

C7790

Počítačová chemie a molekulové modelování I

C7800 Počítačová chemie a molekulové modelování I - cvičení

11. Kvantová chemie I

Petr Kulhánek

kulhanek@chemi.muni.cz

Národní centrum pro výzkum biomolekul, Přírodovědecká fakulta
Masarykova univerzita, Kotlářská 2, CZ-61137 Brno

Kvantová chemie I

Víceelektronové systémy

Chemický systém

Hamiltonův operátor chemického systému, který se skládá z N jader o hmotnosti M a náboji Z a z n elektronů, je dán vztahem:

operátor kinetické energie

potenciální energie

$$\hat{H} = -\frac{1}{2m} \sum_{i=1}^n \nabla_i^2 + \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N \frac{Z_i Z_j}{r_{ij}} - \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n \frac{Z_i}{r_{ij}} + \sum_{i=1}^n \sum_{j>i}^n \frac{1}{r_{ij}}$$

elektrony

jádro-jádro

elektron-jádro

elektron-elektron

Pohyb jader se v BO aproximaci neuvažuje.

Schrödingerova rovnice:

$$\hat{H} \psi_k(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = E_k(\mathbf{R}) \psi_k(\mathbf{r}, \mathbf{R})$$

Hledání řešení

$$\hat{H}\psi_k(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = E_k(\mathbf{R})\psi_k(\mathbf{r}, \mathbf{R})$$

Nejčastěji hledaným stavem je **základní stav**, což je stav s nejnižší energií E_0 , který určuje podstatné vlastnosti systému.

$$E_0 < E_1 < E_2 < \dots$$

Základní stav se hledá pomocí **variačního počtu**. Podstatou této metody je nalezení lokálního extrému **funkcionálu**, což je zobrazení funkcí na reálné čísla. Příkladem takového zobrazení je vztah mezi energií a vlnovou funkcí vyjádřeném v integrálním tvaru:

$$E(\mathbf{R}) = \frac{\int_{\Omega} \Psi^*(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \hat{H} \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) d\tau}{\int_{\Omega} \Psi^*(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) d\tau}$$

$$d\tau = d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 \dots d\mathbf{r}_n$$

integruje se přes všechny elektrony a celý prostor Ω

Variační počet

$$E_k = E[\Psi_k] = \frac{\int \Psi_k^* \hat{H} \Psi_k d\tau}{\int \Psi_k^* \Psi_k d\tau} = \min!$$

Vlnová funkce, která poskytuje minimální hodnotu integrálu, je vlastním řešením Schrödingerovy rovnice. **Globální minimum funkcionálu je energií základního stavu**, z čehož plyne:

$$\Psi \neq \Psi_0$$

$$E > E_0$$

Nepřesná vlnová funkce poskytuje vždy vyšší hodnotu energie.

Hartreeho-Fockova metoda

Hledání vlnové funkce

Přímé hledání tvaru vlnové funkce je prakticky neuskutečnitelné, proto se zavádí **jednoelektronová aproximace**.

Hartreeho metoda

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n) = \varphi_1(r_1)\varphi_2(r_2)\dots\varphi_n(r_n)$$

Hartreeho metoda neuvažuje důležité vlastnosti víceelektronových systémů. Elektronů jsou **nerozlišitelné fermiony** (částice s polovičním spinem), které musí splňovat

Pauliho princip výlučnosti

žádné dva nerozlišitelné fermiony nemohou být ve stejném kvantovém stavu

Vlnová funkce systému tak musí být **antisymetrická**, což v Hartreeho metodě není zaručeno. Antisymetrie vlnové funkce lze dosáhnout pomocí všech permutací mezi jednoelektronovými funkcemi a prostorovými a spinovými souřadnicemi.

Antisymetrie vlnové funkce:

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n) = -\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n, \sigma_2, \sigma_1, \dots, \sigma_n)$$

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n) = -\Psi(r_2, r_1, \dots, r_n, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n)$$

↑
prostorové souřadnice elektronů

↑
spinové souřadnice elektronů (z-složka spinu)

Jednoelektronová aproximace

Hartreeho-Fockova metoda

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n) = \sum_P \text{sign}(P) \{ \varphi_1(r_1) \chi_1(\sigma_1) \varphi_2(r_2) \chi_2(\sigma_2) \dots \varphi_n(r_n) \chi_n(\sigma_n) \}$$

všechny permutace

z-komponenta spinu (spinová souřadnice)

spinová část jednoelektronové funkce

Alternativní zápis: **Slaterův determinant**

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_n, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n) = \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1) \chi_1(\sigma_1) & \varphi_2(r_1) \chi_2(\sigma_1) & \dots & \varphi_n(r_1) \chi_n(\sigma_1) \\ \varphi_1(r_2) \chi_1(\sigma_2) & \varphi_2(r_2) \chi_2(\sigma_2) & \dots & \varphi_n(r_2) \chi_n(\sigma_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(r_n) \chi_1(\sigma_n) & \varphi_2(r_n) \chi_2(\sigma_n) & \dots & \varphi_n(r_n) \chi_n(\sigma_n) \end{vmatrix}$$

Jednoelektronové funkce

Jednoelektronová funkce (orbital) se hledá pomocí lineární kombinace bázových funkcí. Místo samotné funkce tedy hledáme rozvojové koeficienty c , které říkají jakou měrou bázová funkce přispívá do hledané jednoelektronové funkce.

$$\varphi_i(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^m c_{ij} \chi_j(\mathbf{r}_i)$$

Popis je **exaktní**, pokud použijeme **úplný systém bázových funkcí** (nekonečně velkou sadu orthonormálních funkcí). Z praktického (numerického) hlediska je však nutné použít omezený počet bázových funkcí.

Volba bázových funkcí a jejich počet ovlivňuje rychlost výpočtu a přesnost dosažených výsledků.

Jednoelektronová funkce je atomovým orbitalem u víceelektronových atomů, u molekul představuje **molekulový orbital**.

Jednoelektronová aproximace

Dvouelektronový systém:

$$\Psi(r_1, r_2, \sigma_1, \sigma_2) = \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1)\chi_1(\sigma_1) & \varphi_2(r_1)\chi_2(\sigma_1) \\ \varphi_1(r_2)\chi_1(\sigma_2) & \varphi_2(r_2)\chi_2(\sigma_2) \end{vmatrix}$$

$$\Psi(r_1, r_2, \sigma_1, \sigma_2) = \varphi_1(r_1)\chi_1(\sigma_1)\varphi_2(r_2)\chi_2(\sigma_2) - \varphi_1(r_2)\chi_1(\sigma_2)\varphi_2(r_1)\chi_2(\sigma_1)$$

Limitní situace

$$\begin{array}{l} \sigma_1 = \sigma_2 \\ r_1 = r_2 \end{array} \quad \Psi(r_1, r_2, \sigma_1, \sigma_2) = 0$$

správný popis, který plyne s použitím vlnové funkce v antisymetrickém tvaru vynucené **Pauliho principem výlučnosti** (je zohledněna tzv. **Fermiho korelace elektronů**)

$$\begin{array}{l} \sigma_1 \neq \sigma_2 \\ r_1 = r_2 \end{array} \quad \Psi(r_1, r_2, \sigma_1, \sigma_2) \neq 0$$

nesprávný popis, není zohledněna Coulombova **korelace pohybů elektronů** v důsledku elektrostatické repulze, která je tak v jednoelektronové aproximaci **nadhodnocena**

HF metoda

Jednoelektronové funkce vyjádřené pomocí bázových funkcí usnadňují nalezení minima funkcionálu energie. Hledáme takové hodnoty c , které minimalizují funkcionál energie.

$$\varphi_i(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^m c_{ij} \chi_j(\mathbf{r}_i)$$



obsazené orbitaly

$$\Psi_0(r_1, r_2, \dots, r_n, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n) = \sum_P \text{sign}(P) \{ \varphi_1(r_1) \chi_1(\sigma_1) \varphi_2(r_2) \chi_2(\sigma_2) \dots \varphi_n(r_n) \chi_n(\sigma_n) \}$$



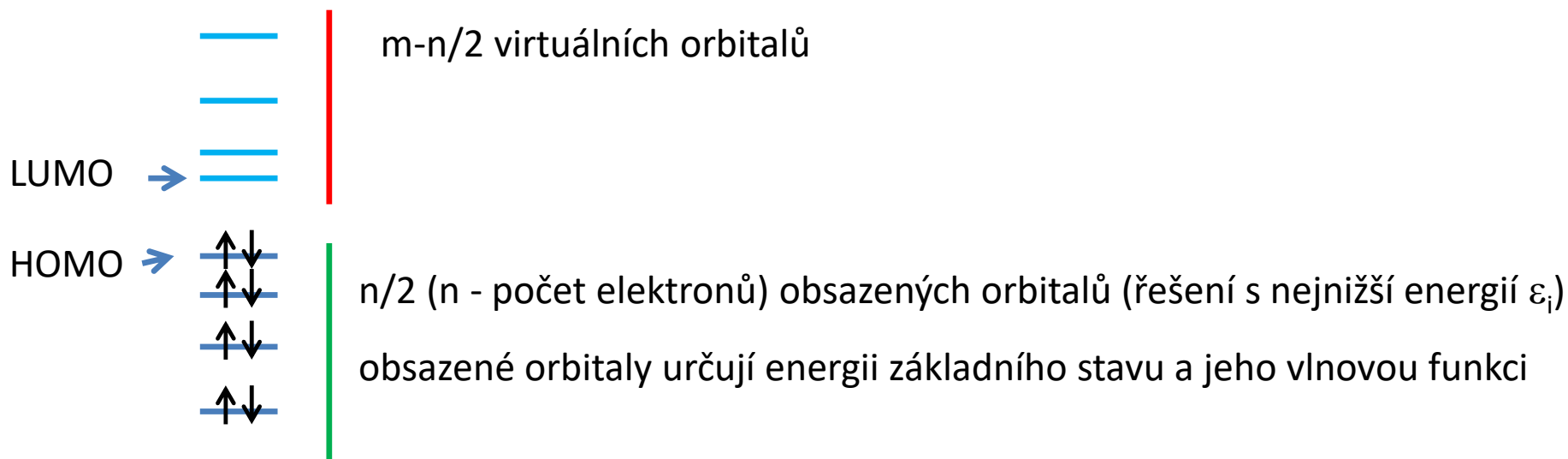
$$E_0 = E[\Psi_0] = \text{min!}$$

RHF metoda

RHF – (**Restricted Hartree-Fock Method**) – omezená Hartreeho-Fockova metoda. Použitelná pro uzavřené systémy (closed shell), kde každý orbital obsahuje právě dva elektrony s opačným spinem. Pomocí variačního počtu lze dojít k vlastnímu problému, který poskytuje informaci o optimálních jednoelektronových funkcích.

$$\mathbf{F}\mathbf{c}_i = \varepsilon_i \mathbf{S}\mathbf{c}_i$$


Řešením je m (velikost báze) vlastních čísel ε a vlastních vektorů \mathbf{c} . Vlastní čísla ε reprezentují energii jednoelektronových funkcí (orbitalů).



Bázové funkce

Bázové funkce (Báze)

Popis je **exaktní**, pokud použijeme **úplný systém bázových funkcí** (nekonečně velkou sadu orthonormálních funkcí).

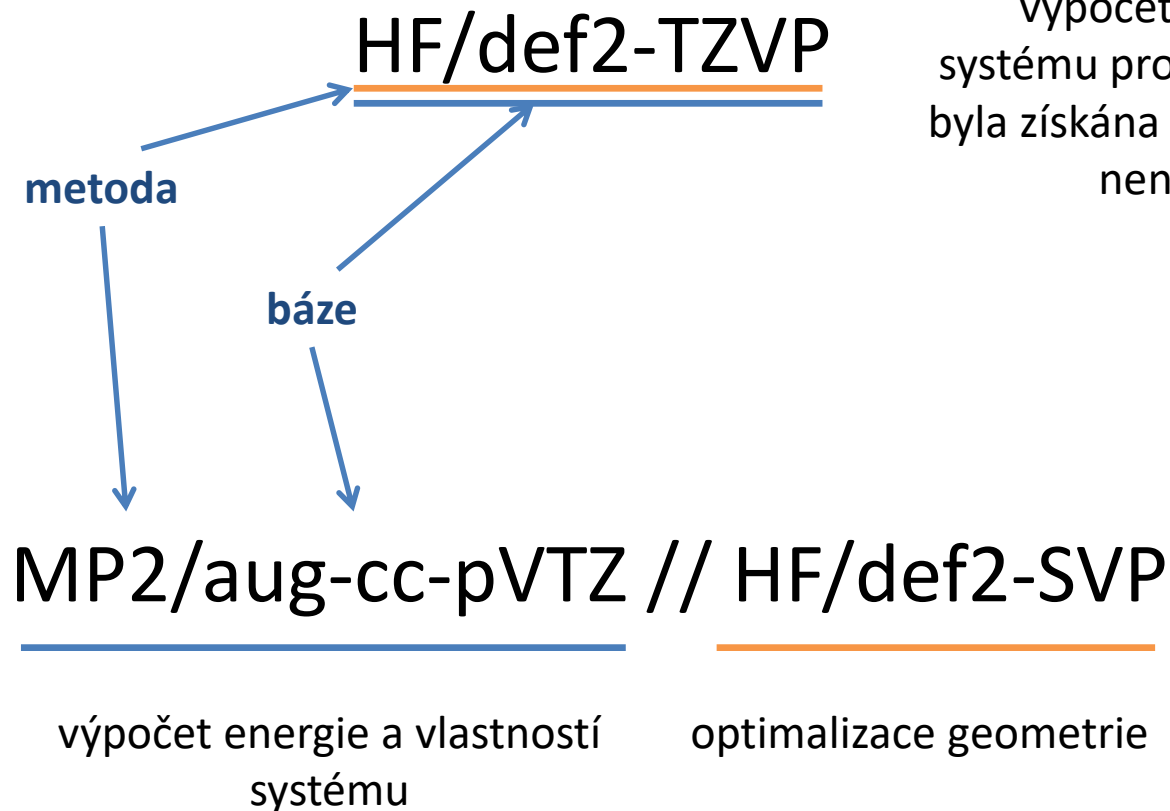
$$\varphi_i(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^m c_{ij} \chi_j(\mathbf{r}_i)$$


Z praktického (numerického) hlediska je však nutné použít **omezený počet bázových funkcí**. Volba bázových funkcí a jejich počet ovlivňuje **rychlost** výpočtu a **přesnost** dosažených výsledků.

Typy bázových sad:

- **atomově centrované** – atomové orbitaly (atomic orbitals - odvozené od řešení SR pro atom vodíku)
 - GTO – Gaussian Type Orbital
 - STO – Slater Type Orbital (přesnější, ale komplikovanější)
- planární vlny (planewaves) – fyzika pevných látel

Značení metod



výpočet energie a vlastností systému probíhá na geometrii, které byla získána stejnou metodou (pokud není uvedeno jinak)

Závěr

HF metoda

- HF metoda je základní *ab initio* kvantově-chemickou metodou.
- Jedná se o variační metodu.
- Využívá dvě aproximace:
 - jednoelektronovou aproximaci
 - oprava je možná pomocí post-HF nebo DFT metod
 - konečný počet bázových funkcí
 - oprava je možná pomocí extrapolace na kompletní bázi

Samostudium



nepovinné

Hartreeho-Fockova metoda

Roothanovy rovnice - RHF

Roothanovy rovnice vedou k řešení zobecněného vlastního problému.

$$\mathbf{F}\mathbf{c}_i = \varepsilon_i \mathbf{S}\mathbf{c}_i$$

jednoelektronový orbital a jeho energie

Fockova matice:

$$F_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} + \sum_{\lambda,\sigma} P_{\lambda\sigma} \left[(\mu\nu | \lambda\sigma) - \frac{1}{2} (\mu\sigma | \lambda\nu) \right]$$

Překryvová matice:

$$S_{\mu\nu} = \langle \mu | \lambda \rangle$$

jednoelektronový Hamiltonian

Coulombova a výměnná energie

Matice hustoty:

$$P_{\mu\nu} = 2 \sum_i^{occ} c_{\mu i} c_{i\nu}$$

$\langle | \rangle$

$(|)$

$\mu, \sigma, \lambda, \nu$

Diracova notace zápisu integrálů

notace zápisu dvouelektronových integrálů

jednoelektronové báze funkce

Integrály I

Překryvový integrál:

$$S_{\mu\nu} = \int_{\Omega} \mu(\mathbf{r}_1) \nu(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1$$

zavedení překryvových integrálů umožňuje použití
bázových funkcí, které nejsou ortogonální

Jednoelektronové integrály:

$$F_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} + \sum_{\lambda,\sigma} P_{\lambda\sigma} \left[(\mu\nu | \lambda\sigma) - \frac{1}{2} (\mu\sigma | \lambda\nu) \right]$$

Jednoelektronový Hamiltonian:

$$H_{\mu\nu} = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \mu(\mathbf{r}_1) \nabla^2 \nu(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1 - \sum_{k=1}^N Z_k \int_{\Omega} \mu(\mathbf{r}_1) \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_k|} \nu(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1$$

↑
kinetická energie elektronu

↑
elektrostatická interakce
elektronu s jádrem

Integrály II

Dvouelektronové integrály:

$$F_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} + \sum_{\lambda,\sigma} P_{\lambda\sigma} \left[(\mu\nu | \lambda\sigma) - \frac{1}{2} (\mu\sigma | \lambda\nu) \right]$$

Coulombovy integrály – J (elektrostatická repulze mezi dvěma elektrony)

$$(\mu\nu | \lambda\sigma) = \int_{\Omega} \int_{\Omega} \mu(\mathbf{r}_1) \nu(\mathbf{r}_1) \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \lambda(\mathbf{r}_2) \sigma(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$$

Výměnné integrály – K (výměnná energie mezi dvěma elektrony)

$$(\mu\sigma | \lambda\nu) = \int_{\Omega} \int_{\Omega} \mu(\mathbf{r}_1) \sigma(\mathbf{r}_1) \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \lambda(\mathbf{r}_2) \nu(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$$

v důsledku Pauliho principu výlučnosti

Hledání řešení

Roothanovy rovnice:

$$\mathbf{F}\mathbf{c}_i = \varepsilon_i \mathbf{S}\mathbf{c}_i$$

ε a \mathbf{c} lze nalézt řešením zobecněného vlastního problému (diagonalizací)

Fockova matice:

$$F_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} + \sum_{\lambda,\sigma} P_{\lambda\sigma} \left[(\mu\nu | \lambda\sigma) - \frac{1}{2} (\mu\sigma | \lambda\nu) \right]$$

Překryvová matice:

$$S_{\mu\nu} = \langle \mu | \nu \rangle$$

Matice hustoty:

$$P_{\mu\nu} = 2 \sum_i^{\text{occ}} c_{\mu i} c_{i\nu}$$

Hledání řešení

Roothanovy rovnice:

$$\mathbf{F}\mathbf{c}_i = \varepsilon_i \mathbf{S}\mathbf{c}_i$$

ε a \mathbf{c} lze nalézt řešením zobecněného vlastního problému (diagonalizací)

Fockova matice:

$$F_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} + \sum_{\lambda,\sigma} P_{\lambda\sigma} \left[(\mu\nu | \lambda\sigma) - \frac{1}{2} (\mu\sigma | \lambda\nu) \right]$$

Překryvová matice:

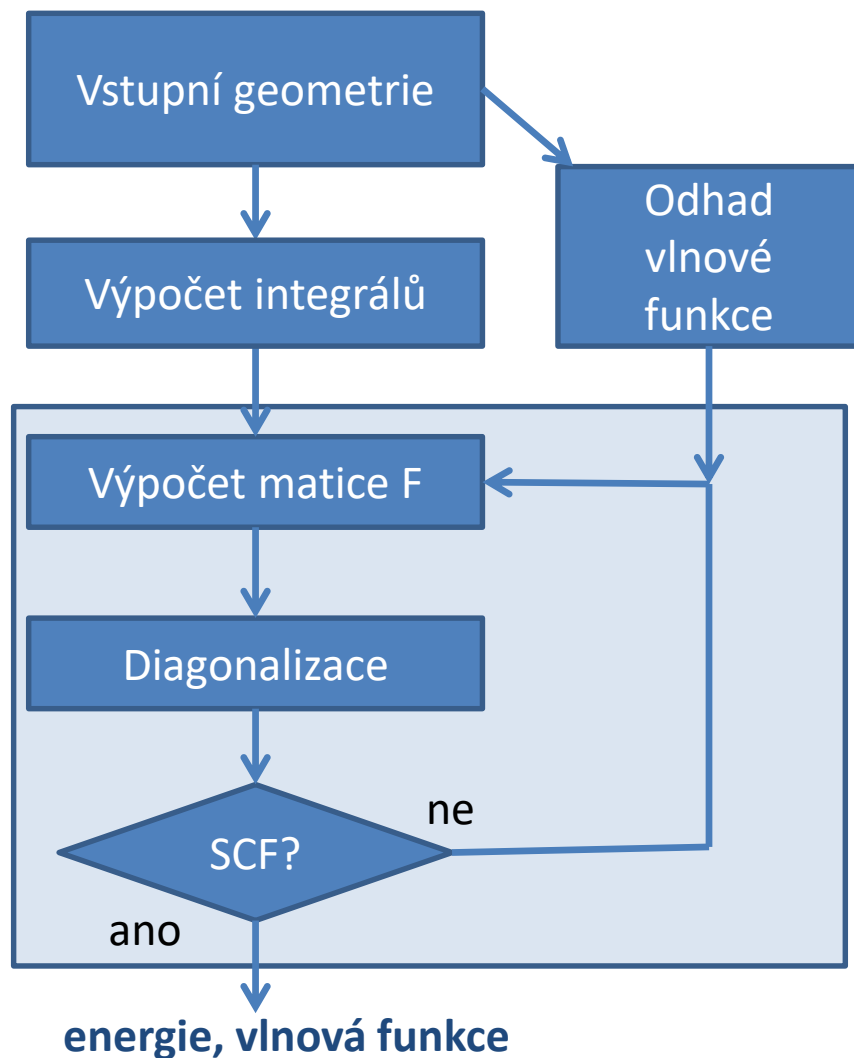
$$S_{\mu\nu} = \langle \mu | \nu \rangle$$

Hledaný tvar jednoelektronových orbitalů je nutný pro výpočet Fockovy matice. Hledání se řeší **iterativním způsobem pomocí SCF metody**.

Matice hustoty:

$$P_{\mu\nu} = 2 \sum_i^{\text{occ}} c_{\mu i} c_{\nu i}$$

Self-Consistent Field (SCF)

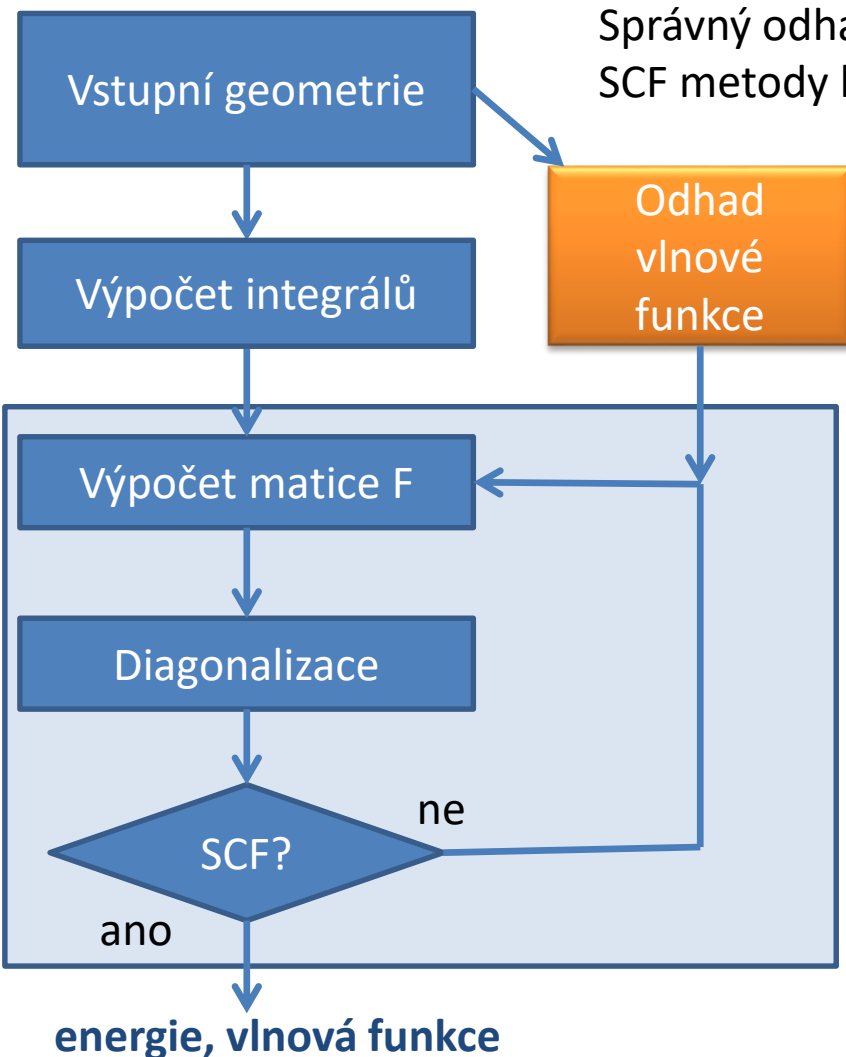


Konvergenční kritéria:

- celková energie se nemění
- vlnová funkce (rozvojové koeficienty c) se nemění

SCF - odhad vlnové funkce

Správný odhad vlnové funkce **je kritický** pro rychlou konvergenci SCF metody ke **správnému řešení** (nejnižší energie).



Nejčastěji používané odhady (guess):

- Hcore
- řešení pro podobnou geometrii (z předchozího kroku při optimalizaci geometrie)
- překryv elektronových hustot atomů
- řešení (semi)empirických metod
- řešení za použití menší báze
- ...

Hcore:

$$F_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} + \sum_{\lambda,\sigma} P_{\lambda\sigma} \left[\cancel{(\mu\nu|\lambda\sigma)} - \frac{1}{2}(\mu\sigma|\lambda\nu) \right]$$

odhad se získá diagonalizací

SCF - integrály

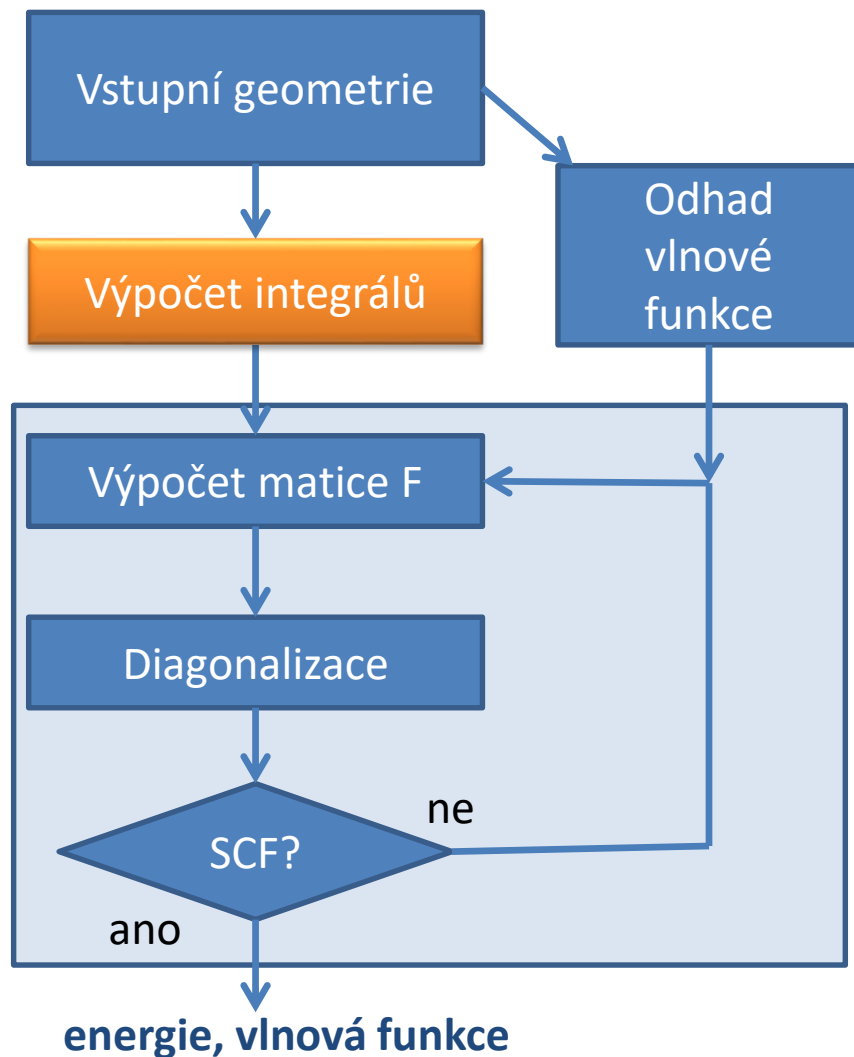
nepřímá SCF (indirect SCF)

- integrály se vypočítají (jednou) před vlastní SCF procedurou
- vyžaduje velký úložný prostor (disk, paměť)
- rychlejší za předpokladu, že rychlost neomezí přístupová doba na úložiště

přímá SCF (direct SCF)

- integrály se počítají dle potřeby při výpočtu Fockovy matice
- vhodná pro velké systémy, kde integrály nelze pro jejich počet uložit nebo je úložiště pomalé

Moderní implementace dle poskytnutých výpočetních zdrojů (CPU, paměť, disk) automaticky volí mezi oběma způsoby či je kombinuje (semidirect SCF).



SCF – urychlení konvergence

tlumení (dumping)

- nový odhad se míchá s předchozím odhadem s cílem zamezit oscilacím

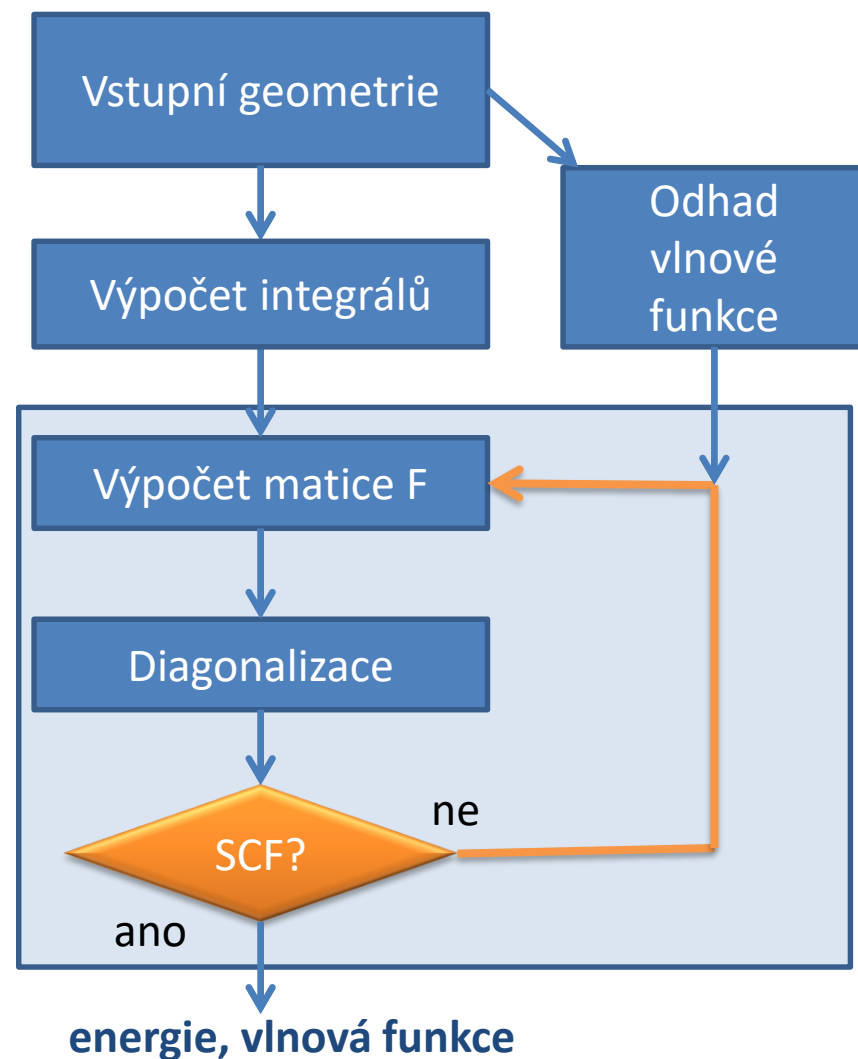
posun virtuálních orbitalů (shift)

- zvětšením HOMO-LUMO separace se zabrání oscilacím z důvodu měnícího se obsazení hraničních orbitalů

DIIS (direct inversion in the iterative subspace)

- jedná se o extrapoláčnickou techniku, která se na základě chyb z předchozích iterací SCF snaží zpřesnit nový odhad

Moderní implementace dle chování odhadu vlnové funkce automaticky volí/kombinují akcelerační techniky.



Výpočet energie a vlnové funkce

Energie základního stavu:

$$E_{HF} = E + E_{NN}$$

$$E = \sum_i^{occ} (\varepsilon_i + H_{ii})$$

energie elektronů

$$E_{NN} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \frac{Z_i Z_j}{|R_i - R_j|}$$

repulze mezi jádry

Vlnová funkce:

$$\varphi_i(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^m c_{ij} \chi_j(\mathbf{r}_i)$$

↓ obsazené orbitaly

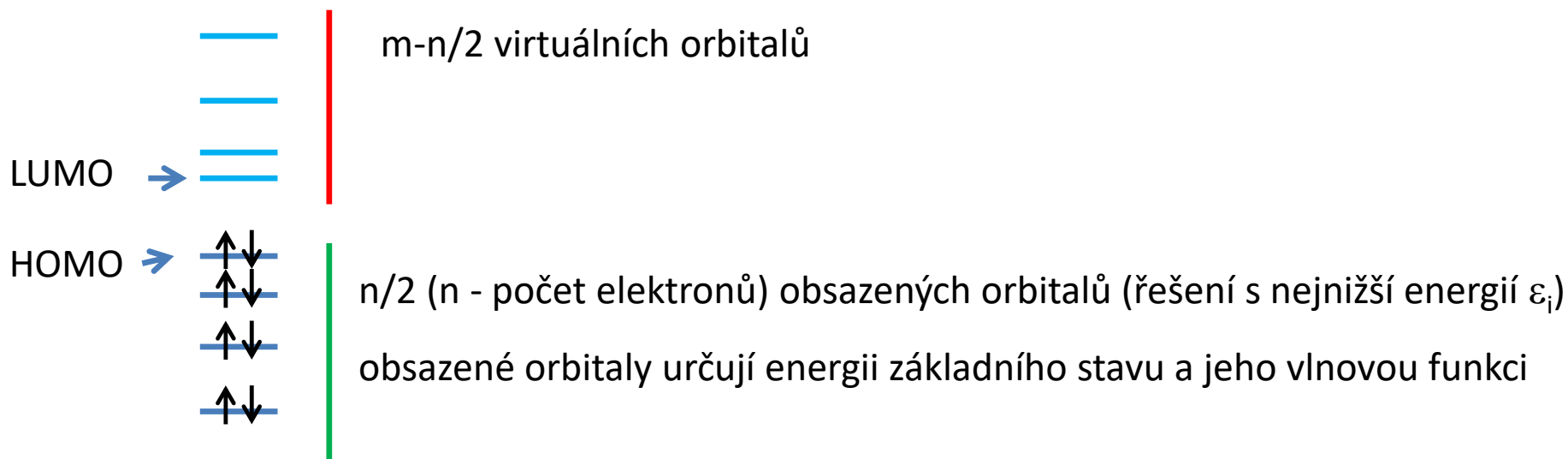
$$\Psi_0(r_1, r_2, \dots, r_n, \sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n) = \sum_P \text{sign}(P) \{ \varphi_1(r_1) \chi_1(\sigma_1) \varphi_2(r_2) \chi_2(\sigma_2) \dots \varphi_n(r_n) \chi_n(\sigma_n) \}$$

RHF metoda

RHF – (**Restricted Hartree-Fock Method**) – omezená Hartreeho-Fockova metoda. Použitelná pro uzavřené systémy (closed shell), kde každý orbital obsahuje právě dva elektrony s opačným spinem. Pomocí variačního počtu lze dojít k vlastnímu problému, který poskytuje informaci o optimálních jednoelektronových funkcích.

$$\mathbf{F}\mathbf{c}_i = \varepsilon_i \mathbf{S}\mathbf{c}_i$$

Řešením je m (velikost báze) vlastních čísel ε a vlastních vektorů \mathbf{c} . Vlastní čísla ε reprezentují energii jednoelektronových funkcí (orbitalů).

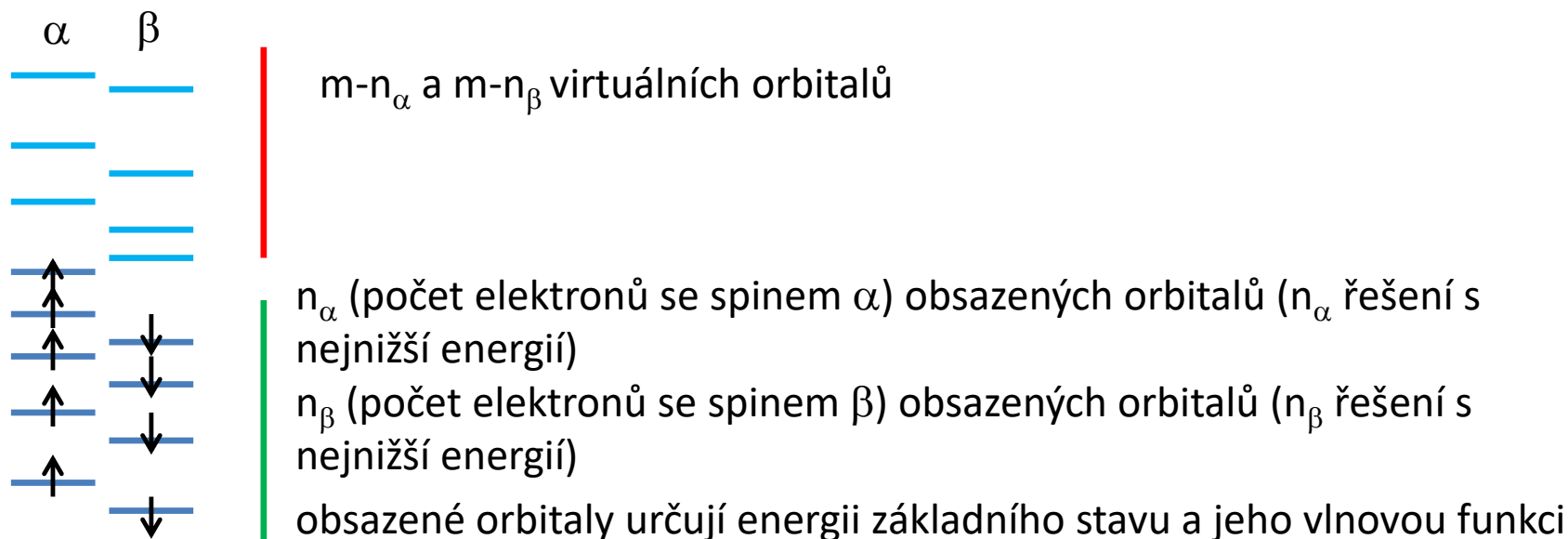


UHF metoda

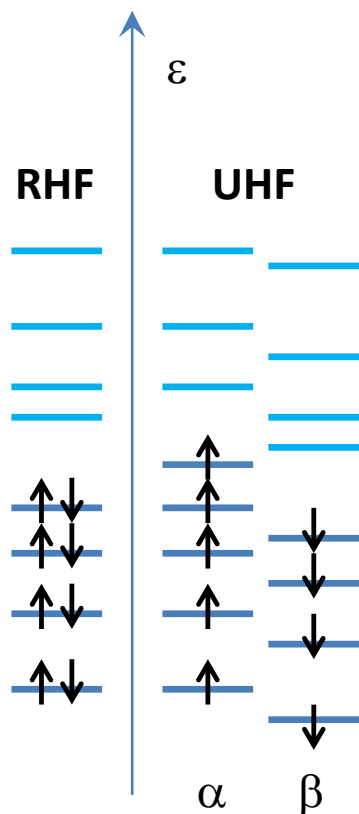
Pomocí variačního počtu lze dojít k vlastnímu problému, který poskytuje informaci o optimálních jednoelektronových funkcích.

$$\mathbf{F}^{\alpha} \mathbf{c}_i^{\alpha} = \varepsilon_i^{\alpha} \mathbf{S} \mathbf{c}_i^{\alpha} \quad \mathbf{F}^{\beta} \mathbf{c}_i^{\beta} = \varepsilon_i^{\beta} \mathbf{S} \mathbf{c}_i^{\beta}$$

Řešením je m (velikost báze) vlastních čísel ε a vlastních vektorů \mathbf{c} . Vlastní čísla ε reprezentují energii jednoelektronových funkcí (orbitalů). Orbitaly s α a β spinem se řeší zvlášť, spojníkem mezi oběma doménami je interakce mezi elektrony.



Obsazování orbitalů



Obsazení orbitalů je důležité pro výpočet matice hustoty (přispívají pouze obsazené orbitály). Výchozí obsazení je realizováno postupným zaplňováním orbitalů podle jejich rostoucí energie s cílem dosažení všech elektronů určeného z **celkového náboje systému** q_{total} a dosažení požadované **spinové multiplicity** M .

Počet elektronů:

$$n = \sum_{k=1}^N Z_k - q_{total}$$

Počet nespárovaných elektronů (S - celkový angulární spin):

$$n_{unpaired} = 2S = M - 1$$

Označování stavů:

- singlet $M=1$, $S=0 \times 1/2$
- doublet $M=2$, $S=1 \times 1/2$
- triplet $M=3$, $S=2 \times 1/2$

$$M = 2S + 1$$

ε - energie jednoelektronových orbitalů

RHF metoda nemůže mít M větší než 1.

SCF - Tipy

SCF metoda by měla poskytnout řešení do 30 iterací, typicky do 15 iterací, při optimalizacích geometrie při malých změnách geometrie do 8 iterací. Pokud metoda nekonverguje nebo konverguje pomalu tak jednou z možných příčin může být následující:

- **špatná kombinace celkového náboje a multiplicity**
 - znovu se pořádně zamyslet nad tím co počítáme
- **geometrie je příliš vzdálená od lokálního minima**
 - použít lepší vstupní geometrii (předoptimalizovanou molekulovou mechanikou nebo jinou (levnější a stabilnější) QM metodou)
- **nevhodný prvotní odhad vlnové funkce**
 - použít jinou metodu pro vytvoření prvotního odhadu vlnové funkce
 - použít menší bázi, výslednou vlnovou funkci projektovat na vyšší bázi a použít jako odhad pro finální výpočet
 - zvýšit celkový náboj o +2 (odebrat dva elektrony, kationty mají větší HOMO-LUMO separaci), výslednou vlnovou funkci použít jako odhad pro stav se správným celkovým nábojem
 - u UHF je nutné zajistit, aby výchozí odhad pro α a β spin nebyl identický (Guess=Mix), obzvláště pokud se jedná o singlet
 - ručně změnit obsazení výchozích orbitalů
 - zvýšit maximální počet kroků a být trpělivý ...

V programu gaussian je metoda (Stable), která testuje stabilitu (správnost) řešení vlnové funkce poskytnuté metodami HF nebo DFT.

Bázové funkce

Bázové funkce (Báze)

Popis je **exaktní**, pokud použijeme **úplný systém bázových funkcí** (nekonečně velkou sadu orthonormálních funkcí).

$$\varphi_i(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^m c_{ij} \chi_j(\mathbf{r}_i)$$

Výpočetní komplexita HF metody:

$$F_{\mu\nu} = H_{\mu\nu} + \sum_{\lambda,\sigma} P_{\lambda\sigma} \left[(\mu\nu | \lambda\sigma) - \frac{1}{2} (\mu\sigma | \lambda\nu) \right]$$

$$O(m^4) \rightarrow O(m^2)$$

$$m^2$$

$$m^2$$

ve skutečnosti je počet integrálu větší v důsledku kontrakce bázových funkcí

Z praktického (numerického) hlediska je však nutné použít **omezený počet bázových funkcí**. Volba bázových funkcí a jejich počet ovlivňuje **rychlost** výpočtu a **přesnost** dosažených výsledků.

Typy bázových funkcí:

- **atomové orbitaly** (atomic orbitals)
- planární vlny (planewaves) - fyzika pevných látek
-

Atomové orbitaly

Jako atomové orbitaly se používají funkce centrované na atomech a mající tvar obdobný jako řešení SR pro atom vodíku.

$$\chi(\mathbf{r}) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

radiální složka

angulární složka (kulové funkce)

Báze jsou ortogonální jen v rámci daného atomu. Protože jsou funkce umístěné na více atomech, tak celá báze netvoří ortogonální set. Tento nedostatek je odstraněn použitím překryvové matice v Roothanových rovnicích.

Angulární složka AO

kulové funkce (spherical harmonics), normalizační faktor není uveden

l	m	označení	polární souřadnice	Kartézské souřadnice
0	0	s	1	1
1	-1	p_x	$\sin(\theta)\cos(\varphi)$	x/r
	0	p_y	$\sin(\theta)\sin(\varphi)$	y/r
	1	p_z	$\cos(\theta)$	z/r
2	-2	d_{xy}	$\sin(\theta)\sin(\theta)\sin(2\varphi)$	xy/r^2
	-1	d_{xz}	$\sin(\theta)\cos(\theta)\cos(\varphi)$	xz/r^2
	0	d_{yz}	$\sin(\theta)\cos(\theta)\sin(\varphi)$	yz/r^2
	1	$d_{x^2-y^2}$	$\sin(\theta)\sin(\theta)\cos(2\varphi)$	$(x^2-y^2)/r^2$
	2	$d_{3z^2-r^2}$	$3\cos(\theta)\cos(\theta)-1$	$(3z^2-r^2)/r^2$

$$x^l y^k z^m$$

$$l + k + m = 2$$

xy/r^2
xz/r^2
yz/r^2
x^2/r^2
y^2/r^2
z^2/r^2

sférické (kanonické) d-funkce

Kartézské d-funkce

V definici báze funkce/setu je uvedeno, zda-li používá kanonické funkce pro $l > 1$.

Radiální složka AO - STO

Slater Type Orbital (STO): vychází z řešení SR pro atom vodíku

$$R_n(r) = N_R r^{n-1} \exp(-\zeta r)$$

normalizační faktor

pouze největší mocnina z polynomu
řešení pro atom vodíku

Některé integrály je obtížné vypočítat pro AO využívající STO. Přesto existuje několik programů, které jsou schopny pracovat s bázemi využívajícími STO. Jedná se např. o ADF či Mopac.

Hodnoty ζ se počítají pomocí empirických pravidel nebo mohou být získány z řešení HF metody pro jednotlivé atomy.

Radiální složka AO - GTO

Gaussian Type Orbital (GTO):

$$R_l(r) = N_R r^l \exp(-\zeta r^2)$$

normalizační faktor

pro vykrácení faktoru z úhlové části AO

Integrály obsahující GTO se snadněji integrují. Dále umožňují zjednodušit vícecentrové dvou-elektronové integrály na jednocentrové nebo dvoucentrové integrály.

$$\mu\nu \propto \exp(-\zeta_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_A)^2) \exp(-\zeta_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_B)^2) \propto \exp(-\zeta'(\mathbf{r} - \mathbf{r}_C)^2)$$

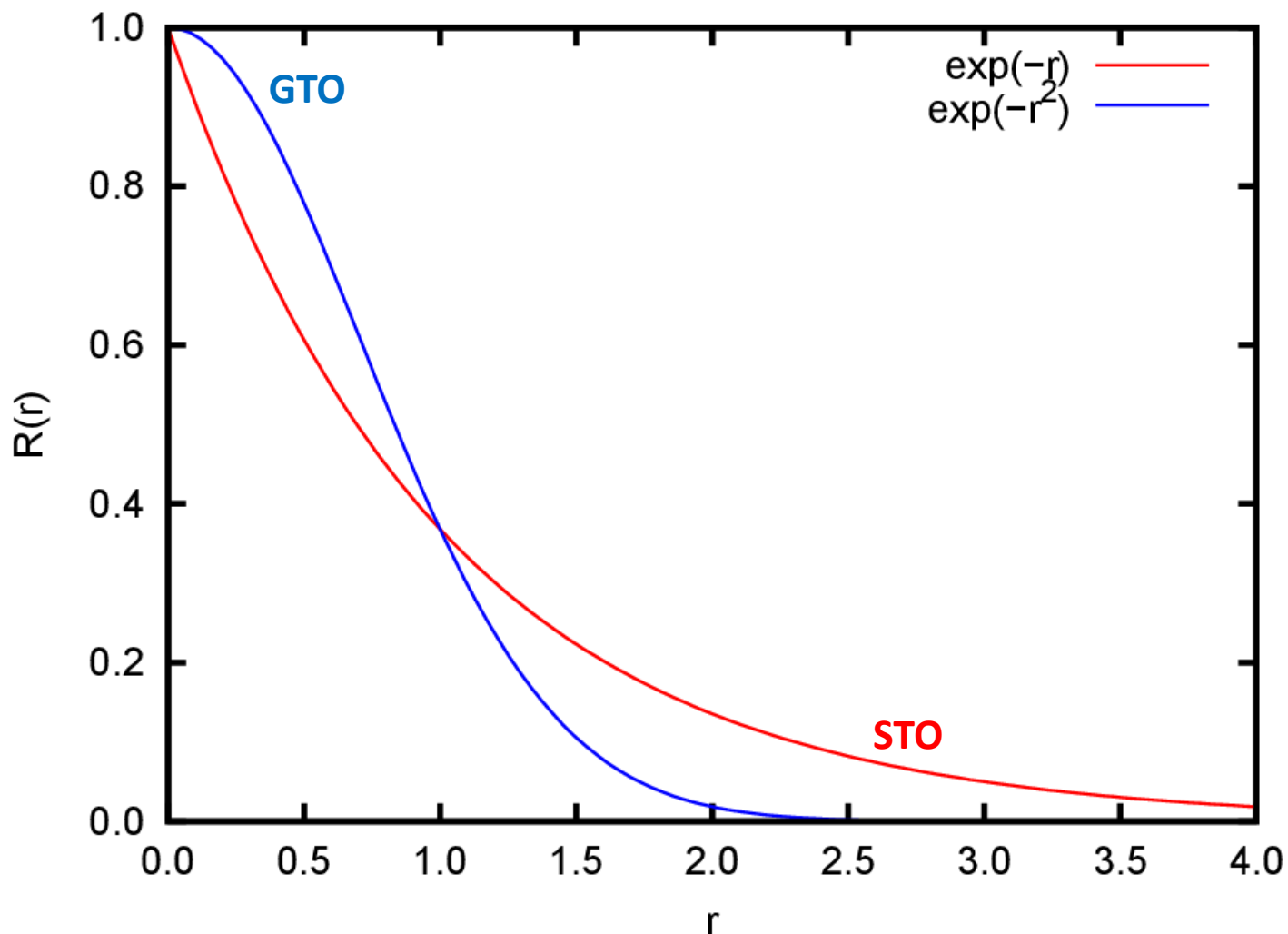
dvě centra (možnost)
polohy atomů, na kterých je
AO centrován

$$\mathbf{r}_C = \frac{\zeta_1 \mathbf{r}_A + \zeta_2 \mathbf{r}_B}{\zeta_1 + \zeta_2}$$

jedno centrum na
spojnici atomů A a B

Hodnoty ζ mohou být získány z řešení HF metody pro jednotlivé atomy popř. s podobných STO.

Srovnání STO a GTO



Nevýhoda GTO: Špatně popisuje situaci v blízkosti jádra a pro větší vzdálenosti od jádra.

STO-xG

Příklady:

STO-3G

STO-6G

Jedná se o **minimální bázi**, kde se uvažují pouze AO vnitřních a valenčních elektronů. Každý AO ve STO tvaru se nahrazuje lineární kombinací (kontrakcí) n primitivních Gaussových funkcí.

l - vedlejší kvantové číslo

$R(r) = \sum_{i=1}^x \alpha_i \exp(-\zeta_i r^2)$

kontrakce

konstantní

α_s

α_p

C	3	ζ	α	
S				
SP	3			

obecná kontrakce (general contraction)
dvě nebo více kontrakcí sdílí stejnou sadu primitivních funkcí

počet primitivních funkcí → počet bazových funkcí
Notace kontrakce: (6s3p) → [2s1p]

Poplovy báze

Příklady:

3-21G
6-31+G**

j-klG

j-klmG

Příklady:

6-311G
6-311++G**

j,k,l,m – počet primitivních funkcí v kontrakci

j – pro vnitřní AO orbitaly

k,l,m – pro valenční AO orbitaly

DZ – double zéta

TZ – triple zéta

*Valence split báze: DZ (double zéta), TZ (triple zéta),..., XZ

každý valenční AO báze je rozdělen na dva, tři,..., X samostatně optimalizovaných AO (každý mající různou hodnotou parametru ζ (zéta) nebo jinou kontrakci)

*Polarizační funkce:

Jsou použity AO s vedlejším kvantovým číslem vyšším (většinou o +1) než je nejvyšší hodnota v minimální bázi atomu.

* - na těžké atomy

** - na těžké a lehké (H, He) atomy

*Difúzní funkce:

Jsou použity AO s malou hodnotou ζ , které lépe popisují vzdálenější oblasti od atomu (důležité pro popis aniontů).

+ - na těžké atomy

++ - na těžké a lehké (H, He) atomy

* používané i v jiných bazích

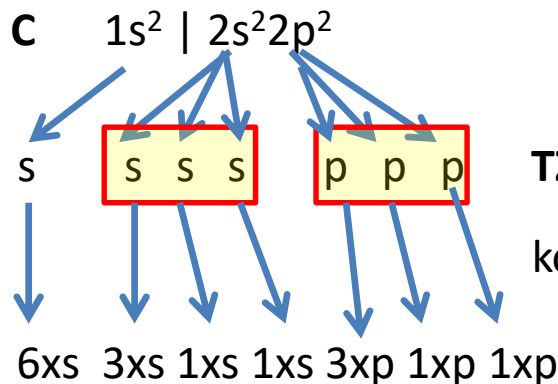
Poplovy báze – 6-31G

		ζ	α	C $1s^2 2s^2 2p^2$					
				s	s s		p p		DZ
					kontrakce				
				6xs	3xs	1xs	3xp	1xp	
C	6								
S		3047.5249000	0.0018347						
S		457.3695100	0.0140373						
S		103.9486900	0.0688426						
S		29.2101550	0.2321844						
S		9.2866630	0.4679413						
S		3.1639270	0.3623120						
SP	3								
S		7.8682724	-0.1193324	0.0689991					
S		1.8812885	-0.1608542	0.3164240					
S		0.5442493	1.1434564	0.7443083					
SP	1								
S		0.1687144	1.0000000	1.0000000					

řadí se podle narůstající hodnoty vedlejšího kvantového čísla

Poplovy báze – 6-311+G*

C	ζ	α
S 6		
4563.2400000		0.00196665
682.0240000		0.0152306
154.9730000		0.0761269
44.4553000		0.2608010
13.0290000		0.6164620
1.8277300		0.2210060



6-311+G*

TZ
kontrakce

SP 3			
20.9642000	0.1146600	0.0402487	
4.8033100	0.9199990	0.2375940	
1.4593300	-0.00303068	0.8158540	
SP 1			
0.4834560	1.0000000	1.0000000	
SP 1			
0.1455850	1.0000000	1.0000000	
SP 1			
0.0438000	1.0000000	1.0000000	
D 1			
0.6260000	1.0000000		

TZ

difúzní funkce +

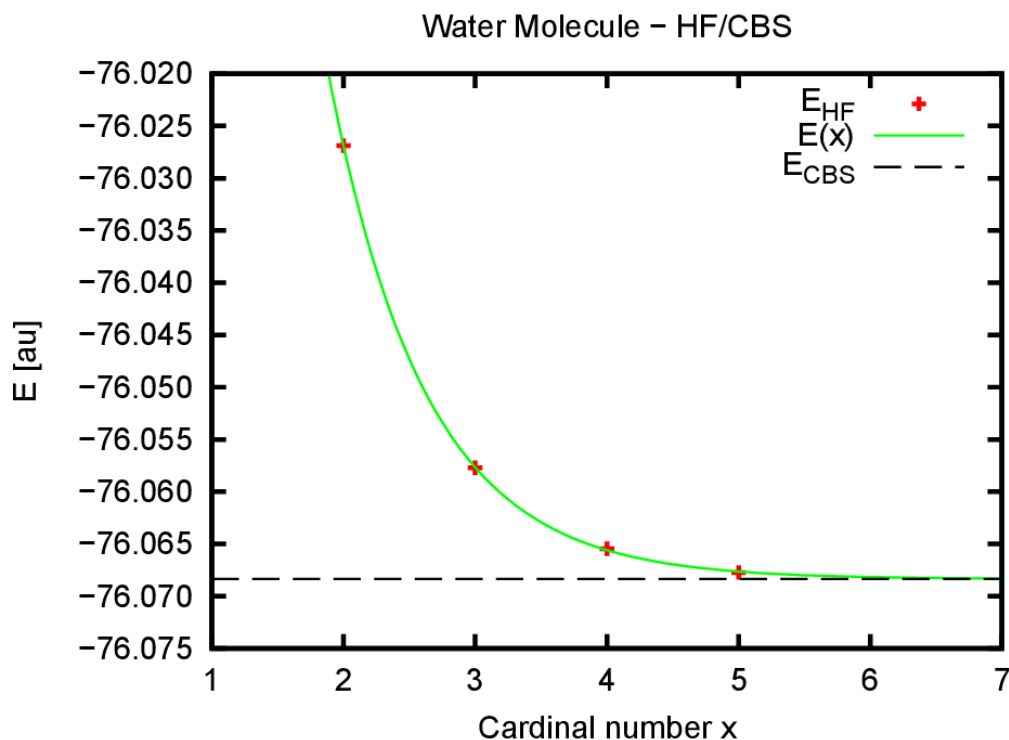
polarizační funkce *

Dunningovy báze

[aug-]cc-pVXZ

Příklady:
cc-pVDZ
aug-cc-pVTZ

Jedná se o korelačně konzistentní (cc) X-zéta báze, které jsou navrženy tak, aby hodnota energie **konvergovala k limitě úplné báze** (CBS – Complete Basis Set). Polarizační funkce jsou již součástí báze. Difuzní funkce lze zahrnout pomocí prefixu aug.



$$E(x) = E_{CBS} + Ae^{-Bx}$$

A, B – empirické parametry

Hodnotu E_{CBS} , A, B lze získat z tří nebo více výpočtů energie s různou hodnotou kardinálního čísla x.

Kardinální číslo x

D(2), T(3), Q(4), ...

Domácí úkol

1. Proč se celková energie elektronů E v metodě HF nerovná součtu energií jednoelektronových orbitalů (ϵ_i)?