovídala mé vizi.

5 Elektromagnetismus

5.1 Maxwellovy rovnice

Po krátkém historickém úvodu bychom se v této kapitole podívali na systém čtyř Maxwellových rovnic, jež pro nás budou výchozím bodem pro objasnění vybraných elektromagnetických jevů.

Těmito čtyřmi rovnicemi Maxwell sjednotil teorii elektromagnetického pole. Jejich vyjádření se liší podle účelu, ke kterému budou využity, a také dle zvyklosti autora. My si vždy uvedeme rovnici ve formě pro nás výhodné a pro čtenáře, kteří jsou již s Maxwellovými rovnicemi obeznámeni, bude v závorce uvedena relativně známější forma rovnice, pokud se nebude shodovat s naším vyjádřením.

První je rovnice $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ – tedy, že divergence \vec{E} je hustota náboje dělená ϵ_0 , platí obecně. Je vyjádřením Gaussova zákona a platí vždy, v případě dynamických i statických polí. Tok \vec{E} libovolnou uzavřenou plochou je úměrný náboji, který je uvnitř. (Tato rovnice bývá vyjádřena přes elektrickou indukci jako $\nabla \cdot \vec{D} = \rho$.)

Druhá rovnice $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ je odpovídající analogický zákon k rovnici první pro magnetická pole. Protože neexistují magnetické náboje, bude tok \vec{B} libovolnou uzavřenou plochou vždy nulový.

Třetí rovnice $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ vyjadřuje Faradayův zákon. I tato rovnice má obecnou platnost.

Poslední z Maxwellových rovnic $c^2 \nabla \times \vec{B} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ říká, že změnou elektrického pole vzniká pole magnetické. Pokud tuto rovnici aplikujeme na obvod, jímž prochází elektrický proud, tak popisuje vznik magnetického pole v okolí tohoto vodiče – Oerstedův – Ampérův jev. (Při vyjádření pomocí magnetické intenzity, elektrické indukce a proudu bude mít rovnice tvar $\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$.)

5.2 Řešení Maxwellových rovnic, potenciály a vlnová rovnice

Teď se pokusíme si zapsat Maxwellovy rovnice v jednodušší formě, ač to tak z počátku nebude vypadat.

Začneme s rovnicí $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, jež představuje nejjednodušší ze vztahů. Důsledkem této rovnice je, že \vec{B} je rotací jiného vektorového pole. Pole \vec{B} tedy můžeme vztáhnout k jinému poli, jež označíme jako \vec{A} . Rovnice $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ je tedy řešením jedné rovnice. (Tento vztah samozřejmě zůstává platný i v případě, že za \vec{A} dosadíme jiný vektor \vec{A}' , pro nějž platí $\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\psi$, kde ψ je libovolné skalární pole. Jelikož je rotace $\nabla\psi$ rovna nule, tak se \vec{B} nezmění.)

Druhou rovnicí, kterou budeme řešit je Faradayův zákon $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Vyjádříme-li \vec{B} ve tvaru $\nabla \times \vec{A}$ můžeme Faradayův zákon zapsat ve tvaru $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{A}$. Protože při derivování nezáleží na pořadí, lze tento vztah vyjádřit jako $\nabla \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0$. Jak je vidět, rotace vektoru $\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ je rovna nule, a tedy tento vektor musí být gradientem něčeho. V elektrostatice platí $\nabla \times \vec{E} = 0$,

protože se zde nevyskytují změny magnetického pole. Podrobnějším studiem elektrostatiky lze zjistit, že samotné \vec{E} je gradientem φ , tedy elektrostatického potenciálu (minus je pouze dohodnutá konvence). Rozbor, jak se dostat k rovnici $\vec{E} = -\nabla\varphi$, necháme na zvědavém čtenáři. Pokud nyní použijeme úvahy z elektrostatiky a uděláme totéž s $\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$, dostaneme rovnici $\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = -\nabla\varphi$. (Můžeme si dovolit používat symbol φ , jako v elektrostatice, neboť tam se s časem nic nemění, a tak člen $\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ bude roven nule a bude opět platit $\vec{E} = -\nabla\varphi$.)

Faradayovu rovnici si tedy vyjádříme ve tvaru $\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$.

Protože \vec{A} určuje část vektorů \vec{E} i \vec{B} , podíváme se, co se stane, dosadíme-li za \vec{A} na $\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\psi$. Obecně se \vec{E} změní, pokud neuděláme nějaké speciální opatření. Ale takovouto změnu lze uskutečnit, aniž bychom ovlivnili pole \vec{E} i \vec{B} . Měníme-li současně \vec{A} i φ podle pravidel $\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\psi$ a $\varphi' = \varphi - \frac{\partial\psi}{\partial t}$, pak se \vec{E} i \vec{B} nezmění.

Nyní se podíváme na poslední dvě rovnice, jež nám poskytnou vztahy mezi potenciály a zdroji ρ a \vec{j} . Nejdříve dosadíme $\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ do $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$, a tak dostaneme $\nabla \cdot \left(-\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$, což lze zapsat jako $-\nabla^2\varphi - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{A} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ a to je jeden ze vztahů dávajících do souvislosti φ a \vec{A} se zdroji.

Poslední rovnice bude trošičku náročnější. Přepíšeme si čtvrtou Maxwellovu rovnici do tvaru $c^2\nabla \times \vec{B} - \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \vec{j}$ a vyjádříme \vec{E} a \vec{B} pomocí potenciálů: $c^2\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right) = \vec{j}$. První člen upravíme pomocí algebraické identity: $\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2\vec{A}$, a tak dostaneme ne příliš jednoduchý výraz $-c^2\nabla^2\vec{A} + c^2\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) + \frac{\partial}{\partial t} \nabla\varphi + \frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = \vec{j}$.

Nyní využijeme možnosti libovolné volby divergence \vec{A} , a tak vezmeme $\nabla \cdot \vec{A} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial\varphi}{\partial t}$.

Volba $\nabla \cdot \vec{A}$ se nazývá kalibrace. Změna \vec{A} přidáním $\nabla\psi$ se nazývá kalibrační transformace. Rovnice $\nabla \cdot \vec{A} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial\varphi}{\partial t}$ se nazývá Lorentzova transformační podmínka.

Pokud tedy dosadíme za $\nabla \cdot \vec{A}$ výše zmíněný vztah, tak se dva prostřední členy rovnice navzájem odečtou a rovnice bude mít tvar $\nabla^2\vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{\vec{j}}{\epsilon_0 c^2}$. Naše rovnice $-\nabla^2\varphi - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{A} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ získá stejný tvar: $\nabla^2\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$.

Úžasné, jak krásnou soustavu rovnic máme před sebou, kdy se s hustotou náboje spojuje φ a s proudem zas \vec{A} . Navíc, pokud rozepíšeme levou stranu druhé z rovnic, dostaneme vlnovou rovnici v prostoru $\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$. Teď už má samotná rovnice pěknou symetrii v x, y, z, t ; faktor $-\frac{1}{c^2}$ je nutný, protože čas a prostor se liší jednotkami.

5.3 Záření

V této kapitole uděláme další částečné zjednodušení, jež se nám bude později hodit.

Je pozoruhodné, jak je celý vesmír propojen. Když se Maxwell pokoušel shrnout všechny doposud známé rovnice nebo zákony elektřiny a magnetismu, všiml si, že jsou vzájemně nekonzistentní. Jejich vzájemné konzistence dosáhl až přidáním dalšího členu ke svým rovnicím. Díky tomuto kroku dostal překvapující předpověď, že by se část elektrického a magnetického pole měla zmenšovat mnohem pomaleji v závislosti na vzdálenosti než převrácená hodnota její druhé mocniny, a to jako převrácená hodnota první mocniny vzdálenosti! Z toho si okamžitě uvědomil, již zmíněnou propojenost celého vesmíru.

Právě díky této závislosti lze vidět hvězdy miliony světelných let vzdálené, přičemž část z nich už teoreticky mohla dospět do fáze supernovy, aniž bychom se o tom nyní dozvěděli.

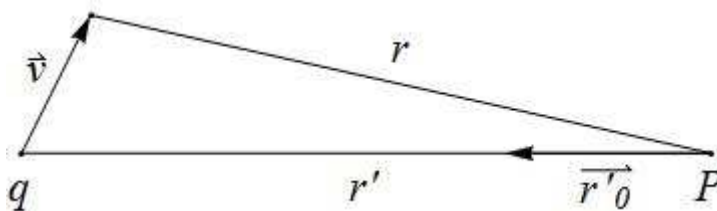
Na konci 19. století bylo známo, že elektrické síly působící na náboj q lze popsat pomocí elektrického a magnetického pole (\vec{E} , \vec{B}) a rychlosti \vec{v} náboje q podle rovnice $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$. Za přítomnosti více nábojů platí princip superpozice.

Elektrická intenzita \vec{E} je dána vztahem
$$\vec{E} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\vec{r}'_0}{r'^2} + \frac{r'}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{r}'_0}{r'^2} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{d^2 \vec{r}'_0}{dt^2} \right].$$

Odvození tohoto vztahu z Maxwellových rovnic by zabralo příliš mnoho času a sil, neboť to není zrovna jednoduché hlavně z matematické stránky.

Když si rozebereme jednotlivé členy, tak první výraz $\vec{E} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}'_0}{r'^2}$ je známý jako důsledek Coulombova zákona. Nábojem vytvářejícím elektromagnetické pole je zde q , \vec{r}'_0 je jednotkový vektor ve směru od bodu P , v němž pole měříme, r' je vzdálenost z P do q . O tomto členu není správné tvrdit, že je to důsledek Coulombova zákona. Nevíme totiž, kde se náboj zrovna nachází a tedy, jak je od pozorovatele vzdálen. Víme jen, že na daném místě ovlivňuje pole chování nábojů v minulosti. Tzv. retardace času je rovna času potřebnému k překonání vzdálenosti náboje k bodu P rychlostí c , tedy $\frac{r'}{c}$.

Čárka nad r značí vzdálenost, která existovala mezi P a q v čase, kdy informace, jež právě dorazila k P , opustila q (viz. obr. 5.1). Víme tedy pouze, kde se q nacházel před nějakou dobou. r' je tedy retardovaná vzdálenost.



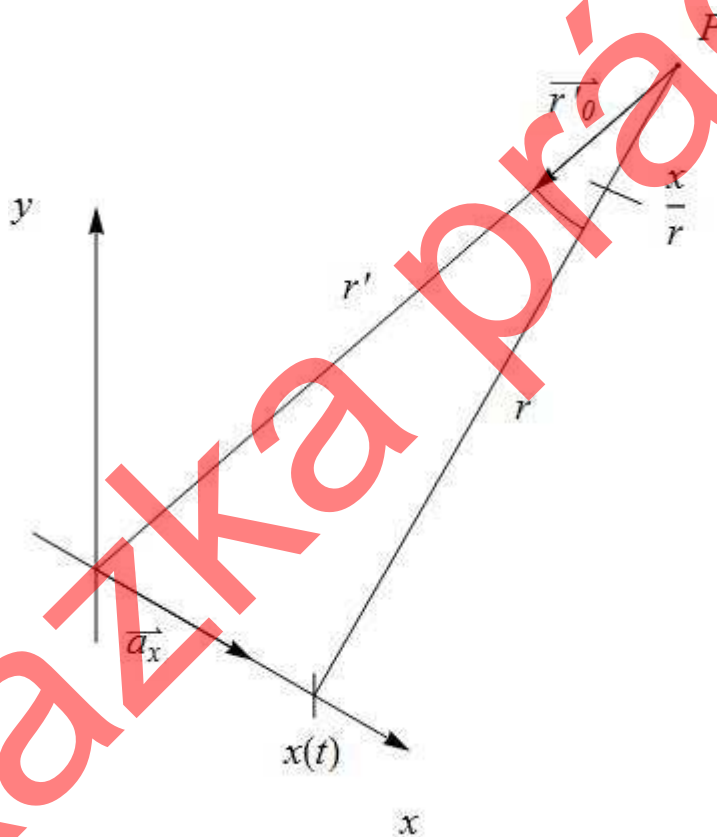
Obr. 5.1: Retardace vzdálenosti nabitě částice od pozorovatele

Další člen vztahu pro elektrickou intenzitu bere už v úvahu přibližně retardační efekt. Pomocí rychlosti změny vynásobené retardací času můžeme zjistit, čemu se v současnosti bude elektrická intenzita rovnat.

Poslední člen vztahu, druhá derivace jednotkového vektoru ve směru náboje podle času, nám zůstane z celého vzorce jediný, pokud se dostatečně vzdálíme (ostatní jsou tak malé, že pro naše zkoumání nemají význam), protože se mění nepřímo úměrně vzdálenosti. A to je přesně to, co potřebujeme. Vztah $\vec{E} =$

$-\frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{d^2 \vec{r}'_0}{dt^2}$ nám tedy bude vyjadřovat zákon záření.

Často ale tuto rovnici potřebujeme aplikovat na jednodušší situaci, v níž se náboje pohybují na krátké vzdálenosti relativně malou rychlostí. Pohybují-li se pomalu, nedostanou se příliš daleko, takže retardace času je prakticky konstantní. Tím se náš zákon zjednoduší, protože se zafixovalo zpoždění. Stačí si představit, že náboj koná jen velmi malý pohyb v efektivně neměnné vzdálenosti. Zpoždění na vzdálenosti r je $\frac{r}{c}$. Potom se budeme řídit pravidlem, že vykonává-li



Obr. 5.2: Pohyb nabité částice při $x(t) \ll r$

nabitý předmět malý pohyb do strany na vzdálenost $x(t)$, potom úhel, o nějž se posune jednotkový vektor \vec{r}'_0 , je roven $\frac{x}{r}$ (viz. obr. 5.2). Protože r je prakticky konstantní, je x-ová složka $\frac{d^2 \vec{r}'_0}{dt^2}$ rovna prostě zrychlení x v nějakém dřívějším čase, takže nakonec dostaneme rovnici $\vec{E} = -\frac{q a_x(t-\frac{r}{c})}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}$. Důležitá je jen složka \vec{a}_x kolmá na směr pohledu, jelikož když se náboj pohybuje ve směru k nám sem a tam, jednotkový vektor ve směru náboje se vůbec nemění a nezrychluje. Takže je důležité pouze zrychlení, které vidíme promítnuté na stínítko.

5.4 Energie záření

Jak jsme již uvedli, elektrické pole se mění jako převrácená hodnota vzdálenosti r . Je nutno upozornit na to, že energie přenášená vlnou v elektrickém poli je úměrná kvadrátu intenzity elektrického pole. Tedy necháme-li na nějaký náboj působit elektrické pole, začne se tento náboj pohybovat, a pokud jsou oscilace vyvolané polem lineární, zrychlení, rychlost a posunutí náboje budou závislé na elektrické intenzitě, z čehož vyplývá, že kinetická energie získaná nábojem je úměrná kvadrátu pole.

Když si představíme kulovou plochu, která bude představovat šířící se vlnu, tak v jejím středu se nachází náš oscilující náboj. To, že se amplituda \vec{E} mění jako $\frac{1}{r}$, představuje to samé, jako kdybychom řekli, že existuje tok energie, jenž se neztrácí, stále proudí a stále se rozšiřuje na větší oblast. Energie vlny tedy zůstává, jen se zvětšuje plocha, na kterou se musí rozdělit.

Blíže se na energii vyzářenou při oscilaci náboje podíváme v dalších kapitolách.

6 Index lomu (v plynech)

6.1 Původ

Nyní si uděláme krátký úkrok stranou k jiné větvi týkající se elektromagnetického záření, abychom později mohli znovu využít poznatky zde získané.

Jak známo, rychlost světla ve vodě je menší než ve vakuu. Tento jev lze popsat pomocí fyzikální veličiny absolutní index lomu n .

Dále budeme používat termín index lomu, ačkoliv by se správně měl používat termín absolutní index lomu. Absolutní index lomu je totiž vztažen k vakuu: udává, kolikrát je velikost rychlosti světla v daném prostředí menší než velikost rychlosti světla ve vakuu.

Nyní se pokusíme vysvětlit, jak zpomalení světla v látkách vzniká, za dvou známých předpokladů:

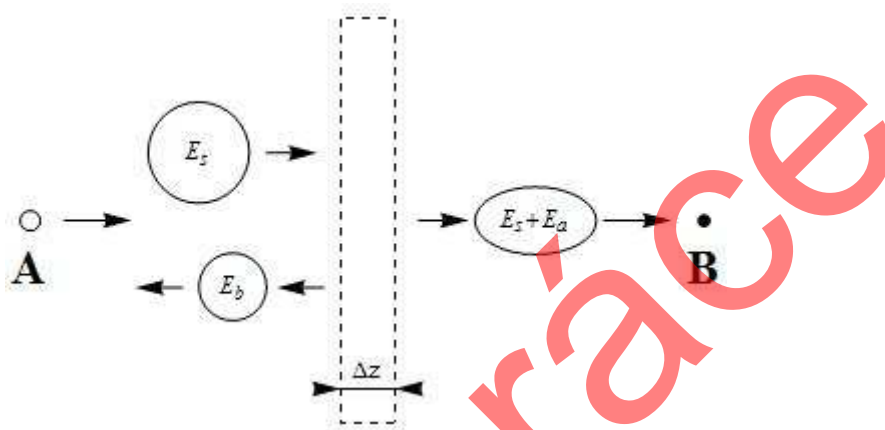
- Za jakýchkoli fyzikálních podmínek lze celkovou elektrickou intenzitu vyjádřit pomocí součtu polí všech nábojů ve vesmíru.
- Radiační pole vytvořené jedním nábojem je dáno jeho zrychlením, k němuž je třeba vzít v úvahu zpoždění při rychlosti c .

Lze namítat, že je potřeba brát v úvahu rychlost $\frac{c}{n}$. To ovšem platí pouze přibližně, protože pole jsou tvořena díky oscilacím všech nábojů. Dále se pokusím vysvětlit, proč tomu tak je.

Představme si desku z nějakého průhledného materiálu (jako na obrázku 6.1) a od ní velice vzdálený zdroj elektromagnetického vlnění (označme ho jako bod A). Bude nás zajímat, jaké pole je ve stejně velké vzdálenosti od desky (bod B), jako je vzdálen zdroj. Podle výše uvedených předpokladů platí, že elektrické pole ve velké vzdálenosti od oscilujících nábojů je rovno vektorovému součtu polí vytvořených naším zdrojem a polí vytvořených všemi náboji v desce, přičemž

každý z nich má svoji retardaci při rychlosti c . Elektrickou intenzitu bodě B můžeme díky tomu napsat jako $\vec{E} = \sum_{\text{přes všechny náboje}} \vec{E}_{\text{každého náboje}}$ nebo $\vec{E} = \vec{E}_s + \sum_{\text{přes všechny ostatní náboje}} \vec{E}_{\text{každého náboje}}$, kde \vec{E}_s je pole jen vytvořené zdrojem a je rovno přesně poli, jež by bylo v bodě B, kdybychom neměli desku.

Jelikož elektrony kmitající v desce by více ovlivňovali pole, podíváme se na jednodušší případ, kde vezmeme takovou desku, jejíž materiál nebude příliš



Obr. 6.1: Elektromagnetická vlna při průchodu vrstvou průhledné látky

ovlivňovat celkové pole. To odpovídá materiálu, jehož index lomu je blízký 1.

Pohyb nábojů v desce vyvolává další efekt. Náboje vyzařují do všech směrů, a tedy i zpět směrem k A. Toto vracející se pole může být (při správných vlnových délkách) světlo odražené od povrchu průhledných materiálů. Odražené záření přichází z celé desky, ale celý jev je ekvivalentní odrazu od povrchu. Zatím si toho nebudeme všimnout, neboť pro látku s indexem lomu blízkým 1 se odráží jen velice málo záření (světla).

Když tedy chceme spočítat, jaká bude elektrická intenzita v bodě B, sečteme $\sum_{\text{přes všechny ostatní náboje}} \vec{E}_{\text{každého náboje}}$ (označíme jako \vec{E}_a) a \vec{E}_s . Kdyby deska neměla žádný vliv, pro pole šířící podél osy z by platilo $E_s = E_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c})}$. Teď započítáme i vliv desky. Její tloušťku si označíme Δz . Pokud by tam deska nebyla, tak vlna proletí vzdálenost Δz za čas $\frac{\Delta z}{c}$. Pokud tam ale je, šíří se vlna rychlostí

o velikosti $\frac{c}{n}$ a uvažovanou vzdálenost urazí za čas $\frac{n\Delta z}{c}$ nebo dodatečný čas $\Delta t = (n - 1) \frac{\Delta z}{c}$. Když vezmeme toto zpoždění v úvahu pro $t = (t - \Delta t) = [t - (n - 1) \frac{\Delta z}{c}]$, tak můžeme napsat $E_{za\ deskou} = E_0 e^{i\omega(t - (n-1)\frac{\Delta z}{c} - \frac{z}{c})}$,

tedy $E_{za\ deskou} = e^{-i\omega(n-1)\frac{\Delta z}{c}} E_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c})}$.

Z toho je poznat, že zpoždění je způsobeno změnou fáze při průchodu deskou o $\omega(n - 1) \frac{\Delta z}{c}$. Abychom dosáhli vhodného zápisu, kde uvidíme, která část rovnice je E_s a která E_a , musíme provést ještě jednu úpravu. Vyplývá z toho, že pokud je nějaké číslo m malé, tak e^m je přibližně rovno $1 + m$.

Tedy $E_{za\ deskou} = E_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c})} - i\omega(n - 1) \frac{\Delta z}{c} E_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{c})}$. Přičemž první člen je E_s a druhý musí být E_a .

9 Radiační útlum

9.1 Radiační odpor

Každá oscilující nabitá částice vyzařuje energii – například i buzená anténa. Pokud tedy vyzařuje systém energii, je potřeba ji systému opět dodávat, protože platí zákon zachování energie. Toto lze realizovat například dráty vedoucími k anténě. Napájecímu obvodu se anténa tedy jeví jako rezistor, neboť se v ní část elektrické energie mění v energii elektromagnetického záření jako u rezistoru, kde se ovšem energie mění v teplo. Pokud je anténa opravdu dobře zkonstruována, jeví se jako téměř ideální rezistor s velmi malou induktancí a kapacitancí, jelikož od antény požadujeme, aby se co nejvíce energie vyzářilo do prostoru. Tento odpor antény se nazývá *radiační odpor*.

Pokud budeme anténu napájet elektrickým proudem I , bude střední výkon dodávaný do antény roven střední hodnotě kvadrátu proudu $\langle I^2 \rangle$ vynásobené odporem. Výkon „vyzářený“ anténou je úměrný druhé mocnině proudu procházejícího anténou, protože veškerá pole jsou úměrná proudům a uvolněná energie je úměrná kvadrátu intenzity pole. Koeficient úměrnosti mezi výkonem a $\langle I^2 \rangle$ je radiační odpor.

V anténě radiační odpor vzniká vzájemným působením elektrických polí vytvořených náboji v jedné části antény na náboje v části další.

Je zajímavé, že v případě jednoho elektronu nebyla otázka působení pole vyřešena. Protože máme-li pouze jeden náboj, jak může sám na sebe působit? Pokud bychom se drželi staré teorie, že elektron je malá kulička, tak můžeme říci, že jedna část působí na druhou. Při retardaci času v působení síly napříč malým elektronem není síla úplně ve fázi s pohybem. Je-li elektron v klidu, jeho vnitřní síly se vyrovnávají a výsledná síla je nulová. V případě, že elektron zrychluje, síly se vyvedou kvůli časové retardaci z rovnováhy a elektron vlastně sám sebe zpomaluje. Tato myšlenka ovšem časem narazila, neboť teorie „elektron-kulička“ již není považována za správnou.

Přesto lze přesně spočítat, jak velká musí být radiační síla, i když mechanismus působení této síly neznáme.

9.2 Radiační výkon

Nyní bychom se podívali na energii, kterou vyzařuje nerelativisticky se pohybující nabitá částice se zrychlením. Pokud budeme mít částici, jejíž zrychlení by mělo vertikální směr, tak intenzita vytvářeného elektrického pole je rovna náboji této částice vynásobenému průmětem retardovaného zrychlení vyděleného vzdáleností. A když už známe intenzitu, známe i energii unikající jednotkovou plochou za sekundu, která bude rovna $\varepsilon_0 c E^2$.

S veličinou $\varepsilon_0 c$ se můžeme ve vztazích zabývajících se šířením rádiových vln setkat poměrně často. Její převrácená hodnota se nazývá impedance vakua a je rovna $\frac{1}{\varepsilon_0 c} = 337\Omega$.

Když se vrátíme k našemu vztahu pro elektrickou intenzitu $\vec{E} = -\frac{qa_x(t-\frac{r}{c})}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}$, měl bych ještě dodat, že pohybuje-li se náboj zrychleně podél úsečky nahoru a dolů s velmi malou amplitudou, tak intenzita pole v nějakém bodě ve směru svírajícím s osou pohybu úhel ϑ bude kolmá ke směru pohledu a bude ležet v rovině, v níž leží i zrychlení, i směr pohledu. Pokud si tedy označíme vzdálenost jako r , bude mít intenzita elektrického pole v čase t velikost $E = -\frac{qa(t-\frac{r}{c})\sin\vartheta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}$, přičemž $a(t-\frac{r}{c})$ je retardované zrychlení v čase $(t-\frac{r}{c})$.

Dosadíme-li tento vztah do vzorce pro výpočet energie, dostaneme $S = \frac{q^2 a'^2 \sin^2 \vartheta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2}$, přičemž S je výkon vyzářený plochou jednoho metru čtverečního ve směru ϑ a a' je retardované zrychlení. Pokud bychom chtěli spočítat celkovou energii vyzářenou do všech směrů, pak musíme integrovat též přes všechny směry. To znamená, že si zjistíme obsah kulové plochy, abychom na ní našli velikost toku ve směru malého úhlu $d\vartheta$. Budeme potřebovat plochu kulového pásu. Označíme-li tedy r jako poloměr kulové plochy, bude úhlová šířka pásu $rd\vartheta$ a obvod bude $2\pi r \sin \vartheta$, protože $r \sin \vartheta$ je poloměr kružnice, takže plocha malé části koule je $dA = 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta$.

Abychom dostali vyzářený výkon, vynásobíme tok plochou, jejíž obsah je udáván ve čtverečních metrech připadající na malý úhel $d\vartheta$ a potom integrujeme přes všechny úhly ϑ od 0° do 180° . Výkon tedy bude:

$$P = \int S dA = \frac{q^2 a'^2}{8\pi\epsilon_0 c^3} \int_0^\pi \sin^3 \vartheta d\vartheta = \frac{q^2 a'^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

Za zmínění se stojí ještě pár skutečností. Jelikož \vec{a}' má jako nenulový vektor svůj směr, bude a'^2 představovat $\vec{a}' \cdot \vec{a}'$, tedy druhou mocninu délky \vec{a}' . Dále je důležité poznamenat, že tok byl vypočítán pomocí retardovaného zrychlení, tedy v čase vyzáření energie, která právě prochází povrchem koule. Nemůžeme ale bohužel říci, že byla vyzářena v dřívějším čase, jelikož se jedná o pouhou aproximaci. Přesný čas uvolnění energie nelze definovat. Skutečně lze vypočítat pouze to, co se děje například při uzavřeném cyklu oscilací, kde zrychlení nakonec přestane. V tom případě by tedy celkový tok energie měl být dán kvadrátem střední hodnoty zrychlení za tuto periodu.

Pro lepší znázornění důsledků vztahu pro výkon se podívejme na jednu ukázkou: Výchylka x nabitě částice osciluje se zrychlením $a = -\omega^2 x_0 e^{i\omega t}$. Pro střední hodnotu druhé mocniny zrychlení za jednu periodu (pamatujme, že střední hodnota $\cos^2 \omega t$ je jedna polovina) tedy bude platit $\langle a'^2 \rangle = \frac{1}{2} \omega^4 x_0^2$.

Proto vyzářený výkon bude $P = \frac{q^2 \omega^4 x_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3}$.

9.3 Radiční útlum

Jak už jsme zjistili, oscilátor ztrácí během kmitání energii. To znamená, že nemůže kmitat věčně, aniž by měl k dispozici jakýkoli zdroj energie. Oscilace tedy pomalu ale jistě zanikají. Teď bychom se podívali na to, jak pomalu takové oscilace nabitých částic zanikají a čemu bude rovna tzv. kvalita Q takového elektromagnetického oscilátoru, tj. radiční odpor nebo radiční útlum oscilátoru.

Pro jakýkoliv oscilační systém je kvalita rovna celkové podílu energie oscilátoru W dělené energetickou ztrátou na radián $Q = \frac{W}{\frac{dW}{d\varphi}}$.

Protože $\frac{dW}{d\varphi} = \frac{\frac{dW}{dt}}{\frac{d\varphi}{dt}} = \frac{dW}{dt} \cdot \frac{1}{\omega}$, lze Q také zapsat jako $Q = \frac{\omega W}{\left| \frac{dW}{dt} \right|}$.

Tento vztah nám pro dané Q určuje, jakou rychlostí se ztrácí energie oscilací.

Protože $\frac{dW}{dt} = -\frac{\omega W}{Q}$, řešením této diferenciální rovnice bude $W = W_0 e^{-\frac{\omega t}{Q}}$, kde W_0 je počáteční energie v čase $t = 0$.

Podívejme se tedy nyní na energii oscilátoru. Kinetická energie oscilátoru je $\frac{1}{2}mv^2$, tedy střední kinetická energie bude $\frac{1}{4}m\omega^2 x_0^2$. Na druhou stranu ale z celkové energie oscilátoru v průměru připadá polovina na kinetickou energii a polovina na potenciální energii, proto si můžeme dovolit zdvojnásobit náš předchozí výsledek a celkovou energii oscilátoru lze tedy vyjádřit jako $W = \frac{1}{2}m\omega^2 x_0^2$.

Jako frekvenci použijeme vlastní frekvenci atomu ω_0 , jelikož ta je tou správnou frekvencí, jež plně pro naše účely prakticky vyjadřuje náš atom. Hmotnost v našem vztahu m představuje hmotnost elektronu m_e . Ještě pro $\frac{dW}{dt}$ použijeme

vztah z konce předchozí kapitoly $P = \frac{q^2 \omega^4 x_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3}$.

Po dosazení vztahů $W = \frac{1}{2}m\omega^2 x_0^2$ a $P = \frac{q^2 \omega^4 x_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3}$ do rovnice $Q = \frac{\omega W}{\left| \frac{dW}{dt} \right|}$ tedy dostaneme výsledek $Q = \frac{6\pi m_e \epsilon_0 c^3}{q_e^2 \omega_0}$.

9.4 Starší značení

Na závěr kapitoly o radiaci bych pro zajímavost uvedl určité zajímavé značení, ke kterému se lze dostat při čtení starších knih, v nichž se ještě nepoužíval systém jednotek SI. To je možno vzít v úvahu ve výsledných vztazích platných pro elektrony podle následujícího pravidla. Veličina $\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0}$, kde q_e je náboj elektronu (v coulombech) se v minulosti psala jako e^2 .

Když chceme vidět vztah pro kvalitu $Q = \frac{6\pi m_e \epsilon_0 c^3}{q_e^2 \omega_0}$ v historické podobě, měl by tento vztah tvar $\frac{1}{Q} = \frac{4\pi e^2}{3\lambda m_e c^2}$, přičemž zde je kromě $e^2 = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0}$ ještě $\frac{\omega_0}{c}$ zapsáno jako $\frac{2\pi}{\lambda}$. Jelikož Q je bezrozměrná veličina, tak kombinace $\frac{e^2}{m_e c^2}$ musí být jen vlastností nabitě částice a hmotnosti elektronu a musí mít rozměr délky. Tato kombinace dostala název *klasický poloměr elektronu* (nebo také Comptonův poloměr nebo délka Thomsonova rozptylu), protože v prvních atomových modelech, jež se snažili vysvětlit radiační odpor elektronu pomocí síly působící jednou částí elektronu na jeho jiné části, bylo třeba, aby elektron měl řádově rozměr takové velikosti. Ovšem to neznamena, že bychom nadále věřili tomu, že elektron má takový poloměr.

Číselná hodnota poloměru je $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

V případě zájmu o názorný příklad se podíváme na kvalitu pro atom vyzařující světlo, konkrétně atom sodíku. Vlnová délka pro sodíkový atom je přibližně 600 nm ve žluté části viditelného světla. Platí $Q = \frac{3\lambda}{4\pi r_0} \approx 5 \cdot 10^7$, takže Q pro atom je řádově rovno 10^8 . Z toho vyplývá, že atomový oscilátor bude oscilovat 10^8 radiánů nebo 10^7 oscilací než se ztlumí o faktor $\frac{1}{e}$. Frekvence světla odpovídající 600 nm je $f = \frac{c}{\lambda}$, což je přibližně 10^{15} cyklů za sekundu, takže doba, za kterou se energie vyzařujícího atomu zmenší o faktor $\frac{1}{e}$, je řádově 10^{-8} s. Volně vyzařující atomy září opravdu asi 10^{-8} s za normálních okolností a za podmínky, že se nacházejí ve volném prázdném prostoru, kde je neruší žádné vnější vlivy. Pokud se elektron pohybuje v pevné látce, sráží se s dalšími částicemi, mají na něj vliv další rušivé síly a rozdílná tlumení.

10 Relativistické jevy a záření

10.1 Synchrotronové záření

Synchrotron je přibližně kruhové zařízení, jehož hlavní částí je uzavřená vakuová trubice. Uvnitř trubice se velkou rychlostí pohybují elektrony. Velikosti jejich rychlosti se těsně blíží velikosti rychlosti světla ve vakuu a jejich záření lze vidět jako skutečné světlo. V synchrotronu se elektrony pohybují dokola v homogenním magnetickém poli. Jejich pohyb je zakřivován pomocí silných magnetů, které zároveň udržují elektrony ve středu trubice.

Jak je výše napsáno, pohyb elektronů je zakřivován díky magnetickému poli. Protože svírá-li magnetická síla s rychlostí pravý úhel, rychlost zůstává konstantní, ale za dobu Δt se vektor hybnosti změní o $\Delta \vec{p} = \vec{F} \Delta t$ pod pravým úhlem k \vec{p} , takže \vec{p} se stočí o úhel $\Delta \vartheta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{qvB\Delta t}{p}$, protože $|F| = qvB$.

Za stejný čas se částice posune o vzdálenost $\Delta s = v\Delta t$. Při pohybu po kružnici musí platit $\Delta s = R\Delta\vartheta$, přičemž R je poloměr zakřivení synchrotronu. Kombinací předchozích vztahů získáme $\frac{R\Delta\vartheta}{\Delta t} = R\omega = v = \frac{qvBR}{p}$, odkud vyjádříme $p = qBR$ a $\omega = \frac{qvB}{p}$.

Vyjádřili jsme velice důležitý zákon, který hybnost dává do souvislosti s elektrickým nábojem, poloměrem trajektorie a velikostí magnetického pole. V praxi je tento zákon důležitý v případě, že máme elementární částice se stejným nábojem pohybující se ve známém magnetickém poli. Stačí změřit poloměr křivosti jejich trajektorií a budeme znát jejich hybnost. Vyjádříme-li q v jednotkách náboje elektronu q_e za pomoci vynásobení celé rovnice c , můžeme udávat hybnost (nebo spíše energii) v elektronvoltech. V těchto jednotkách dostáváme vztah $pc(\text{eV}) = c \left(\frac{q}{q_e} \right) BR$, kde B, R a velikost rychlost světla jsou vyjádřeny v jednotkách SI.

Pro představu ohledně magnetických polí: Nejsilnější magnetické pole, jehož lze dosáhnout pomocí železa, je okolo 1,5 T (tesla). Za touto hranicí se výhoda železa ztrácí. Elektromagnety se supervodivým vinutím dokážou vytvořit stabilní pole větší, než 10 T. Magnetické pole Země dosahuje na rovníku okolo 10^{-5} T.

Představme si synchrotron dosahující $pc = 1\text{ GeV}$. Pokud budeme mít magnetickou intenzitu 1T, zjistíme, že R bude rovno 3,3 metru.

Známe tedy hybnost, ale celková energie je podle Einsteina dána vztahem $W = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$. Klidová energie elektronu odpovídající E je 0,511 MeV, takže při $pc = 1\text{ GeV}$, si můžeme s klidem dovolit zanedbat mc^2 a pro všechny účely brát $W = pc$ pro relativistické rychlosti. Je tedy prakticky jedno zda řekneme, že energie elektronu je 1 GeV, nebo že součin hybnosti a rychlosti světla je roven 1 GeV.

Konečně se podíváme na záření této částice, tedy elektronu. Částice, jež se pohybuje v synchrotronu po kružnici o poloměru 3,3 metru nebo s obvodem 20 metrů projde tuto dráhu asi za stejný čas, který by trvalo světlu proletět vzdálenost 20 metrů. Z toho vyplývá, že vlnová délka záření vyzařovaného tímto elektronem by měla být 20 metrů.

Ale tak to není, neboť díky relativistickým rychlostem dojde k efektu kontrakce vzdáleností. Rychlosti jsou tak velké, že vyzařovaná vlnová délka se zmenší až $64 \cdot 10^{12}$ krát. Popsat celý proces zmenšení vlnové délky by bylo příliš dlouhé, a tak nám pro teď postačí jen důsledek tohoto jevu. A to, že zkrácení vlnové délky z 20 metrů na stovky nanometrů díky rychlostem blízkým se rychlosti světla umožňuje vidět elektron(y) obíhající v synchrotronu.

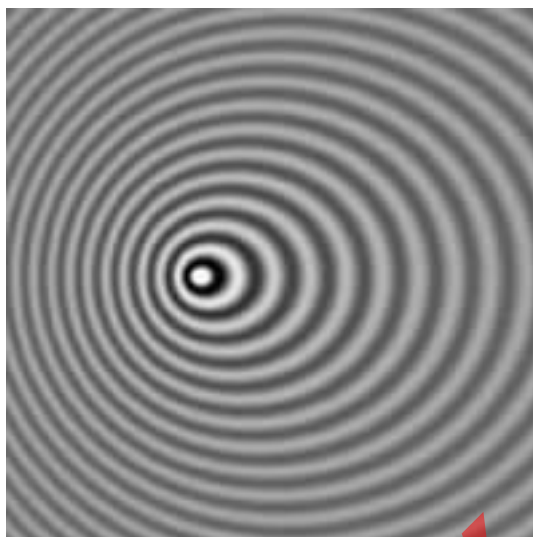
Synchrotronem se také zabývají dva z apletů, jež tvoří praktickou část této práce (kapitola 11).

10.2 Dopplerův jev

Podívejme se na další jev vznikající v důsledku relativisticky se pohybujících nábojů. Za předpokladu, že zdrojem elektromagnetického vlnění bude stacionární atom kmitající na jedné ze svých vlastních frekvencí ω_0 , bude frekvence emitovaného záření ω_0 . Vezmeme podobný oscilátor kmitající na frekvenci ω_1 , přičemž se atom bude pohybovat směrem k pozorovateli rychlostí v . Jeho skutečný pohyb v prostoru pak představuje sinusoida. Když se ale na celou křivku podíváme z pohledu pozorovatele, uvidíme sice také sinusoidu, ale s menší vlnovou délkou.

Oscilátor se za daný čas τ posunul o vzdálenost $v\tau$ směrem k pozorovateli ve směru osy x a zároveň se záření posunulo o $c\tau$ také směrem k pozorovateli. V rámci závislosti zkrácené vzdálenosti x na dráze uražené světlem ct to bude $(c - v)\tau$. Proto se nyní všechny kmity oscilátoru s frekvencí ω_1 vykonané za čas $\Delta\tau$ nacházejí v intervalu o velikosti $\Delta t = \left(1 - \frac{v}{c}\right)\Delta\tau$. Vlastně dojde ke „stlačení“ původní sinusoidy. Protože když k nám světlo dospěje rychlostí c , tak uvidíme světlo s frekvencí vyšší s koeficientem stlačení $\left(1 - \frac{v}{c}\right)$. Takže pozorujeme

$$\text{frekvenci } \omega = \frac{\omega_1}{1 - \frac{v}{c}}.$$



Obr. 10.1: Ilustrace Dopplerova jevu

Tuto situaci lze analyzovat více způsoby. Například by atom vyzařoval sérii impulzů s určitou frekvencí ω_1 . První signál by k nám dorazil s určitým zpožděním, druhý by už měl menší zpoždění, třetí ještě menší atd. Atom se postupně přibližuje k přijímači. Pomocí geometrické analýzy zjistíme, že frekvence signálů se zvětší s činitelem $\frac{1}{1-\frac{v}{c}}$.

Z toho vyplývá, že frekvence, kterou bychom pozorovali, když by se směrem k nám pohyboval kmitající atom na vlastní frekvenci ω_0 , by byla $\omega = \frac{\omega_1}{1-\frac{v}{c}}$. To je výsledek, který jsme zde již měli, teď do něj ale navíc započítáme relativistickou dilataci času. Modifikovaná frekvence atomu bude $\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$.

A tedy po dosazení bude pozorovaná frekvence $\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1-\frac{v}{c}}$.

Takový posun frekvence se nazývá Dopplerův jev: pohybuje-li se zdroj směrem k pozorovateli, záření (světlo), které vyzařuje, se pozorovateli jeví s menší vlnovou délkou (modřejší), a když se pohybuje směrem od pozorovatele, jeví se s větší vlnovou délkou (červenější).

Dopplerovým jevem se také zabývají dva z apletů, jež tvoří praktickou část této práce (kapitola 11).

11 Aplety

Tato kapitola mé práce se již věnuje části praktické, tedy apletům vytvořeným v programu Wolfram Mathematica 6.0. Každá podkapitola je věnována jednomu z apletů, kde je popsáno jakým způsobem aplet daný jev interpretuje a co všechno si lze pomocí apletu zobrazit. Obsahem každého apletu je krátký úvod, jež také v menší míře přibližuje funkci apletu.

Aplet se spouští kliknutím do poslední buňky apletu a stiskem kláves *Shift+Enter*. Objeví se určitý dotaz, na němž stiskneme tlačítko *Yes*.

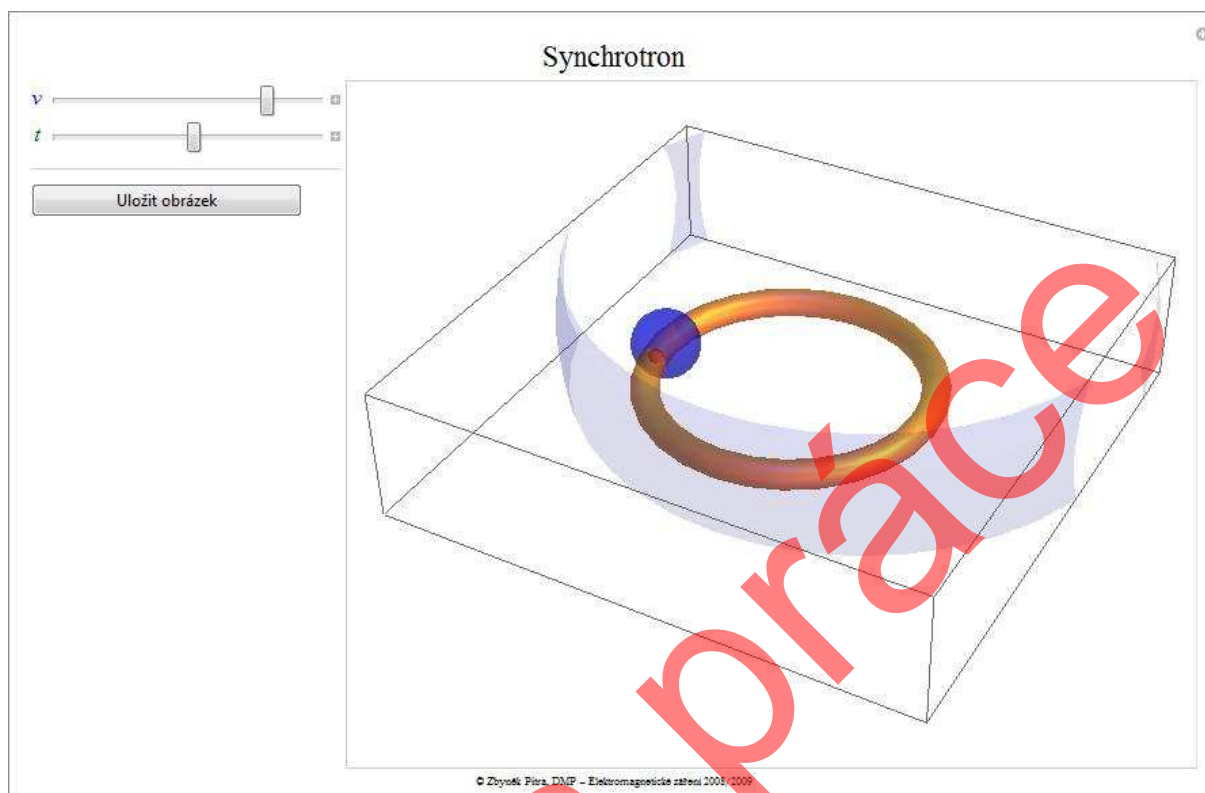
Všechny aplety také obsahují tlačítko *Uložit obrázek*, jež při stisku uloží část apletu, na níž se zobrazují změny vytvářené ovládacími prvky apletu, do adresáře, v němž je uložen samotný aplet, pod názvem uloženým v proměnné *FileName*, k čemuž se navíc připojí i pořadové číslo ukládaného obrázku. Nutno si uvědomit, že se při každém spuštění apletu obrázky začínají číslovat od jedné, a tak mohou být přepsány obrázky již uložené.

Při používání, nebo jen prohlížení apletů je velice důležité si uvědomit, že se jedná pouze o nepřesné modely daných situací. Jednotlivé vlastnosti modelu mají sice reálný základ, ale hodnoty veličin a rozsahů zobrazení situací byly upraveny s cílem přehledné vizualizace daného jevu. Hlavní důraz byl kladen na viditelnost důležitých jevů. Nelze tedy očekávat, že počáteční hodnoty a výsledky vydané apletem budou přesně odpovídat realitě. Zejména počáteční hodnoty obsažené ve zdrojovém kódu (až na všeobecně platné konstanty) apletu mohou často vytvářet dojem na mysli zkušeného fyzika, že autor apletu je neznalý základů fyziky. Násobení různých hodnot na první pohled náhodnými konstantami je ale v tomto případě nutností.

Dále je potřeba poznamenat, že v některých apletech je vykreslování zobrazení daného jevu podstatně pomalejší, než jiné části. Je to bohužel důsledek nízké rychlosti počítačů. Ač se to možná na první pohled nezdá, během změn jednotlivých veličin musí procesor a také grafický procesor přepočítat ohromné množství dat. Celý tento děj je zřetelný zejména u 3D animace.

U grafů se můžeme setkat s jiným jevem. Při změně hodnot veličin za pomoci posuvníku se stává, že se zobrazí nepřehledná změň čar tam, kde měl být graf, jež se zobrazí až za několik sekund. Je to zapříčiněno tím samým důvodem jako problém předchozí. Je sice možné tuto vadu odstranit, ale daní za to bude další zdržení vykreslení kýženého grafu.

11.2 Synchrotron – vizualizace synchrotronu



Obr. 11.2: Aplet zobrazující vizualizaci synchrotronu

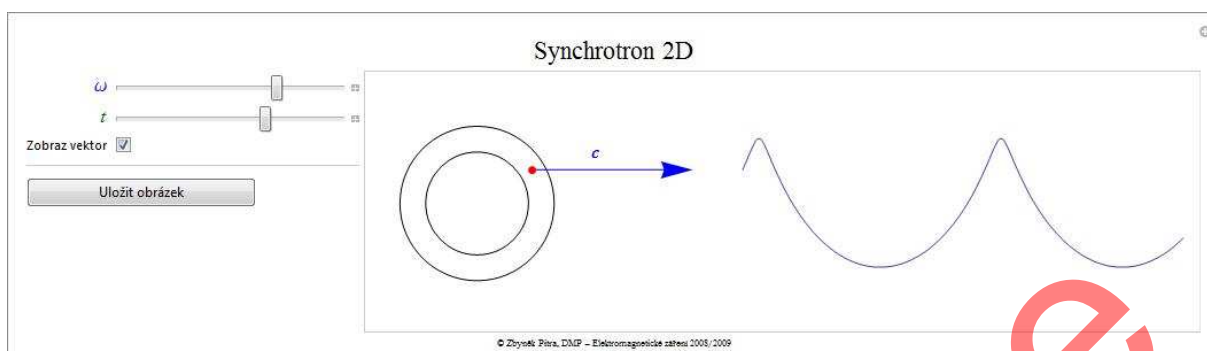
Ve druhém apletu, na němž je velice zjednodušeně zobrazen synchrotron a nějaká částice pohybující se uvnitř. Zjednodušení v tomto případě spočívá hlavně ve vizualizaci synchrotronu samotného, neboť je zde viditelný pouze jako anuloid. Neobsahuje také žádné detektory, jež by zjišťovaly probíhající jevy uvnitř synchrotronu. Pro účel, pro který byl tento aplet vytvořen, by to bylo zbytečné a vizualizace by byla méně přehledná.

Pokud začneme pohybovat s posuvníkem označeným jako t nejen, že se částice začne pohybovat v synchrotronu, ale objeví se i vlnoplocha, kterou částice na dané pozici vyzářila. Tyto pozice jsou celkem čtyři a jsou rovnoměrně rozmístěny po synchrotronu. Neznamena to samozřejmě, že by ve skutečnosti byly pouze čtyři, ale protože je pro počítač obtížnější zobrazovat trojrozměrné objekty, zejména pokud kontinuálně mění svůj tvar, byl počet míst, ve kterých se bude zobrazovat vlnoplocha, ustanoven na již zmíněné čtyři.

Při změnách polohy posuvníku, jež nese název v , se mění velikost rychlosti částice, což se ale v apletu přímo neprojeví. Aktuální poloha částice zůstane zafixována, ale protože jsme velikost její rychlosti zvýšili (resp. zmenšili), projeví se to ve vizualizaci zpomalením (resp. zrychlením) růstu poloměru vlnoploch.

Dále je nutno upozornit na nepřesnost, kterou představuje postupné mizení vlnoploch. Vzorec použitý při vypočítávání průsvitnosti obsahuje pouze převrácenou hodnotu poloměru namísto r^{-2} .

11.3 Synchrotron – záření



Obr. 11.3: Aplet Synchrotron 2D

Další aplet týkající se synchrotronu je již ve dvourozměrném zobrazení, neboť jeho hlavním účelem je zobrazení změny tvaru křivky, jež vzniká přenášením pohybu oscilátoru po kružnici uvnitř synchrotronu. Ten představují dvě soustředné kružnice, mezi nimiž se nachází oscilátor. Pokud tedy tento pohyb přenášíme rychlostí světla má křivka ve skutečnosti tvar, jaký zobrazuje aplet.

Při pohybu posuvníkem t měníme čas, což ovlivní nejen polohu oscilátoru, ale i fázi křivky. Druhý posuvník mění frekvenci, s jakou se částice pohybuje uvnitř synchrotronu. Pro nízké frekvence je znázorněná křivka sinusoida. Pro vysoké frekvence ale dostáváme jinou křivku, jež je velice podobná cykloidě a nazývá se hypocykloida. Blíží-li se velikost rychlosti oscilátoru velikosti rychlosti světla ve vakuu, hroty křivky jsou velice ostré (ovládat můžeme sice pouze frekvenci, ale jelikož byl jako poloměr synchrotronu zvolen jeden metr, tak si velikost rychlosti částice a její úhlová frekvence odpovídají). Potom tedy dostáváme silné pulsy elektrického pole. Při nerelativistickém pohybu bychom takového výsledku nikdy nedosáhli. Tyto pulsy jsou vyzařovány pouze v úzkém kuželu ve směru pohybu náboje, což je znázorněno tím, že křivka záznamu pohybu se vykresluje ihned vedle synchrotronu, a tak zobrazuje samotné vlnění a není tedy pouhým grafem. Pokud zaškrtneme políčko *Zobraz vektor*, uvidíme vektor rychlosti, jíž se šíří elektromagnetické vlnění.

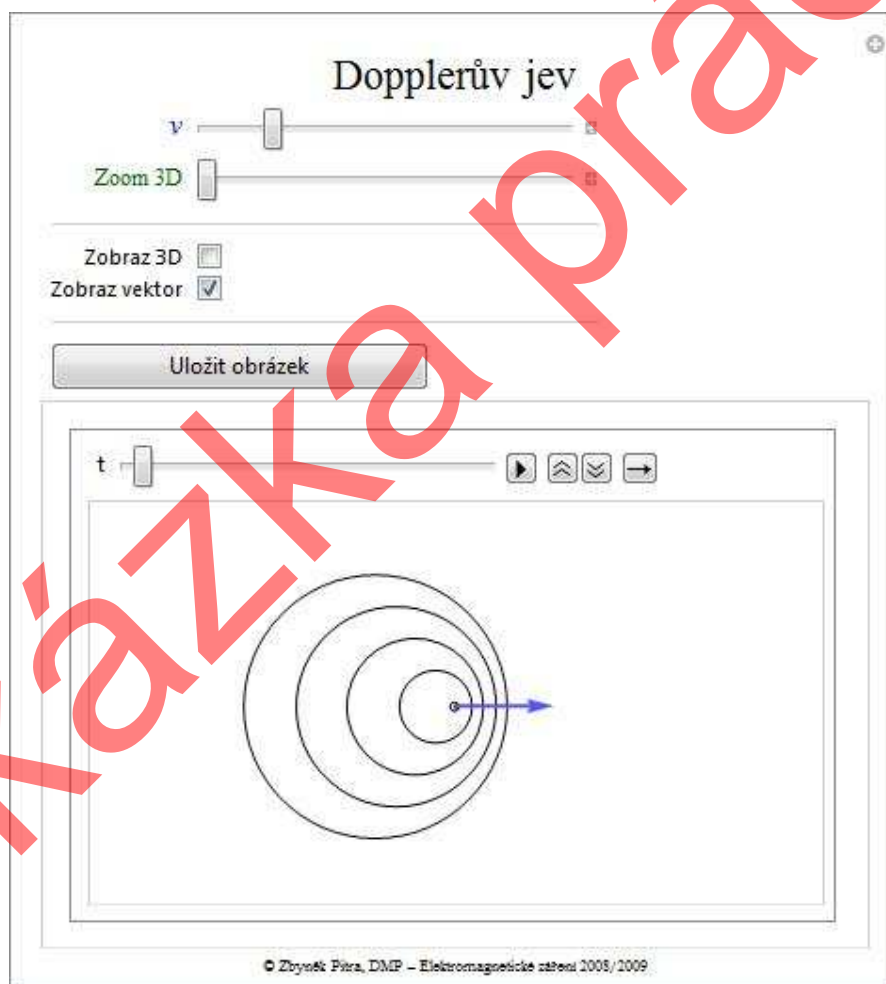
Kvůli sloučení obrázku synchrotronu a křivky musely být odstraněny osy, jež by v tomto případě neodpovídaly realitě. Některé rozměry křivky proto byly vynásobeny určitou konstantou pro lepší zobrazovací schopnost apletu.

11.4 Dopplerův jev – vizualizace oscilátoru

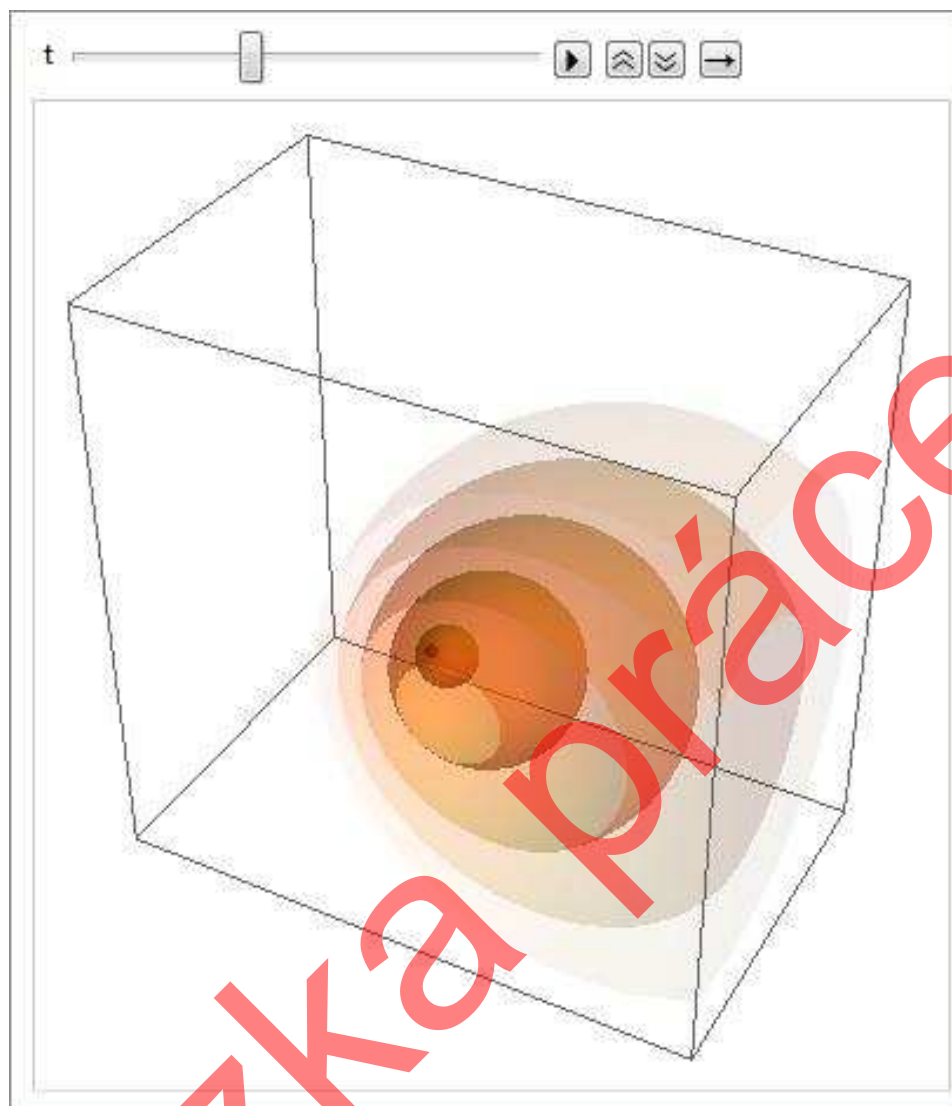
Pomocí čtvrtého apletu si můžeme ukázat Dopplerův jev v celé jeho kráse (viz obrázky 11.4 a 11.5). Animace v apletu představuje oscilátor (znázorněn bodem uprostřed okna) a kružnice v jeho okolí jsou jednotlivé vlnoplochy. Pokud budeme měnit polohu posuvníku v , začne se projevovat Dopplerův jev (kap. 10.2 Dopplerův jev), a proto se vzdálenost vlnoploch ve směru pohybu oscilátoru zmenší.

Celou animaci lze zobrazit i trojrozměrně zaškrtnutím políčka *Zobraz 3D*. Ve trojrozměrném zobrazení (viz. obr. 11.5) je navíc možné přiblížit si celou situaci až na úroveň, jež by odpovídala „řezu“ elektronu, a tak vidíme při kolmém pohledu to samé jako při 2D pohledu.

Pro lepší představu pohybu oscilátoru je možné si zaškrtnout políčko *Zobraz vektor*, jenž ukáže vektor rychlosti částice.



Obr. 11.4: Aplet Dopplerův jev ve 2D provedení



Obr. 11.5: Obrázek z apletu Dopplerův jev – vizualizace oscilátoru tentokrát ve 3D provedení

12 Závěr

Závěrem práce bych chtěl ještě jednou vyzdvihnout pomoc, již mi poskytla knížka s přednáškami od Richarda P. Feynmana. Jeho dílo mi po celou dobu tvoření práce velice pomáhalo a značně mi rozšířilo všeobecný rozhled, neboť se zabývá více zákoutími fyziky.

Celá práce sice nevypadá tak, jak by si podle mých představ zasloužila, ale snad je alespoň částečně znát má snaha o vytvoření kvalitní práce. Jestliže budu mít někdy možnost se k tomuto tématu vyjádřit formou nějaké další práce, už budu mít jednodušší start, neboť jsem se během psaní tohoto textu a vytváření apletů něco málo naučil. Opravdu mě potěšilo, že se mi podařilo popsat elektromagnetické záření pomocí vektorových polí a tudíž i Maxwellových rovnic.

Na druhou stranu velká část tématu mé práce zůstala nevysvětlena. Mnoho jevů, jež člověk vídá často, aniž by si to uvědomil, tedy zůstalo opuštěno. Věřím však, že se najde nějaký statečný (doufejme i fyzikálně nadaný) student, který zatouží po hlubším poznání elektromagnetismu a nebude se bát ani přístupu pomocí kvantové mechaniky. Jelikož mé znalosti kvantové mechaniky jsou na velice nízké úrovni, opravdu jsem si netroufl se pouštět do rozsáhlejších výkladů z tohoto úhlu pohledu až na výjimečná „fuknutí“, jež měla vytvořit iluzi, že autor ví mnoho, ale prozrazuje jen úzkou část svého spektra.

Co se týče praktické části, zde jsou nedostatky práce vidět více. Dle mého názoru aplety nemají tu podobu, jakou by správně měly mít. Snad jedině aplet *Dopplerův jev – vizualizace oscilátoru* se docela přiblížil mé představě o podobě dobře zpracovaného apletu. Ostatní jsou poněkud chudší na různé funkce a vylepšení, jež z jednoduchého apletu dělají aplet kvalitní a poučný. Také na nich bývá zobrazeno málo informací, které daný jev popisují.

Nedomnívám se, že bych se tvorbě těchto malých aplikací (apletů) nedostatečně věnoval. Je možná pravdou, že jsem studiu tvorby apletů v aplikaci *Wolfram Mathematica* mohl věnovat více času a úsilí, neboť při lepší znalosti syntaktické stránky tvorby by práce jistě rychleji ubíhala. Navíc bych se jistě naučil používat tento software jako celek a ne pouze vyhraněnou část jeho funkcí.

Další pravdou je, že i fyzikálně-programátorská část zabrala zřejmě nejvíce času. Snaha o co neireálnější zobrazení daného jevu zůstala často nenaplněna. Občas jsem si připadal jako Jára Cimrman, který byl přeborníkem v hledání cest poznání, jež vedly ke slavnému závěru: „Tudy ne, přátelé!“ Opravdu jsem byl několikrát donucen vnějšími okolnostmi vytváření apletu danou cestou opustit a zkusit to jinak.

Největším problémem bývalo hledání rozsahů pro různé grafy a animace. Daný jev musel být zřetelný, ale zároveň, by neměla být příliš porušena jeho fyzikální podstata. V tomto směru bylo nejobtížnější hledání vztahu pro aplet zabývající se indexem lomu. Problémem bylo hlavně shánění údajů o jednotlivých látkách. Údaje jako počty oscilátorů, nebo střední doba mezi srážkami jednotlivých částic, i v dnešní době, kdy kdo není na internetu, jako by nebyl, je velice obtížné sehnat a jestli jsou vůbec někde uvedeny například v tabulkách, tak jistě ne pro obyčejného smrtelníka. Proto jsem se nakonec rozhodl pro vztah, jež z vlastností látek obsahuje pouze konduktivitu, kterou není těžké získat.

Aplet sice v nynější formě je, jak je o něm zmíněno dříve, fyzikálně nepřesný, co se týče vlnové délky dopadajícího záření, ale jinak splňuje svůj účel snad dobře.

To, že je apletů malý počet je již jiný šálek čaje. Více než 5 jsem jich bohužel nestihl, ale jsem rád i za ně. Další aplety by se mohly zabývat polarizací, okem, blesky, magnetismem a dalšími fyzikálně zajímavými jevy. Každému by samozřejmě předcházel fyzikální úvod ve formě textu, jako je tento. Snad někdy příště.

Tak tedy každému čtenáři přeji hodně zdaru při dalším studiu krásných zákoutí fyziky.

UKázkka práce