

Základy modelování prstencové struktury elementárních částic hmoty

Víceúrovňová vírová struktura, návrh modelů

Ing. Pavel Werner

2018

© Pavel Werner 2017

ISBN 978-80-214-5620-4

1 OBSAH

| | | |
|-----|---|----|
| 1 | Úvod | 5 |
| 1.1 | Elementární vlastnosti toroidálního objektu..... | 5 |
| 1.2 | Základní rozdíly standardního modelu a RT..... | 6 |
| 2 | Model protonu a neutronu | 9 |
| 3 | Model struktury atomových jader..... | 12 |
| 4 | Model elektronu..... | 19 |
| 4.1 | Kvantová čísla | 20 |
| 4.2 | Podoba a velikost elektronu v modelech podle RT..... | 23 |
| 4.3 | Výpočet poloměru elektronu pomocí spektrálních čar..... | 26 |
| 4.4 | Levitace elektronu | 28 |
| 5 | Model atomu podle RT | 34 |
| 5.1 | Vyjádření a vyčíslení sil a vzdáleností v modelu atomu H – He | 39 |
| 5.2 | Model atomu H..... | 39 |
| 5.3 | Model Atomu Deuteria..... | 45 |
| 5.4 | Model atomu Tritia..... | 46 |
| 5.5 | Model Ionu vodíku H_2^+ | 47 |
| 5.6 | Model atomu Helia..... | 48 |
| 6 | RT Modely Molekul | 50 |
| 6.1 | Kovalentní vazba v RT..... | 50 |
| 6.2 | RT model molekuly vodíku H_2 | 52 |
| 6.3 | Modely Molekul podle RT | 54 |
| 7 | Závěr..... | 59 |
| 7.1 | Poděkování | 59 |
| 7.2 | Literatura | 59 |

PRSTENCOVÁ TEORIE STRUKTURY HMOTY

Abstrakt

Standardní model vesmíru a jeho vzniku, stavba hmoty se utvářela v průběhu minulého století [1], [2], ale zůstalo v něm zachováno ještě dědictví antických filosofů v podobě představy elementárních částic [3] a to jako základního stavebního elementu – sféry jak v jádru atomů, tak obalu – obíhajících elektronů. Takto prezentované elementární částice, formulované v kvantově-mechanickém modelu [4], [5] však nejsou schopny dostatečně přesně vysvětlit mnoho jevů, se kterými se setkává jak současná fyzika, tak i chemie v kontextu s možnostmi měřicí a zobrazovací techniky poplatné 21. století [6], [7].

Podle dosažitelných měření a vhodně položené otázky, např. co interpretuje elektrický proud velikostí pod 0.1 \AA (Angström)?, pak stačí připustit, že elektron i kvark jsou dále složeny/dělitelné a naskytne se otázka, jak se vyrovnat se strukturálním složením sféry [8], [9]. Pak lze asi sférický objekt nebo bod zaměnit za jinou elementární geometrii, a to například prstenec. Najednou se otevře další směr možného strukturálního pojetí hmoty. Zjistíme, že jádro atomů má strukturu, která je rozhodující a určující pro podobu atomů, že elektrony se nepohybují v pravděpodobnostních orbitalech, ale levitují na konkrétních místech určených strukturou jádra a rovnováhou elektromagnetických sil. Díky jinému pohledu na topologické uspořádání a strukturu, která nepotřebuje ke svému základnímu popisu nijak komplikovaný a složitý matematický aparát, se stane struktura hmoty jednodušší pro pochopení a lze si ji i snadněji představit. Matematické modely a jejich interpretace se stanou jednoduššími, tím i časově méně náročnými, a jsme schopni vysvětlit jevy, dosud standardním modelem nevysvětlitelné, a ve svém důsledku nacházet nová vysvětlení fyzikálních i chemických jevů a procesů.

Navržený přístup ke strukturálnímu popisu hmoty se snaží dosáhnout pokroku v popisu/pochopení některých dosud obtížně objasnitelných jevů, týkajících se fyziky elementárních částic a atomové struktury. Navržený přístup nám dává do rukou nástroj, který pomůže vysvětlit tyto jevy. Tak nám umožňuje objasnit základní chemické a fyzikální důvody pro stabilitu i reaktivitu atomů a molekul [10] a poznat nové vazby v zákonitostech, jevech a procesech, které nám doposud nedostatečný stav poznání neumožňoval.

1 ÚVOD

Navržený strukturální přístup pracuje se základním elementem – toroidálním objektem (prstencem), jeho geometrickou podmnožinou se strukturálním seskupením. Základy této teorie byly zformulovány prof. Pavlem Ošmerou a kolektivem [11], [12], [13]. V dalším textu ji budeme označovat jako „Prstencovou teorii“ (Ring theory – RT). Tento přístup může lépe z jiného pohledu ukázat na evoluci neživé přírody. S použitím prstencových podstruktur, standartní elektromagnetické teorie pole, vírových polí a víceúrovňových struktur lze snadno popsat a rozpracovat modely, a to od struktur kvantové pěny, přes kvarky, elektron, foton, proton a neutron, atomy, molekuly, až po struktury složitých organických sloučenin.

1.1 ELEMENTÁRNÍ VLASTNOSTI TOROIDÁLNÍHO OBJEKTU

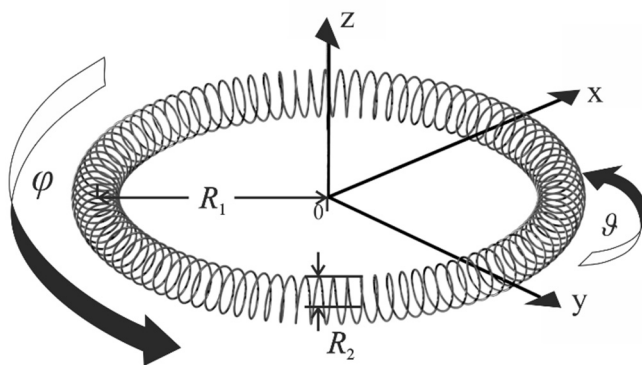
Ve výzkumné zprávě [14] lze nalézt základní úvahy a vlastnosti toroidálního objektu. Při parametrickém popisu toroidu se může dosáhnout velmi efektivního nástroje pro modelové vyjádření vazeb částí hmoty. Pokud se podle práce [14] vyjádří souřadnice x, y, z na povrchy toroidu, obr. 1, pomocí explicitního zápisu

$$\begin{aligned}x &= x_o + (R_1 + R_2 \cdot \cos(\vartheta)) \cdot \cos(\varphi) \\y &= y_o + (R_1 + R_2 \cdot \cos(\vartheta)) \cdot \sin(\varphi) \\z &= z_o + (R_1 + R_2 \cdot \sin(\vartheta))\end{aligned}\tag{1}$$

kde R_1 je poloměr ke středu toroidu, obr.1, R_2 je poloměr toroidální válcové plochy, x_o, y_o, z_o jsou souřadnice středu umístění toroidální plochy vzhledem k počátku o kartézské souřadnicové soustavy, proměnné ϑ, φ jsou úhlové lokální souřadnice určující bod na toroidální ploše a nabývají hodnot

$$\begin{aligned}\vartheta &\in \langle 0, 2k\pi \rangle, k=1, \dots, n \\ \varphi &\in \langle -\pi, \pi \rangle, R_{1,2} \in \langle 0, \infty \rangle,\end{aligned}\tag{2}$$

kde n je celé číslo a určuje poměr mezi pozicí bodu na povrchu toroidu ve směru souřadnic ϑ a φ .



Obr. 1 Orientace souřadnic a parametrů elementárního toroidu

Při volbách parametrů $R_1, R_2, \vartheta, \varphi$ vhodně volených, lze ukázat, že toroid může nabývat v limitních případech tvarů sféry, přímky, kružnice, bodu a dalších známých elementárních tvarů.

Pokud se bude poměr R_1/R_2 snižovat pod 1, je trajektorie bodu na povrchu tělesa takového nastavení zobrazena na obr. 2. Pro případ limitních stavů, ve kterých například $R_1 \rightarrow 0$ je výsledným objektem povrch sféry, jak lze snadno ukázat pro relace (1) následovně

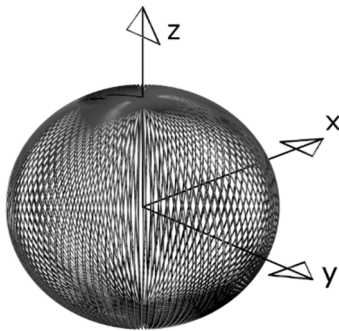
$$\begin{aligned}
\lim_{R_1 \rightarrow 0} \{x_o + (R_1 + R_2 \cdot \cos(\vartheta)) \cdot \cos(\varphi)\} &= x_o + R_2 \cdot \cos(\vartheta) \cdot \cos(\varphi) \\
\lim_{R_1 \rightarrow 0} \{y_o + (R_1 + R_2 \cdot \cos(\vartheta)) \cdot \sin(\varphi)\} &= y_o + R_2 \cdot \cos(\vartheta) \cdot \sin(\varphi) \\
\lim_{R_1 \rightarrow 0} \{z_o + (R_1 + R_2 \cdot \sin(\vartheta))\} &= z_o + R_2 \cdot \sin(\vartheta)
\end{aligned} \tag{3}$$

Pak lze zapsat explicitní vyjádření souřadnic bodu na toroidální ploše v kartézském souřadnicovém systému o, x, y, z jako

$$\begin{aligned}
x &= x_o + R_2 \cdot \cos(\vartheta) \cdot \cos(\varphi) \\
y &= y_o + R_2 \cdot \cos(\vartheta) \cdot \sin(\varphi) \\
z &= z_o + R_2 \cdot \sin(\vartheta)
\end{aligned} \tag{4}$$

což odpovídá zápisu explicitního vyjádření pro polohu bodu na sféře, obr. 2, pro kartézský souřadnicový systém. Pokud bychom uvažovali případ, ve kterém $R_1 \rightarrow 0$ a zároveň $R_2 \rightarrow 0$, výsledným objektem je bod se souřadnicí x_o, y_o, z_o , jako bezrozměrný útvar, jak lze snadno ukázat po úpravě relací (1)

$$\begin{aligned}
\lim_{R_1 \rightarrow 0, R_2 \rightarrow 0} \{x_o + (R_1 + R_2 \cdot \cos(\vartheta)) \cdot \cos(\varphi)\} &= x_o \\
\lim_{R_1 \rightarrow 0, R_2 \rightarrow 0} \{y_o + (R_1 + R_2 \cdot \cos(\vartheta)) \cdot \sin(\varphi)\} &= y_o \\
\lim_{R_1 \rightarrow 0, R_2 \rightarrow 0} \{z_o + (R_1 + R_2 \cdot \sin(\vartheta))\} &= z_o
\end{aligned} \tag{5}$$



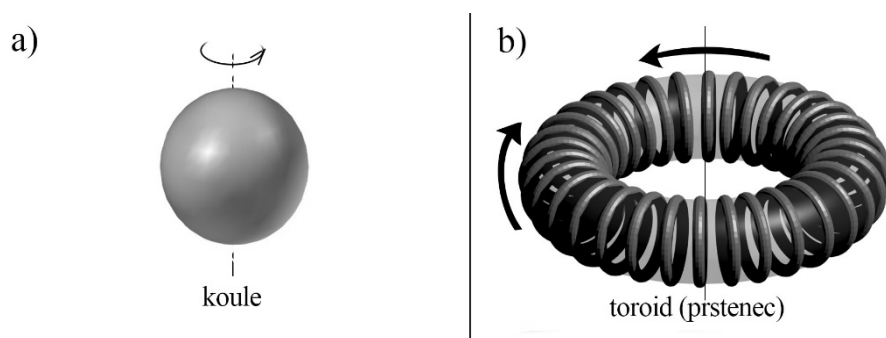
Obr. 2 Trajektorie pohybu bodu po povrchu elementární toroidální plochy $R_1=0.01, R_2=1$, poměru $\varphi / \vartheta = 100$

Takto lze v úvahách pokračovat, což je podrobněji uvedeno ve zprávě [14].

1.2 ZÁKLADNÍ ROZDÍLY STANDARDNÍHO MODELU A RT

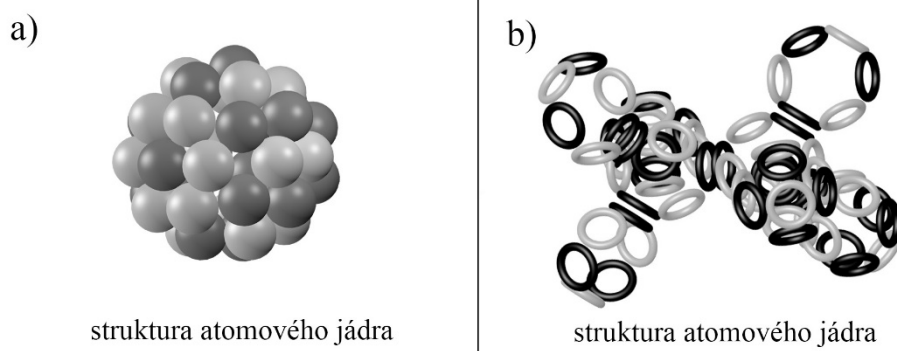
1. První rozdíl RT vzhledem ke klasické kvantově mechanické teorii založené na geometrické představě elementárního objektu-sféře, Bohrov model atomu vodíku, spočívá v možnosti snadné strukturální konstrukce popisovaného objektu a umožnění přechodu/pohybu v měřítku geometrické interpretace. Nová představa popisu elementárního objektu vychází z toho, že prstenec (toroid) je obecnější tvar a je snadno modifikovatelnou strukturou (lze jím modelovat sféru (4), kružnici, bod (5), přímku atd. podle [14]), má vlastnosti parametricky modifikovatelné a je vhodný pro použití v topologických transformacích, parametrickém modelování,

strukturálních modelech s řádovou změnou měřítka atd. Takový prstenec popsany podle (1), je tvořen prstencovými podstrukturami (obdobně popsané (1)), a ty jsou vzájemně vázány elektromagnetickým polem. Pohybem elektrického náboje q po povrchu toroidu vzniká magnetické pole, obr. 3.



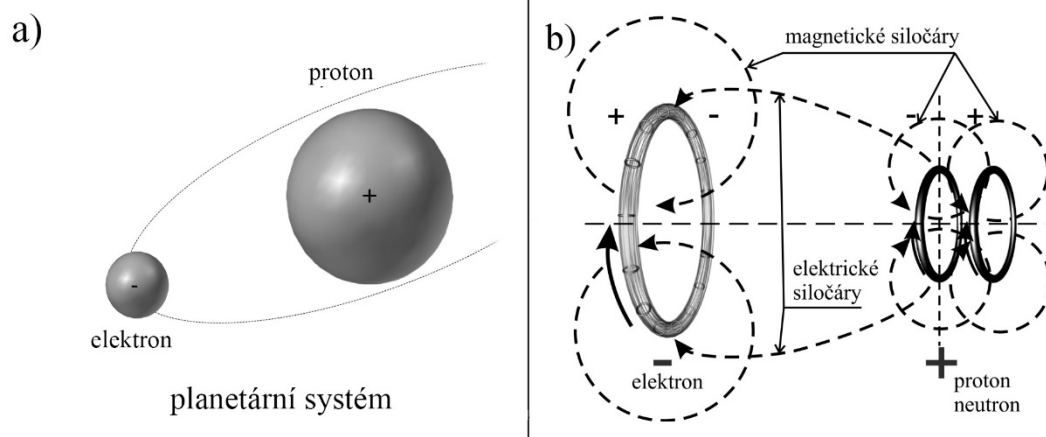
Obr.3 Základní stavební element struktury hmoty, a) klasické – sférické pojetí a b) toroidální struktura pro modelování elementární částice

2. Druhý rozdíl se týká struktury jádra atomů. Jádro se skládá z toroidálních objektů (prstencových struktur – relace (1)) protonů a neutronů, které vytvářejí seskupení ze dvou až pěti párů protonů a neutronů. Tato struktura jádra má určující vliv na rozmístění elektronů v obalu atomu, obr. 4.



Obr. 4 Geometrická interpretace jádra atomu, a) klasické pojetí a b) toroidální geometrická interpretace podle RT

3. Třetí rozdíl se týká pozice elektronu vůči protonu nebo jádru atomu. Klasická představa vychází z makromodelu, obr. 5a) (např. planetárního modelu sluneční soustavy). Nová představa strukturálního uspořádání, obr. 5b) vychází z představy levitačního modelu. Elektrické pole kladného protonu a záporného elektronu, modelovaného strukturou podle relace (1), způsobují vzájemné silové působení. Současně rotující elektrické náboje q modelu (1) elektronu i protonu vytvářejí magnetická pole, která opět na sebe působí a elektrické a magnetické pole za běžných okolností/stavu modelované soustavy – atomu -setrvávají v dynamické rovnováze. Elektron, modelovaný strukturou (1), tedy v navrhovaném modelu elementárních struktur neobíhá kolem jádra, obr. 5b), nýbrž setrvává/levituje ve vzdálenosti d , která je určena rovnováhou elektromagnetických sil modelu. Rovnováha je tedy tvořena přitažlivými silami elektrického a odpuzivými silami magnetického pole elektronu a protonu, a to vzájemným vztahem elektrického náboje q vyskytujícím se na povrchu toroidu (1). Vzdálenost d se nachází v prostoru definovaném osou prstenců proton-elektron. Umístění elektronu vůči jádru atomu je tak mnohem přesněji určeno a eventuálně kalkulováno, než dosud umožňuje určit model popsany a modelovaný planetárním systémem z obr. 3 a obr. 5a).



Obr. 5 a) klasické pojetí modelu elektron-proton a b) nové pojetí a model struktury částic elektron-proton

2 MODEL PROTONU A NEUTRONU

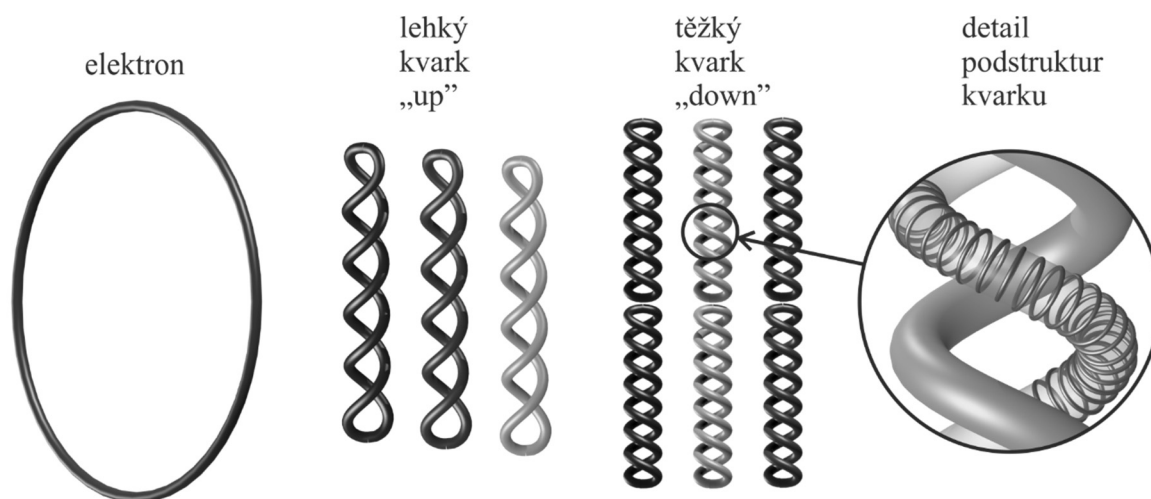
Pokud budeme modelovat víceúrovňovou strukturu elektronů [13] podle výše uvedených relací (1) a substrukturálních přístupů [9], pak můžeme předpokládat i víceúrovňovou strukturu modelu kvarků, složenou ze stejných základních toroidálních prvků (1), tvořící prstencové podstruktury, jako mají výše uvedené modely elektronů, obr. 6.

Na modelu termojaderné fúze ve Slunci a jiných hvězdách vidíme, že při slučování jader vodíku dochází k vytvoření deuteronu a zároveň k uvolnění pozitronu a neutrina. V další fázi termojaderné fúze při vytváření jader helia dochází k absorpci elektronů při tvorbě neutronů v částici alfa.

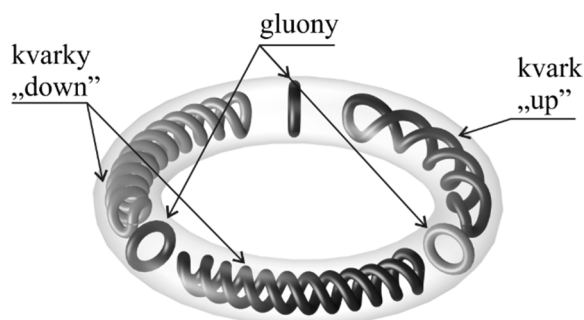
Lze tedy přijmout hypotézu, že na tvorbě modelu lehkého kvarku „up“ s kladným nábojem se podílejí struktury a substruktury modelovaných kladně nabitých pozitronů. Vzhledem k předpokladu vírových EMG polí kolem podstruktur, dochází na jejich dlouhém obvodu prstence ke změně geometrie-zkrutu celého tvaru této části struktury do uzavřené šroubovice, která je držena ve stočené struktuře silou neutrin. Stejně tak můžeme předpokládat, že na tvorbě modelu těžkého kvarku „down“ se záporným nábojem se podílejí struktury a substruktury modelovaných záporně nabitých elektronů.

Vzhledem k téměř dvojnásobné hmotnosti těžkého kvarku „down“ než kvarku „up“ můžeme vyslovit předpoklad, že je vytvořen ze dvou lehčích částí, které jsou k sobě vázány elektromagnetickými silami. Strukturální uspořádání těchto částí, obr. 6, však vytváří relativně slabou vazbu, která může být uvolněna poměrně malou silou, kterou nazýváme slabá jaderná síla.

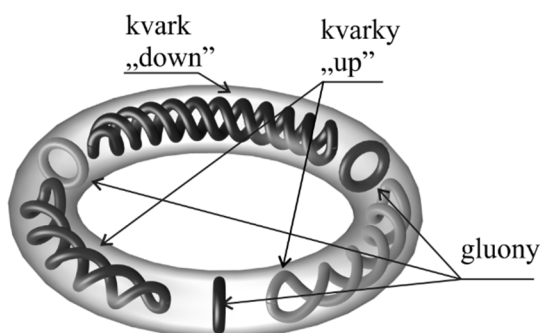
Vyšší experimentálně získané hodnoty hmotnosti m_k kvarků oproti hmotnostem pozitronu a elektronu lze přičíst na vrub struktuře šroubovice. Kvarky typu „up“ mají menší hmotnost $m_{k,up}$, a proto jejich struktura v modelu – šroubovice je stočena pod menším úhlem a to 60° . Hmotnější kvarky typu „down“ jsou modelovány zkruty pod úhlem 30° , ale v opačném směru vzhledem k modelu kvarku typu „up“. Takto volené hodnoty úhlů v modelu objektu mají vliv na interakci elektrických polí protichůdných závitů a tím i na výslednou velikost elektrického náboje q_k modelovaného kvarku. Modely kvarků „up“ pak mají $2/3$ výsledného kladného elektrického náboje q_k a kvarky „down“ mají jen $1/3$ celkové hodnoty záporného elektrického náboje q_k , obr.7, obr. 8.



Obr. 6 Modely struktur kvarků „up“ a „down“ a jejich tvar a struktura v modelu s toroidálním stavebním elementem

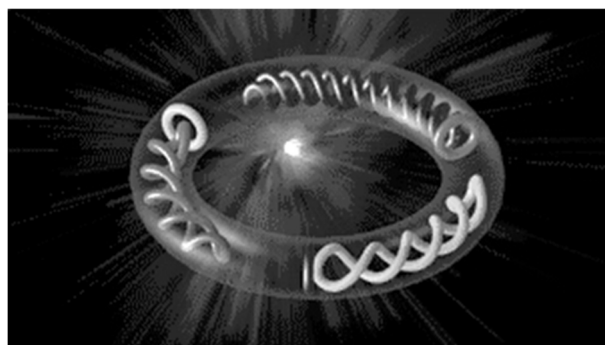


Obr. 7 Model kvarků „udd“ vázané uvnitř neutronu silou gluonů



Obr. 8 Model kvarků „uud“ uzavřené v protonu držené silou gluonů

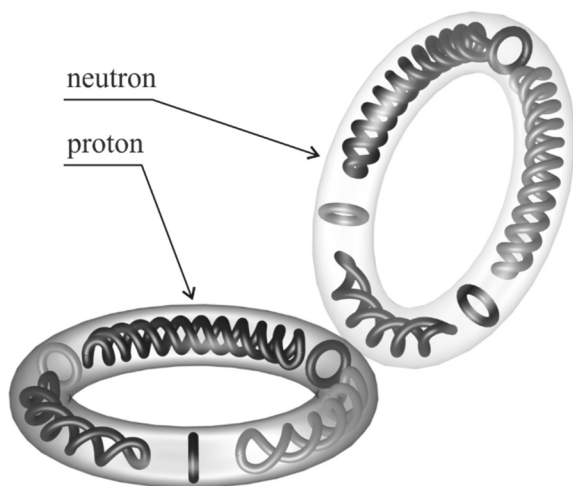
Výsledný elektrický náboj kvarku $q_k(t)$ je možné modelovat jako časově proměnný – rotující a vytvářející prstencovou strukturu protonu a neutronu. Modelované gluony nejen váží modely kvarků mezi sebou vzájemně, ale také modelují přenos energie tak, aby byla v celém modelovaném protonu nebo neutronu v rovnovážném stavu. Vlastnosti kvarků a gluonů charakterizované barvou, dále zvané „barvy“ (červená, zelená, modrá) musí v modelu v každém okamžiku dávat v kompozici neutrální bílou barvu, obr. 9.



Obr. 9 Výměna barev mezi kvarky a gluony protonu

Animaci navržených modelů procesu předávání „barev“ mezi kvarky a gluony je umístěna v odkazu [20].

Silné jaderné síly obecně zprostředkovávají vazbu nejen mezi kvarky uvnitř modelů protonu a neutronu, ale jejich působení se projevuje v předloženém modelu jednak mezi protony a neutrony s paralelním spinem na společné ose, ale i mezi protony a neutrony s antiparalelními spiny na osách nakloněných o 60° , obr. 10. Takto spojené modely protonů a neutronů vytvářejí prostorové globule a tvoří základ struktury jader jednotlivých prvků, obr. 11.



Obr. 10 Vazba mezi protonem a neutronem



Obr. 11 Základní stavební prvky modelů jader prvků

3 MODEL STRUKTURY ATOMOVÝCH JADER

Můžeme vyslovit předpoklad a na jeho základě pak hypotézu, že vlastnosti atomů v modelu a uspořádání elektronů v elektronovém obalu modelu jsou velkou měrou určovány strukturou jejich jader. Standardní, doposud používaný pravděpodobnostní model, nám neumožňuje deterministicky popsat a určit explicitně strukturu jader jednotlivých prvků. Tento nedostatek řeší navržený model struktury RT, která umožňuje vytvořit modelovou strukturu jader atomů prvků a tím i umožňuje určit přesnější prostorovou polohu vazebních prvků-elektronů na jednotlivých energetických úrovních.

Model atomového jádra podle navrženého modelu, podle RT, lze sestavit z prstencových protonů a neutronů pomocí následujících pravidel:

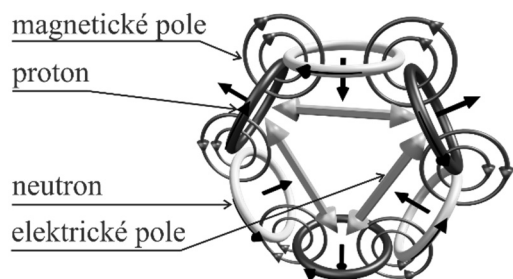
1. Maximálně dva protony s paralelním spinem mohou být spojeny na společné ose.
2. Proton a neutron s paralelním spinem mohou být spojeny na společné ose.
3. Dva protony s různou osou mohou být spojeny přes neutron.
4. Mezi dva paralelní protony je možné vložit další jeden nebo dva neutrony.

Ukazuje se, že je možné kombinací těchto čtyř základních pravidel vytvořit vysoce variabilní až libovolnou strukturu jader jednotlivých atomů známé jako periodické soustavy prvků. Pomocí strukturálních transformací lze vysvětlit celou řadu jevů, a to pomocí obrazových znázornění a představ i bez složité matematiky s použitím pravděpodobnostního počtu a dalších nástrojů.

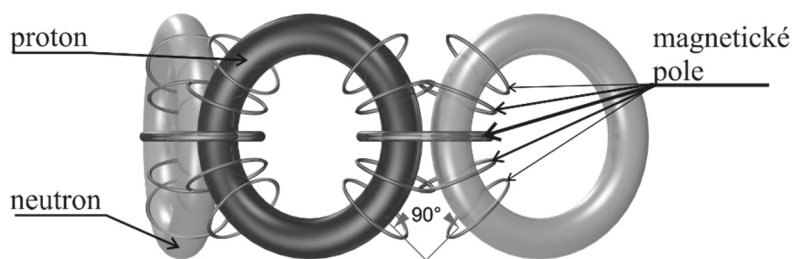
V navrženém modelu atomového jádra, podle RT, nejsou nukleony uspořádány do slupek jako je tomu u elektronů, ale tvoří „globule“ o maximálním počtu 10 nukleonů, obr. 11. Je to maximální počet, který jsou v modelu schopny jaderné síly krátkého dosahu udržet v rovnovážném stavu. Každý nukleon může interagovat bezprostředně pouze s určitým omezeným počtem sousedních nukleonů. Jaderné síly v modelu vykazují stav nasycení, a proto váží jen určité malé množství sousedních nukleonů. Navíc jsou v modelu jaderné síly spinově závislé, jejich vazební síla je závislá na úhlu mezi rovinou prstenců v modelu obou částic. Interakce mezi dvěma nukleony s paralelními spiny (dvojice proton-proton a proton-neutron) se poněkud liší od interakce nukleonů s antiparalelními spiny (proton-neutron).

Globule jsou postupně obsazovány sousedními dvojicemi proton-neutron v počtu 3, 4, a 5 párů. Tyto globule se spojují přes protonové můstky (proton-proton) do složitějších celků. Pomocí těchto globulí můžeme sestavit vzestupnou strukturu modelů jader jednotlivých prvků periodické tabulky prvků (podle počtu protonů a neutronů).

Tvar těchto globulí je vytvářen jednak odpuzivými elektrickými silami kladně nabitých protonů a magnetickými přitažlivými silami magnetického pole protonů a sousedních magnetických polí neutronů, např. v obr. 12. Neutrony v modelu podle RT mají vůči protonu opačný spin, a tudíž v místě dotyku shodný směr magnetického pole, a proto se vzájemně přitahují a udržují globule v rovnovážném stavu, obr. 13, 14.



Obr. 12 Schéma rozložení siločar a elektrických odpuzivých sil a přitažlivých magnetických sil v jaderné globuli podle RT

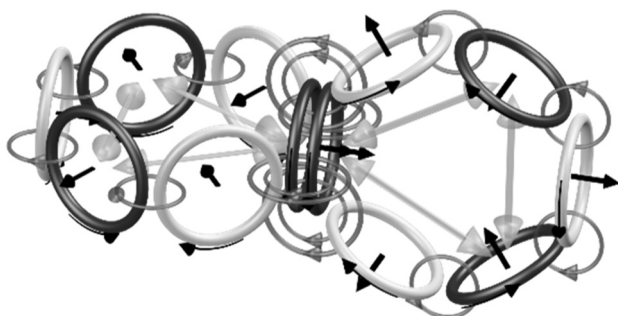


Obr. 13 Schématické zobrazení magnetického pole mezi protonem a neutronem modelu podle RT

Prstencové protony a neutrony jsou navzájem vázány magnetickým polem, které je vytvářeno rotací příslušných elektrických nábojů q_k kvarků uvnitř jejich prstenců. Protože proton a neutron mají v globuli vůči sobě opačně orientované magnetické momenty, jejich magnetická pole se v místě přiblížení superponují a ve svém výsledku navzájem přitahují. Vzhledem ke zvolené koncepci modelu RT, prstencové struktury globulí, však tato pole na sebe působí jen ve čtvrtině svého obvodu. Při sevření rovin prstenců pod úhlem 120° v místě dotyku jsou obě magnetická pole na sebe kolmá, po dosažení 45° jejich silové účinky silně klesají, a to až k nule, obr. 13, a proto říkáme, že jaderné síly jsou krátkého dosahu.

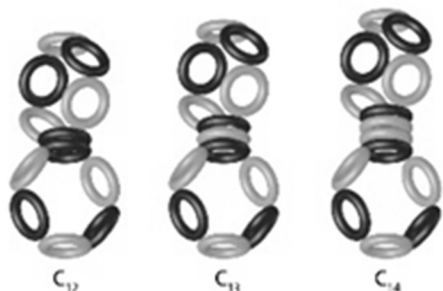
V tomto místě RT a model koresponduje s dosud prováděnými experimenty, a proto se můžeme domnívat, že neexistuje zvláštní „silná jaderná síla“, ale pouze silná standardní magnetická síla ve struktuře prstenců protonu a neutronu.

Globule se mohou vázat navzájem magnetickou vazbou pomocí modelu „protonových můstků“, obr. 14.



Obr. 14 Schéma koncepce vazby-spojení globulí přes "protonový můstek"

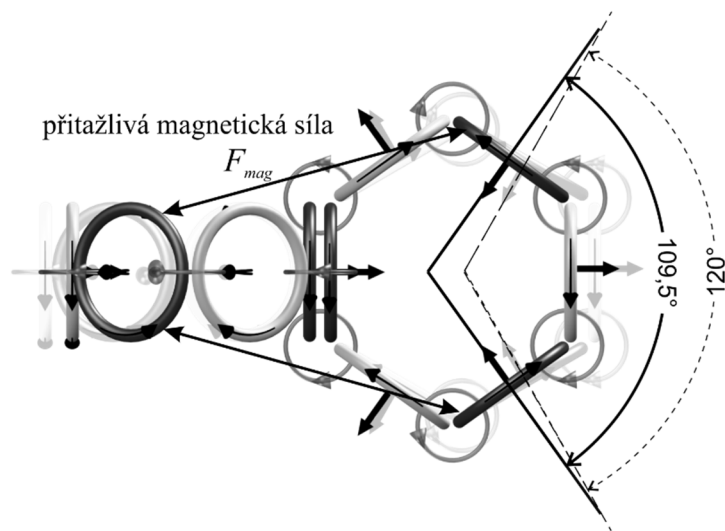
U modelů izotopů jednotlivých prvků periodické soustavy prvků také stoupá počet neutronů v jádře a tyto mohou být umístěny mezi dva protony, nebo tvoří povrch (skin) protonů nejvzdálenějších globulí. Důsledkem takového uspořádání v modelu podle RT je, že se zvýší vzájemná odpuzivá magnetická síla vůči elektronům v modelu a geometrické rozměry izotopu mají větší poloměr než model téhož prvku v základním stavu, obr. 15.



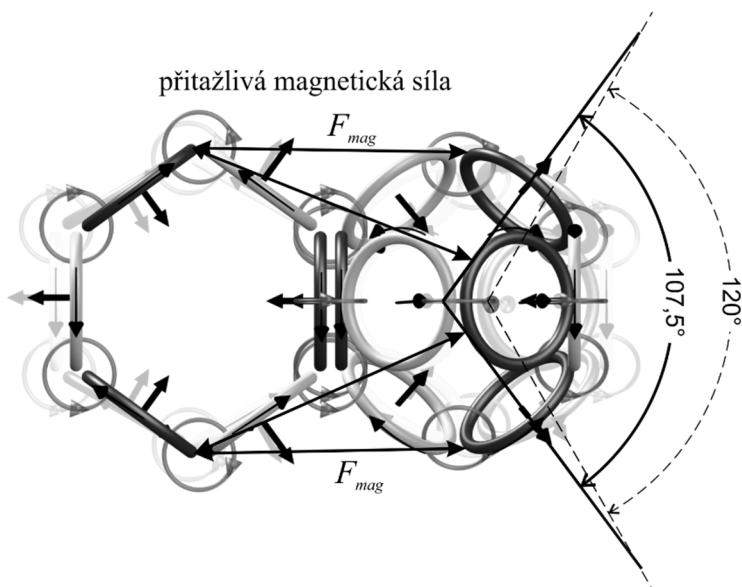
Obr. 15 Jádra izotopů uhlíku

Modely jader poskládané z globulí mohou nabývat nejen tvaru sféry, ale i zploštělého elipsoidu (uhlík), protáhlého elipsoidu (mnoho dalších jader) nebo i složitější tvary. Geometrické modely některých jader atomů prvků periodické soustavy mohou existovat ve více tvarových modifikacích (alotropické struktury).

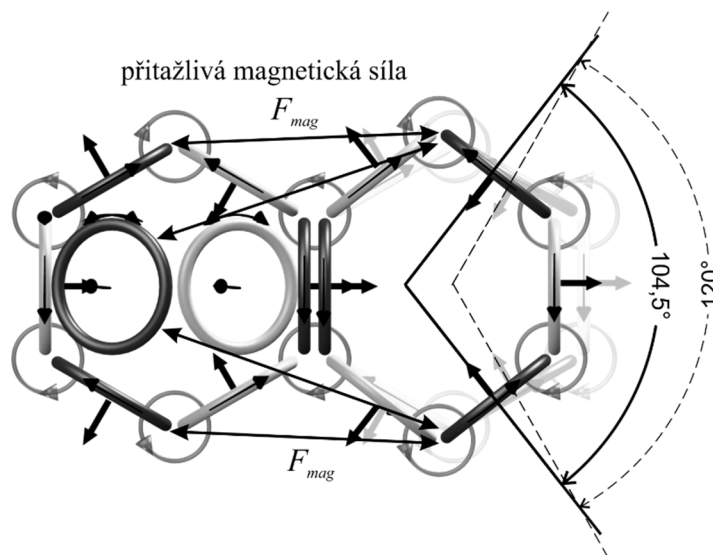
Sousední globule v modelu podle RT se svými magnetickými poli ovlivňují navzájem podle modelovaných počtů vlastních nuklidů a jejich vzájemného postavení, což se projevuje deformací tvaru jednotlivých globulí směrem k protonové vazbě uprostřed, obr. 16. U prstencových struktur v navrženém modelu platí, že čím je magnetické pole více nehomogenní, tím je výsledné sdružené pole, a tedy i síla vyšší. To znamená, že větší síla působí na tu část prstence v modelu, která leží více mimo osu prstence, obr. 16, obr. 17, obr. 18. Důsledkem těchto deformací v modelu lze snadno objasnit známé úhly vazeb u prvků uhlíku, dusíku a kyslíku. Samozřejmě deformace mají vliv na uspořádání molekul a tvary krystalových mřížek modelovaných struktur prvků periodické soustavy.



Obr. 16 Deformace globulí jádra uhlíku, silové účinky F_{mag}

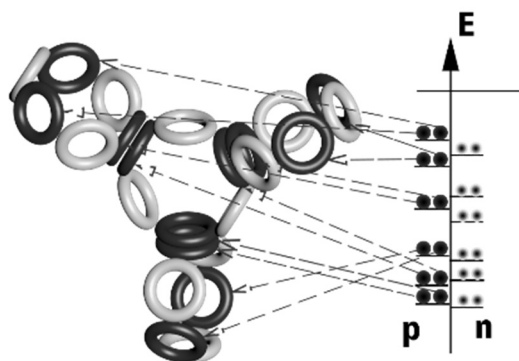


Obr. 17 Deformace globulí jádra dusíku



Obr. 18 Deformace globulí jádra kyslíku, orientace a rozložení magnetických sil, F_{mag}

Silné elektromagnetické a slabé interakce v navrženém modelu determinují energetické poměry v jádře modelu podle počtu protonů a neutronů, jejich vzájemného poměru a uspořádání. Nukleony v modelu pole RT parametricky vyjadřují a zaujímají určité kvantové stavy, obr. 19, energetické hladiny, vytvářejí tak globule a při přechodech mezi energetickými hladinami vyzařují fotony záření gama. Jednotlivé energetické hladiny se zaplňují protony a neutrony postupně, jak vznikají jádra prvků v periodické tabulce od nejjednoduššího až po dotýčný prvek.



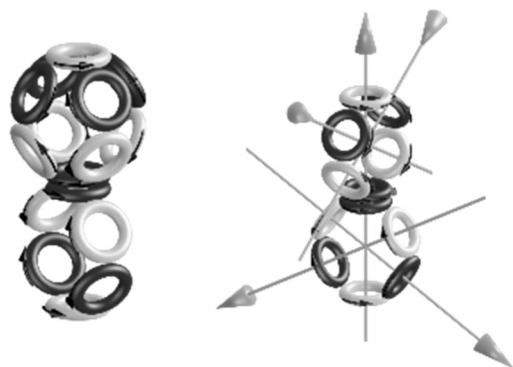
Obr. 19 Vazbová energie protonů a neutronů modelu jádra hořčíku Mg

Globule sestavené podle modelu s maximálním obsazením nukleonů (pět párů proton-neutron) představuje mimořádně stabilní část jádra, analogicky jako atom s úplně zaplněnými elektronovými hladinami.

Zvláště stabilní jsou pak jádra, jejichž počet protonů a neutronů je dán řadou čísel 2, 8, 20, 28, 50, 82 a 126. U struktury těchto jader realizovaných pomocí RT vidíme, že mají symetrické jádro a mají zaplněné globule maximálním počtem nukleonů.

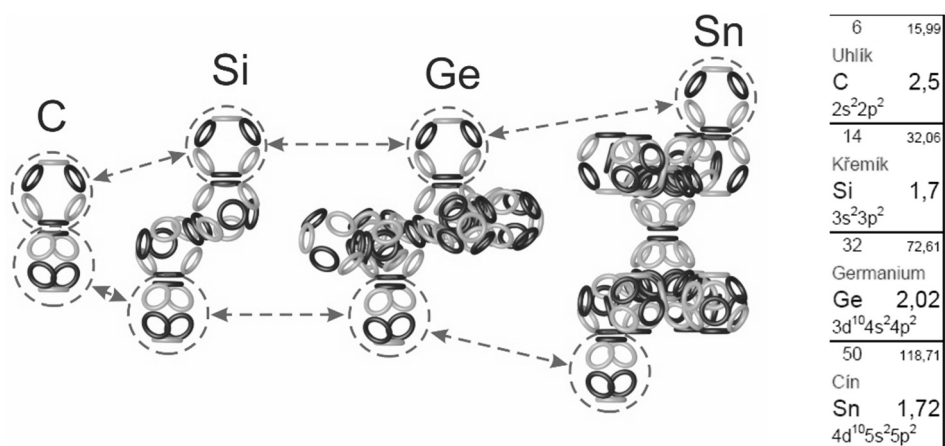
Nukleony v atomovém jádře sestaveného modelu podle RT nejsou statické. Jednak mají svůj vnitřní spin a potom také kvarky a gluony rotují podle osy svého toroidu. Tyto rotace jsou pomocí složek elektrického a magnetického pole vázány na sousední nukleony a tvoří tak deterministicky a explicitně definované vazby, jsou v každém časovém okamžiku popsatelné, tak jako známý systém z automobilu - „převodovka“. V modelu spiny protilehlých nukleonů nám pak ukazují, jestli tok energie vazebných elementů – toroidů s elektronem směřuje do globule nebo směřuje z globule ven,

obr. 20. Tím je také v modelu dáno, jaký spin musí mít modelovaný elektron, který se ke dvojici proton – neutron váže.



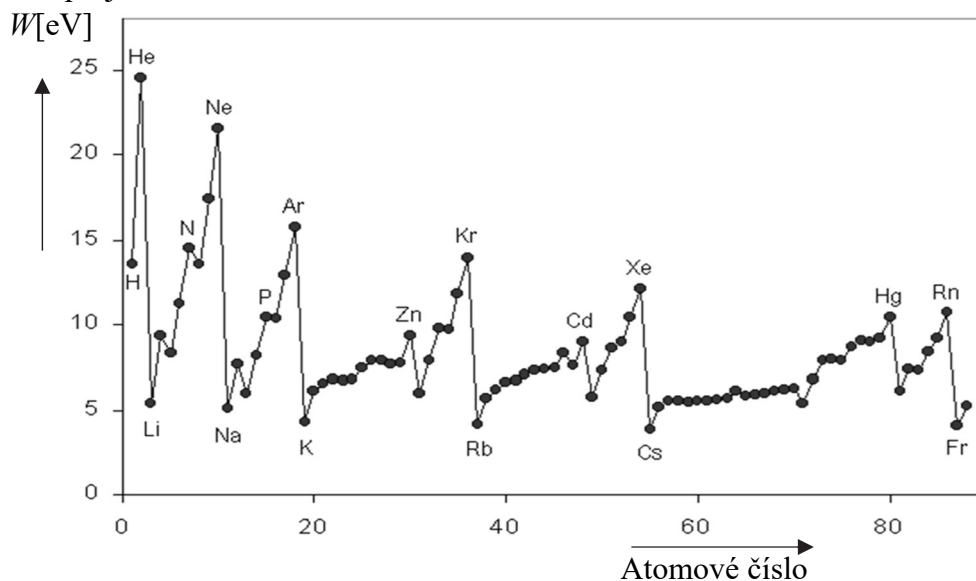
Obr. 20 Rotace nukleonů kyslíku a směry magnetických momentů u jádra uhlíku

Modelované prvky s podobnou vnější strukturou, obr. 21, jader mají i podobné vlastnosti.

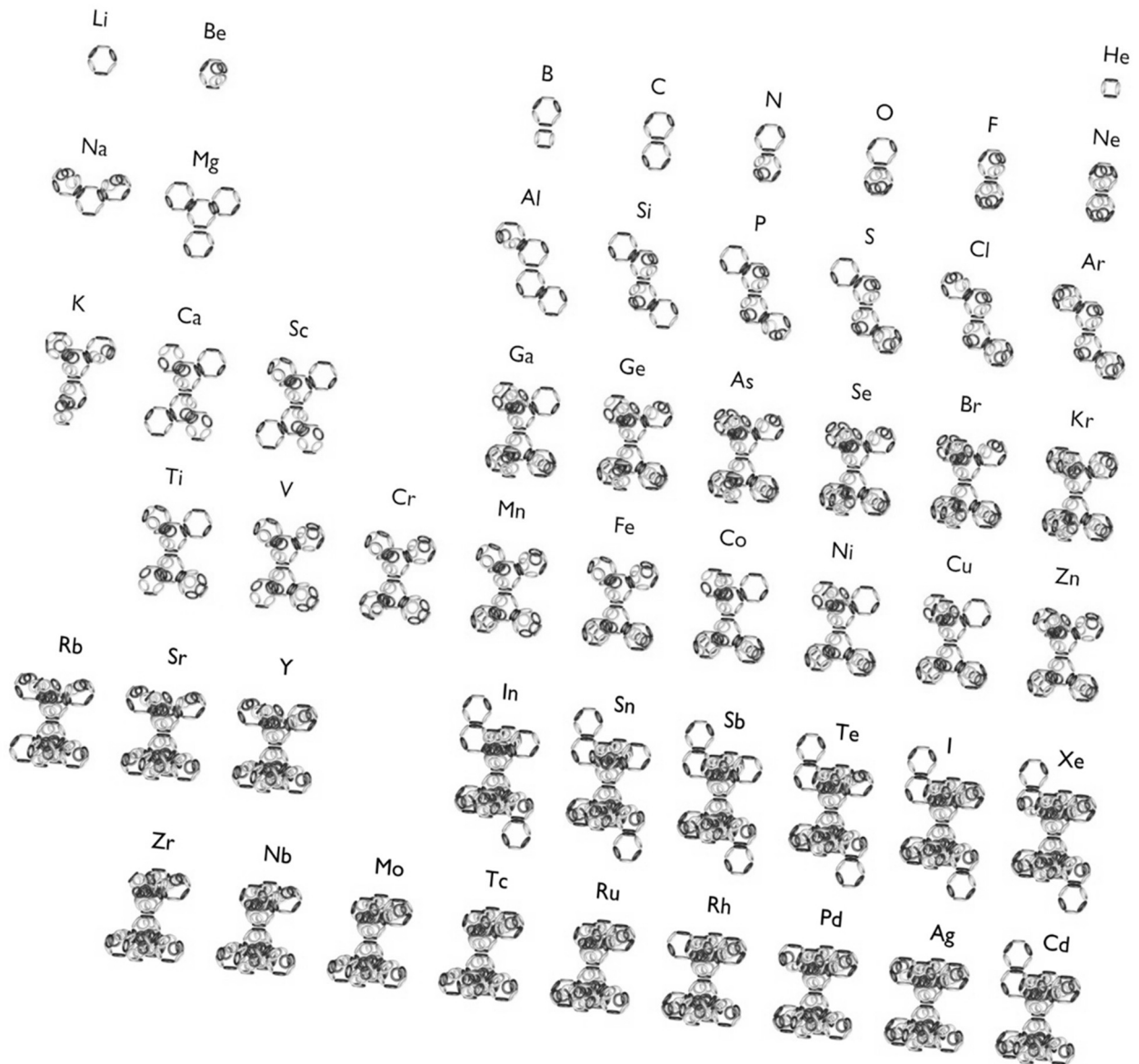


Obr. 21 Podobná struktura jader C, Si, Ge a Sn

Modelovaná struktura atomového jádra, pomocí 3, 4 a 5 protonových globulí, má vliv na modelem analyzovanou ionizační energii takto sestavených atomů. Každá výraznější změna struktury jádra se projeví změnou na ionizační křivce atomů, obr. 22, obr. 23, obr. 24.



Obr. 22 Ionizační energie W pro modelované atomy



Obr. 23 Navržená struktura jader atomů He – Xe atd. podle RT

| | | | | | | | | | |
|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| Li | Be | | | B | C | N | O | F | Ne |
| 3 | 4 | | | 3 2 | 3 3 | 3 4 | 3 5 | 4 5 | 5 5 |
| Na | Mg | | | Al | Si | P | S | Cl | Ar |
| 4 4 3 | 3 3 3 3 | | | 4 - 3 3 3 - | - 3 - 4 4 - 3 - | - 3 - 4 4 - 4 - | - 3 - 4 4 - 5 - | - 4 - 4 4 - 5 - | - 5 - 4 4 - 5 - |
| K | Ca | Sc | | Ga | Ge | As | Se | Br | Kr |
| 4 - 4 4 4 - 3 - | 3 - 3 4 4 3 - 3 | 3 - 4 4 4 3 - 3 | | 3 3 4 4 4 3 5 5 | 3 3 5 4 4 3 5 5 | 3 4 5 4 4 3 5 5 | 3 4 5 4 4 4 5 5 | 4 4 5 4 4 4 5 5 | 4 5 5 4 4 4 5 5 |
| | Ti | V | Cr | Mn | Fe | Co | Ni | Cu | Zn |
| | 3 - 4 4 4 3 - 4 | 3 - 4 4 4 4 - 4 | 4 - 4 4 4 4 - 4 | 4 - 4 4 4 4 - 5 | 4 - 5 4 4 4 - 5 | 4 - 5 4 4 5 - 5 | 5 - 5 4 4 5 - 5 | 4 - 4 4 4 3 5 5 | 3 3 3 4 4 3 5 5 |
| Rb | Sr | Y | | In | Sn | Sb | Te | I | Xe |
| 3334 5 5 3335 | 3335 5 5 3335 | 3335 5 5 3345 | | 3 3335 5 5 4555 3 | 3 3345 5 5 4555 3 | 3 3355 5 5 4555 3 | 3 3455 5 5 4555 3 | 3 3555 5 5 4555 3 | 3 4555 5 5 4555 3 |
| | Zr | Nb | Mo | Tc | Ru | Rh | Pd | Ag | Cd |
| | 3345 5 5 3345 | 3345 5 5 3445 | 3355 5 5 3445 | 3355 5 5 3455 | 3355 5 5 4455 | 3455 5 5 4455 | 4455 5 5 4455 | 4555 5 5 4455 | 4555 5 5 4555 |

Obr. 24 Tabulka struktury globulí atomových jader modelu podle RT. Čísla v tabulce informují o počtu protonů v dané globuli

4 MODEL ELEKTRONU

Klasický přístup v částicové fyzice současné hypotézy stavby hmoty je založen na tom, že elementární částice jsou fyzické objekty a mají elektrický charakter. Elektron je uvažován jako bodová částice, popisuje se parametricky, a to magnetickými vlastnosti a předpokládá se, že elektrický náboj nesený elektronem q_e musí být v pohybu. Takováto představa o elektronu však neumožňuje vysvětlit výsledky experimentů, při nichž se elektron vyskytuje ve velikosti od 10^{-18} m u urychlených elektronů, přes 10^{-12} m vázaných elektronů v atomu, přes velké Rydbergovy elektrony až po volný elektron o velikosti 10^{-5} m.

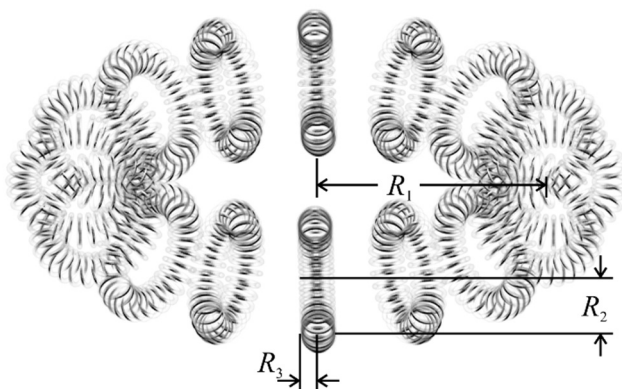
Jedním z možných řešení a zpřesnění hypotéz a modelů by mohlo být v úvaze, která připouští, že se elektron skládá z mnohem menších podstruktur, které umožňují změnu velikosti elektronu, obr. 25. I když nám současná technika a naše možnosti neumožňují odhalit víceúrovňovou strukturu elektronů, neznamená to, že to v realitě takto není.



Obr. 25 Nabídka možného řešení

RT nabízí model elektronu jako dynamickou částici ve tvaru toroidu, která je tvořena víceúrovňovými (vhodnými pro submodeling, substructuring) složenými prstencovými podstrukturami, navzájem vázanými elektromagnetickým polem.

Podstruktury v modelu podle RT, obr. 26, s rozměry $R_1, R_2, R_3 \dots$ jsou nositeli záporného elektrického náboje q a vytvářejí kolem svých prstenců elektromagnetické pole. Rotačním pohybem elektrických nábojů q na podstrukturách se vytváří pole se složkami, které pro magnetické pole vytváří charakteristické rozložení jako u magnetického dipólu. Elektrické pole jednotlivé prstence podstruktur odpuzuje, ale magnetické pole je přitahuje, až dojde k rovnovážnému stavu. Ten nastane při typických vzdálenostech jednotlivých podstruktur a velikostí elektronu.

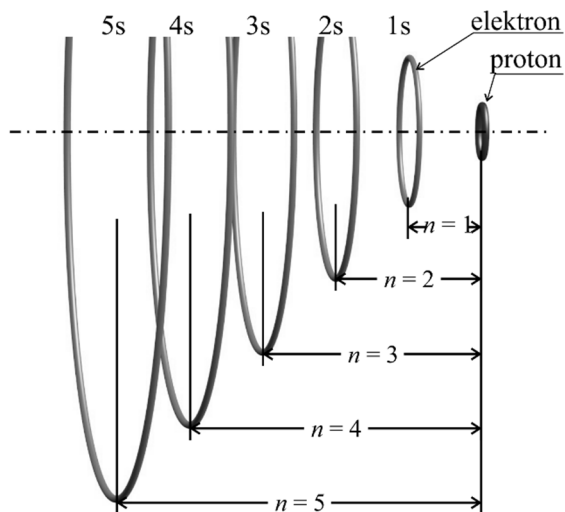


Obr. 26 Základní schéma struktury modelu elektronu

4.1 KVANTOVÁ ČÍSLA

Kvantový stacionární stav elektronu navrženého modelu pomocí RT v atomu vodíku je popsán čtyřmi kvantovými čísly n , l , m a m_s .

Hlavní kvantové číslo „ n “, obr. 27, udává energetickou hladinu pro model elektronu, která je kvantována, a která udává i vzdálenost elektronu od středu jádra atomu navrženého modelu. Nabývá hodnot 1, 2, 3, 4, 5, ..., až do nekonečna. V současné zaběhlé hypotéze popisu hmoty ale hlavní kvantové číslo nabývá hodnot $n=1...7$. V případě ionizace – dodání takové energie, při které se částice uvolní ze struktury, kdy se elektron stává volným, jeho energie přestává být kvantována. Elektron tak může získat libovolnou kladnou kinetickou energii.

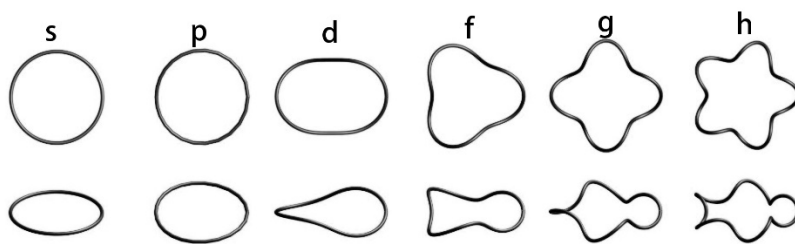


Obr. 27 Kvantové číslo "n"

Vedlejší kvantové číslo „ l “, obr. 28, je omezeno hodnotou „ n “ a může nabývat hodnot $l=0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$. Hodnotám „ l “ se přiřazují písmena:

| | |
|-------------|---------------------|
| hodnota l | 0, 1, 2, 3, ... |
| písmeno | s, p, d, f, ... (g) |

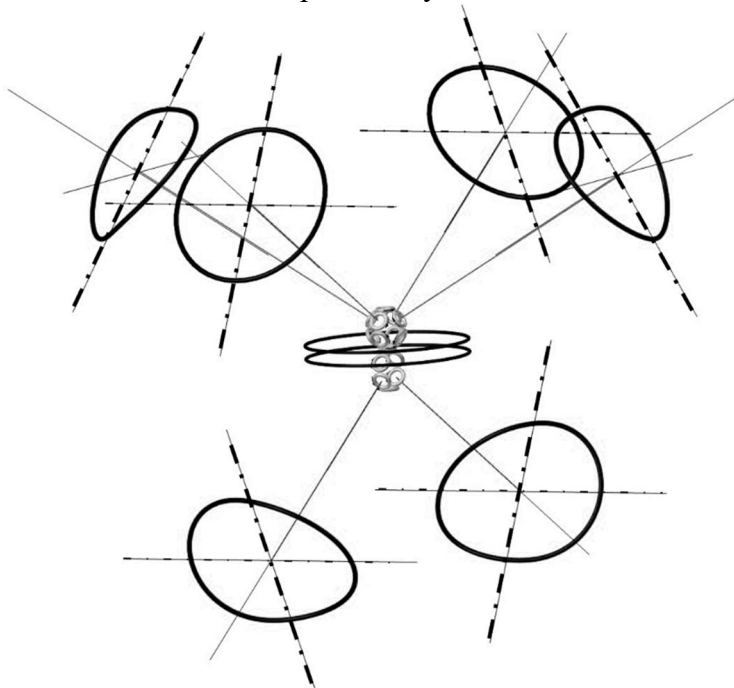
Vedlejší kvantové číslo v navrženém modelu udává „tvar zvlnění“ elektronu. Nejde však o vlnění, ale o prostorové spirálové stáčení prstencové struktury. Podstruktury elektronu se stácejí o l 360° .



Obr. 28 Kvantové číslo "l" tvaru elektronu

Magnetické kvantové číslo „m“ navrženého modelu elektronu, obr. 29, udává počet prostorových variací orientace elektronu v prostoru vůči jádru atomu. Může se měnit v rozmezí od $m \in \langle -l, +l \rangle$ (včetně nuly), např. pro $l=2$ může mít hodnoty $m = -2, -1, 0, 1, 2$

| | | |
|---|--------------------------|------------------------|
| s | $\langle 0 \rangle$ | 1 prostorová variace |
| p | $\langle -1, +1 \rangle$ | 3 prostorové variace |
| d | $\langle -2, +2 \rangle$ | 5 prostorových variací |
| f | $\langle -3, +3 \rangle$ | 7 prostorových variací |

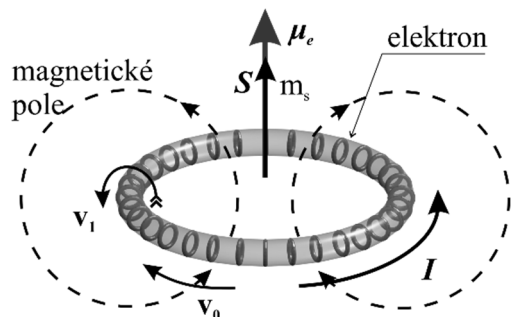


Obr. 29 Kvantové číslo "m" prostorové orientace elektronů atomu kyslíku

Standardní, dosud používaný model, formulovaný podle kvantové mechaniky říká, že spinové magnetické kvantové číslo „ m_s “ (spin) - udává směr rotace elektronu a nabývá hodnot $\pm 1/2$. A dále říká, že přesné zavedení spinu částice lze udělat pouze s přesnými matematickými výpočty a formulacemi, které vycházejí z matematického modelu kvantové mechaniky.

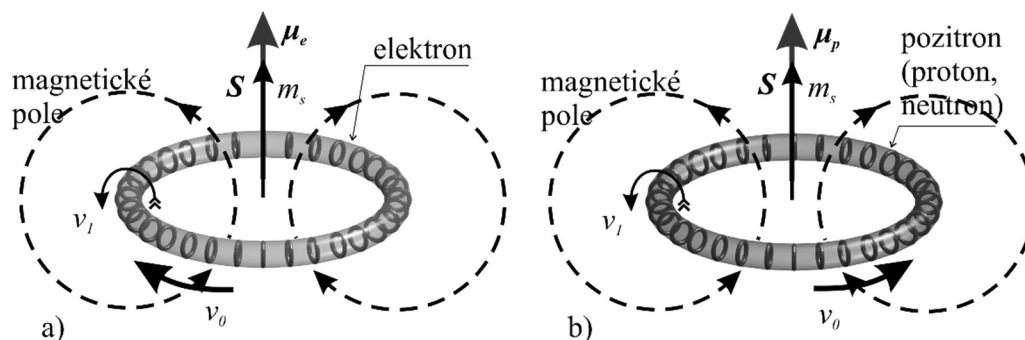
U navrženého složeného prstencového modelu elektronu podle předložené RT však můžeme určit jeho spinovou orientaci. Model prstencového elektronu nese na svých podstrukturách elektrický náboj q , který při svém pohybu po povrchu modelovaného elektronu vytváří odpovídající magnetické pole. Pokud se tedy elektrický náboj pohybuje ve směru šipky rychlostí v_0 , obr. 30, a elektrický náboj se na jeho první podstruktuře pohybuje ve směru šipky v_1 , obr. 30, pak pohyb elektrického náboje q vytváří v prstenci modelovaného elektronu okamžitou hodnotu elektrického proudu $i(t)$ s amplitudou I , a to v opačném směru, než je pohyb elektrického náboje v_0 . Průchodem elektrického proudu vzniká odpovídající magnetické pole orientované podle pravidla pravé ruky. Toto magnetické pole lze

charakterizovat jako magnetický dipól, podobně jako u permanentního magnetu, s orientovaným magnetickým momentem, obr. 30. Orientace magnetického momentu „ μ_e “ je totožná s orientací spinu „ S “. V modelu podle RT tento spin nazýváme „vlastní“ nebo „vnitřní“ spin elektronu a je determinován záporným elektrickým nábojem q , určeným směrem rotace elektrického náboje q po povrchu vnějšího prstence modelu a směrem rotace prstenců jeho podstruktur.



Obr. 30 Definice spinu elektronu

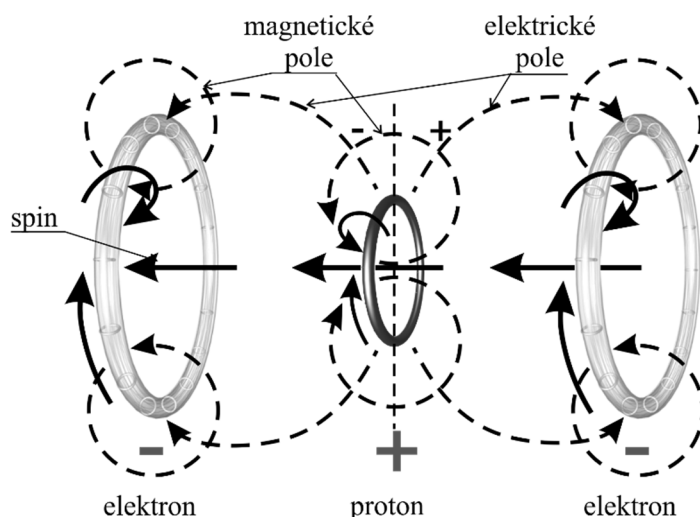
Pokud bychom změnili směr pohybu v_0 elektrického náboje q elektronu, obr. 31a), nebo směr pohybu elektrického náboje v podstrukturách v_1 , nedostaneme model elektronu s opačným spinem - m_s , ale model jiné částice s kladným elektrickým nábojem q (pozitron). Na dalším obrázku, obr. 31b) je zobrazen rozdíl mezi modelem záporně nabitého elektronu a kladně nabitého pozitronu případně protonu.



Obr. 31 Popis spinu m_s v modelech elektronu a) a pozitronu b)

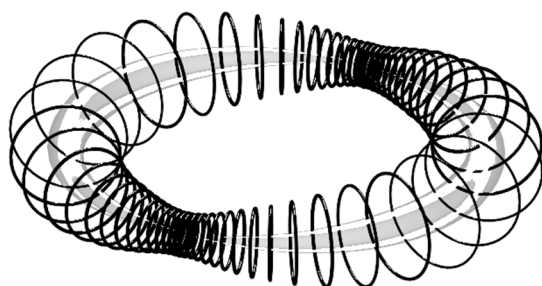
V popisovaném modelu podle RT elektron tedy nemá vlastní spin kladný nebo záporný, ale má jen jeden specifický vnitřní spin. Teprve při umístění takto modelované částice vzhledem k vnějšímu referenčnímu magnetickému poli nebo jiné elementární částici nebo jádru atomu můžeme určit, jestli je spin shodný, nebo opačný, paralelní nebo antiparalelní, a tedy „kladný“ nebo „záporný“.

Navržené modely elementární částice, obr. 32, s opačnými spiny (proton – elektron) se silově ovlivňují, odpuzují, na základě orientace svých magnetických polí. Naopak, částice se shodně orientovanými paralelními spiny (elektron – elektron) se vazbou svých magnetických polí přitahují. Dva elektrony dvou atomů se shodným směrem pohybu v_0 elektrického náboje q a shodnou prostorovou orientací spinů m_s se při velkém přiblížení vzájemně silově ovlivňují, a to přitažlivými magnetickými silami a mohou vytvářet model známé kovalentní vazby. V modelech protonu a neutronu se aplikuje shodná orientace rotace v_0 nábojů q a tím i stejná orientace magnetických momentů μ_p a μ_n i spinů S_p a S_n .



Obr. 32 Opačná orientace spinů (magnetických momentů) ve vazbě mezi protonem a elektronem

4.2 PODOBA A VELIKOST ELEKTRONU V MODELECH PODLE RT



Obr. 33 Schéma podoby dynamického chování modelu elektronu

Na základě dosud zveřejněných popisů experimentů, výpočtů a teorií, hypotéz můžeme vyslovit hypotézu, a to, že elektron, modelovaný podle navržené RT, je dynamická složená struktura ve tvaru toroidu, vytvářená víceúrovňovými složenými podstrukturami, které jsou vzájemně drženy elektromagnetickými silami, obr. 33.

Takováto struktura umožňuje navrženému modelu elektronu reagovat excitací na změnu vlastní energie nebo energie vazební. Reakce se projeví změnou geometrických rozměrů modelu, a to zvětšováním nebo zmenšováním vlastního poloměru prstence. Proto se autorům jeví v tento okamžik jako málo významné a smysluplné vypočítávat nějakou univerzální velikost elektronu. Jeho podstruktury v navrženém modelu vytvářejí dynamickou strukturu s proměnným poloměrem R_1 , R_2 , obr.1, obr.26, který je určen pouze množstvím vlastní energie vnitřní nebo energií vazební. Za základní velikost nemůžeme považovat ani velikost elektronu v modelu atomu vodíku podle RT na hladině „s“, protože elektrony na hladině „s“ u těžších prvků jsou mnohem blíže k jádru atomu a mají mnohem menší poloměr, protože se pro nastavení rovnovážného stavu přizpůsobují vazebním silám.

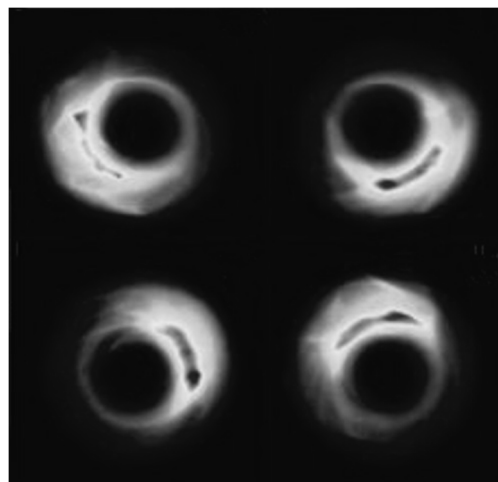
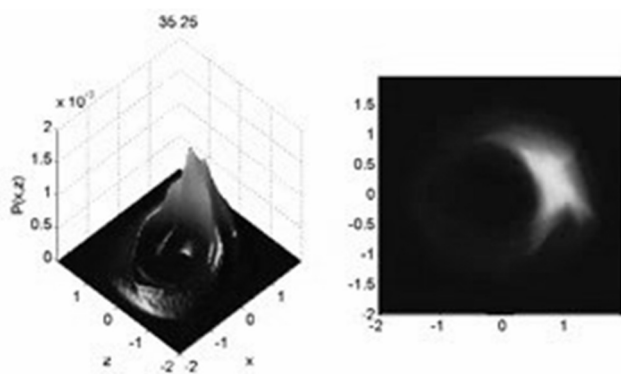
Volný elektron je modelovaný jako objekt, který se snaží změnit polohu a umístění – delokalizovat. Podle Heisenbergových relací neurčitosti platí, že čím více je delokalizovaný objekt,

tím menší má kinetickou energii. Velikost geometrického modelu, obr.1, obr.26 se pohybuje v rozměrech desítek až stovek nanometrů. Model je schopen reagovat na přítomnost dalších těles elektromagnetickou vazbou a například vliv kladné částice se projeví během jednotek pikosekundy, modelovaný element – elektron získá mnohem kompaktnější tvar a změní následně geometrii, a to na poloměr R_1 až na čtvrtiny nanometru [15]. O geometrických rozměrech z experimentálních měření elektronu můžeme získat informaci podle jeho absorpčních spektrálních čar. V modelu, obr.26, tzv. volný elektron, pokud má rozměr R_1 v rozsahu sta nanometrů, vyzařuje elektromagnetické vlny z příslušného pásma frekvencí. Následně model reaguje na změnu geometrických rozměrů R_1 , R_2 , zmenšuje se a vyzařuje postupně EMG vlny z odpovídajícího frekvenčního pásma, a to v řádech GHz, pak THz, v infračervené oblasti, a v červené oblasti viditelné části EMG spektra. Zmenšování elektronu je způsobeno EMG silami protonů, v tomto případě převážně elektrickou složkou v rovině prstence modelu elektronu. Magnetická složka a jí vyvolaná síla má podobný účinek, ale v modelu se ukazuje, že značně nižší v porovnání s elektrickým polem.

Základem stability struktury modelu elektronu, podle obr.26, je dvojitý druh pohybu elektrického náboje a výsledného kmitání. Jednak je to stojaté příčné kmitání každé podstruktury, obr. 33, (zvětšování a zmenšování poloměru podstruktur R_{1sub}) a zároveň postupná EMG vlna šířící se po obvodu modelu elektronu a jeho podstruktur, která způsobuje při superpozici složek EMG vlny fázový posun stojatého vlnění podstruktur v modelu. Kombinací těchto dvou EMG vln se elektrický náboj pohybuje po obvodu modelu elektronu. Superpozicí těchto EMG vln vznikají ve výsledku na struktuře toroidu místa s „větším“ nebo „menším“ elektrickým nábojem q , což se může interpretovat jako elektrický dipól. Elektrický náboj q svým časovým rozložením po povrchu toroidu modelovaného elementu vytváří odpovídající magnetické pole. Model elektronu a jeho podstruktury se vzhledem ke globálnímu souřadnicovému systému nepohybují, ale vytváří EMG vlnu.

V roce 2008 se kolektivu pracovníků Univerzity v Rice pod vedením Barry Dunninga podařilo zobrazit vysoce excitované atomy draslíku [16], [17]. Tyto obrázky interpretovali jako atomy, které měly elektrony s vysoce lokalizovanou vlnovou funkcí s maximem pravděpodobnosti obíhajícím po kruhové dráze, které se chovaly jako klasické částice, obr. 34.

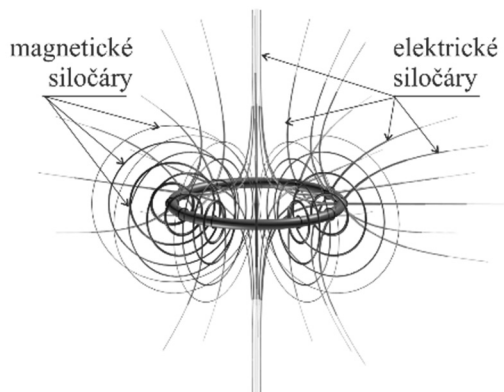
S pomocí navrženého modelu elementárních částí hmoty pomocí RT je však možno obrázky, obr. 34, interpretovat jako zachycení rozložení elektrického náboje v časových okamžicích po obvodu prstencové struktury modelu elektronu.



Obr. 34 Lokalizovaný elektron [16], [17]

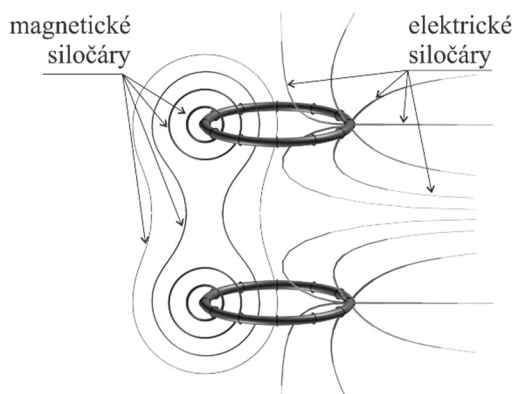
V modelu každého osamoceneného základního elementu – elektronu i každé jeho podstruktury je vytvářeno elektrické pole a magnetické pole, a to okamžitou hodnotou elektrického náboje $q(t)$. Potom modul středních hodnot intenzit a indukci elektrického pole má v ose prstence, $R_1=0$,

minimální hodnotu a to nulovou, střední hodnota modulů magnetické intenzity nebo indukce má ve stejném místě maximální velikost, obr. 35.

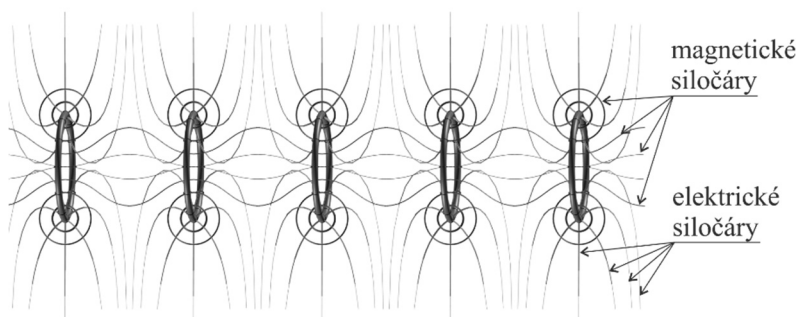


Obr. 35 Schématické zobrazení rozložení siločar pro elektrické a magnetické pole modelu elektronu

Modely dvou a více podstruktur se při superpozici elektrických a magnetických složek EMG pole svými elektrickými složkami ovlivňují, a to silovým působením se odpuzují, magnetickými poli se přitahují. Superpozice EMG polí v modelech závisí na vzdálenostech a rozměrech elementů v modelu a vytvářejí výsledné EMG pole, které lze charakterizovat například siločarami a vytvářejí tak soustavu elementů v modelu v dynamické rovnováze. V uvažovaných rozmezech geometrie elektronu jsou síly působící v modelu silné a vyhovují podmínkám stability navržené struktury a podstruktur, obr. 36, 37.



Obr. 36 Vzájemné silové působení elementů s původem jak elektrického, tak magnetického pole podstruktur modelu elektronu

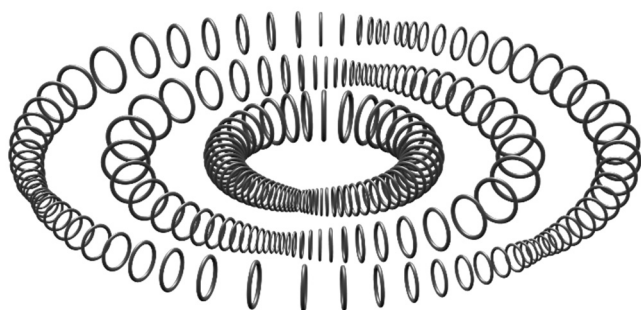


Obr. 37 Podstruktury v modelu elektronu vázané magnetickým polem

Pro geometrii – velikosti poloměru prstence toroidu R_2 , můžeme uvést podobnou hypotézu, jako byla formulována u modelu a velikosti modelů kvarků. Pokud budeme předpokládat, že kvarky

mají také své podstruktury a při rozpadu neutronu se rozpadá těžký kvark na lehký kvark, elektron a antineutrino, pak můžeme předpokládat, že podstruktury kvarku a elektronu jsou totožné a elektron je jen jednodušší strukturou složitější struktury modelu kvarku. Při velikosti kvarku v řádu $R_1 = 10^{-18}$ m by velikost jeho podstruktur byla maximálně v řádech $R_{1sub} = 10^{-21}$ m. To by znamenalo, že i modely první podstruktury elektronu jsou velikosti stejného řádu. Avšak po uvolnění elektronu z modelu kvarku by se jeho velikost mohla/měla zvětšit až o 13 řádů a je odpovídající, že i jeho podstruktury zachovávají podobný poměr nárůstu geometrických parametrů.

V navrženém modelu při zvětšování kvantového čísla n dojde k pohlcení dopadající vnější formy energie, například příslušného fotonu. Takto dodaná energie má za následek, že se zvětší n -krát počet uzlů a kmiten modelu elektronu, obr. 38, i jeho podstruktur a n -krát se zvětší i poloměr R_1 a obvod modelu elektronu, podle RT. Tímto zvětšením počtu kmiten nedojde ke zvětšení elektrického náboje q , který zůstává nezměněn, ale změní se magnetické pole modelu elektronu, což má za následek změnu (zvětšení) silových působení a v tomto důsledku vzdálení se modelu elektronu od jádra atomu na vzdálenější pozici, tedy na vyšší energetickou hladinu.



Obr. 38 Schématické zobrazení nárůstu kmiten modelu elektronu se změnou-zvýšením kvantového čísla n

4.3 VÝPOČET POLOMĚRU ELEKTRONU POMOCÍ SPEKTRÁLNÍCH ČAR.

Pro návrh a kalkulaci/výpočet poloměru modelu elektronu R_1 u prvku z periodické soustavy – vodíku použijeme přístupu známého z kvantově mechanických modelů hmoty, a to pomocí momentů – vyhodnocených jako Term jednotlivých spektrálních sérií.

1. - série Lymanova (ultrafialová část spektra)

$$T_L = 91.1 \cdot 10^{-9}m \quad (6)$$

2. - série Balmerova (viditelná část spektra)

$$T_B = 364.6 \cdot 10^{-9}m \quad (7)$$

3. - série Paschenova (infračervená část spektra)

$$T_P = 820.4 \cdot 10^{-9}m \quad (8)$$

Na základě zveřejněných prací [18] můžeme přijmout předpoklad, že model/interpretace fotonu může mít tvar dvojsmyčky a při uvolnění nebo přijmutí fotonu elektronem se pak musí dvakrát otočit po obvodu modelu elektronu. Tento proces se předpokládá, že probíhá mnohem menší rychlostí v , než je rychlost světla c . Energie fotonu se rozdělí, a to polovinou absorbovanou do vlnových a EMG vlastností (kmitání) modelu a v důsledku toho zvětšení magnetického pole modelu elektronu první úrovně podstruktur a druhou polovinou se stejným způsobem rozdělí do nižších podstruktur modelu elektronu. V případě vlnové délky takového fotonu a jeho Termu podělíme čtyřmi a tuto

čtvrtinu vydělíme obvodem elektronu, dostaneme převrácenou hodnotu konstanty α . Tato konstanta udává, kolikrát je menší rychlost pohybu náboje po obvodu modelu elektronu, než je rychlost světla.

$$\frac{T_n}{4} \cdot \frac{1}{2\pi r_e} = 137 \quad (9)$$

$$\frac{1}{\alpha} = 137 \quad (10)$$

Z tohoto vztahu vyplývá, že poloměr elektronu $R_1 = r_e$ je:

$$r_{e1} = \frac{T_n \cdot \alpha}{4 \cdot 2\pi \cdot n^2} \quad (11)$$

Pro Term atomu vodíku první série o vlnové délce $91.2 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ vychází poloměr modelu elektronu na prvním orbitu:

$$r_e = \frac{91.2324 \cdot 10^{-9}}{4 \cdot 2\pi \cdot 137 \cdot 1} = 2.65099 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (12)$$

Pro poloměr modelu elektronu modelovaného atomu vodíku z druhé a třetí kvantové úrovně (pro $n=2$ a $n=3$) platí:

$$r_{e1} = \frac{T_2 \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{364.6 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137 \cdot 4} = 26.5 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (13)$$

$$r_{e1} = \frac{T_3 \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{820.4 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137 \cdot 9} = 26.5 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (14)$$

Poloměr modelu elektronu se na jednotlivých kvantových úrovních zvětšuje n krát.

Se zvyšujícím se počtem nukleonů v jádře modelovaného atomu roste také vazební jaderná síla. Důsledkem toho je, že modelované elektrony jsou přitahovány blíže k jádru atomu a tím se zvyšuje ionizační energie w_{io} , potřebná k uvolnění elektronů z atomu. Podle dosud zaběhlých hypotéz větší ionizační energie znamená kratší vlnovou délku u ionizačních fotonů, což v navrženém modelu odpovídá menšímu poloměru elektronů R_1 na jednotlivých energetických hladinách. Takže v navrženém modelu elektron na hladině $1s$ u atomu vodíku má mnohem větší poloměr R_1 , než model elektronu na stejné hladině $1s$ například u modelu atomu železa. Se zmenšujícím se poloměrem modelu elektronů R_1 se zmenšuje i vzdálenost od jádra atomu jednotlivých energetických hladin atomu. Proto se s rostoucím počtem nukleonů v jádře zmenšuje poloměr modelu elektronů R_1 i atomový poloměr modelu atomu.

Poloměry R_1 modelů elektronů některých prvků periodického systému na hladině $1s$ jsou v následující tabulce tab.1:

Tab.1 Tabulka poloměrů elektronů R_1 atomů vybraných prvků

| Prvek | Term 1, T (nm) [27] | Poloměr elektronu na hladině $1s$ R_1 (pm) |
|-------|--------------------------|---|
| H | 91.2328 | 26.5 |
| He | 50.4577 | 14.662 |
| C | 4.809 | 0.3493 |
| O | 1.46 | 0.425 |
| Si | 0.514 | 0.149 |
| S | 0.369 | 0.107 |
| Fe | 0.139 | 0.0403 |
| Cu | 0.112 | 0.0325 |
| Sn | nezjištěn | neurčen |

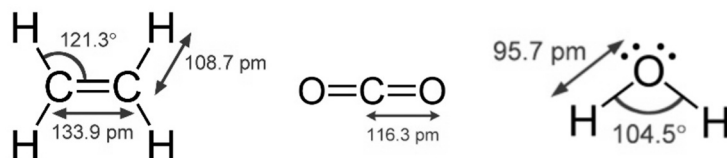
Příklad určení velikosti v modelu elektronu u atomu cínu na páté hladině:

$$r_{e5} = \frac{T_5 \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{88.8 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137.5} = 5.16 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Sn (pro 5s) $T = 88.8 \text{ nm}$, potom $r_{e5} = 25.81 \cdot 10^{-12} \text{ m}$

4.4 LEVITACE ELEKTRONU

V modelu hmoty popsaném pomocí kvantové mechaniky se pracuje s pravděpodobnostním modelem výskytu sledovaného objektu, ten říká, že se daná částice s určitou pravděpodobností $p(t, x, y, z)$ nachází v čase t na místě udaném souřadnicemi x, y, z kartézského souřadnicového systému. Pokud však porovnáme experimentem naměřené hodnoty vzdáleností a úhlů v atomových seskupeních prvků, lze pozorovat naprosto přesné a vždy shodné hodnoty středních veličin, například zobrazených v obr. 39. Rozptyl okamžitých hodnot veličin není tak zásadní vzhledem ke střední hodnotě dané veličiny. Kvantově mechanický model není pro výše uvedené vlastnosti příliš vhodný pro vysvětlení vzniku vazeb pravidelných struktur, krystalových mřížek a dalších.

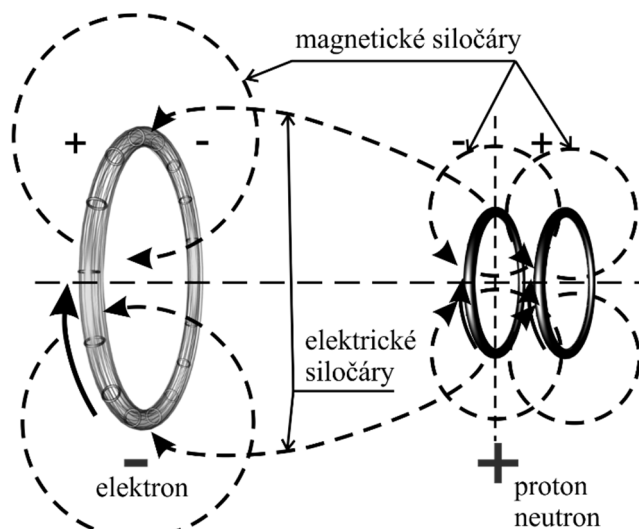


Obr. 39 Střední hodnoty vzdáleností a úhlů v seskupení prvků molekul

RT a navržený model struktury hmoty však umožňuje mnohem snadněji (explicitně) určit místo „výskytu“ modelu elektronu v daném čase (bez náročných a neurčitých pravděpodobnostních funkcí – implicitního vyjádření a to explicitně), protože model elektronu je na pozici udržován dynamickým elektromagnetickým polem a explicitním popisem, například osa modelu elektronu je totožná s osou prstence protonu, ke kterému je daný modelovaný elektron vázán v atomovém jádře. Jeho levitační vzdálenost od jádra atomu je dána rovnováhou přitažlivých a odpuzivých sil elektromagnetických polí elektronu na jedné straně a protonu a neutronu na straně druhé.

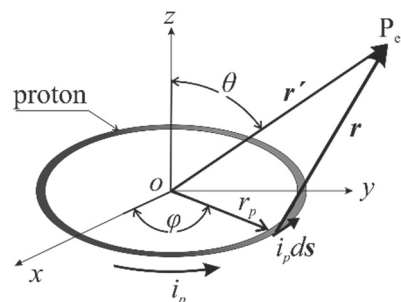
Elektrická pole sdružená, a to záporného elektrického náboje q_e modelu elektronu a kladného elektrického náboje q_p modelu protonu, způsobují vzájemné silové působení a dynamickou rovnováhu těchto modelovaných částic, a to v protíváze sdružených magnetických polí těchto modelovaných částic s antiparalelním spinem, obr. 40. Ačkoli je model neutronu uvažován bez výsledného vnějšího elektrického náboje q_n , kladné a záporné elektrické náboje modelu kvarků uvnitř struktury modelu neutronu vytvářejí magnetické pole, které se sdružuje k magnetickému poli modelu protonu a působí na model elektronu společnou elektrodynamickou silou, a to významně na ose neutron – proton – elektron. Vyváženost těchto elektrických a magnetických sil způsobuje elektrodynamickou stabilitu (levitaci) elektronu v dynamicky vyvážené poloze na jejich společné ose.

V navržené RT model elektronu tedy neobíhá kolem atomového jádra s implicitním vyjádřením polohy, ale nachází se v určité vzdálenosti s explicitním vyjádřením jeho parametrů a je EMG dynamickými silami vázán ve struktuře jádra, obr. 40.



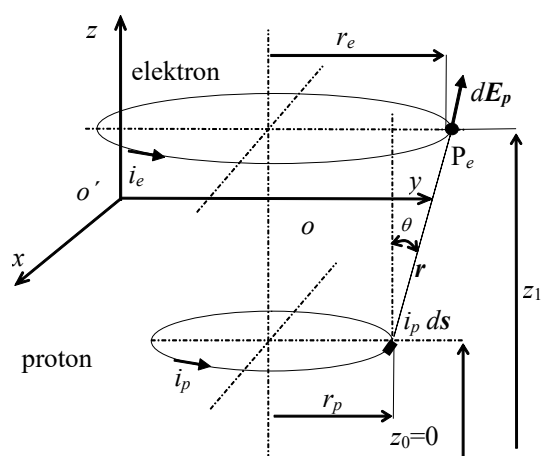
Obr. 40 Schéma levitace elektronu v modelu atomu podle RT

Uvažujeme podle obr. 41a) konfiguraci prstence jako model protonu umístěného v počátku o lokálního souřadnicového systému toroidu s poloměrem r_p a bodu P_e , který leží mimo osu tohoto toroidu ve vzdálenosti r' . Prstencem prochází okamžitá hodnota elektrického proudu i a na prstenci můžeme označit na elementu délky ds elementární proudový úsek $i ds$. V obrázku obr. 41a) jsou pak označeny úhly, které svírají počátek toroidu protonu a bod P_e jako θ , proudový element $i ds$ k ose x označený jako φ .

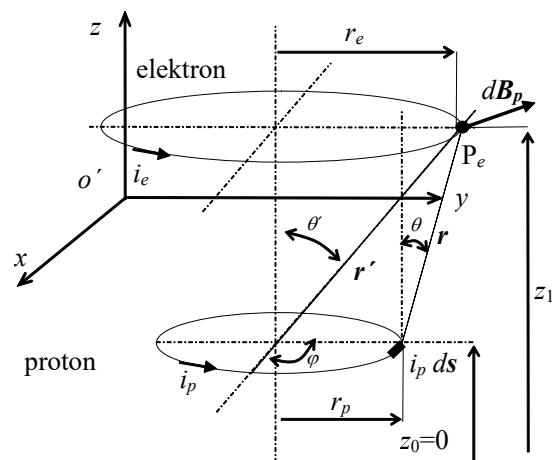


a)

dE'



b)



c)

Obr. 41 Schéma konfigurace elementárních složek a) u prstence protonu b) pro elektrické pole proton-elektron, c) magnetické pole mimo osu symetrie proudové smyčky protonu (proton-elektron)

Elektrický proud v okamžité hodnotě pro odvození vztahů působících sil je uvažován jako

$$i(t) = \frac{dq}{dt}, \quad q_e = -q_p \quad (15)$$

pak proud protonu je vyjádřen jako

$$i_p = \frac{dq_p}{dt}, \quad (16)$$

a proud elektronu jako

$$i_e = -\frac{dq_e}{dt}. \quad (17)$$

Jednoduchou aplikací pomocí Biotova-Savartova zákona lze dojít k vyjádření závislosti přírůstku magnetického měrného toku $d\mathbf{B}_p$ na elementu délky ds

$$d\mathbf{B}_p = \frac{\mu_0 i_p ds \times \mathbf{r}}{4\pi \|\mathbf{r}\|^3} \quad (18)$$

Pro zjednodušení se může označit příspěvek proudového elementu jako

$$d\boldsymbol{\eta}_p = i_p ds. \quad (19)$$

A vztah pro přírůstek magnetického pole přejde na tvar

$$d\mathbf{B}_p = \frac{\mu_0 d\boldsymbol{\eta}_p \times \mathbf{r}}{4\pi \|\mathbf{r}\|^3}. \quad (20)$$

A po úpravě lze psát pro zvolenou souřadnicovou soustavu zjednodušený vztah přírůstku magnetického toku.

Z předchozího zjednodušeného vztahu vyplývá, že magnetické pole vytvářené protonem v prostoru elektronu je orientováno do směru kladného radiálního směru toroidálního elementu elektronu a ve druhém směru je složka orientována směrem k protonovému toroidu. Pro další úvahu dynamického vztahu protonu a elektronu vzhledem k silovému působení je přírůstek síly

$$d\mathbf{F}_m = q_e \mathbf{v} \times d\mathbf{B}. \quad (21)$$

Podle výše popsaného modelu RT jsou struktury modelů elektronu a protonu (neutronu) rozdílné. U modelu protonu je magnetické pole vytvářeno třemi kvarky a třemi gluony, jejichž elektrické náboje se pohybují v uvažovaném toroidálním prostoru rozdílnou rychlostí než u modelu elektronu. Proto se předpokládá, že jejich magnetické pole bude rozdílné, obr. 7, obr. 8, obr. 9. Potom při vyjádření magnetického pole a sil musíme uvažovat s okamžitou hodnotou proudu $i(t)$ na elementu délky ds takovou, že budícím elementem je proton jako toroidální prvek a elektrický náboj modelu elektronu jako násobně pomaleji se pohybující, tedy jako bod P_e .

Pro tento vztah rychlostí pohybu elektrického náboje modelu elektronu a protonu odpovídá konfigurace magnetického pole a elektrického náboje v bodě P_e podle obr. 41a) a obr. 41b), kde pro upravený a přesněji vyjádřený dynamický vztah elektron-proton ve sférických souřadnicích vztahených ke kartézskému souřadnému systému se uvažuje následujícími vyjádřeními

$$d = z_1 - z_0, \text{ pro } z_0 = 0 \quad (22)$$

$$\mathbf{r} = r_p \cos\varphi \mathbf{u}_x + (r_e - r_p \sin\varphi) \mathbf{u}_y + d \mathbf{u}_z, \quad (23)$$

$$d\boldsymbol{\eta}_p = i_p r_p d\varphi (\cos\varphi \mathbf{u}_x + \sin\varphi \mathbf{u}_y), \quad (24)$$

Pak podle vztahu (18) je pro zvolený souřadnicový systém

$$d \mathbf{s} \times \mathbf{r} = \begin{vmatrix} \mathbf{u}_x & \mathbf{u}_y & \mathbf{u}_z \\ r_p \cos \varphi d\varphi & r_p \sin \varphi d\varphi & 0 \\ r_p \cos \varphi & (r_e - r_p \sin \varphi) & d \end{vmatrix}, \quad (25)$$

$$d \mathbf{s} \times \mathbf{r} = \mathbf{u}_x (r_p d \sin \varphi d\varphi) + \mathbf{u}_y (-r_p d \cos \varphi d\varphi) + \mathbf{u}_z (r_p \cos \varphi d\varphi (r_e - r_p \sin \varphi) - r_p \cos \varphi r_p \sin \varphi d\varphi), \quad (26)$$

$$d \mathbf{s} \times \mathbf{r} = \mathbf{u}_x (r_p d \sin \varphi d\varphi) + \mathbf{u}_y (-r_p d \cos \varphi d\varphi) + \mathbf{u}_z (r_p r_e \cos \varphi d\varphi - 2r_p^2 \cos \varphi \sin \varphi d\varphi)$$

a příspěvek magnetické indukce pak je vyjádřen jako

$$d \mathbf{B}_p = \frac{\mu_0 i_p}{4\pi} \frac{\mathbf{u}_x (r_p d \sin \varphi d\varphi) + \mathbf{u}_y (-r_p d \cos \varphi d\varphi) + \mathbf{u}_z (r_p r_e \cos \varphi d\varphi - 2r_p^2 \cos \varphi \sin \varphi d\varphi)}{\left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (27)$$

po úpravě lze psát ve tvaru

$$\mathbf{B}_p = \frac{\mu_0}{4\pi} r_p i_p \left(\int_0^{2\pi} \frac{\mathbf{u}_x (d \sin \varphi) + \mathbf{u}_y (-d \cos \varphi) + \mathbf{u}_z (r_p r_e \cos \varphi d\varphi - 2r_p^2 \cos \varphi \sin \varphi d\varphi)}{\left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \right) \quad (28)$$

$$\Delta \mathbf{F} = -i_e d\ell \times d \mathbf{B}, \quad (29)$$

$$\Delta \mathbf{F} = -i_e \begin{vmatrix} \mathbf{u}_x & \mathbf{u}_y & \mathbf{u}_z \\ r_e d\varphi & 0 & 0 \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} \quad (30)$$

Potom pro sledovanou složku síly v jediném bodě P nezávislé na souřadnici φ je

$$\Delta \mathbf{F} = -i_e (-B_z r_e d\varphi \mathbf{u}_y + B_y r_e d\varphi \mathbf{u}_z) \quad (31)$$

Z výrazů (26-28) pak lze vyjádřit složky síly působící v bodě P závislé na souřadnici φ jako

$$\Delta \mathbf{F} = -i_e \begin{vmatrix} \mathbf{u}_x & \mathbf{u}_y & \mathbf{u}_z \\ r_e \sin \varphi d\varphi & r_e \cos \varphi d\varphi & 0 \\ dB_x & dB_y & dB_z \end{vmatrix} \quad (32)$$

$$\Delta \mathbf{F} = -i_e (dB_z r_e \cos \varphi d\varphi \mathbf{u}_x - dB_z r_e \sin \varphi d\varphi \mathbf{u}_y + (dB_y r_e \sin \varphi d\varphi - dB_x r_e \cos \varphi d\varphi) \mathbf{u}_z) \quad (33)$$

V případě uvažování příspěvku sil k fixovanému bodu P podle (31) se složka síly vyjádří jako

$$\Delta \mathbf{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} r_e r_p i_p i_e \left(\left(\int_0^{2\pi} \frac{(r_e \cos \varphi - 2r_p \cos \varphi \sin \varphi)}{\left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \right) \mathbf{u}_y \right. \\ \left. + \left(\int_0^{2\pi} \frac{d \cos \varphi}{\left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \right) \mathbf{u}_z \right)$$

(34)

a pro případ závislosti síly na souřadnici φ podle výrazu (32) jako

$$\Delta \mathbf{F} = -\frac{\mu_0}{4\pi} r_e r_p i_p i_e \left(\int_0^{2\pi} \frac{r_e \cos^2 \varphi - 2r_p \cos^2 \varphi \sin \varphi}{\left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \mathbf{u}_x \right. \\ \left. - \int_0^{2\pi} \frac{r_e \cos \varphi \sin \varphi - 2r_p \cos \varphi \sin^2 \varphi}{\left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \mathbf{u}_y \right) \\ \left. - \int_0^{2\pi} \frac{2d \cos \varphi \sin \varphi}{\left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \mathbf{u}_z \right) \quad (35)$$

Vyjádření síly ΔF vede na závislost s eliptickými integrály s poměrně nejednoduchými výrazy.

Výslednou magnetickou sílu F působící ve směru os modelu prstenců atomu H mezi modelem protonu a prstencem modelu elektronu budeme v modelu uvažovat podle vztahu (35), a to s ohledem na předpokládaný rozměr elementu protonu a elementu elektronu a rychlosti šíření elektrického náboje q po obvodu modelů obou elementů. Ve vztazích i_e je elektrický proud vytvořený pohybujícím se elektrickým nábojem q_e v modelu elektronu, r_e je poloměr elektronu, i_p je elektrický proud vyvolaný pohybujícím se elektrickým nábojem v modelu protonu q_p , r_p je poloměr protonu a d je vzdálenost protonu a elektronu na jejich společné ose, (obr. 41c).

Dále, pro vyjádření působení elektrické síly F_e , obr.41b), obr.42 je určena vzdálenost podle (23), pak první zjednodušený náhled na přírůstek intenzity, obr.41b), je vyjádřen jako

$$d\mathbf{E} = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos\theta \mathbf{u}_z \quad (36)$$

Pro integraci po obvodu protonu je přesněji vyjádřen příspěvek intenzity elektrického pole, obr.42 jako

$$d\mathbf{E} = \frac{dq \left(r_p \cos \varphi \mathbf{u}_x + (r_e - r_p \sin \varphi) \mathbf{u}_y + d \mathbf{u}_z \right)}{4\pi\epsilon_0 \left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (37)$$

Potom je intenzita elektrického pole pro lineární rozložení a hustotu elektrického náboje τ

$$\mathbf{E} = \int_0^{2\pi} d\mathbf{E} \quad (38)$$

$$\mathbf{E} = \int_0^{2\pi} \tau r_p \frac{\left(r_p \cos \varphi \mathbf{u}_x + (r_e - r_p \sin \varphi) \mathbf{u}_y + d \mathbf{u}_z \right)}{4\pi\epsilon_0 \left(r_p^2 \cos^2 \varphi + (r_e - r_p \sin \varphi)^2 + d^2 \right)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \quad (39)$$

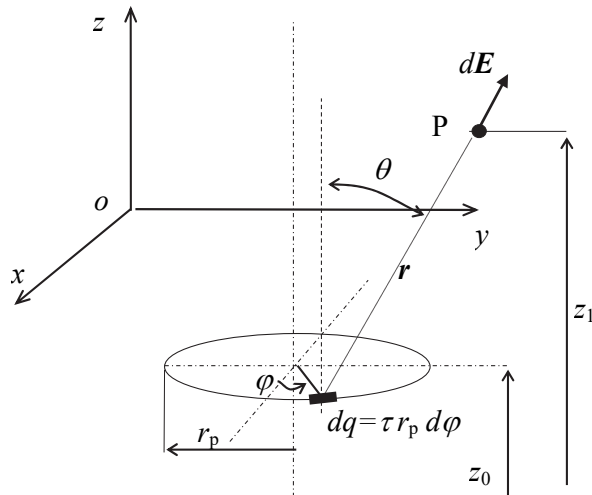
Potom příspěvek elektrické síly působící na elektrický náboj q_e v ose ve vzdálenosti d je

$$d\mathbf{F}_d = q_e \cdot d\mathbf{E} \quad (40)$$

a potom pro sledovanou složku síly ΔF_e v jediném bodě P nezávislé na souřadnici φ

$$\Delta \mathbf{F}_{el} = q_e \cdot \int_{\varphi} d\mathbf{E} \quad (41)$$

$$\Delta \mathbf{F}_{el} = \frac{q_e q_p}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} \frac{(r_p \cos\varphi \mathbf{u}_x + (r_e - r_p \sin\varphi) \mathbf{u}_y + d \mathbf{u}_z)}{(r_p^2 \cos^2\varphi + (r_e - r_p \sin\varphi)^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}} d\varphi \quad (42)$$



Obr. 42 Určení intenzity elektrického pole v bodě P mimo osu prstence

Pro rovnovážný dynamický stav – levitaci elektronu v RT modelu atomu platí, že v daném uspořádání je velikost sil elektrických a magnetických vyvážená – shodná, směr působení je opačný, je zapsána například jako

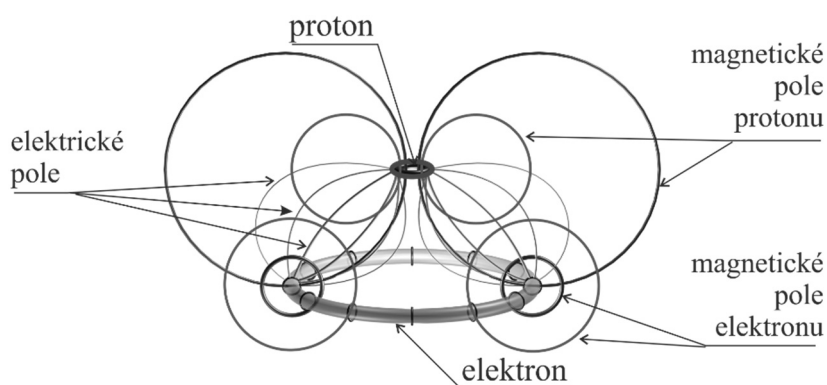
$$\|\mathbf{F}_{el}\| = \|\mathbf{F}_{mg}\|, \quad |\mathbf{F}_{el}| = -|\mathbf{F}_{mg}| \quad (43)$$

5 MODEL ATOMU PODLE RT

Navržená struktura atomového jádra a deterministická koncepce modelu, vlastnosti elektromagnetického pole umožňují explicitně vyjádřit a určit polohu jednotlivých modelovaných elementů struktury atomu, elektronů, a to i u modelovaných atomů s velmi složitou strukturou atomového jádra. Poloha, umístění a parametrický popis jednotlivých modelů elektronů v elektronových slupkách však není dána jen osou příslušného modelovaného protonu, ale také dalšími parametry, jako je silové působení dalších modelovaných elektronů v okolních slupkách a vzájemným silovým působením jádra modelu atomu, magnetickými silami mezi modelovanými protony v modelu jádra atomu.

Pro dynamický rovnovážný stav modelovaného elektronu na jednotlivých energetických hladinách je nutnou podmínkou přítomnost opačných spinů (magnetických momentů) v modelu elektronu a protonu a odpovídající negativně působící síly magnetického pole na ose modelu elektron – proton. Modelované neutrony sousedící v globuli s protonem přispívají k celkové intenzitě magnetického pole tvořeného modelovaného protonu a tím přispívají k opačně orientovanému vektoru sil, tvoří odpudivou sílu magnetického pole protonu vůči modelu elektronu na společné ose navrženého modelu atomu. Nezanedbatelný efekt je způsoben také nelineárním růstem magnetického pole modelu elektronu při obsazování vyšších energetických hladin modelu. K rovnovážnému stavu dynamických sil modelovaných elektronů na elektronových energetických hladinách modelu atomu výrazně přispívá odpudivá síla vytvořeného magnetického pole mezi elektronem, protonem a jeho dvěma sousedními neutrony v modelu jádra ve vztahu k silám tvořených elektrickým polem elektrických nábojů q . Neprojevuje se zde žádný „stínící“ efekt modelovaných ostatních elektronů.

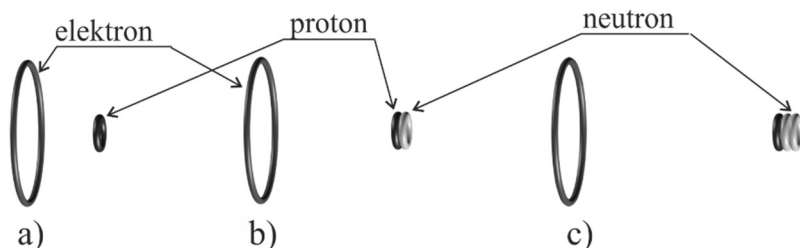
U nejjednoduššího modelu prvku vodíku tvoří modelované jádro jediný proton a „obal“ je tvořen jedním elektronem, obr. 43, který neobíhá kolem protonu, ale setrvává v rovnovážné dynamické rovnováze na společné ose ve vyčíslitelné vzdálenosti $2.34 \cdot 10^{-11}$ m. Pokud dojde v modelované situaci k excitaci elektronu takto navrženého prvku vodíku na n -tou vyšší energetickou hladinu, dojde ve svém důsledku setrvání v dynamické rovnovážné poloze ke vzdálení se toroidu modelovaného elektronu od protonu na společné ose na vzdálenost n -krát větší.



Obr. 43 Struktura modelu atomu vodíku a jeho symbolicky znázorněná elektromagnetická pole

U modelu izotopu vodíku – deuteria, obr. 44, se v modelu vzhledem k modelu vodíku změní pouze navýšení o jeden element představující neutron. Ten způsobí v hrubém přiblížení dvojnásobné zvýšení intenzity magnetického pole H a tím pro zachování dynamického rovnovážného stavu dojde ke změně pozic toroidálních elementů modelující vlastnosti elektronu od protonu na vyčíslitelnou vzdálenost $4.25 \cdot 10^{-11}$ m. U modelu izotopu tritia je v modelovaném jádru navýšen počet na jeden proton a dva neutrony, jejichž vlastní magnetická pole posunou toroid elektronu do vzdálenosti $5.5 \cdot 10^{-11}$ m ze vztahu (84), kde systém nastaví do dynamického rovnovážného stavu. Je zřejmé, že

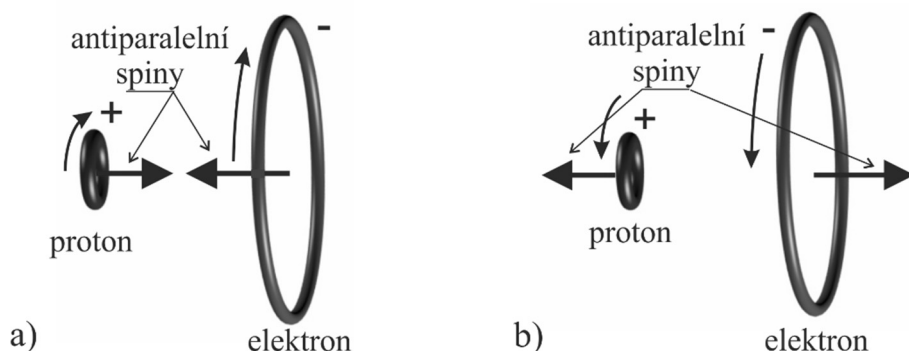
v takto sestavené konfiguraci jsou přitažlivé elektrostatické síly již značně slabé vzhledem k modelovanému prvku vodíku, a proto je modelovaný izotop tritia nestabilní z pohledu dynamického rovnovážného stavu.



Obr. 44 Modely prvků a) Vodíku, b) Deuteria a c) Tritia

Jak bylo v předchozím textu ukázáno, modelované elementární částice mají modelovaný jen jeden spin, který je charakterizuje, nikoliv dva spiny „kladný“ a „záporný“, jak by se z jiných hypotéz a modelů mohlo předpokládat. V navržené RT se spin a jeho charakter hodnotí vzhledem k další částici a pak je možné určit, jestli jsou spiny orientovány jako paralelní (jejich vektor má shodný směr), nebo antiparalelní s vektory spinů jako opačně orientovanými vektory. Tento stav je v navržené RT a modelech atomů a struktur důležitý parametr pro určování vazeb elektronů vůči jádru i určování vazeb mezi atomy a molekulami modelovaných struktur a substruktur.

V RT model atomu vodíku může existovat ve dvou rovnocenných stavech se spiny v antiparalelním postavení, obr. 45.

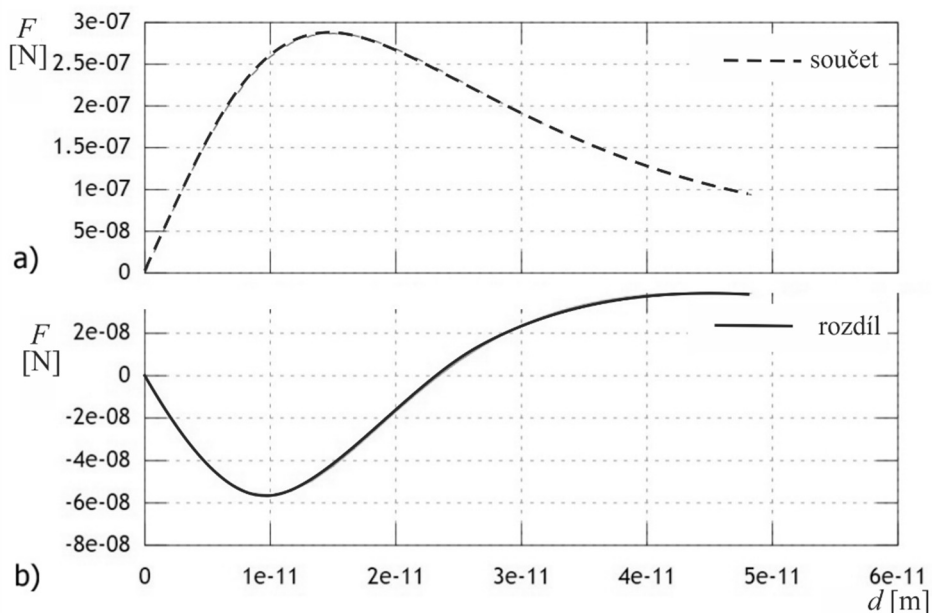


Obr. 45 Dva opačné stavy modelů atomu vodíku s antiparalelními spiny

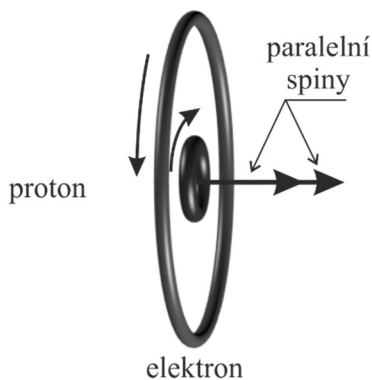
Tyto stavy zachycené a uvažované jako parametr popisu modelu jsou potřebné pro kvalifikaci vazby s globulemi jádra, pro zhodnocení silového působení charakteru spinů, spiny modelovaných protonů a neutronů jsou v sousedních globulích vždy opačné.

Pokud na sebe budou působit samostatné elementy modelovaného protonu a elektronu s paralelní orientací spinů, budou svými elektrickými i magnetickými poli na sebe působit přitažlivou silou. Tato síla je větší než v případě antiparalelních spinů, při kterých je velikost přitažlivé síly daná rozdílem sil jejich EMG polí, obr. 46a. Model protonu i elektronu přizpůsobí svou geometrickou konfiguraci do roviny určené rovinou jejich prstenců s protonem uprostřed. Vzhledem k uspořádání modelu s paralelními spiny však elektrické náboje protonu a elektronu rotují v opačném směru proti sobě, obr. 47. Tento opačný směr rotace elektrických nábojů má za následek změnu rozložení elektrických i magnetických siločar, která brzdí rychlost rotace elektrických nábojů protonu a elektronu. Dynamický model elektronu se těmito změnám brání kvantovaným zmenšováním poloměru a vyzařováním energie. Při procesu zmenšování na základní poloměr a energii dojde

v důsledku opačného pohybu elektrických nábojů nestejnou rychlostí v k rozkmitání prstence elektronu mimo rovinu protonu, až dojde k překlopení elementu modelu elektronu přes rovinu kolmou k rovině protonu a spiny obou modelovaných částic zaujmou vůči sobě antiparalelní směr. Při tomto procesu dochází k vyzáření energie odpovídající fotonu o vlnové délce 0.211 m a dojde poté k nastavení dynamických rovnovážných podmínek modelu protonu a elektronu do stabilní polohy na společné ose obou prstenců.

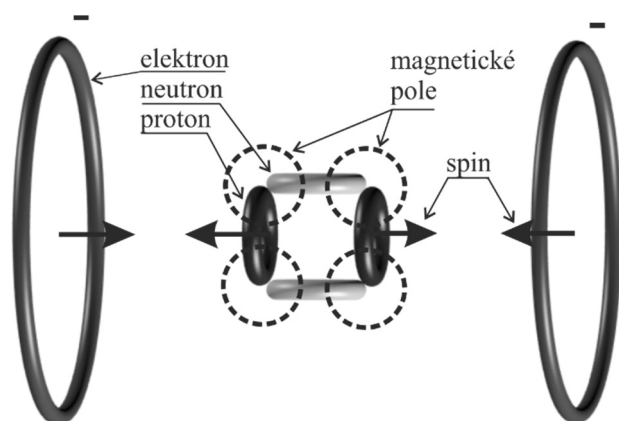


Obr. 46 Grafy orientace a velikosti sil v ose prstenců pro a) paralelní spiny a b) antiparalelní spiny modelu atomu H



Obr. 47 Schéma modelu atomu H s paralelními spiny protonu a elektronu

V modelu atomu helia, obr. 48, je jádro modelovaného prvku složeno ze dvou elementů modelujících protony a dvou modelujících neutrony. Tato seskupení podle obr. 48 tvoří speciální nejjednodušší koncepci/konstrukci globule nazývanou „alfa-částice“. Tato struktura je držena elektrodynamickými silami tvořenými elektromagnetickým polem modelovaných protonů a neutronů.

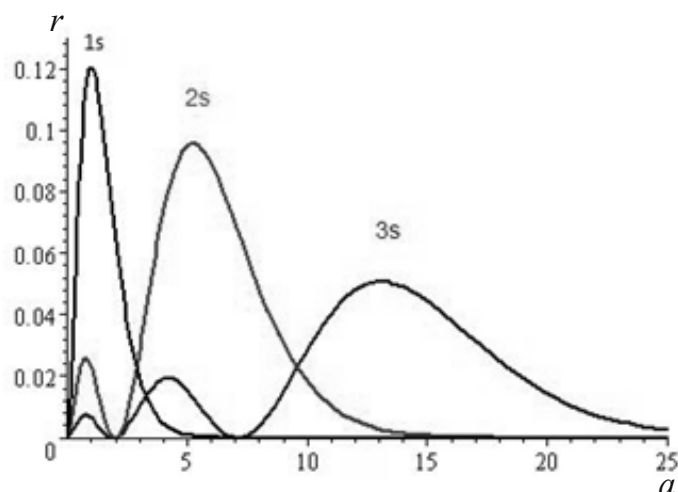


Obr. 48 Model atomu helia podle RT

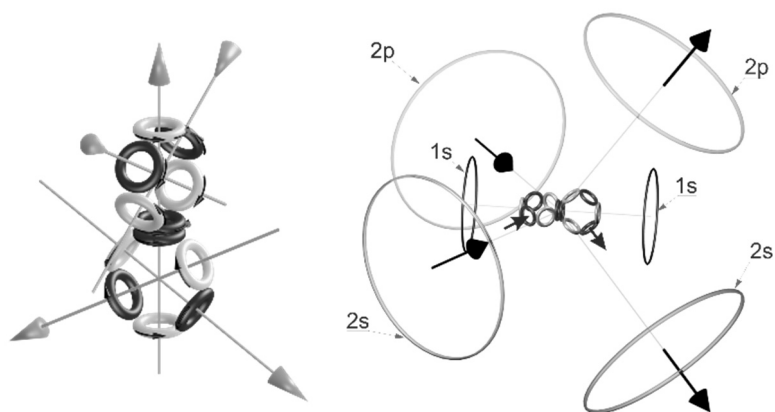
Elektronový obal modelovaných atomů, geometrie, parametry atd. je determinován navrženou a modelovanou strukturou atomového jádra. Podle RT a takto navrženého modelu elektrony neobíhají jádro po kruhových orbitech (jak předchozí hypotézy nebo modely předpokládají), ale dráha budoucího elektrického náboje q_e elektronu v podobě toroidu setrvává na souřadnici vyjadřující dynamický rovnovážný stav v konfiguraci navrženého jádra, obr. 48.

Magnetické síly se skokově mění na jednotlivých energetických hladinách modelovaných částí atomu, na kterých se dále liší podle kvantového čísla „ l “. Elektrická síla modelovaného jádra působící na model elektronu vzrůstá s narůstajícím protonovým číslem, ale je omezena počtem modelovaných protonů v globuli a jejího nejbližšího okolí, ke kterému je elektron vázán. Elektrické síly v modelu atomu determinují efekty vzniklé uspořádáním globulí, které jsou od sebe odděleny a udržovány rovnovážným stavem elektrodynamických sil tzv. protonovým můstkem.

S přibývajícimi vyššími atomovými čísly a v navrženém modelu dochází k tomu, že modelované elektrony nižších energetických hladin jsou více přitahovány k jádru atomu, zmenšují svůj poloměr r_e , zmenšují poloměr energetické orbitální hladiny a tím i poloměr modelu celého atomu, obr. 49.

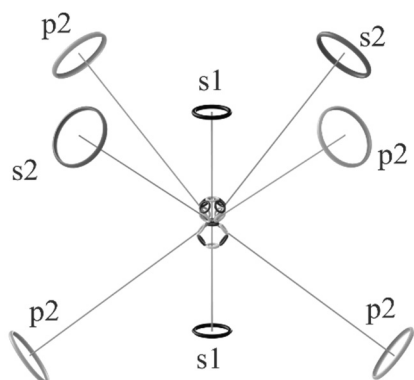


Obr. 49 Grafické zobrazení změny poloměru modelů elektronů nižších energetických hladin s narůstajícím atomovým číslem " a "



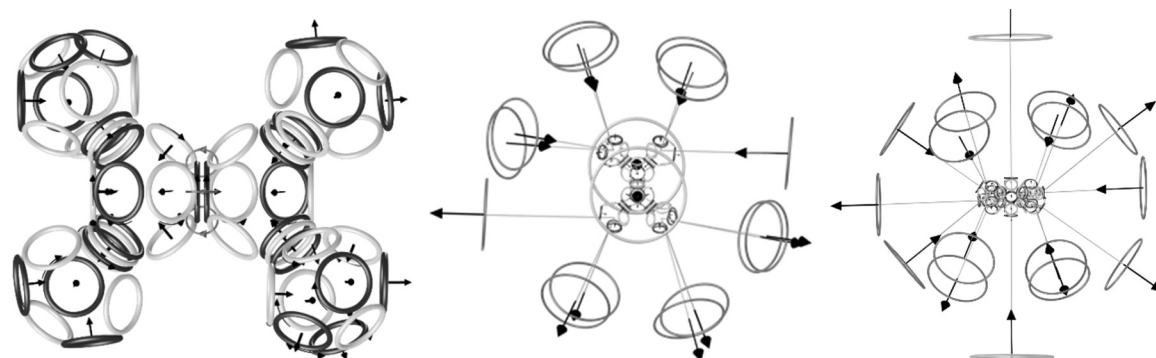
Obr. 50 Směry a orientace spinů v modelovaném jádře atomu uhlíku C, určení rozmístění a spiny elektronů v atomu C.

Struktura navrženého jádra atomu, rozmístění modelovaných elektronů, jejich spiny a elektromagnetická pole umožňují vysvětlit strukturu elektronového obalu atomů i různé druhy vazeb mezi atomy i molekulami, obr. 50, obr. 51.



Obr. 51 Rozmístění modelovaných elektronů pro atom kyslíku – O.

Návrh rozložení modelovaných elektronů v energetické hladině 3p a 3d umožňuje snadno objasnit magnetické vlastnosti modelovaného atomu železa- Fe, obr. 52.

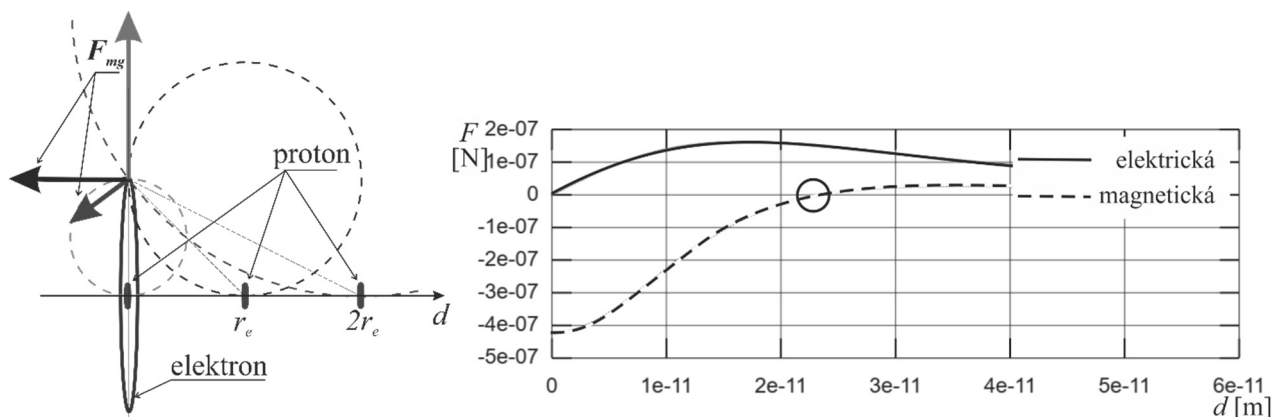


Obr. 52 Schéma rozdělení a orientace spinů modelovaného jádra atomu železa – Fe a rozdělení magnetických polí modelu atomu železa na dvě části a) pohled zepředu, b) pohled z boku navrženého modelu atomu.

5.1 VYJÁDRĚNÍ A VYČÍSLENÍ SIL A VZDÁLENOSTÍ V MODELU ATOMU H – HE

V navržené modelu struktury hmoty podle RT se geometrické uspořádání elektronu dostane do EMG vlivu modelu protonu na společné ose. Zde se dynamicky vyrovnávají a síly elektrických a magnetických složek pole jsou v rovnováze. Obě síly, jak elektrické tak magnetické, způsobují nejen přibližování modelů částic (model elektronu, model protonu) směrem k sobě v ose kolmé na jejich prstence, ale složky těchto sil v rovině prstence způsobují i zmenšování poloměru elektronu R_1 . Vnitřní elektromagnetické síly podstruktur modelu elektronu na změnu reagují až po určité mez, při níž dojde k rychlé změně struktury modelu elektronu, obr.1, obr.53, obr.54, jeho poloměr R_1 se zmenší o jednu půlvlnu ($\lambda/2$) a tím se zmenší vytvářené magnetické pole a dojde k uvolnění energie ve formě fotonu. Po zmenšení geometrie modelu elektronu na základní úroveň jedné půlvlny ($\lambda_1/2$) a přiblížení se k modelu protonu na vzdálenost poloměru elektronu R_1 , přestane magnetická síla v rovině prstence působit přitažlivě a změni svůj charakter v opačný (odpudivý). Síla tak složená se silou elektrického pole vytvoří rovnovážný stav, obr. 53. Tím jsou vnitřní elektrodynamické síly elektronu vyrovnané s vnějšími silami působením modelu protonu a dojde k stabilnímu rovnovážnému stavu.

Na prstencec modelu elektronu, obr. 53, působí nehomogenní magnetické pole modelu protonu magnetickou silou, kdežto magnetické pole modelu elektronu je v místě modelu protonu, vzhledem k jeho velikosti, výrazně homogenně rozloženo v porovnání s místem v modelu elektronu, a proto na modelu protonu v ose prstence magnetická síla působí minimálně.



Obr. 53 Změna orientace působení magnetické síly v ose y při vzdálenosti menší, než je poloměr elektronu R_1

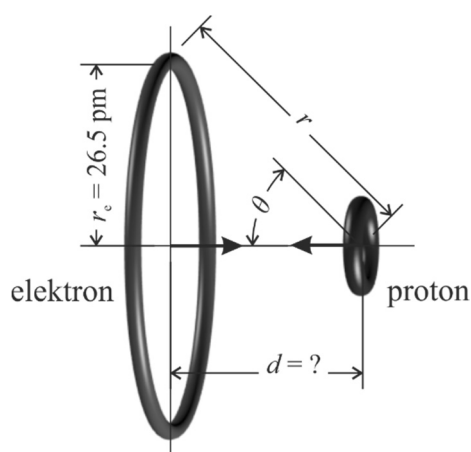
5.2 MODEL ATOMU H

Základní myšlenkou pro možnost vyčíslení explicitního modelu atomu vodíku, vyjádření levitační vzdálenosti, je vyváženost elektrických a magnetických sil mezi modely, relativně velkým prstencem elektronu a řádově menším prstencem protonu. Předpokládejme, že v atomu vodíku platí pro rozměry

$$r_p \ll r_e, r_p \ll d. \quad (44)$$

Potom pro složky vektorů sil platí

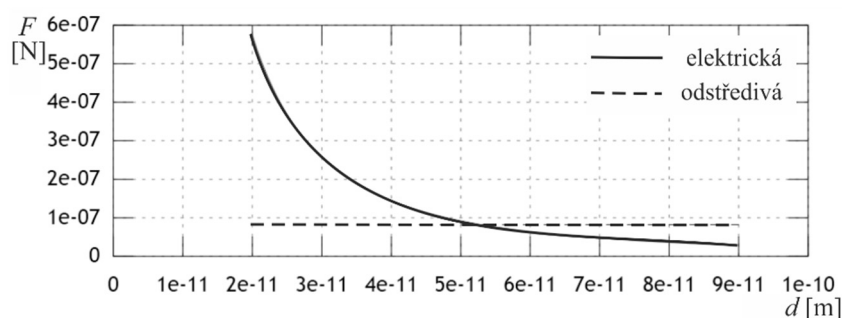
$$F_{el,z} = F_{mg,z} \quad (45)$$



Obr. 54 Model atomu vodíku

Pokud použijeme pro výpočet elektrostatické síly mezi protonem a elektronem u Bohrova modelu atomu vodíku Coulombův zákon, dostaneme pro vzdálenost $d = 0$ infinitní hodnotu síly, obr. 55, 56.

$$F_{el-p} = -\frac{q_e q_p}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r^2} \right) \quad (46)$$



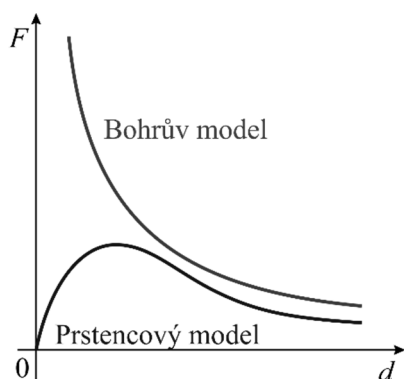
Obr. 55 Graf průběhu elektrostatické a odstředivé síly u Bohrova modelu atomu vodíku H

Pokud však budeme provádět analýzu a vyhodnocení elektrostatické síly mezi protonem a elektronem podle navrženého a výše popisovaného prstencového modelu (RT) z relace (42), dostaneme odlišnou hodnotu. Pro vzdálenost $d = 0$ bude velikost modulu elektrostatické síly F_{el} u modelu atomu vodíku $F_{el} = 0$, (obr. 56),

$$F_{el-p,z} = -\frac{q_e q_p \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (47)$$

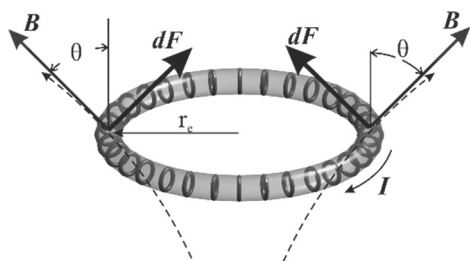
$$F_{el-p,z} = \frac{q_e q_p}{4\pi\epsilon_0} \frac{d}{\sqrt{(d^2 + r_e^2)^3}}, \quad (48)$$

kde d je vzdálenost protonu a elektronu na ose jejich prstenců a r_e je velikost poloměru modelu elektronu.



Obr. 56 Grafické srovnání průběhů vzájemného silového působení modulu elektrostatische síly u Bohrova modelu a Prstencového modelu atomu vodíku H

Velikost magnetického pole protonu v místě P na prstenci modelu elektronu určíme užitím Biotova-Savartova zákona, jak bylo ukázáno výše (21) -(34) a následně vyhodnotíme odpovídající magnetickou sílu v ose z.



Obr. 57 Schéma působení magnetického pole protonu na prsteneček modelu elektronu

Magnetickou sílu působící ve směru osy z v modelu prstenců atomu H mezi modelem protonu a prstencem modelu elektronu budeme uvažovat podle vztahů výše odvozených výrazů (21) a (34) za pomoci magnetického momentu protonu, elektronu

$$\mu_p = i_p \cdot \pi r_p^2, \quad \mu_e = i_e \cdot \pi r_e^2. \quad (49)$$

Je vztah možné zjednodušeně vyjádřit ve sférickém souřadném systému jako

$$d\mathbf{B}_p = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{d\boldsymbol{\eta}_p \times \mathbf{r}}{\|\mathbf{r}\|^3}. \quad (50)$$

$$d\mathbf{s} \times \mathbf{r} = \begin{vmatrix} \mathbf{u}_r & \mathbf{u}_\theta & \mathbf{u}_\varphi \\ 0 & 0 & r_p d\varphi \\ -r_p \sin\theta & -r_p \cos\theta & -r_p \end{vmatrix}, \quad (51)$$

$$\mathbf{B}_p = \frac{\mu_0}{4\pi} i_p r_p \left(\frac{\int_0^{2\pi} -\mathbf{u}_r (-r_p \cos\theta d\varphi) + \int_0^{2\pi} \mathbf{u}_\theta (-r_p \sin\theta d\varphi)}{\|\mathbf{r}\|^3} \right) \quad (52)$$

A po respektování podmínky (44) je pro tento případ magnetická indukce v bodě P zapsána jako

$$\mathbf{B}_p \cong \frac{\mu_0}{4\pi \|\mathbf{r}\|^3} i_p r_p \left(r_p \cos\theta \int_0^{2\pi} \mathbf{u}_r d\varphi - r_p \sin\theta \int_0^{2\pi} \mathbf{u}_\theta d\varphi \right) \quad (53)$$

$$\mathbf{B}_p \cong \frac{\mu_0}{4\pi\|\mathbf{r}\|^3} \mu_p \cos\theta \mathbf{u}_r - \frac{\mu_0}{4\pi\|\mathbf{r}\|^3} \mu_p \sin\theta \mathbf{u}_\theta \quad (54)$$

$$\Delta \mathbf{F} = -i_e d\ell \times d\mathbf{B}, \quad (55)$$

$$\Delta \mathbf{F} = -i_e \begin{vmatrix} \mathbf{u}_r & \mathbf{u}_\theta & \mathbf{u}_\varphi \\ 0 & 0 & r \sin\theta d\varphi \\ B_r & B_\theta & 0 \end{vmatrix} \quad (56)$$

Potom pro sledovanou složku síly v jediném bodě P nezávislé na souřadnici φ je

$$\Delta F_p = -i_e (-B_\theta r \sin\theta d\varphi \mathbf{u}_r + B_r r \sin\theta d\varphi \mathbf{u}_\theta) \quad (57)$$

Magnetickou sílu v bodě P $F_{mg,z}$ po zjednodušení a úpravách lze zapsat podle obr. 58 ve tvaru

$$\Delta F_{mg} \cong i_e r d\varphi \frac{\mu_0}{4\pi\|\mathbf{r}\|^3} \mu_p \cos\theta \sin\theta \mathbf{u}_r - i_e r d\varphi \frac{\mu_0}{4\pi\|\mathbf{r}\|^3} \mu_p \sin^2\theta \mathbf{u}_\theta, \quad (58)$$

$$\Delta F_{mg} \cong i_e \mu_p \frac{\mu_0}{4\pi(\sqrt{d^2 + r_e^2})^3} r d\varphi \sin\theta (\cos\theta \mathbf{u}_r - \sin\theta \mathbf{u}_\theta), \quad (59)$$

a modul síly působící na celý objekt (modelu elektronu) je ve zjednodušeném stavu zapsán jako

$$F_{mg} \cong i_e \mu_p \frac{\mu_0}{4\pi(\sqrt{d^2 + r_e^2})^3} \int_0^{2\pi} r \sin\theta d\varphi,$$

potom ale pro bodové působení na část prostoru elektronu, bod P, je zapsán jako

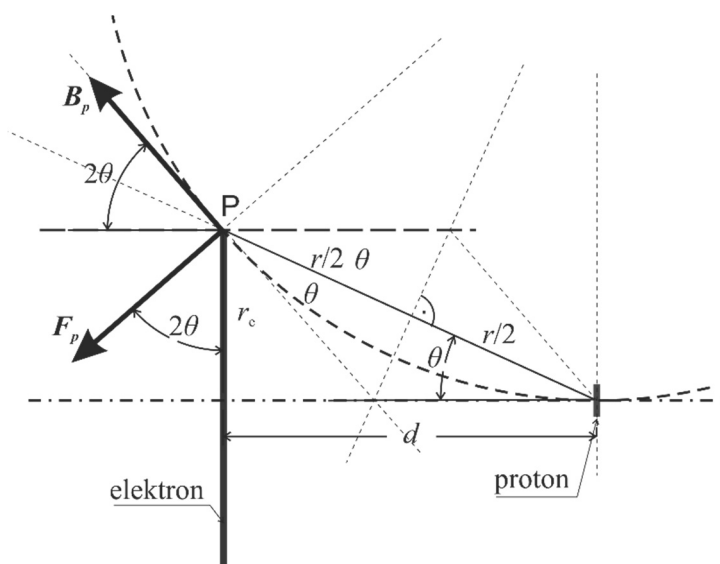
$$F_{mg,P} \cong i_e \mu_p \frac{\mu_0}{4\pi(\sqrt{d^2 + r_e^2})^3}, \quad (60)$$

po vyjádření pouze složky v ose z se získá

$$F_{mg,P,z} = \frac{i_e \mu_0 \mu_p \sin 2\theta}{4\pi(\sqrt{d^2 + r_e^2})^3}$$

$$F_{mg,P,z} = \frac{i_e \mu_0 \mu_p 2dr_e}{4\pi(\sqrt{d^2 + r_e^2})^5} \quad (61)$$

kde i_e je proud elektronu, r_e je poloměr elektronu, μ_p je magnetický moment protonu a d je vzdálenost protonu a elektronu na jejich společné ose, (obr. 58).



Obr. 58 Schéma veličin modelu atomu vodíku pro výpočet magnetické síly F_P mezi protonem a elektronem

K výpočtu poloměru r_e základní velikosti modelu elektronu atomu vodíku použijeme vztah odvozený ze spektra atomu vodíku (6):

$$r_e = \frac{T_1 \cdot \alpha}{8\pi \cdot n} = \frac{91.2324 \cdot 10^{-9}}{8\pi \cdot 137} = 26.5099 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (62)$$

Čas, který foton potřebuje na předání své energie elektronu, je delší o hodnotu konstanty α než ten, za který urazí vzdálenost své vlnové délky rychlostí světla.

$$t_e = \frac{T_1}{c \cdot \alpha} = \frac{91.1 \cdot 10^{-9} \cdot 137}{3 \cdot 10^8} = 4.16 \cdot 10^{-14} \text{ s} \quad (63)$$

Proud elektronu i_e , který vzniká rotací elektrického náboje q_e po obvodu elektronu za jednu otáčku vypočteme:

$$i_e = \frac{q_e}{t_e} = \frac{1.62 \cdot 10^{-19}}{4.16 \cdot 10^{-14}} = 3.846 \cdot 10^{-6} \text{ A} \quad (64)$$

Náboje i magnetické pole protonu a elektronu na sebe působí ve vzdálenosti přepony r .

$$r = \sqrt{r_e^2 + d^2} \quad (65)$$

Pro výpočet přitažlivé elektrické síly v ose z $F_{el,z}$ použijeme Coulombův zákon:

$$F_{el,z} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{r^2} \cdot \cos\theta \quad (66)$$

Pro vyjádření magnetické síly $F_{mg,z}$ v ose x použijeme vztah pro uzavřený prstenec, kterým protéká proud i_e a v místě prstence svírá magnetická indukce \mathbf{B} s normálou úhel 2θ , obr. 58. Modul magnetické síly protonu působící na malý elementární úsek prstence elektronu ds , kterým teče proud i_e je dána vztahem (61). Po úpravě dostaneme vztah:

$$F_{mg,z} = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\theta}{4\pi \cdot r^3} \quad (67)$$

Levitační vzdálenost protonu a elektronu u atomu vodíku na základní energetické úrovni je dána rovnováhou mezi elektrickou silou přitažlivou a magnetickou silou odpudivou:

$$F_{el,z} = F_{mg,z} \quad (68)$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{r^2} \cdot \cos\theta = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \sin 2\theta}{4\pi \cdot r^3}, \quad (69)$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_e^2 \cdot d}{\sqrt{(r_e^2 + d^2)^3}} = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot 2 \cdot r_e \cdot d}{4\pi \cdot \sqrt{(r_e^2 + d^2)^5}}. \quad (70)$$

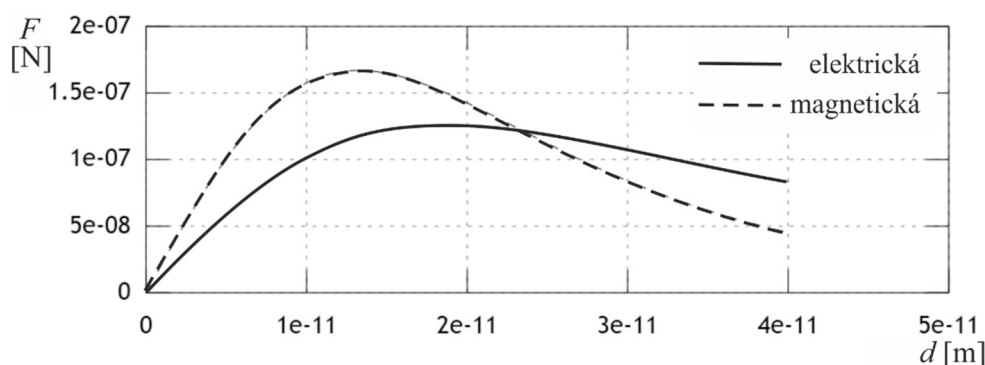
Z těchto vztahů vyjádříme levitační vzdálenost d :

$$d_l^2 = \frac{i_e \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot \epsilon_0 \cdot 2 \cdot r_e}{q_e^2} - r_e^2 \quad (71)$$

$$d_l = \left(\frac{3.85 \cdot 10^{-6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26} \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 2.65 \cdot 10^{-11}}{(1.6 \cdot 10^{-19})^2} - (2.65 \cdot 10^{-11})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (72)$$

Po dosazení známých konstant a vypočtených hodnot dostaneme rovnovážnou polohu - levitační vzdálenost elektronu od protonu atomu vodíku na základní úrovni:

$$d_l = 2.34 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (73)$$



Obr. 59 Graf sil a levitační vzdálenosti atomu vodíku na základní úrovni

Graf průběhu elektrické a magnetické síly v modelu atomu vodíku na základní energetické hladině v závislosti na vzájemné vzdálenosti, obr. 59, ukazuje v průsečíku sil jeho vzdálenost při dynamické rovnováze – levitaci.

U atomu vodíku na první základní energetické úrovni se vazební energie mezi protonem a elektronem W_v rovná ionizační energii W_i , která je potřebná k odtržení elektronu $W_{v,el}$ od protonu a rovná se rozdílu mezi energií elektrického pole a magnetického pole mezi elektronem a protonem $W_{v,mag}$.

$$W_v = W_i \quad (74)$$

$$W_i = W_{v,el} - W_{v,mag} \quad (75)$$

Vazební energii elektrického pole vypočítáme podle vztah

$$W_{v,el} = \frac{q_e^2 \cdot r}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^2}, \quad (76)$$

$$W_{v,el} = \frac{(1.6 \cdot 10^{-19})^2}{4\pi \cdot 8.859 \cdot 10^{-12} \cdot 3.5352 \cdot 10^{-11}} = 6.514 \cdot 10^{-18} \text{ J}. \quad (77)$$

Vazební energii magnetického pole vypočítáme podle vzorce

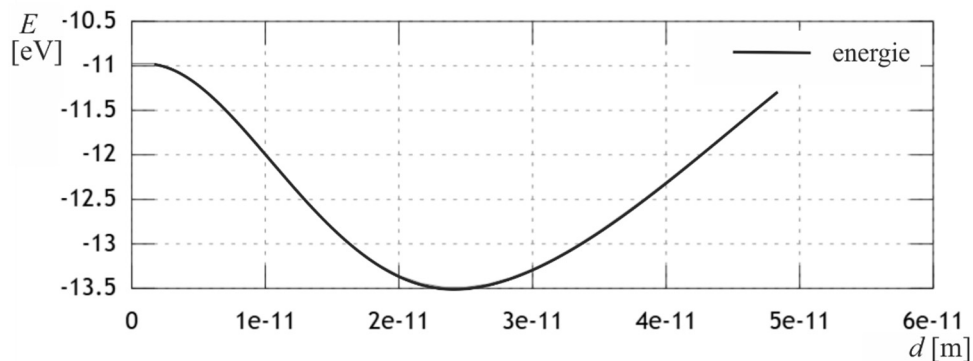
$$W_{v,mag} = \frac{i_{el} \cdot \mu_0 \cdot \mu_p \cdot r}{4\pi \cdot r^3}, \quad (78)$$

$$W_{v,mag} = \frac{3.85 \cdot 10^{-6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.41 \cdot 10^{-26}}{4\pi \cdot (3.5352 \cdot 10^{-11})^2} = 4.344 \cdot 10^{-18} \text{ J.} \quad (79)$$

Výsledná vazebná energie podle výrazu (66) je

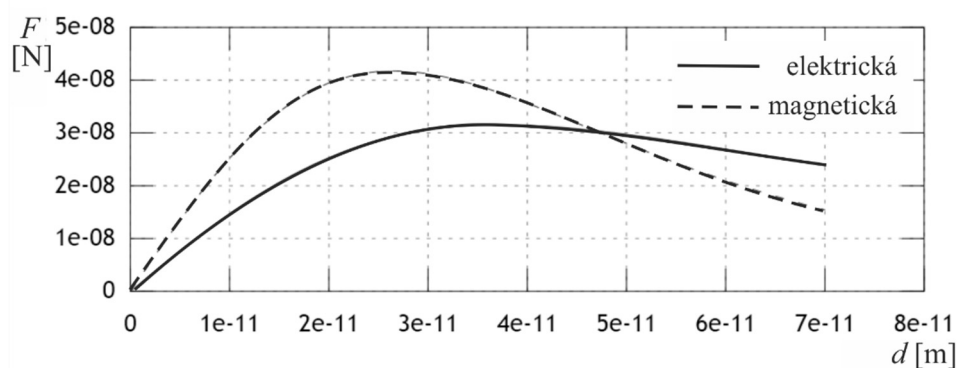
$$W_v = 6.514 - 4.344 = 2.17 \text{ J} = 13.543 \text{ eV} \quad (80)$$

Grafické vyjádření vazební energie modelu atomu vodíku je znázorněno na obr. 60



Obr. 60 Grafické znázornění vazební energie modelu atomu vodíku v závislosti na vzdálenosti elektron-proton

Na obrázku 61 vidíme dvojnásobnou levitační vzdálenost pro atom vodíku vybuzený na druhou energetickou úroveň.

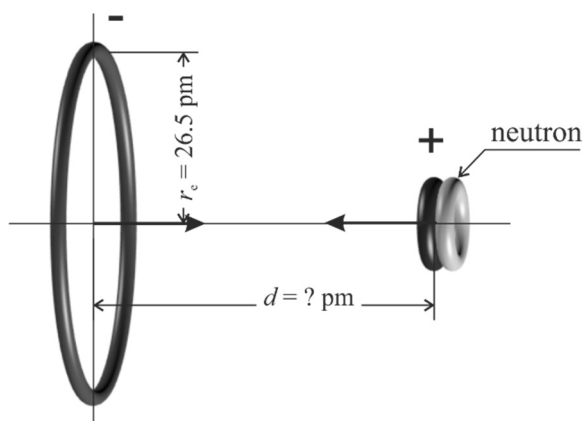


Obr. 61 Graf rozložení modulu sil v závislosti na vzdálenosti excitovaného elektronu na hladinu S2 atomu vodíku

5.3 MODEL ATOMU DEUTERIA

Atom deuteria, obr. 62, můžeme považovat za izotop atomu vodíku obohacený v jádře jedním neutronem. Proto v navrženém modelu může být použit poloměr elektronu r_e shodné velikosti, jako u modelu atomu vodíku. V modelu se přidáním elementu neutronu nemění velikost elektrické síly, ale velikost magnetické síly bude pro zjednodušení uvažována jako dvakrát větší. Rovnice pro vyjádření rovnováhy sil bude mít tvar

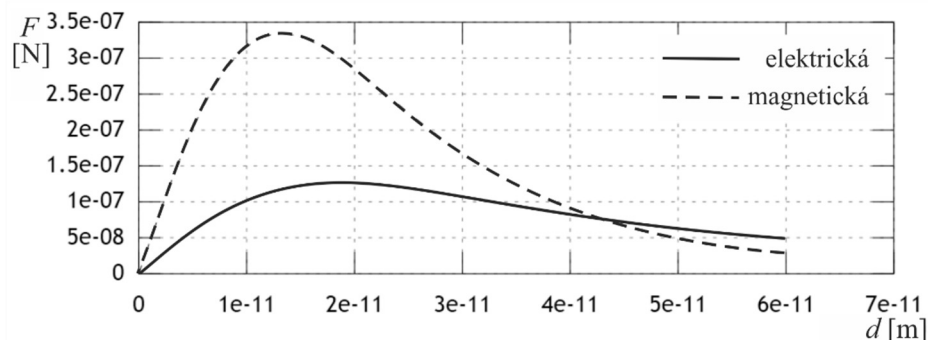
$$\|F_{el}\| = 2 \cdot \|F_{mg}\| \quad (81)$$



Obr. 62 Navržený model atomu deuteria

Po provedení analýzy podle výše odvozeného vztahu (72) pro model vodíku, vyjde pro dynamický rovnovážný vztah, obr. 62, vzdálenost modelu elektronu od protonu a tím i atomový poloměr deuteria jako

$$d_{l,D} = 4.2 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (82)$$

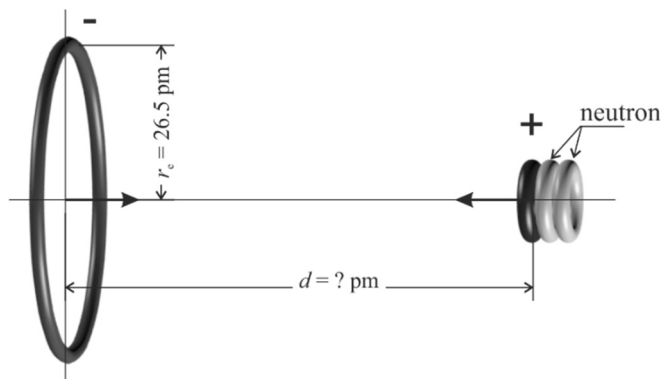


Obr. 63 Grafické zobrazení modulů sil a vzdálenosti dynamické rovnováhy pro model atomu deuteria v závislosti na vzdálenosti středů elementů modelovaných objektů.

5.4 MODEL ATOMU TRITIA

Pro koncepční sestavení modelu atomu tritia použijeme stejný přístup a nástroje jako u modelu deuteria s přidáním dalšího elementu – neutronu. Rovnice pro dynamickou rovnováhu a výpočet vzdálenosti pro rovnovážný stav, obr. 64, bude mít tvar

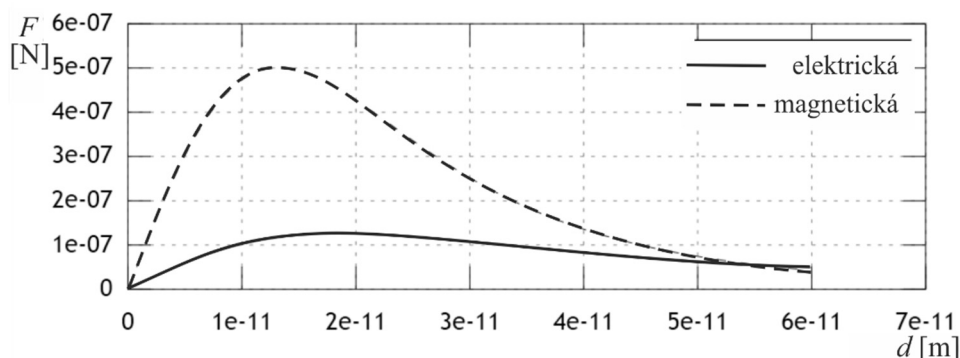
$$\|F_{el}\| = 3 \cdot \|F_{mg}\| \quad (83)$$



Obr. 64 Model atomu tritia

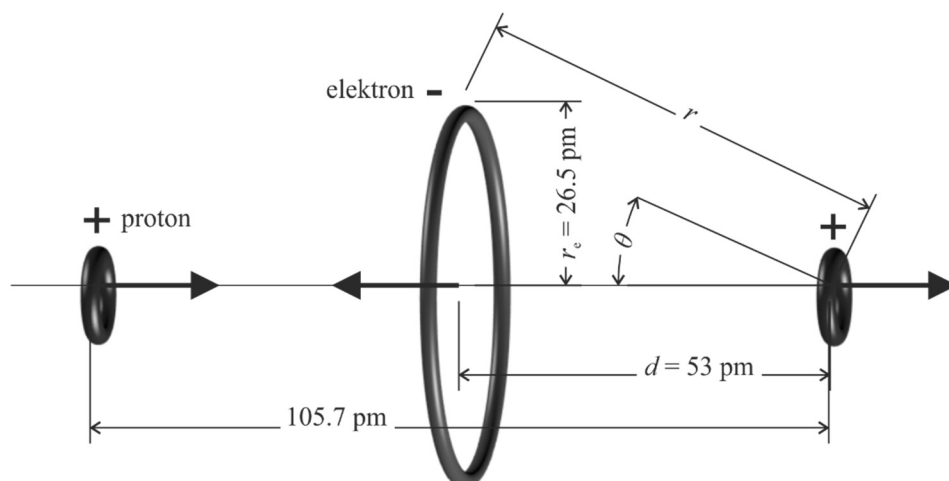
Výsledná vzdálenost pro rovnovážný vztah a poloměr modelu atomu tritia je

$$d_{l,T} = 5.5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (84)$$



Obr. 65 Grafické zobrazení průběhu funkcí modulů vektorů sil a vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu atomu tritia.

5.5 MODEL IONTU VODÍKU H_2^+



Obr. 66 Model a geometrické uspořádání iontu vodíku H_2^+

Pro návrh a odvození vztahů vyjádření dynamického rovnovážného stavu navrženého modelu iontu vodíku byla zvolena vzdálenost mezi středem elementu protonu a elektronu $d = 53 \text{ pm}$. Elektrický náboj v modelu elektronu q_e , který působí na jeden proton je volen jako poloviční, tedy $q_e/2$, a to proto, že se elektrické pole modelu elektronu musí rozdělit na dvě shodné části podle geometrického uspořádání v obr. 66 a to symetricky podle transversální roviny toroidu elektronu. Parametry modelu elektronu v iontu atomu vodíku se působením dalšího protonu zvětší, a to poloměr R_1 na dvojnásobek velikosti svého poloměru vzhledem k atomu vodíku, a to vlivem elektromagnetických sil působících v ose y v rovině modelu elektronu. Magnetické pole, magnetická síla se i při změně geometrického parametru modelu elektronu nezmění, protože nepřijme žádnou další energii ve formě fotonu a pro vyjádření elektrického proudu platí

$$i_e = \frac{dq_e}{dt_r}, \quad (85)$$

tedy při změně – zdvojnásobení poloměru r_e se doba změny elektrického náboje zkrátí na polovinu, a to pro platnost zachování shodné úhlové rychlosti ω a pak magnetické indukce

$$\mathbf{B} = \frac{i_e \mu_0}{2} \frac{\mathbf{u}_z}{r_e}, \quad (86)$$

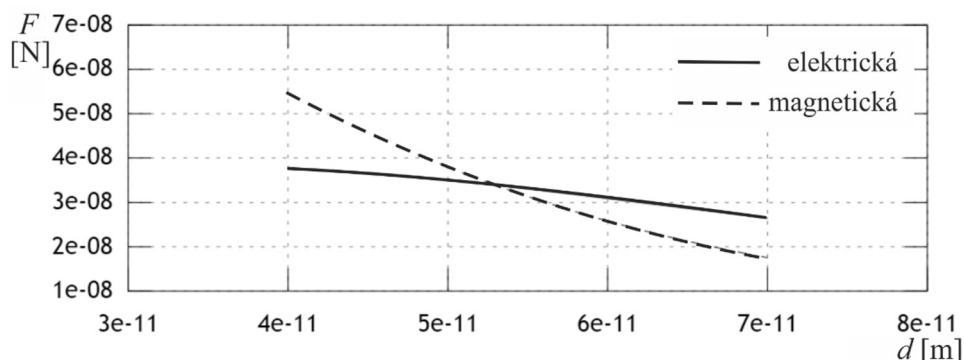
zůstává beze změny. Navržená rovnice pro nastavení dynamického rovnovážného stavu bude mít tvar

$$\left\| \frac{2}{2} \cdot \mathbf{F}_{el+-} - \mathbf{F}_{el++} \right\| = 2 \cdot \left\| \mathbf{F}_{mg+-} \right\| \quad (87)$$

Vypočítaná vzdálenost pro dynamický rovnovážný stav středů elementů modelů elektronu od protonu u iontu vodíku H_2^+ je vyjádřena a vyčíslena jako

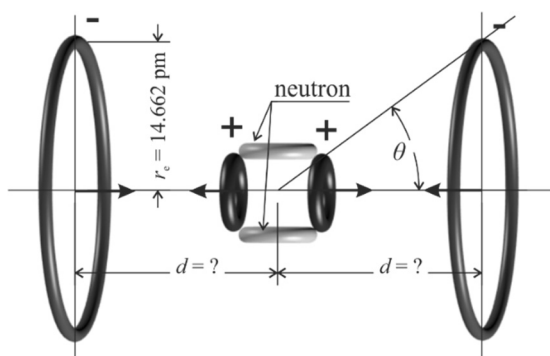
$$d_{i,\text{H}^+} = 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (88)$$

S grafickým zobrazením modulů vektorů sil v závislosti na vzdálenosti elementů modelujících části iontu na obr. 67.



Obr. 67 Zobrazení průběhu funkcí modulů vektorů sil a vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu v atomu iontu vodíku

5.6 MODEL ATOMU HELIA



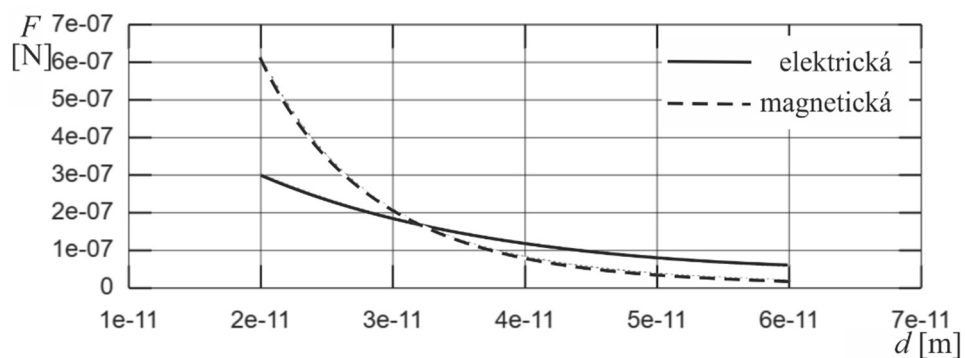
Obr. 68 Navržený model a struktura uspořádání atomu He.

Při vyhodnocení a vyčíslení vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu atomu He pro elektrony modelované v atomu He, obr. 68, se vychází z parametrů – rozměrů modelovaných toroidů jako elektrony již z dříve určených z termu 50.4577 nm s použitím výrazu (6) a struktury alfa částice jádra He. Uvažujeme vztah pro rovnovážný stav sil

$$\left\| \mathbf{F}_{el+-} \right\| = 2 \left\| \mathbf{F}_{mg+-} \right\| \quad (89)$$

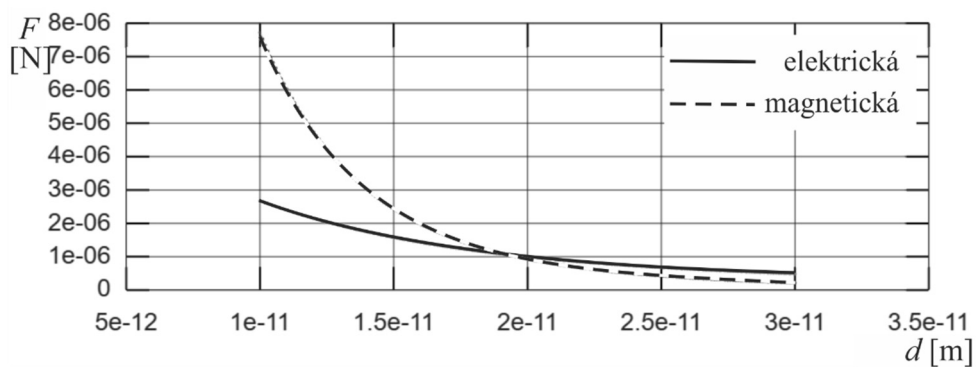
$$d_{i,\text{He}} = 3.2 \cdot 10^{-11} \text{ m} \quad (90)$$

Vyčíslená vzdálenost platí pro oba elektrony modelu He a je zároveň i poloměrem atomu He, obr. 69.



Obr. 69 zobrazení průběhu funkcí modulů vektorů sil a vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu atomu He

Pro model iontu atomu He_3^+ je vzdálenost pro dynamickou rovnováhu jediného elektronu a jádra atomu $d_{l,\text{He}^+} = 1.9 \cdot 10^{-11} \text{ m}$.

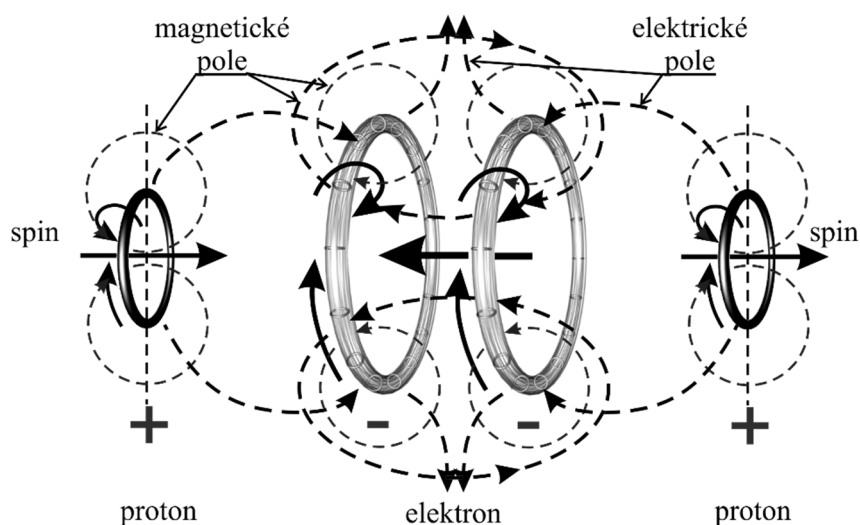


Obr. 70 zobrazení průběhu sil a vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu atomu He_3^+

6 RT MODELY MOLEKUL

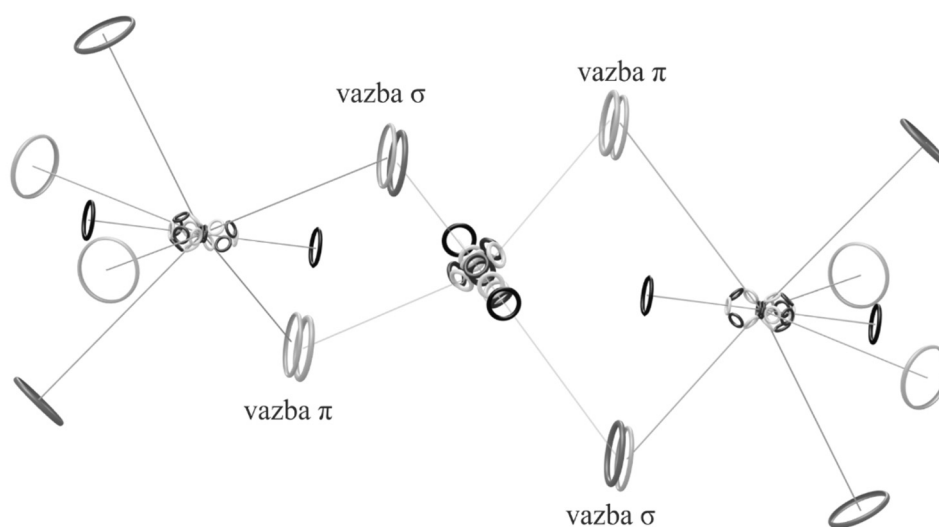
6.1 KOVALENTNÍ VAZBA V RT

Mezi nejjednodušší kovalentní vazby patří vazba mezi elektrony molekuly vodíku. V navržených modelech podle RT pro atom vodíku, ve kterém oba shodně pohybující se elektrické náboje q_e vytvářejí elektrony s paralelními spiny, obr. 45. Pokud se modelované elektrony nalézají v dynamické rovnováze tak geometricky blízko, že magnetickým polem vyvolané síly budou stejné jako elektrickým polem vyvolané síly, potom modelované elektrony budou k sobě vázány vazbou, kterou nazýváme kovalentní, obr. 71.



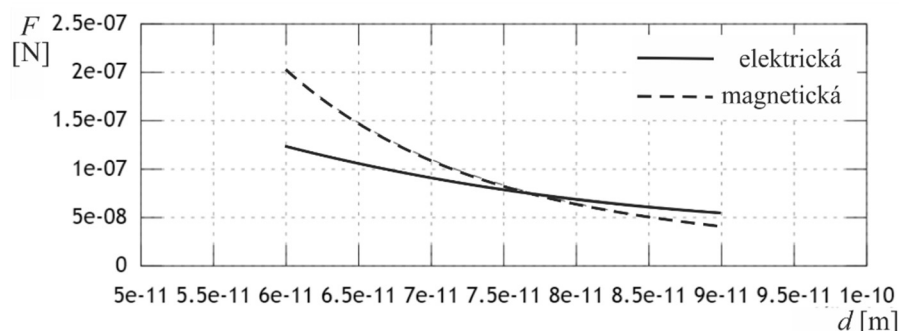
Obr. 71 Schéma symbolického rozložení elektrodynamických sil a tvorba kovalentní vazby molekuly vodíku.

U modelované kovalentní vazby podle RT se rozlišují dva typy vazeb, vazbu σ a vazbu π , obr. 72. Kovalentní vazby modelů elektronů s různými kvantovými čísly mají vliv na vzdálenosti v dynamické rovnováze systému od protonů [29].

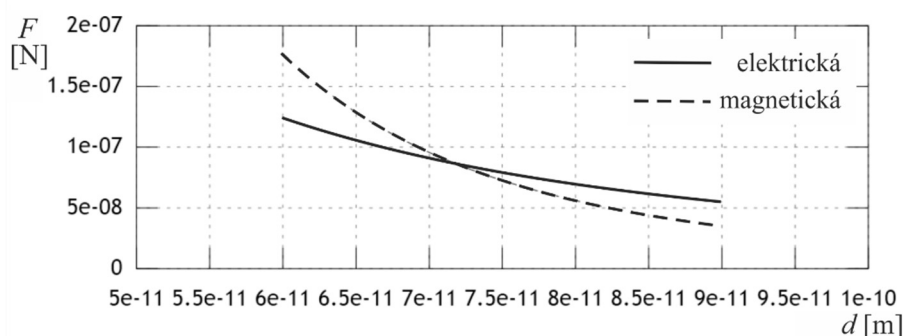


Obr. 72 Schématické zobrazení druhů kovalentní vazby u molekuly CO_2

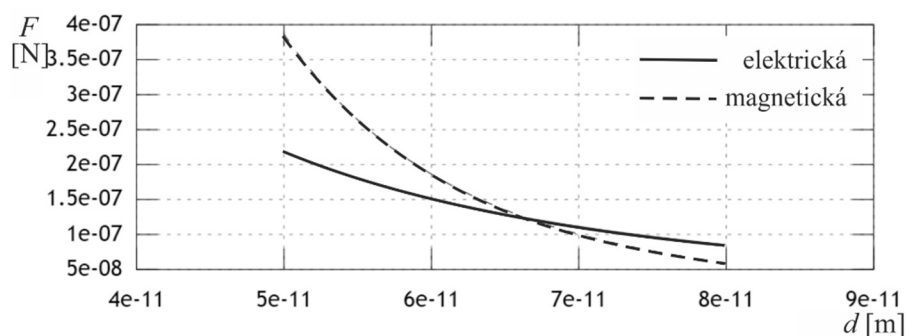
Například modelované atomy uhlíku mohou mít tři druhy vazeb: $2s - 2s$, $2s - 2p$ a $2p - 2p$. Ale elektrony $2s$ mají podle RT jinou energii vazby, než elektrony $2p$. Ionizační energie elektronu $2s$ je uvažována jako $w_{e,2s} = 19.4$ eV, kdežto ionizační energie elektronu $2p$ je $w_{e,2p} = 10.6$ eV. Z toho plyne závěr, že modelované elektrony $2p$ jsou k jádru navrženého podle RT vázány téměř o polovinu menší silou, než elektrony $2s$. To je způsobeno tím, že elektrony $2p$ mají větší vnitřní energii, která je vázána k magnetické složce EMG pole. Převažující složky magnetického pole způsobí vzdálení modelu elektronu od jádra atomu modelu. Z toho lze vyvodit, že navržené vazby v modelu, které obsahují elektrony typu $2p$, budou mít kovalentní vazbu v podobě větší vzdálenosti elementů atomu. Potom má základní kovalentní vazba z elektronů $2p - 2p$ velikost $d = 7.7 \cdot 10^{-11}$ m, obr. 73, ale vazba v benzenovém jádru, která je tvořena elektrony $2s - 2p$, má parametr vzdálenosti středů toroidálních prvků $d = 7.2 \cdot 10^{-11}$ m, obr. 74.



Obr. 73 Určení vzdálenosti d mezi prvky modelu tvořících kovalentní vazby pro atomy uhlíku $2p-2p$

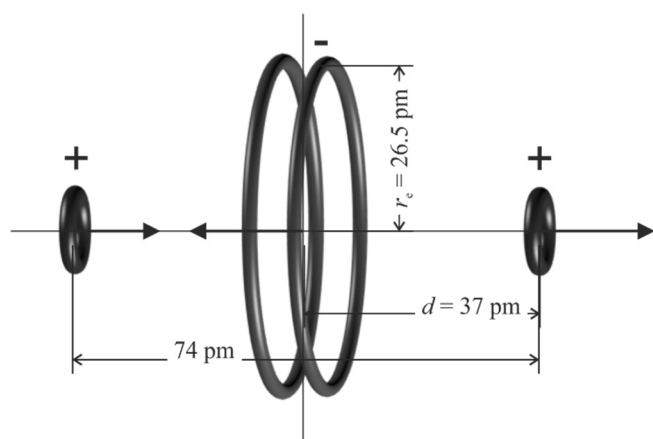


Obr. 74 Určení vzdálenosti d mezi prvky modelu tvořících kovalentní vazby pro atomy uhlíku $2s-2p$



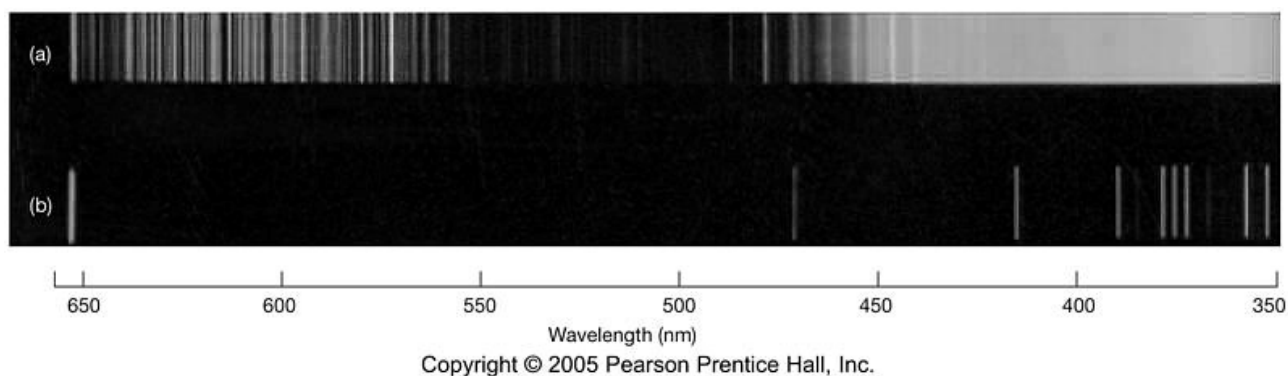
Obr. 75 Určení vzdálenosti d mezi prvky tvořících kovalentní vazby pro model atomů kyslíku

6.2 RT MODEL MOLEKULY VODÍKU H₂



Obr. 76 Modelovaná molekula vodíku podle navržené RT

U navrženého modelu molekuly vodíku, obr. 76, se může vycházet z dostupných a experimentem získaných údajů spektrálních čar, ze kterých je patrné, že energie vazební dvojice modelovaných elektronů se nachází v první polovině mezi druhou a třetí energetickou hladinou, obr. 77.



Obr. 77 Experimentálně získaná data spekter [28] a) spektrum molekuly vodíku, b) spektrum atomu vodíku

Přítomnost oblasti s více čarami ve spektru poukazuje na skutečnost, že elektrony atomů vodíku v dynamickém stavu tvorby molekul emitují fotony s různými energiemi takovým způsobem, že průměrná hodnota se rovná 2.26 eV. Je to možné interpretovat tím, že k tomuto procesu nedochází při stejné teplotě T . Vazební elektrony v atomech, které tvoří molekuly, neobsazují diskrétní energetické hladiny jako u samotných atomů [26].

Ze spektra molekuly vodíku, obr. 77, vidíme, že spektrální čáry, které vznikají uvolněním fotonů při přeskočení elektronů na nižší energetickou úroveň, jsou tvořeny fotony o vyšší energii, než je druhá energetická hladina atomu vodíku.

Proto při následujícím modelování a analýze budeme používat jeden excitovaný elektron na hladinu $2p$ a druhý na hladinu $2s$, u nichž došlo hybridizací ke srovnání energií a poloměrů, a při následném uvolnění fotonů ke zmenšení magnetického pole na základní úroveň první energetické hladiny. Jejich poloměr bude zachován ve velikosti 2.15 násobku základní velikosti poloměru modelu elektronu $r_e = 2.65 \cdot 10^{-11}$ m v důsledku působení EMG sil v ose prstenců dvou protilehlých protonů.

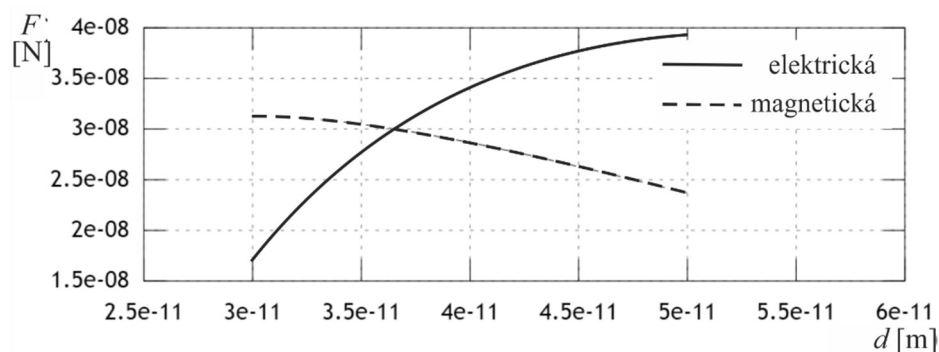
Rovnice sil pro výpočet levitační vzdálenosti je:

$$2F_{el+-} - F_{el++} = 2F_{mg+-} \quad (91)$$

Pokud přijmeme hypotézu, že při optimalizaci rozložení energií budou vzdálenosti d_1 a d_2 elektronů od protonů rozdílné, pak vyčíslená vzdálenost $d_1 = 2.37 \cdot 10^{-11}$ m a vzdálenost $d_2 = 5.04 \cdot 10^{-11}$ m. Celková vzdálenost obou protonů $d = 7.41 \cdot 10^{-11}$ m je pak shodná s empiricky naměřenou vzdáleností.

Rovnice dynamických rovnovážných sil pro určení rovnovážného stavu vzdálenosti je podle výrazu (36)

$$\left\| 2 \cdot \mathbf{F}_{el+-} - \frac{1}{2} \mathbf{F}_{el++} \right\| = 2 \cdot \left\| \mathbf{F}_{mg+-} \right\| \quad (92)$$



Obr. 78 Grafické vyjádření průběhu funkcí modulů vektorů sil a vzdálenosti pro dynamickou rovnováhu modelu molekuly vodíku

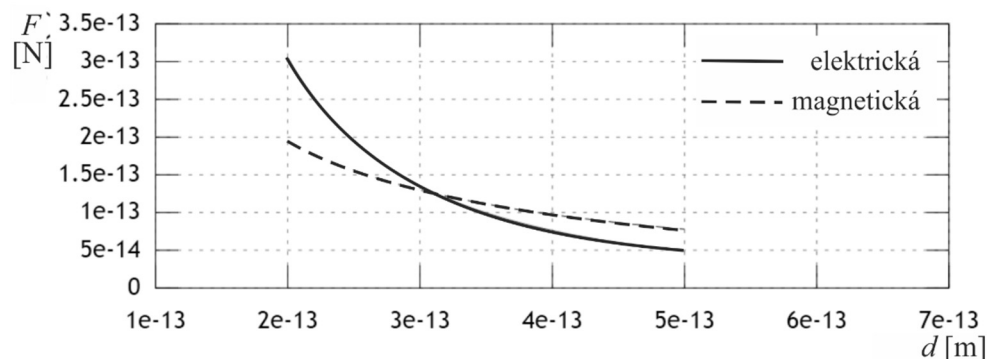
Vyčíslená vzdálenost modelovaného elektronu a protonu pro dynamický rovnovážný stav je u molekuly vodíku H_2

$$d_{IH2mol} = 3.7 \cdot 10^{-11} m \quad (93)$$

Pro určení vzdálenosti modelovaných elektronů kovalentní vazby u molekuly vodíku, obr.76, se použijí následující výrazy sil elektrického a magnetického pole

$$\left\| \mathbf{F}_{el} \right\| = \left\| \mathbf{F}_{mg} \right\| \quad (94)$$

Výsledná vzdálenost modelovaných elektronů v kovalentní vazbě navrženého modelu molekuly vodíku je $3.2 \cdot 10^{-13}$ m.

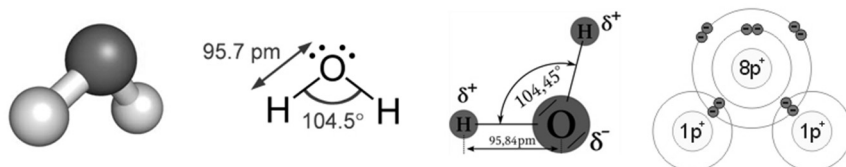


Obr. 79 Grafické zobrazení rozložení modulů sil v navržené molekule vodíku pro určení dynamické rovnovážné vzdálenosti modelovaných elektronů kovalentní vazby navrženého molekuly vodíku.

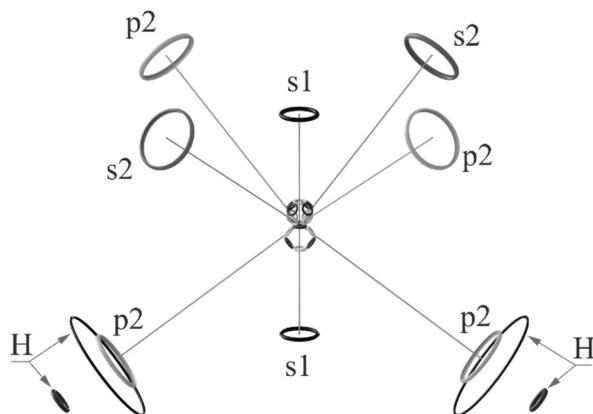
6.3 MODELÝ MOLEKUL PODLE RT

Dosud používané modely molekul, například vody – H_2O nabízí několik typů znázornění vazeb atomů vodíku H s kyslíkem O, obr. 80, ale i když je známa vzdálenost atomů vodíku H od atomu kyslíku O a jejich vzájemný úhel ve společné vazbě, který svírají, žádný z těchto modelů není schopen dostatečně objasnit vznik a dynamicky rovnovážný stav takto tvořené vazby.

Pokud by se molekula H_2O modelovala pomocí navržené RT, zobrazené jádro modelu atomu kyslíku snadno objasní postavení jednotlivých modelovaných elektronů ve slupkách atomu kyslíku O a jejich vazbu na atomy vodíku H a další prvky, obr. 81.



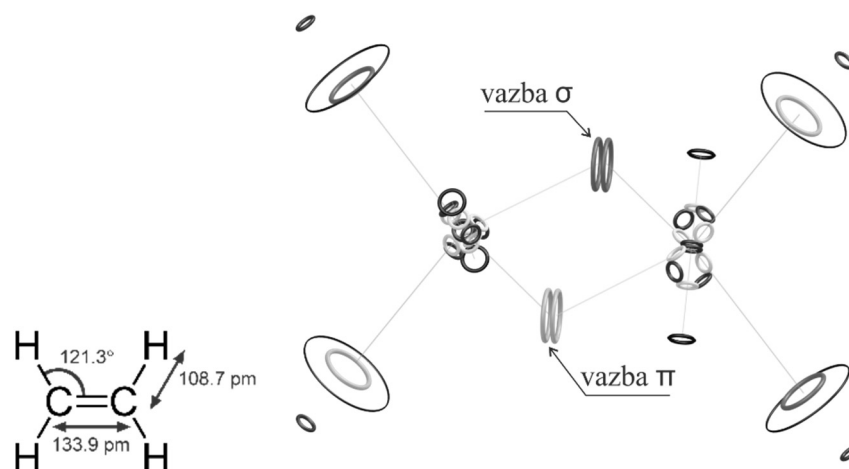
Obr. 80 Standardní modely klasického zobrazení molekuly vody H_2O .



Obr. 81 Navržená struktura elektronového obalu molekuly vody H_2O podle RT

Animaci molekuly vody lze nalézt na adrese [21].

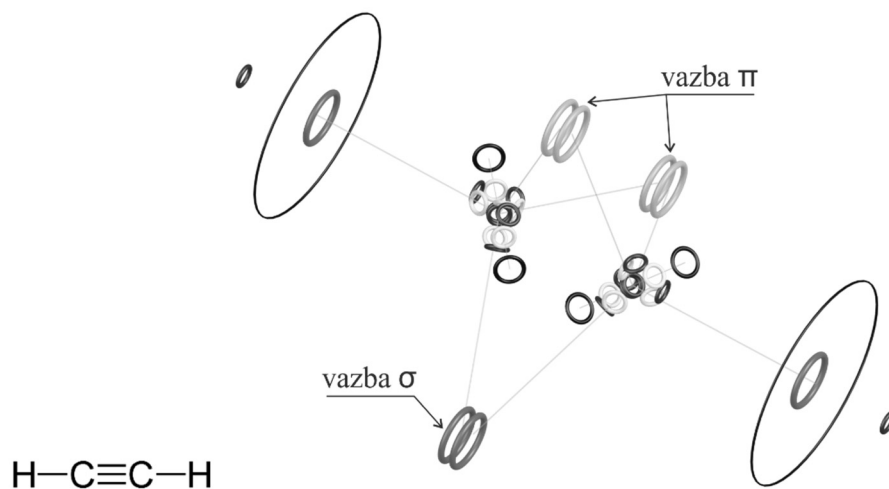
Rovněž na příkladu modelu molekuly C_2H_4 (etylén) modelované podle RT, obr. 82, lze ukázat, že při použití RT se získá explicitní odpověď na vnitřní formování a uspořádání této molekuly.



Obr. 82 Model C_2H_4 , dvojná vazba v molekule, schéma vazby, model podle RT.

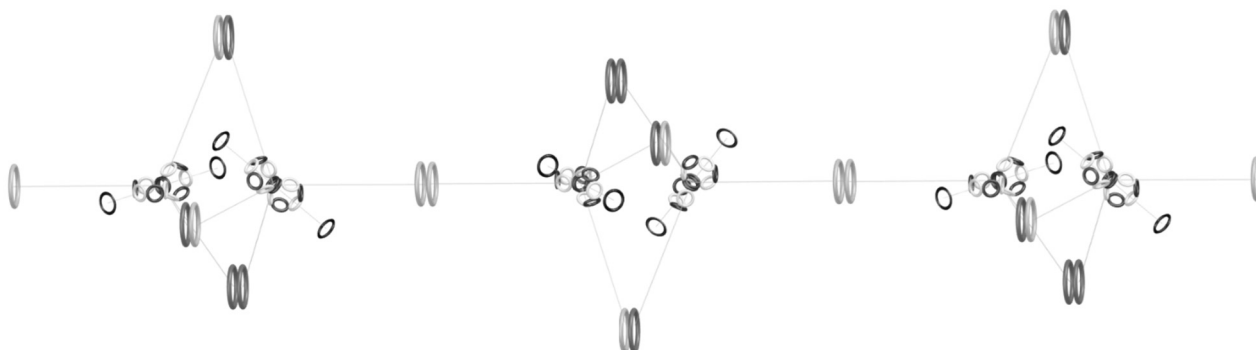
Animace dvojných vazeb uhlíku je zveřejněna na adrese [22].

Příkladem tvorby modelu trojné vazby mezi atomy uhlíku C může být C_2H_2 (acetylen), jehož strukturu tvoří v modelu vazeb tři dvojice modelovaných elektronů a může být schematicky zobrazen na následujícím obrázku, obr. 83.



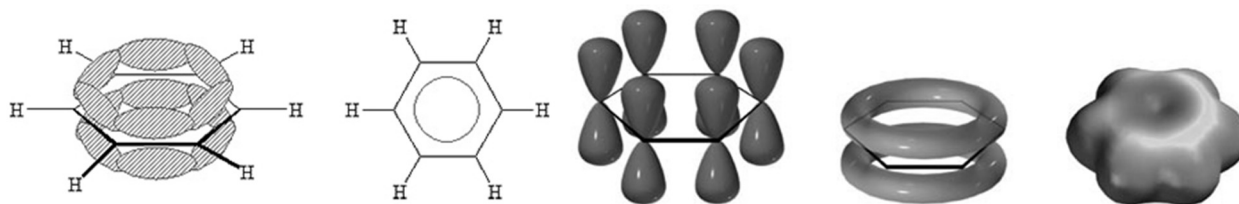
Obr. 83 Model trojné vazby v molekule C_2H_2 podle RT.

Animace trojné vazby atomů uhlíku je zveřejněna na adrese [23]. Pomocí RT modelované struktury jader uhlíku C může být vytvořeno schéma struktury Karbynu, obr. 84, jako hypotetickou alotropickou variací atomů struktury polyalkinu - $(C \equiv C)_n$ -, ve které atomy tvoří dlouhé řetězce střídajících se jednoduchých a trojných vazeb.



Obr. 84 Návrh modelu a schématické zobrazení lineární alotropické struktury Karbynu

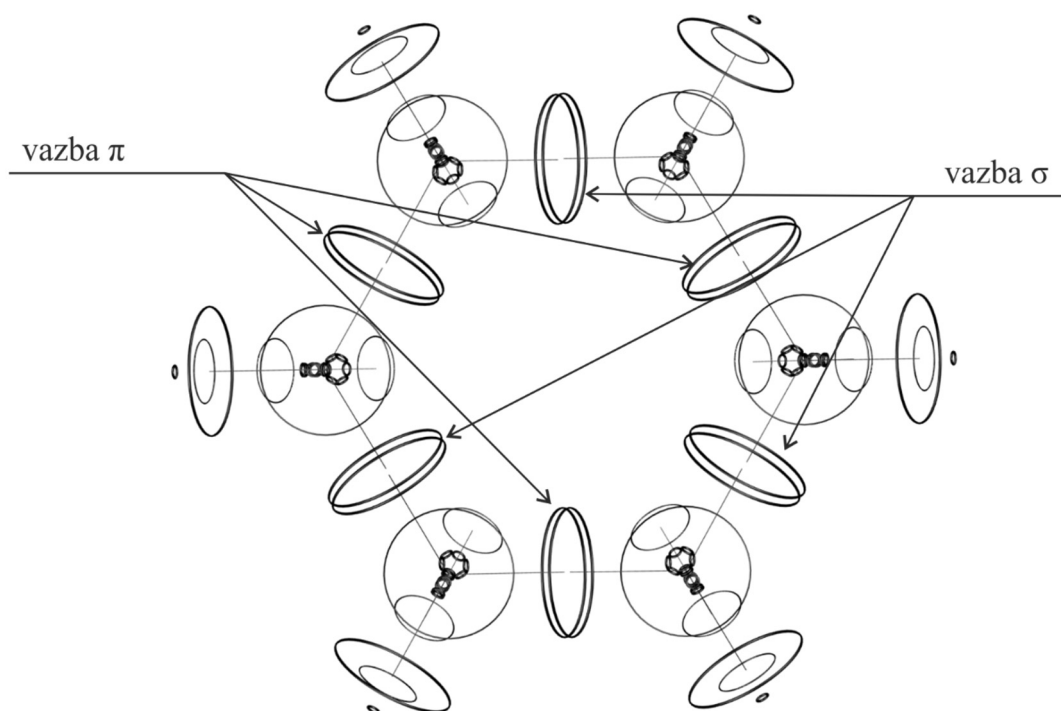
Další ukázkou výhod explicitního přístupu modelů podle RT může být příklad modelu molekuly benzenu. Modelovaná molekula má tvar šestiúhelníku, v jehož vrcholech jsou pozice atomů uhlíku C; ke každému z nich se váže jeden atom vodíku. Ukazuje se, že elektrony v benzenu jsou lokalizované s pravděpodobnostním rozložením v celém jádru molekuly, což se často v schématickém znázornění struktury, obr. 85, označuje pomocí kruhu vepsaného do šestiúhelníku. Avšak žádný z používaných schématických znázornění hlouběji explicitně nezobrazuje rozložení elementárních částic v molekule.



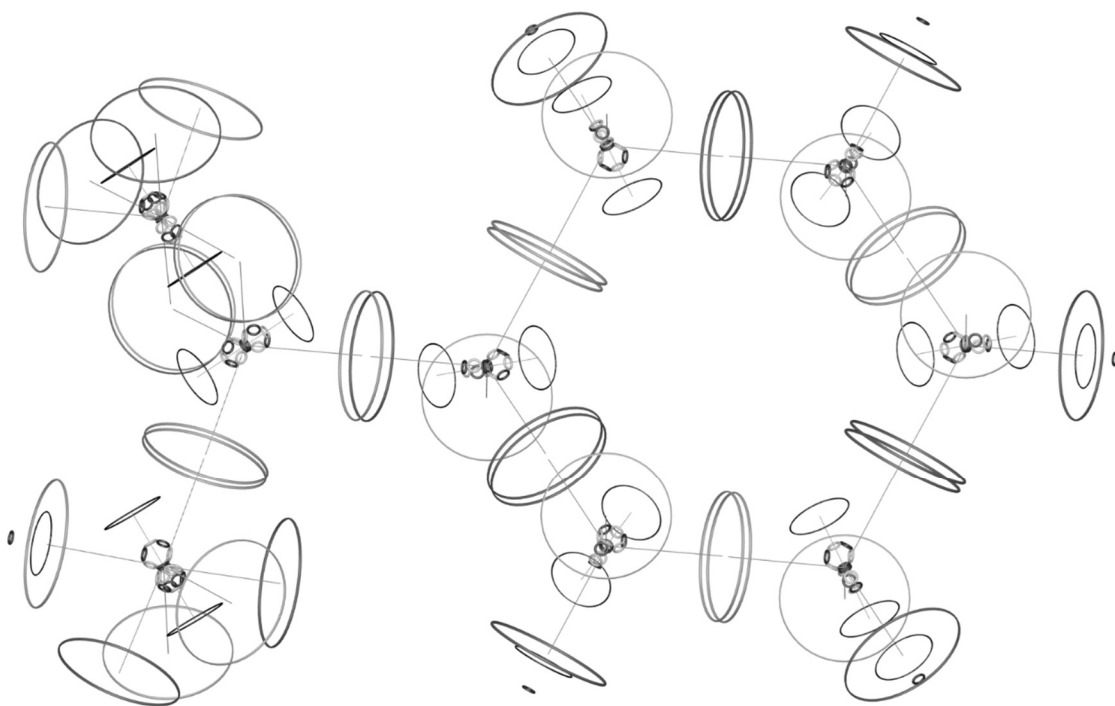
Obr. 85 Schématická zobrazení struktury molekuly benzenu

Pokud se zobrazí model molekuly benzenu C_6H_6 pomocí prstencových struktur navržené RT, obr. 86, je patrné detailní explicitní uložení a způsob vazeb mezi jednotlivými modelovanými atomy uhlíku C, které ale nejsou tzv. „rovnocenné“ ve smyslu EMG pole a dynamických vazeb v navržené struktuře. Vazba mezi takto modelovanými atomy je tvořena elektrony typu „s“ a také elektrony typu „p“. Volné elektrony v horní části modelu molekuly mají opačný vnější spin než elektrony v dolní části molekuly. Tyto volné elektrony můžeme označovat jako „delokalizované“ a se shodným spinem mohou volně rotovat po povrchu modelu molekuly. Také sousední vázané atomy vodíku H (nebo i jiné atomy nebo skupiny) mají vždy opačný vnější spin. Tato schematická struktura nám umožňuje lépe vyhodnotit a explicitně popsat vazby s dalšími modelovanými atomy, obr. 86, při vytváření složitějších molekul a sloučenin, obr. 87.

Animace navrženého modelu molekuly benzenu je dostupná na [24].



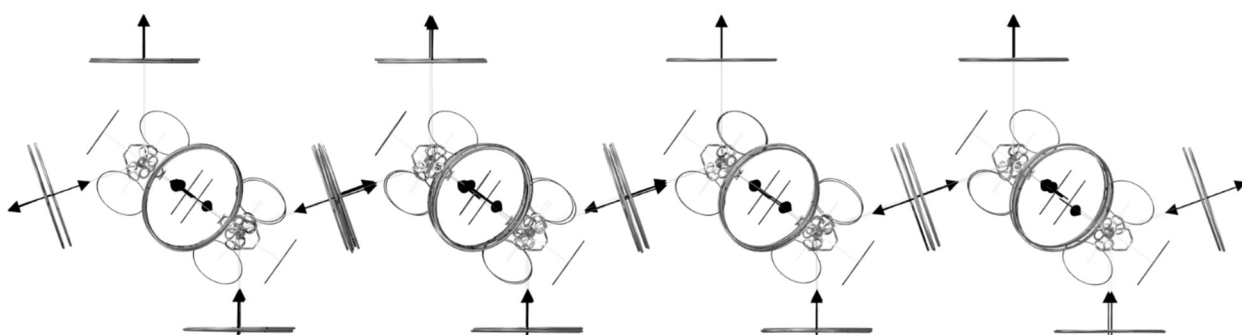
Obr. 86 Model struktury molekuly benzenu C_6H_6 podle navržené RT



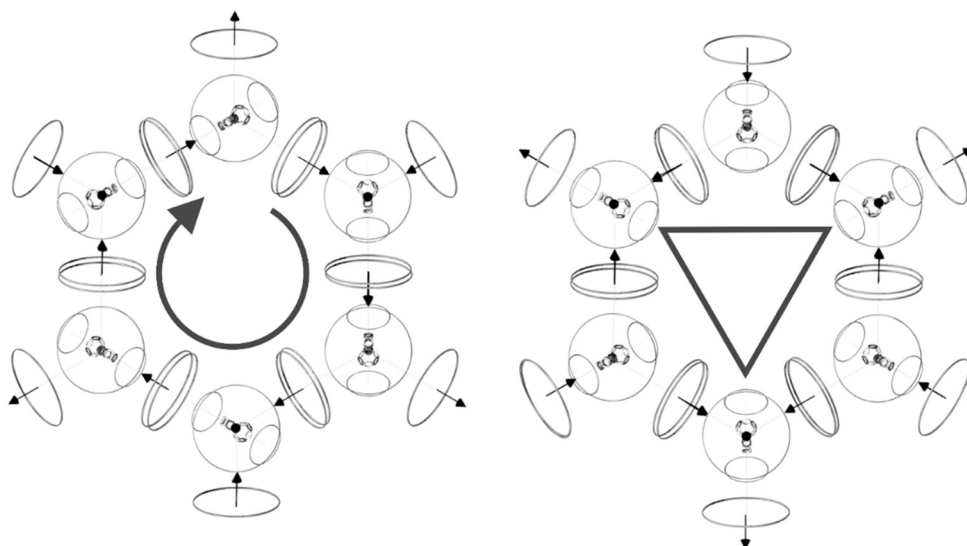
Obr. 87 Prostorový 3D model navržené struktury molekuly C_6H_5COOH

Pokud se například pokusíme vytvořit model struktury grafenu, obr. 88, podle RT, potom z hlediska spinů jednotlivých atomů uhlíku, obr. 50, se mohou v modelované struktuře grafenu nacházet dva typy uspořádání z pohledu spinového propojení/vazby jednotlivých atomů uhlíku C. Tyto dva typy uspořádání, obr. 89, se v navržené struktuře modelu grafenu pravidelně střídají. Navrženou strukturu grafenu však nelze sestavit pouze z některého z nich, obr. 90. Analýza navrženého modelu pomocí RT by mohla mít vliv na racionální způsob sestavování nanočástic, explicitní popis vlastností nebo záměnu některého typu vazeb, seskupení za více nebo méně prvkový, za záměnu uhlíku C ve struktuře za jiný prvek atd.

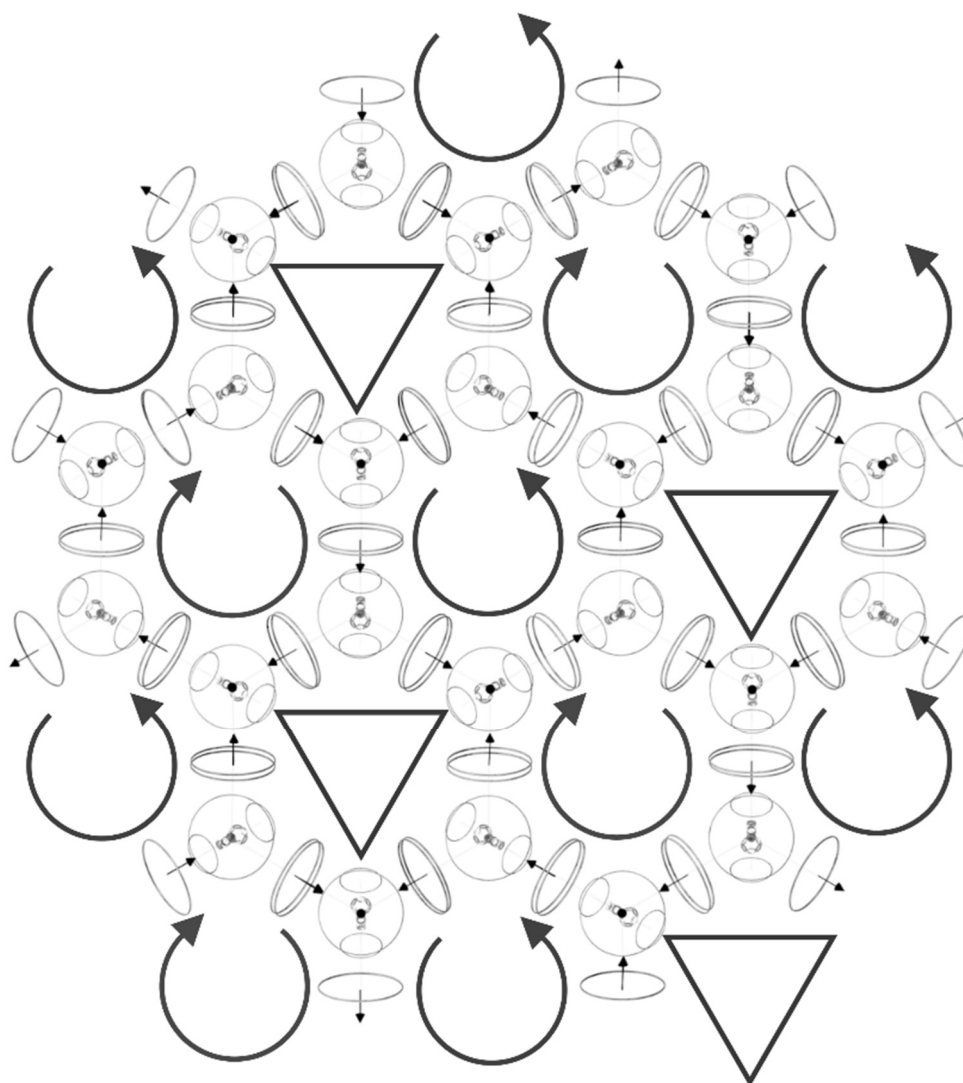
Animace navrženého modelu grafenu je dostupná na [25].



Obr. 88 Navržená struktura grafenu a spinová orientace elektronů v modelu. Uspořádání vnějších elektronů na paralelních osách vysvětluje nejvyšší vodivost grafenu, neboť po vybuzení těchto elektronů dojde k jejich vzdálení od protonů. Tyto elektrony se vlivem vnějšího elektrického pole snadno pohybují v důsledku nejlepšího gyroskopického uspořádání.



Obr. 89 Schématické zobrazení dvou typů uspořádání v modelu grafenu vzhledem k navrženým spinovým vazbám v modelu.



Obr. 90 Navržený způsob uspořádání částí v modelu grafenu podle typu spinové vazby.

7 ZÁVĚR

Navržený způsob modelování elementárních částí hmoty podle RT představuje explicitní způsob náhledu na analýzu a modelování elementárních struktur. Strukturu atomových jader, atomů i molekul lze pak snadněji modelovat a predikovat jejich vlastnosti proti doposud používaným implicitním způsobům modelování stochastických modelů a analýzám. Základy navržené RT jsou velmi jednoduché, stojí na známých teoriích EMG pole a elektrodynamiky. Pro pochopení a srozumitelné použití přispívá názorné schématické grafické zobrazení struktur. RT nepotřebuje složitý matematický aparát nespojitých dějů a stochastických přístupů.

RT může přispět k pokroku v uchopení některých jevů z oblasti fyziky elementárních částic a atomové struktury, nano-inženýrství, nanotechnologie, které se z implicitního popisu obtížně objasňuje. RT může přispět k snadnému způsobu chápání základů chemie a fyziky částic, může snadno interpretovat důvody pro stabilitu i reaktivitu atomů a molekul.

Explicitní modelování a popis chování elementárních objektů hmoty – protonů a neutronů v rámci struktury jádra atomu, pohyb elektronu v atomu, velmi přispívá k racionálnímu přístupu částicového inženýrství, a tedy i možnosti rozvoji nano-oborů. RT může přispět k modelování atomů, molekul a umožní navrhnout a ověřit nové molekuly a materiály požadovaných/specifických vlastností.

RT dává materiálovému inženýrství nástroj, který může vysvětlit jevy standardními modely obtížně vysvětlitelné a explicitně uchopit zákonitosti, jevy a procesy, které obory nano věd doposud obtížně zpracovávaly.

7.1 PODĚKOVÁNÍ

Poděkování patří panu prof. Ing. Pavlu Fialovi, Ph.D., za metodické vedení při zpracování textů.

Poděkování patří panu doc. RNDr. Zdeňku Šmardovi, CSc., za cenné připomínky a pomoc v oblasti matematického zpracování integrálů.

Výzkum byl prováděn na základě dílčích cílů grantu Grantové agentury České republiky GA 17-00607S. Analýzy a zázemí nezbytných výzkumných aktivit bylo podpořeno infrastrukturou centra excellence SIX.

7.2 LITERATURA

- [1] Feynman RP. (1986), *Elementary Particles and the Laws of Physics*. The Dirac Memorial Lectures, Cambridge University Press, Cambridge; (1987).
- [2] Landau, Lev Davidovič. - Haan-Gruiten. (2014), *Klassische Feldtheorie*, Verl. Europa-Lehrmittel Nourney, Vollmer, 2014, unveränd. Nachdr. der 12., überarb. Aufl., 4. Dr.
- [3] Bohr N. (1913) *Phil Mag*. 1913; 26:1.
- [4] Schrödinger E. (1930), *Über die kräftefreie Bewegung in der relativistischen Quantenmechanik*, Berliner Ber; 1930:418.
- [5] Schrödinger E. (1931), *Zur Quantendynamik des Elektrons*, Berliner Ber; 1931:63.
- [6] <http://www.lanl.gov/discover/news-release-archive/2016/index.php>
- [7] Sklenar J., et al. (2016), *Perspective: Interface generation of spin-orbit torques*, Journal of Applied Physics 120, 180901 (2016); doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4967391>,
- [8] Braibant, S., Giacomelli, G., Spurio, M. (2012), *Particles and Fundamental Interactions*, An Introduction to Particle Physics, 2nd, Springer, 1–3., pp. 457 2012
- [9] Viceconti, M. (2012), *Multiscale Modeling of the Skeletal system*, Cambridge University Press, UK, pp. 210 ,2012

- [10] E. V. Anslyn, D. A. Dougherty (2005), *Modern Physical Organic Chemistry*. University Science Books, Kausalito, California 2005. ISBN 1-891389-9
- [11] Ošmera P. (2009), *The Vortex – ring - fractal Structure of Hydrogen Atom*, in Proceedings of WCECS2009, San Francisco, USA, pp.89-94., October 20-22, 2009
- [12] Osmera, P. (2006), *Chaotic system with vortex- fractal structures*. In Proceedings of 13th Zittau East – West Fuzzy Colloquium. ISBN: 3-9808089-8-X, pp. 182, 2006.
- [13] Osmera, P., Werner, P. and Osmera, P. jun., 2015, *Ring structures of atoms and molecules*. In Roychoudhuri, C; Kracklauer, A; DeRaedt, H. *Proceedings of SPIE : Nature of Light : What are Photons? VI*. Bellingham: SPIE, 2015. pp. 1-15, 15 p. ISBN 978-1-62841-736-4. doi:10.1117/12.2207303.
- [14] Fiala, P. (2016), *Studie vlastností základního stavebního elementu hmoty v souvislosti s modelováním a topologickým pojetím fyziky a elektrohydrodynamiky*, Výzkumná zpráva III/16, Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky FEKT VUT BRNO, Laboratoř modelování a optimalizace v elektromechanických systémech FEKT VUT v Brně, str.34, 04.2016
- [15] Savolainen, J., Uhlig, F., Ahmed, S. Hamm, P. and Jungwirth, P. (2014) *Direct observation of the collapse of the delocalized excess electron in water*, Nature Chemistry 6, 697–701 (2014) doi:10.1038/nchem.1995. Received 19 December 2013 Accepted 04 June 2013 Published online 06 July 2014.
- [16] J. J. Mestayer, (2008): *Realization of Localized Bohr-Like Wave Packets*; Phys. Rev. Lett. 100, 243004 (2008)
- [17] Rice University Press Release, (2008): *Physicists create millimeter-sized "Bohr atom"*, 2008
- [18] Williamson, J.G. & van der Mark, M.B. (1997): *Is the electron a photon with toroidal topology?*, Annales de la Fondation Louis de Broglie, volume 22, no.2, 133 (1997).
- [19] <https://www.photonics.com/Article.aspx?AID=52250>
- [20] <http://youtu.be/wX7vy9dZ724>
- [21] <https://youtu.be/MdciaqalsJOc>
- [22] <https://youtu.be/VxdtUEwTg1Y>
- [23] <https://youtu.be/mbnFIHiKK1k>
- [24] <https://youtu.be/zgzenuQqp0w>
- [25]. <https://youtu.be/Dfozb1LshEw>
- [26] Kanarev Ph.M., (2005): *Foundations of Physchemistry of the Microworld*. The sixth edition. 500 pages. Redacted.
- [27] NIST Atomic Spectra Database Lines Form: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
- [28] http://pages.uoregon.edu/jimbrau/BrauImNew/Chap04/FG04_14.jpg
- [29] KOTLÍK, B., (2009): *Chemie I, II v kostce pro střední školy*. Praha: Fragment, 2009.

Autoři Ing. Pavel Werner

Název Základy modelování prstencové struktury elementárních částic hmoty
Víceúrovňová vírová struktura, návrh modelů

Vydavatel Vysoké učení technické v Brně
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky
Technická 3098/12, 616 00 Brno

Vydání 1.

Rok vydání 2018

Náklad 75

Tisk NOVAPRESS s.r.o., nám. Republiky 15, 614 00 Brno

ISBN 978-80-214-5620-4

Tato publikace neprošla redakční ani jazykovou úpravou.

