

Les interactions entre atomes dans les gaz quantiques

De l'universalité de van der Waals aux résonances de Fano-Feshbach

Jean Dalibard

Chaire *Atomes et rayonnement*

Année 2020-21

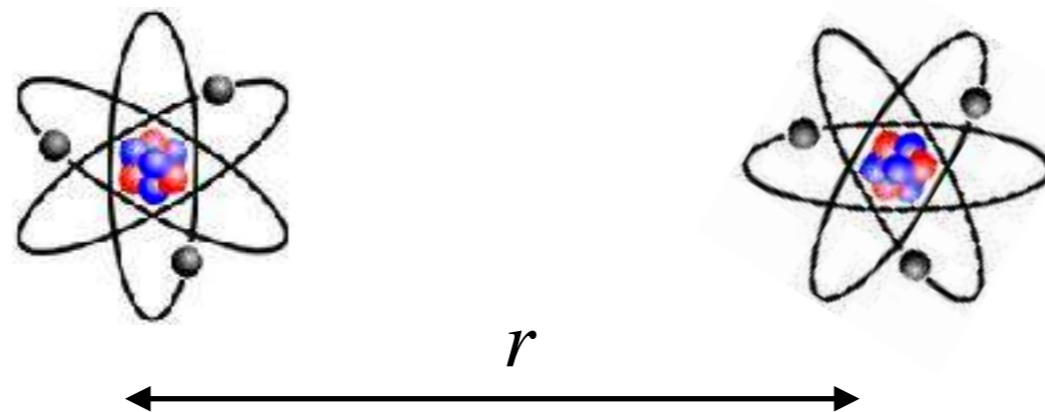


COLLÈGE
DE FRANCE
— 1530 —

Les interactions entre atomes neutres

Comment deux atomes interagissent-ils quand ils se rapprochent ?

Peut-on contrôler cette interaction et la liaison chimique qu'elle entraîne ?



Questions apparues dès l'émergence de la physique quantique : Heitler & London 1927

Questions abordées dans ce cours sous l'angle des gaz d'atomes froids :

longueur d'onde de Broglie $\lambda_{\text{dB}} \gg \ell$ portée du potentiel d'interaction

“Lissage” de l'interaction

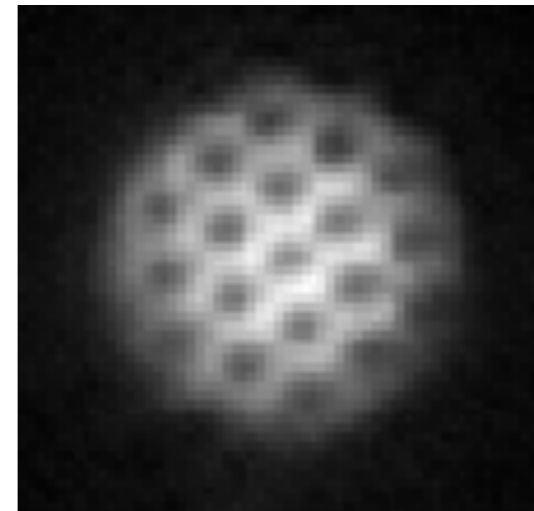
Le rôle des interactions dans les gaz quantiques

Transitions de phase au delà de la condensation de Bose-Einstein du gaz parfait

Transition de Kosterlitz-Thouless, transition superfluide-isolant, ferrofluides

Réalisation d'objets composites nouveaux

Solitons, vortex



Lien avec d'autres systèmes quantiques encore mal compris

Régime d'interaction forte ("unitaire") : physique nucléaire, matière condensée

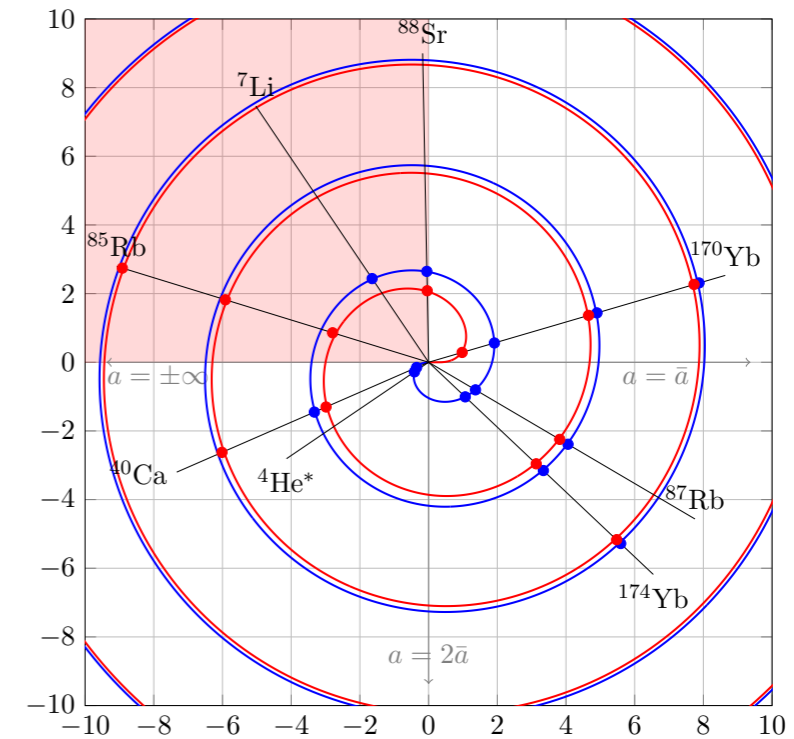
Les buts de cette série de cours

Présenter les outils pour analyser le problème à deux corps

Théorie de la diffusion, approche semi-classique

Dégager des lois universelles et présenter leur vérification expérimentale

Rôle déterminant de l'interaction de van der Waals



Comprendre comment modifier les interactions entre atomes froids

Résonance de Fano-Feshbach

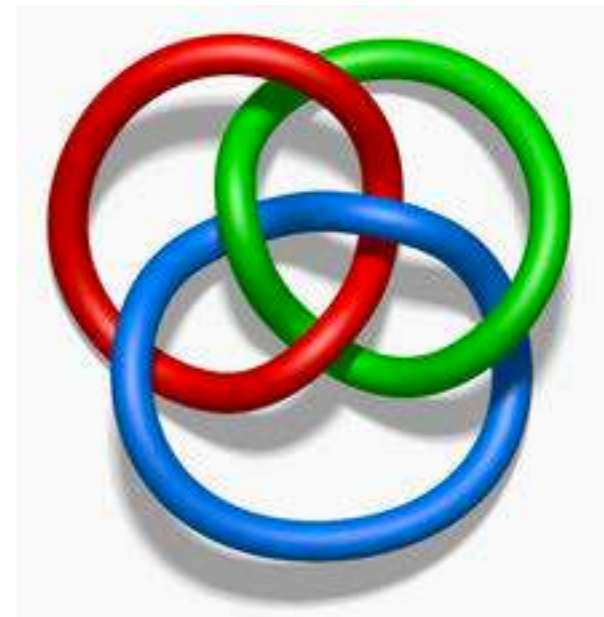
Prolongements du cours

Passage du problème à deux corps au problème à N corps

Le “contact” de Tan

L'importance des effets à trois (ou quatre) corps

Le problème d'Efimov



wikipedia

Abordés dans une prochaine série de cours...

Cours 1

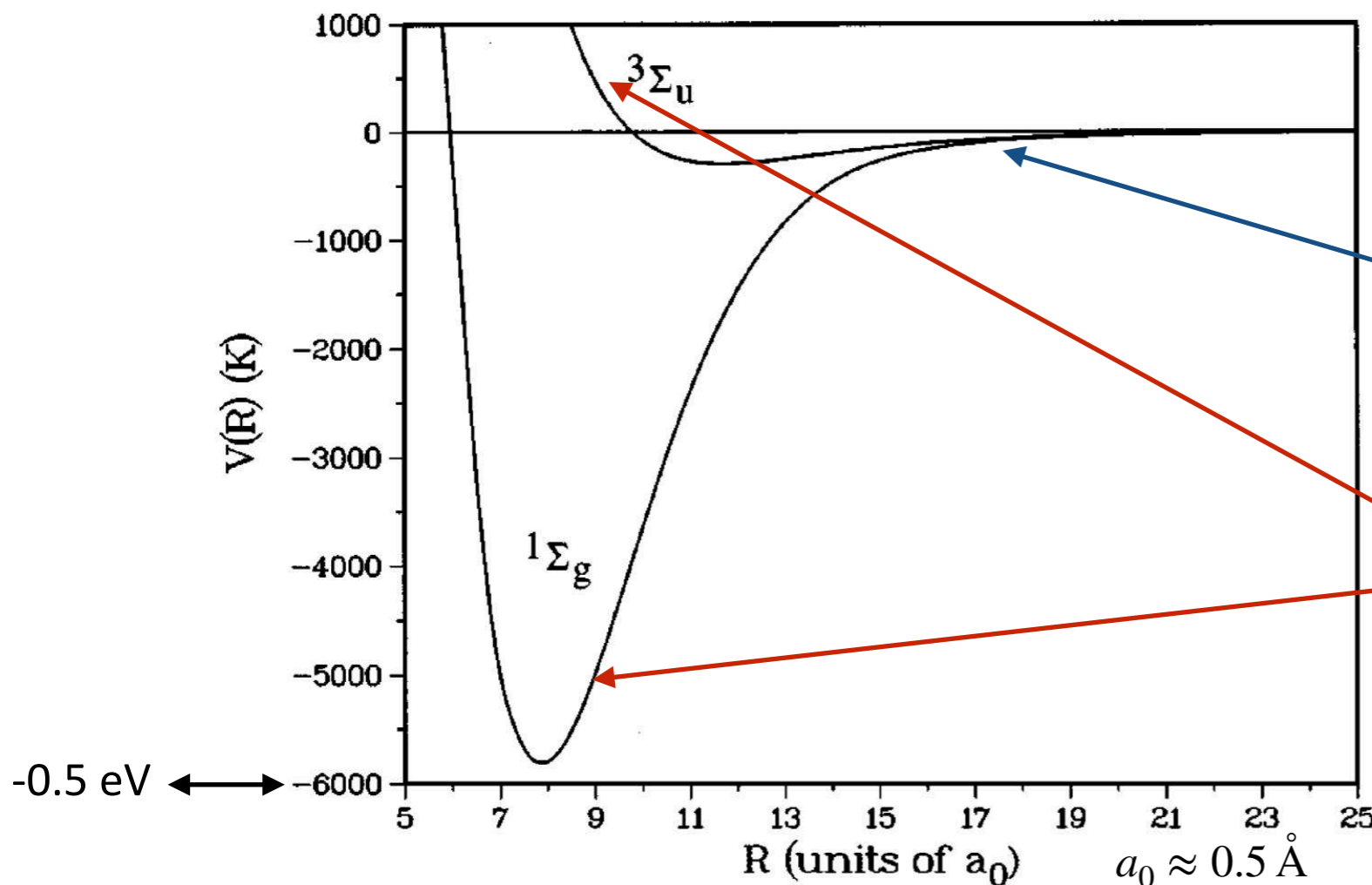
Le potentiel d'interaction entre atomes

Le cours d'aujourd'hui

Comment deux atomes se comportent-ils quand il s'approchent l'un de l'autre ?

Attraction, répulsion, états liés (dimères) ?

Exemple : potentiel d'interaction $V(R)$ entre deux atomes de Rb



Weiner et al, 1999

Comportement à longue portée :
attraction de van der Waals

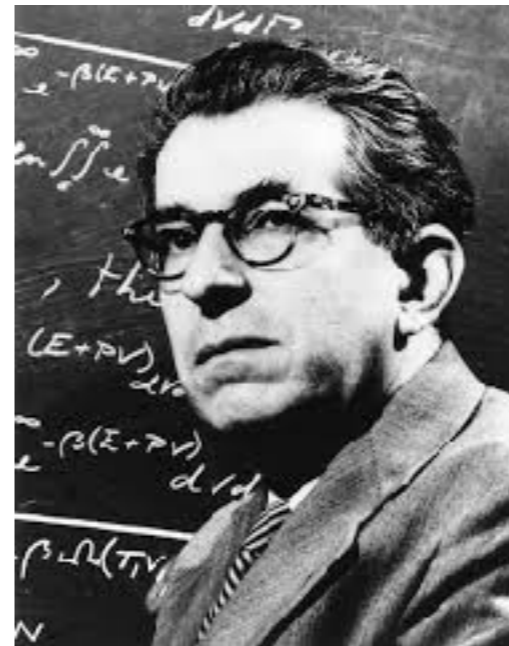
Orbitales liantes et antiliantes :
"vraie" liaison chimique par
échange d'électrons

1.

L'interaction de van der Waals



J.D. van der Waals
1837-1923



Fritz London
1900-54

Pour deux atomes dans leur état fondamental, $V(r) = -\frac{C_6}{r^6}$

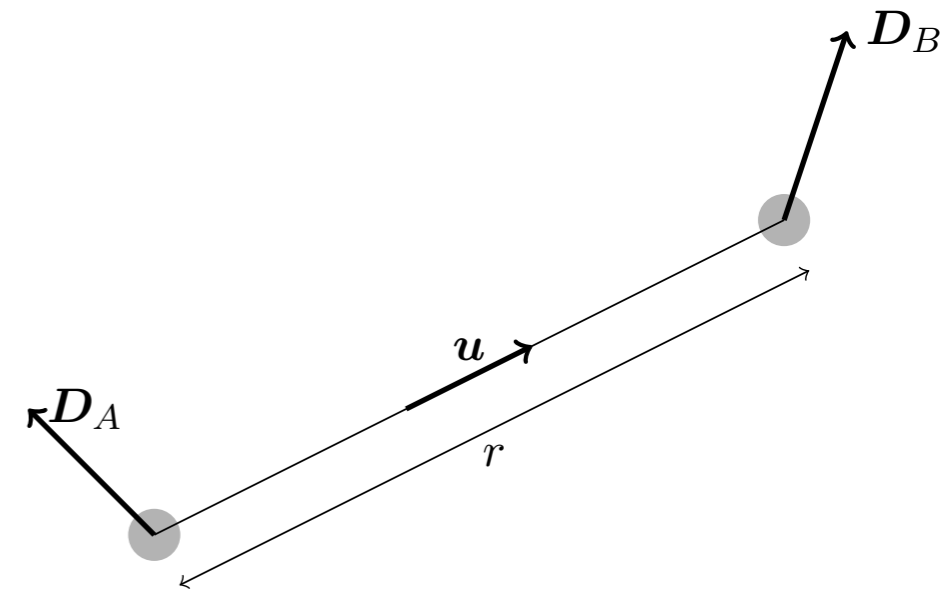
Origine de l'interaction de van der Waals

Atomes suffisamment éloignés pour que l'échange d'électrons soit négligeable

Développement multipolaire de l'interaction entre les deux systèmes de charge :

Le terme dominant est l'interaction dipôle-dipôle électrique

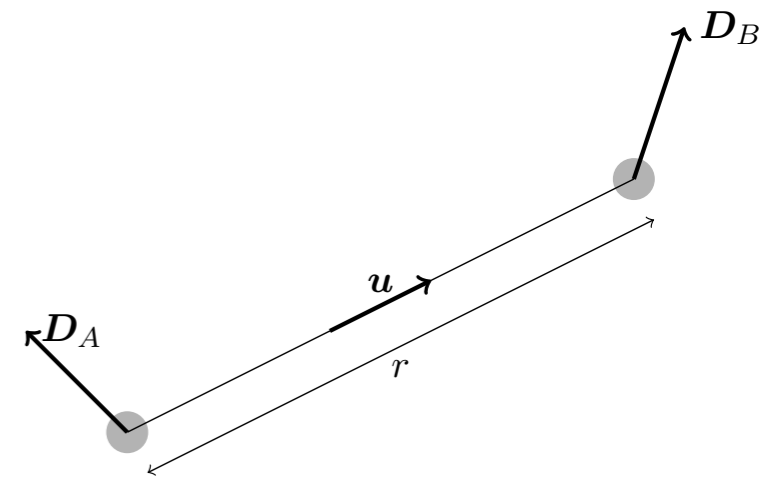
$$U_{\text{dip}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left[\vec{D}_A \cdot \vec{D}_B - 3 \left(\vec{u} \cdot \vec{D}_A \right) \left(\vec{u} \cdot \vec{D}_B \right) \right]$$



$$\vec{D}_A = \sum_j q(\vec{r}_j - \vec{r}_A) : \text{dipôle électrique de}$$

l'atome A , obtenu en sommant la contribution de tous ses électrons

Traitement perturbatif (ordre 1) de U_{dip}



Atomes dans leur état fondamental électronique $|\psi_0\rangle$ d'énergie E_0

Exemple : atome d'hydrogène dans l'état $1s$ $\psi_0(\vec{r}_e) = \exp(-r_e/a_0)$
 a_0 : rayon de Bohr

$$\vec{D} = q\vec{r}_e$$

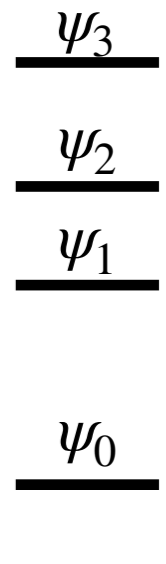
Etat de parité bien définie : $\langle \psi_0 | \vec{D} | \psi_0 \rangle = 0$

Le potentiel U_{dip} n'a donc pas d'effet à l'ordre 1 :

$$\Delta E_0^{(1)} = \langle A : \psi_0 ; B : \psi_0 | \hat{U}_{\text{dip}} | A : \psi_0 ; B : \psi_0 \rangle = 0.$$

puisque U_{dip} fait intervenir $\vec{D}_A \cdot \vec{D}_B$ ou $(\vec{u} \cdot \vec{D}_A) (\vec{u} \cdot \vec{D}_B)$

Traitement perturbatif (ordre 2) de U_{dip}



Déplacement du niveau d'énergie $|\psi_0\rangle$ à l'ordre 2:

$$\Delta E_0^{(2)} = \sum_{n \neq 0} \frac{|U_{0n}|^2}{E_0 - E_n} \quad \text{avec} \quad U_{0n} = \langle \psi_0 | \hat{U} | \psi_n \rangle$$

Si $|\psi_0\rangle$ est l'état fondamental, tous les termes de la somme sont négatifs.
A cet ordre, l'état fondamental est toujours abaissé par la perturbation

Pour l'interaction dipôle-dipôle, $U_{\text{dip}} \propto 1/r^3$

Abaissement d'énergie du niveau fondamental : $V(r) = -\frac{C_6}{r^6} \quad C_6 > 0$

Interaction attractive entre deux atomes neutres dans leur état fondamental

Une vision dynamique de l'interaction de vdW

En A , dipole fluctuant $\vec{d}_A(t)$
valeur moyenne nulle

Ce dipôle crée un champ électrique en \vec{r}_B
 $\vec{E}(\vec{r}_B / \vec{d}_A)$

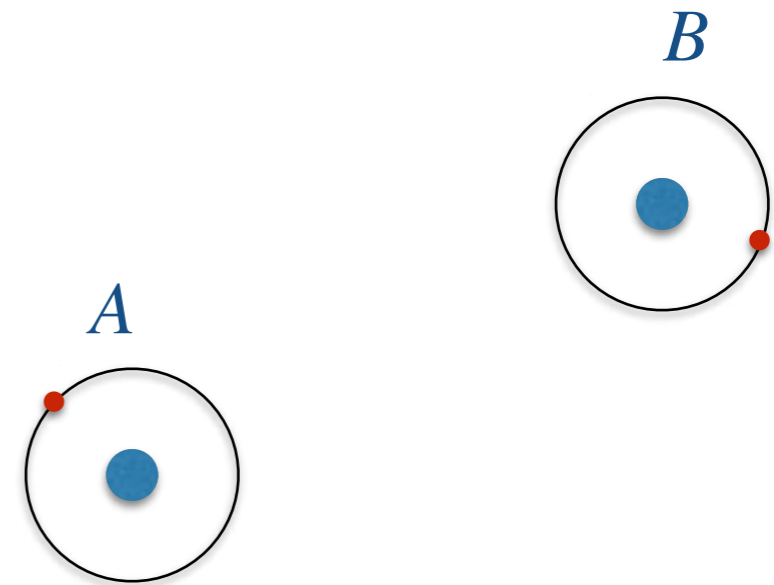
Ce champ électrique polarise l'atome B : $\vec{d}_B = \alpha \vec{E}(\vec{r}_B / \vec{d}_A)$

Le dipôle \vec{d}_B crée en retour un champ électrique en \vec{r}_A : $\vec{E}'(\vec{r}_A / \vec{d}_B)$

Ce champ électrique interagit avec le dipôle initial $\vec{d}_A(t)$:

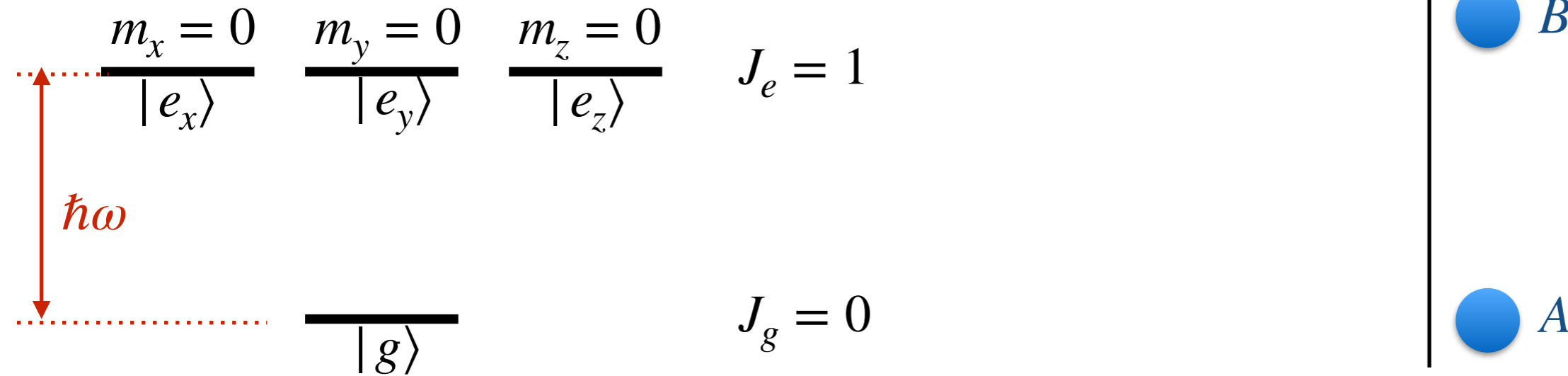
$$\text{Energie} \propto - \vec{d}_A \cdot \vec{E}' \left[\vec{r}_A / \alpha \vec{E}(\vec{r}_B / \vec{d}_A) \right]$$

Valeur moyenne non nulle, proportionnelle à $\langle \vec{d}_A^2 \rangle$, et corrélations entre dipôles



Le coefficient C_6 pour une paire d'atomes "à deux niveaux"

Transition atomique "modèle"

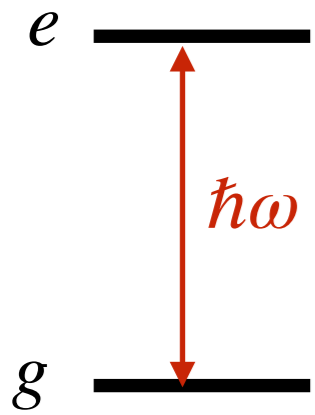


Interaction dipôle-dipôle:
$$\hat{U}_{\text{dip}} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} [\hat{x}_A \hat{x}_B + \hat{y}_A \hat{y}_B - 2\hat{z}_A \hat{z}_B]$$

Éléments de matrice du dipôle :
$$\langle g | q\hat{x} | e_x \rangle = \langle g | q\hat{y} | e_y \rangle = \langle g | q\hat{z} | e_z \rangle = d$$

$$\Delta E^{(2)} = \sum_{\alpha=x,y,z} \frac{|\langle e_\alpha; e_\alpha | \hat{U}_{\text{dip}} | g; g \rangle|^2}{-2\hbar\omega} = -\frac{1}{r^6} \left(\frac{d^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{3}{\hbar\omega}$$

Loi d'échelle pour le coefficient C_6



On a trouvé : $C_6 = \left(\frac{d^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{3}{\hbar\omega}$ et le dipôle réduit d intervient

dans la largeur naturelle de $|e\rangle$: $\Gamma = \frac{\omega^3 d^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}$

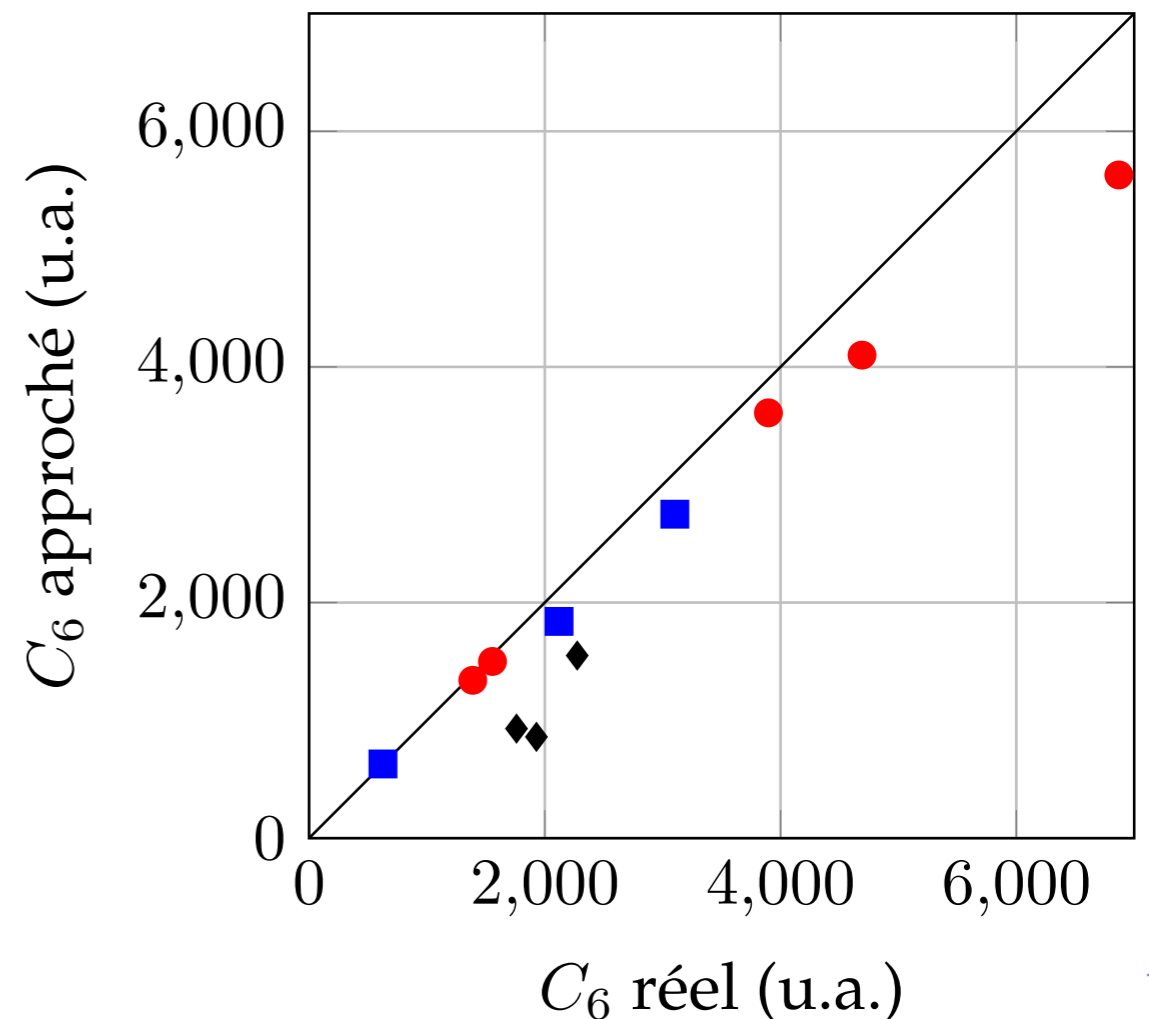
d'où la loi d'échelle : $C_6 \propto \frac{\Gamma^2}{\omega^7}$

Validation de ce modèle "à 2 niveaux"

alcalins (Li,Na,K,Rb,Cs)

alcalino-terreux (Mg,Ca,Sr)

lanthanides (Er,Dy,Yb)



Effets de retard

L'approche utilisée ici néglige tout délai dans la réaction de l'atome B au dipôle instantané de l'atome A (et inversement)

valable si

$$t = \frac{r}{c} \ll \frac{1}{\omega} \quad \Leftrightarrow \quad kr \ll 1$$
$$\Leftrightarrow \quad r \ll \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda_{\text{opt}}}{2\pi} \sim 0.1 \mu\text{m}$$

Casimir-Polder, 1948

$$kr \ll 1 \quad \longrightarrow \quad kr \gg 1$$
$$V \propto r^{-6} \quad \quad \quad V \propto r^{-7}$$

En pratique, pour $kr \sim 1$, l'interaction de van der Waals est ~ 1 pK

Effet de retard négligeable dans les expériences actuelles sur les gaz d'atomes froids

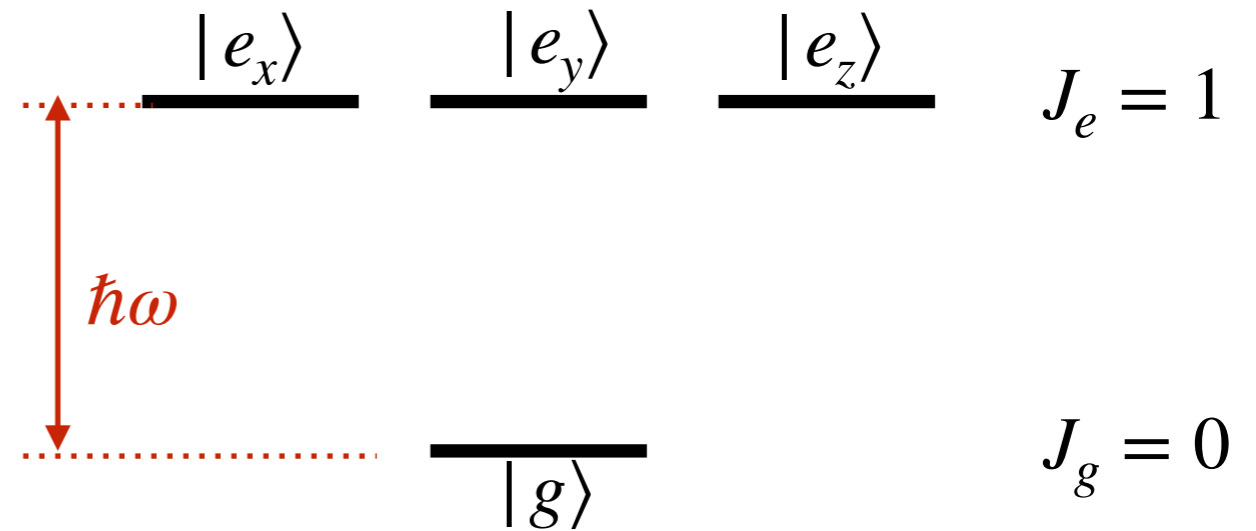
2.

Interaction de van der Waals
pour des atomes excités

Interaction “fondamental-excité”

Même modélisation que précédemment pour la structure d'un atome

Γ : largeur naturelle de l'état e



On suppose que la paire d'atomes contient une excitation électronique

Sous-espace de dimension 6 de base : $\mathcal{B} = \{ |A : g ; B : e_\alpha\rangle , |A : e_\alpha ; B : g\rangle \}$
 $\alpha = x, y, z$

Le couplage dipôle-dipôle agit maintenant à l'ordre 1 :

$$\hat{U}_{\text{dip}} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} [\hat{x}_A \hat{x}_B + \hat{y}_A \hat{y}_B - 2\hat{z}_A \hat{z}_B]$$

$$\longrightarrow \langle A : g ; B : e_x | \hat{U}_{\text{dip}} | A : e_x ; B : g \rangle \propto \frac{d^2}{r^3} \propto \frac{\Gamma}{(kr)^3}$$

termes non diagonaux dans la base \mathcal{B}

Interaction de van der Waals pour une paire e-g

Théorie des perturbations dégénérées : on doit diagonaliser la matrice 6x6 décrivant l'action de U_{dip} dans le sous-espace $\{ |A : g ; B : e_\alpha\rangle , |A : e_\alpha ; B : g\rangle \}$

→ se décompose en 3 sous-matrices 2x2 correspondant aux directions x, y, z

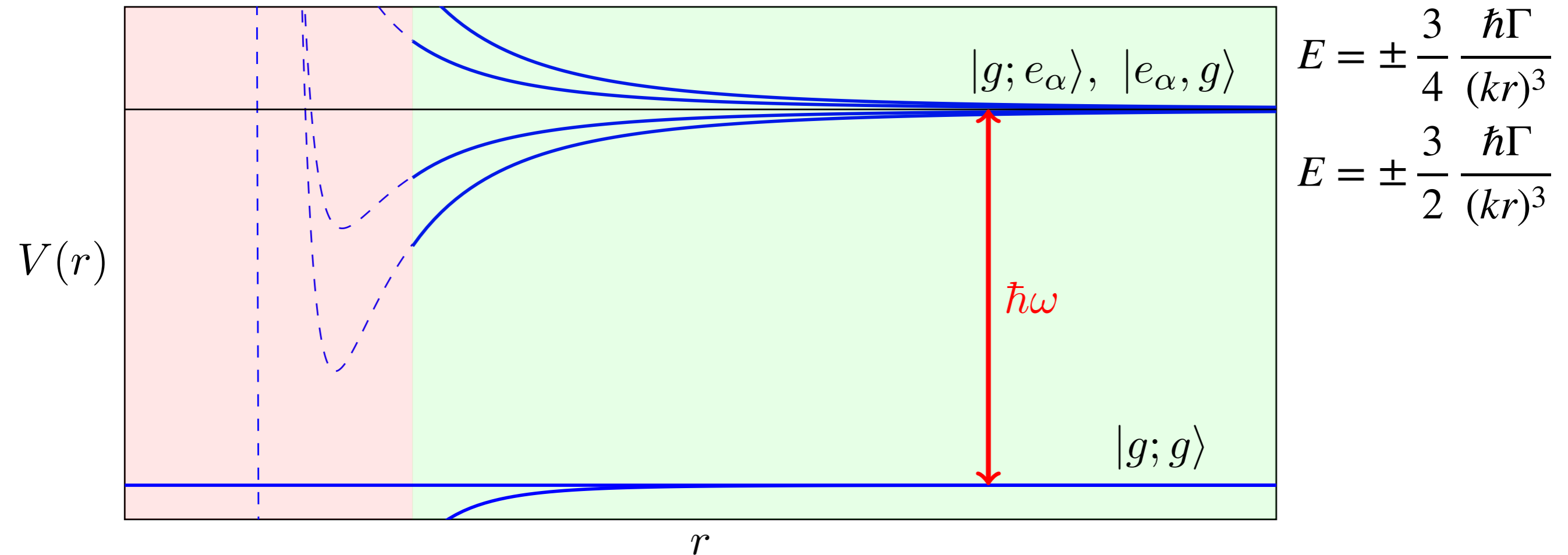
$$[V_{x,y}] = \frac{3}{4} \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad [V_z] = -2[V_{x,y}]$$

La diagonalisation est immédiate et donne les énergies :

$$E = \pm \frac{3}{4} \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3} \quad \text{dégénérées deux fois, pour les directions } x, y$$

$$E = \pm \frac{3}{2} \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3} \quad \text{non dégénérée, pour la direction } z$$

Les énergies d'interaction pour une paire e-g



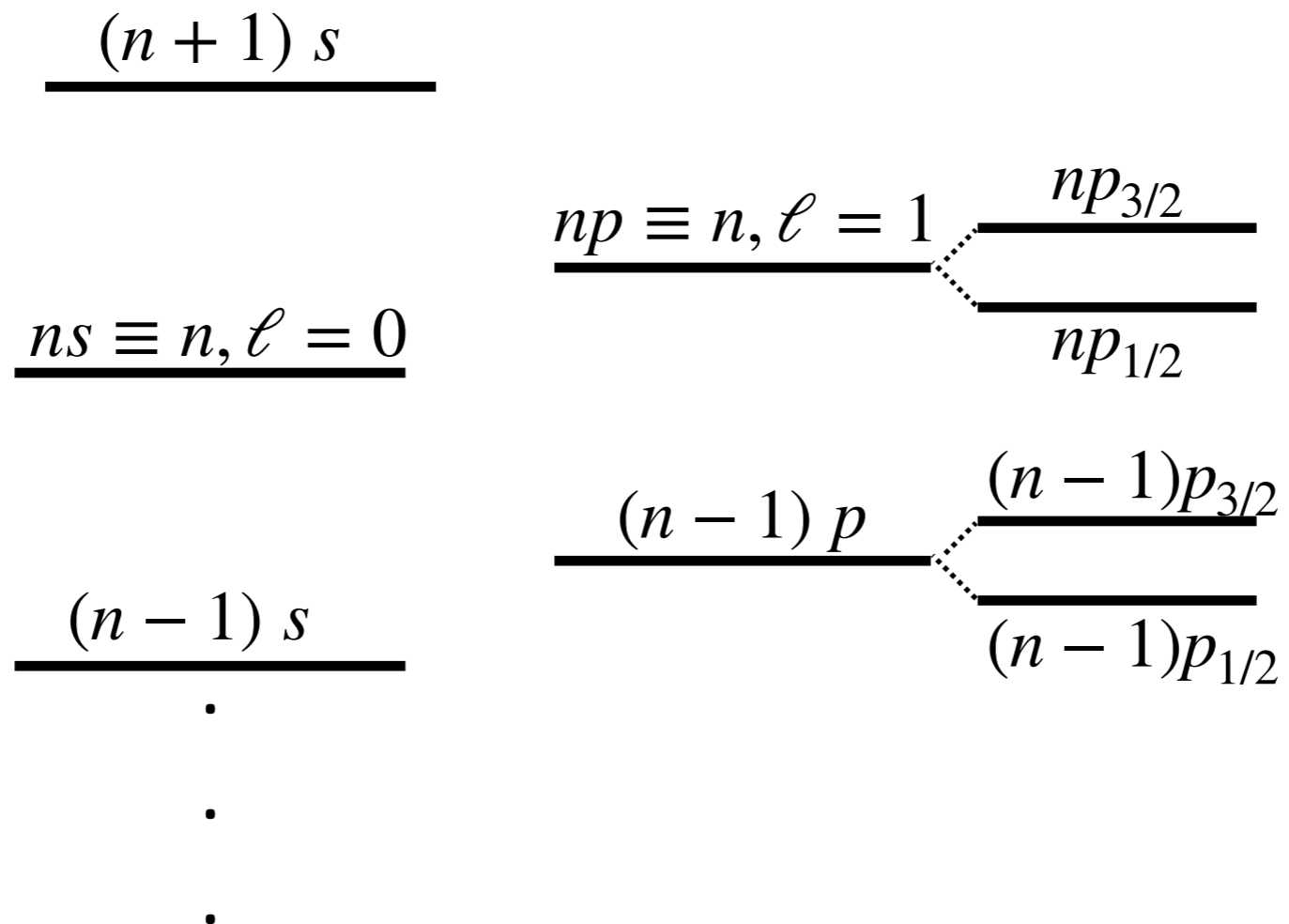
Comparaison avec l'interaction pour une paire d'atomes g-g :

$$E \sim \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3} \quad \text{au lieu de} \quad E \sim \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^6} \frac{\Gamma}{\omega}$$

- Décroissance beaucoup plus lente à l'infini
- Intrinsèquement beaucoup plus grand: $\Gamma/\omega \sim 10^{-6} - 10^{-8}$ absent

Interaction de van der Waals entre atomes excités

Cas des atomes de Rydberg : nombre quantique principal $n \gg 1$



- Pour un atome dans l'état ns , le couplage dipolaire se fait vers des états $n'p$ avec essentiellement $n' = n$ ou $n' = n - 1$
- L'élément de matrice du dipôle vérifie la loi d'échelle $\langle ns | q\hat{r}_e | np \rangle \propto n^2$

Interaction de van der Waals entre atomes excités (2)

On considère une paire excitée $|ns, ns\rangle$

Interaction dipôle-dipôle :
$$\Delta E = \sum_{n', n''} \frac{|\langle n'p, n''p | \hat{U}_{\text{dip}} | ns, ns \rangle|^2}{2E_{ns} - E_{n'p} - E_{n''p}}$$

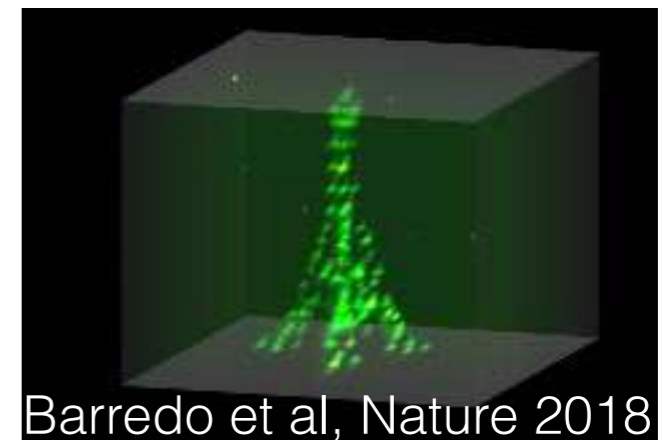
avec une contribution dominante de $n' \approx n'' \approx n$ [plus précisément $(n', n'') = (n, n - 1)$]

- Grand élément de matrice au numérateur : $(n^2)^4 = n^8$

- Petit dénominateur d'énergie : $\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \delta)^2} \propto \frac{1}{n^3}$

Loi d'échelle pour le coefficient de van der Waals : $|C_6| \propto n^{11}$!!!

**Ouvre la voie à l'interaction à longue distance,
au blocage de Rydberg, à la réalisation de
portes quantiques et à la simulation de
systèmes en interaction forte**



Barredo et al, Nature 2018

3.

Les dimères de van der Waals

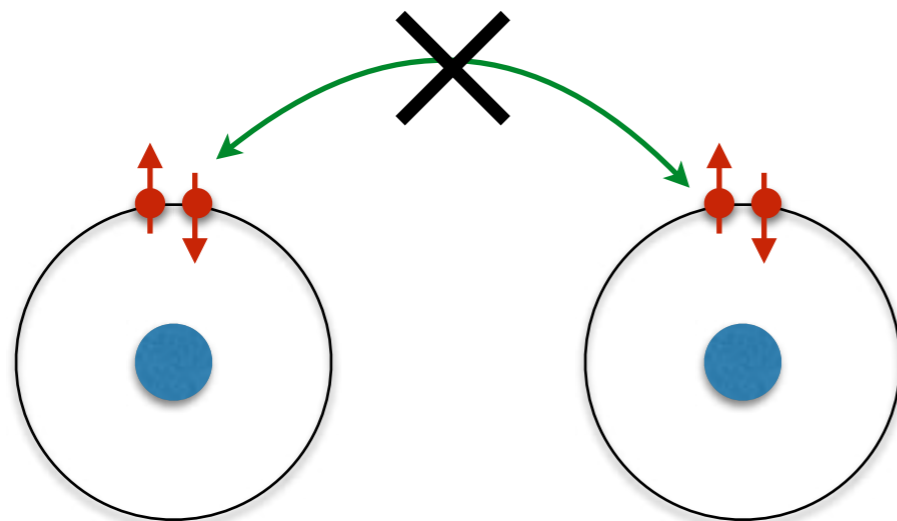
Quand la liaison covalente est absente...

En général, l'interaction de van der Waals n'est qu'une petite contribution à l'énergie de liaison d'une molécule

$$C_6 = 100 \text{ unités atomiques : } \frac{C_6}{r^6} \sim 4 \text{ meV pour } r = 5 \text{ \AA}$$

alors qu'une liaison chimique "ordinaire" a une énergie $\sim \text{eV}$

Mais cette liaison covalente (échange d'électrons) est absente pour les gaz rares ou les alcalino-terreux : couche électronique externe complète

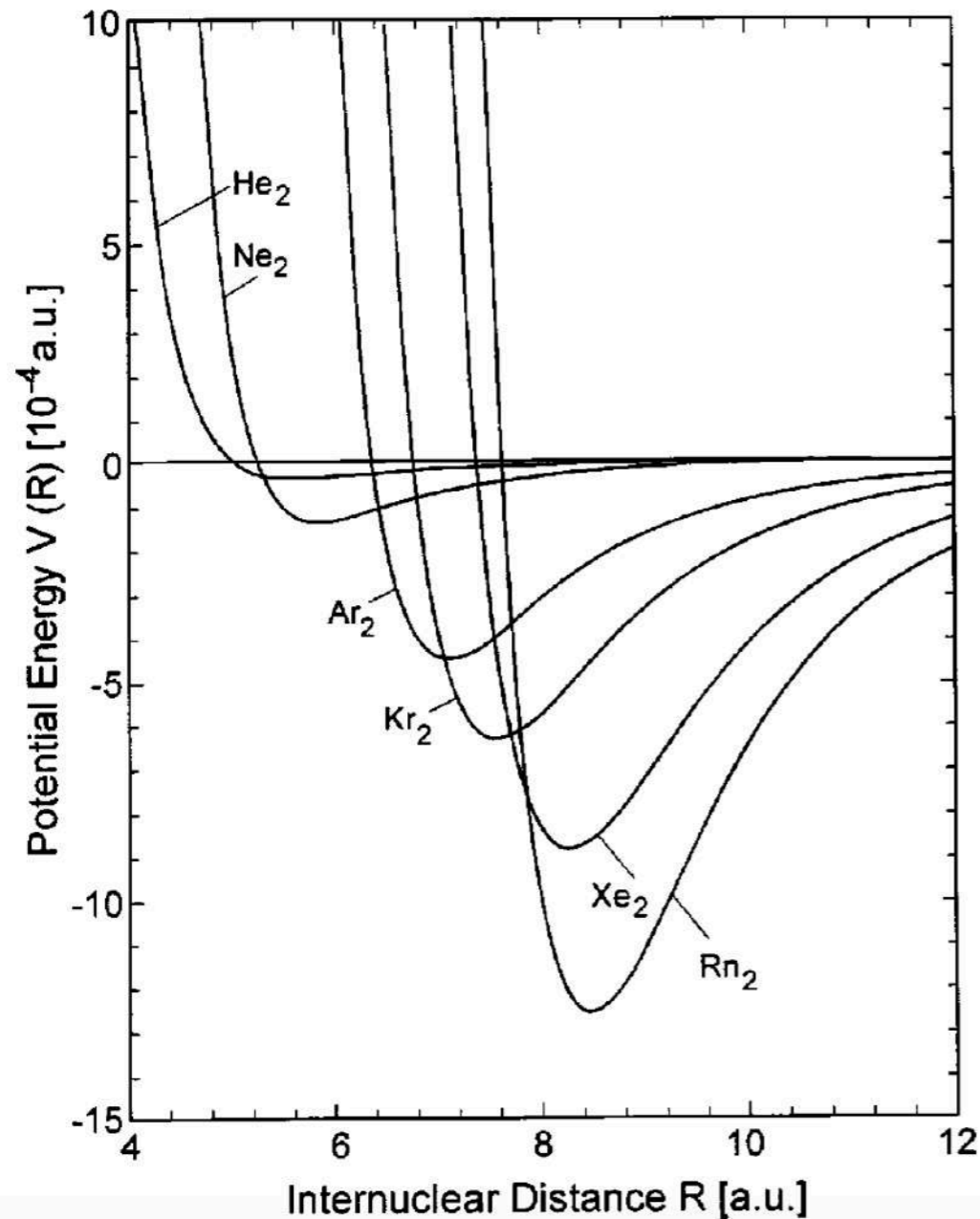


$\Rightarrow \text{He}_2, \text{Be}_2$ n'existent pas ?

Si, elles existent !!!

Le cas des gaz rares

Tang & Toennies, 2003



Coefficient C_6 appréciable :

$$C_6[\text{radon}] \approx \frac{1}{3}C_6[\text{lithium}]$$

→ conduit à des longueurs de diffusion similaires

Tous ces puits de potentiel admettent au moins un état lié, y compris pour $^4\text{He}_2$

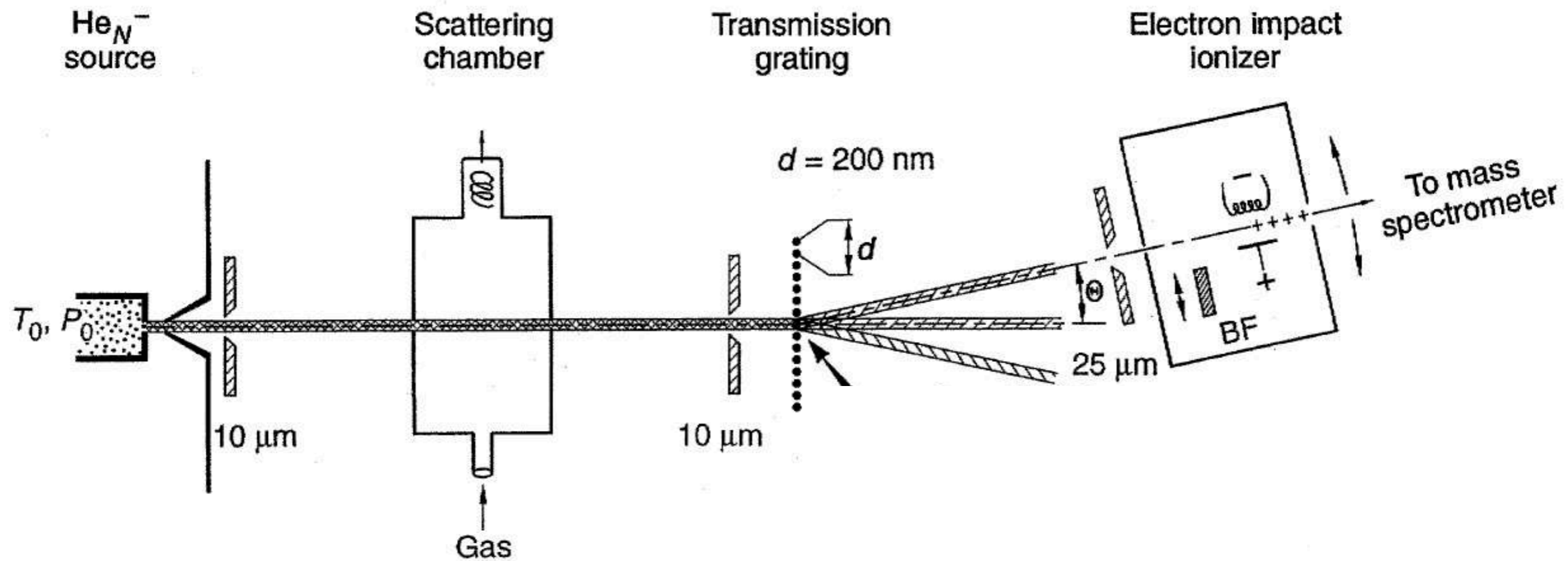
3 états liés pour Ne_2 , 6 états liés pour Ar_2

NB: Il n'y a pas d'état lié pour ^3He , car la réduction d'un facteur 3/4 sur la masse augmente le rôle des fluctuations quantiques

Ce sont de "grosses" molécules !

La molécule He₂

Schöllkopf & Toennies, Science (1994)



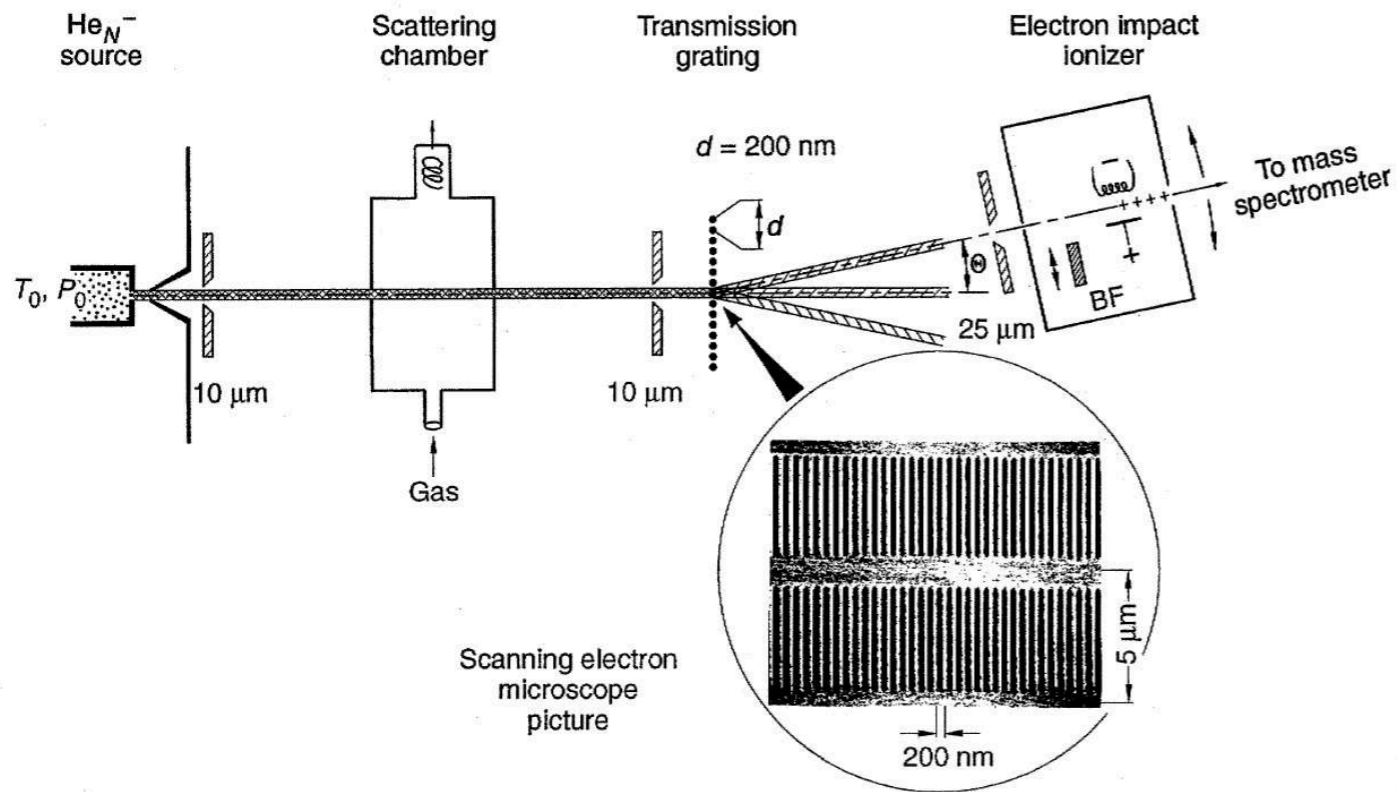
Jet supersonique d'hélium 4 : 15 bar, 30 Kelvins

$\Delta v/v \sim 0.15$: longueur de de Broglie bien définie $\lambda_{\text{dB}} = 0.18\ \text{nm}$

Collimation par deux fentes de $10\ \mu\text{m}$ séparées de 47 cm

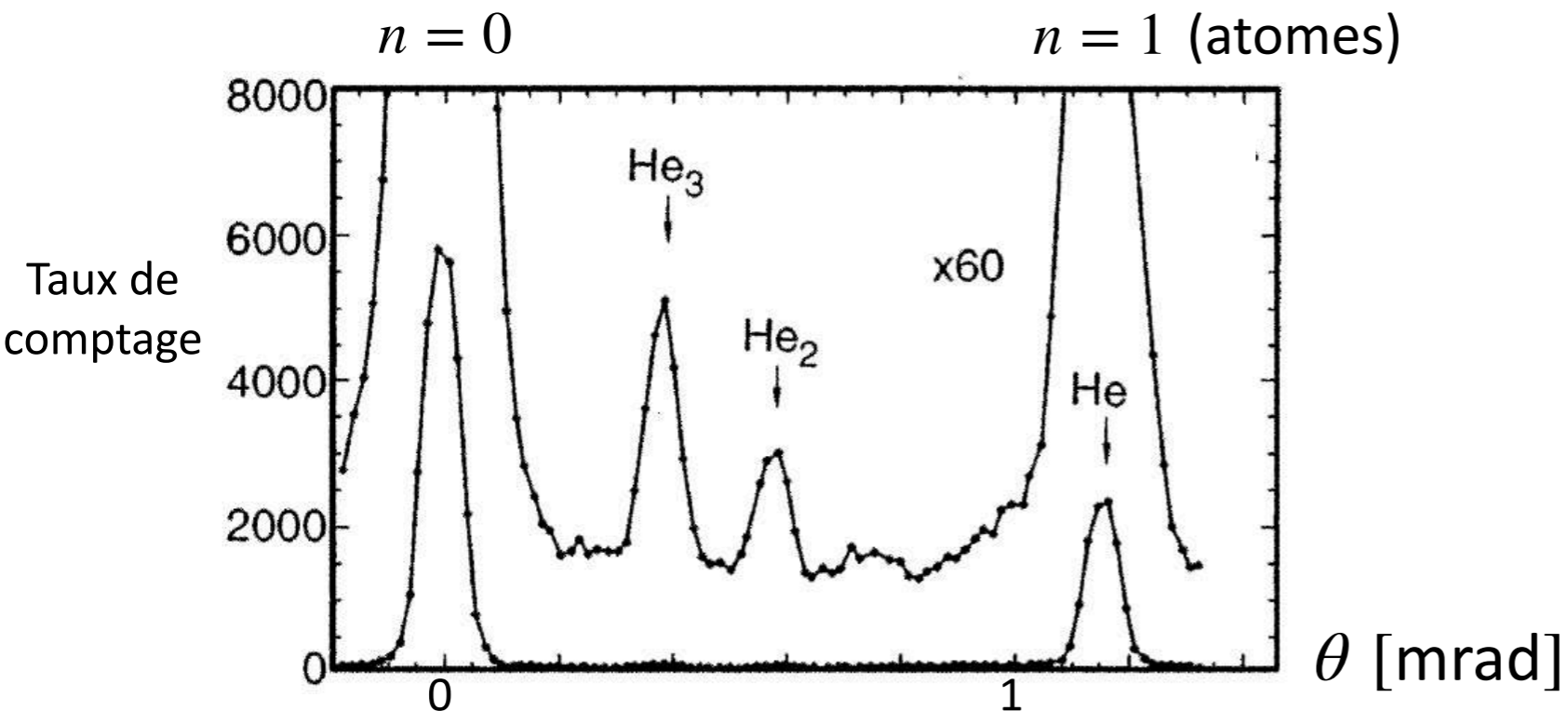
La molécule He₂ (suite)

Schöllkopf & Toennies
Science (1994)



Réseau de période $d=200$ nm

Angle de diffraction : $\theta = n \frac{\lambda_{dB}}{d}$
 n entier

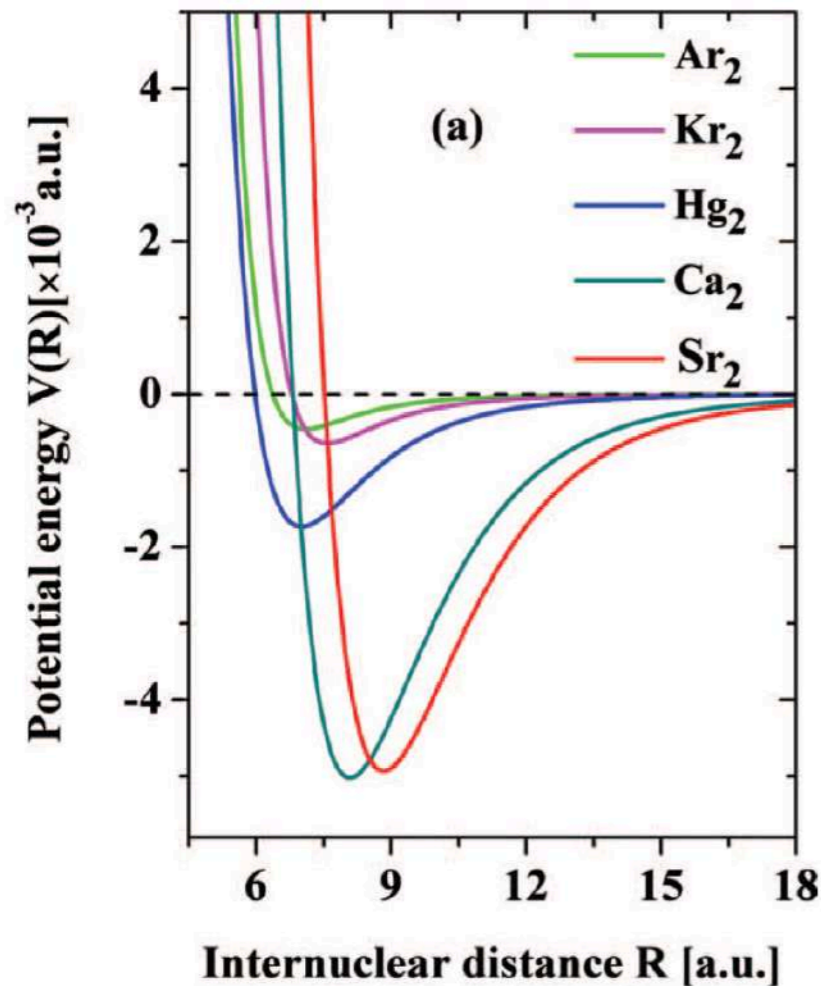


Observation du dimère
et du trimère !

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv}$$

Les alcalino-terreux

Yin et al, J. Chem. Phys. 2010



Be₂, Mg₂, Ca₂, Sr₂ : toutes ces molécules existent et possèdent une dizaine d'états de vibration

Leur coefficient C_6 est comparable à celui des alcalins

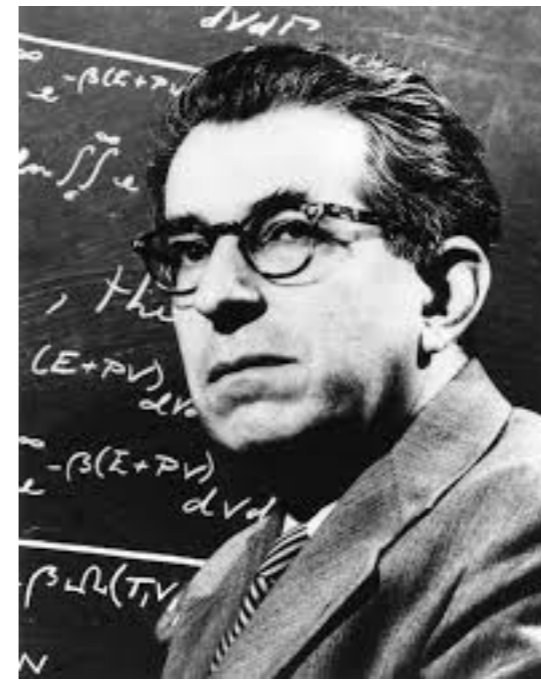
Cela suffit à leur assurer des propriétés collisionnelles pour des gaz froids comparables à celles des autres espèces

4.

La “vraie” liaison chimique



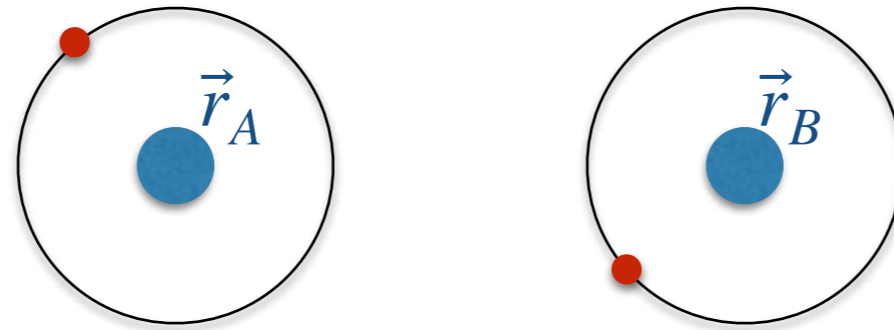
Walter Heitler (1904-81)



Fritz London (1900-54)

L'approximation de Born-Oppenheimer

La molécule H₂ : un problème à quatre corps...



insoluble analytiquement !

Pour progresser, on procède en deux étapes :

- Dans un premier temps, on fixe la position des noyaux en (\vec{r}_A, \vec{r}_B) et on cherche les états propres et les énergies associées de l'hamiltonien (cinétique+potentiel) pour les électrons

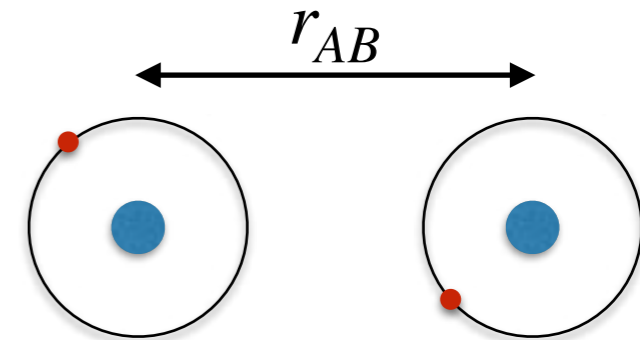
On note $V_n(r_{AB})$ l'énergie du $n^{\text{ième}}$ état électronique

- On cherche ensuite les états propres du mouvement des noyaux en utilisant $V_n(r_{AB})$ comme énergie potentielle

Justification de l'approximation de Born-Oppenheimer

Les électrons sont légers :

- Energies élevées (eV)
- Echelles de temps courtes (10^{-15} s)



Les noyaux sont lourds :

- L'échelle de temps pour l'évolution de r_{AB} est plus longue (10^{-12} s)
- L'état des électrons s'adapte adiabatiquement à la position des noyaux

Approximation de Born-Oppenheimer \approx Approximation adiabatique

Un mot sur l'approximation adiabatique habituelle

Un hamiltonien modèle $\hat{H} = \frac{\hat{P}_X^2}{2M} + \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + V(\hat{X}, \hat{x}) \quad m \ll M$

On fixe d'abord la variable X et on résout le problème aux valeurs propres pour x :

$$\hat{h}(X) = \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + V(X, \hat{x}) \longrightarrow \psi_n(x / X) \quad E_n(X)$$

On écrit ensuite l'état du système global sous la forme :

$$\Psi(X, x, t) = \sum_n \phi_n(X, t) \psi_n(x / X)$$

Equation de Schrödinger : $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\hat{P}_X^2}{2M} \Psi + \sum_n E_n(X) \phi_n(X, t) \psi_n(x / X)$

On projette finalement cette équation sur un ψ_n particulier en négligeant les autres

$$i\hbar \frac{\partial \phi_n}{\partial t} = \frac{\hat{P}_X^2}{2M} \phi_n(X, t) + E_n(X) \phi_n(X, t) + \text{termes en } \langle \psi_n | \partial_X \psi_n \rangle, \langle \psi_n | \partial_X^2 \psi_n \rangle, \dots$$

négligés dans l'approx B-O

Hamiltonien pour les électrons



$$\hat{H}_{\text{el}}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) = \frac{\hat{p}_1^2}{2m_e} + \frac{\hat{p}_2^2}{2m_e} + \hat{V}_{\text{Coulomb}}$$

$$\hat{V}_{\text{Coulomb}} = -\frac{e^2}{r_{1A}} - \frac{e^2}{r_{1B}} - \frac{e^2}{r_{2A}} - \frac{e^2}{r_{2B}} + \frac{e^2}{r_{12}} + \frac{e^2}{r_{AB}}$$

4 termes attractifs, 2 répulsifs (on oublie le spin pour l'instant)

Pour résoudre le problème électronique, on adopte une approche variationnelle

Pour $r_{AB} = +\infty$ (noyaux éloignés l'un de l'autre), 2 états fondamentaux possibles :

$$\Psi_{\text{I}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \psi_A(\vec{r}_1) \psi_B(\vec{r}_2) \quad \longleftrightarrow \quad A(1) B(2)$$

$$\Psi_{\text{II}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \psi_B(\vec{r}_1) \psi_A(\vec{r}_2) \quad \longleftrightarrow \quad B(1) A(2)$$

$\psi(r) = \exp(-r/a_0)$
état fondamental
de l'atome d'H

Approche variationnelle : Heitler-London

Classe de fonctions d'essai : $\Psi = \alpha\Psi_I + \beta\Psi_{II}$

On cherche les coefficients (α, β) qui rendent l'énergie moyenne extrémale

$$\frac{\langle \Psi | \hat{H}_{el}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$$

Résultat : il faut prendre $\alpha = \beta$ ou $\alpha = -\beta$, c'est-à-dire :

$$A(1)B(2) \pm B(1)A(2)$$

orbitale liante (+) et orbitale antiliante (-)

$$\frac{\langle \Psi | \hat{H}_{\text{el}}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}$$

Orbitales liantes et antiliantes

Les orbitales $A(1)B(2) \pm B(1)A(2)$ sont associées aux énergies

$$V_{\pm}(r_{AB}) = \frac{\varepsilon_{\text{dir}} \pm \varepsilon_{\text{ech}}}{1 \pm \Delta^2} \quad \Delta = \langle \psi_A | \psi_B \rangle$$

qui seront ensuite injectées dans l'équation du mouvement des noyaux (méthode B.-O.)

- Terme direct : chaque électron reste attaché à son noyau

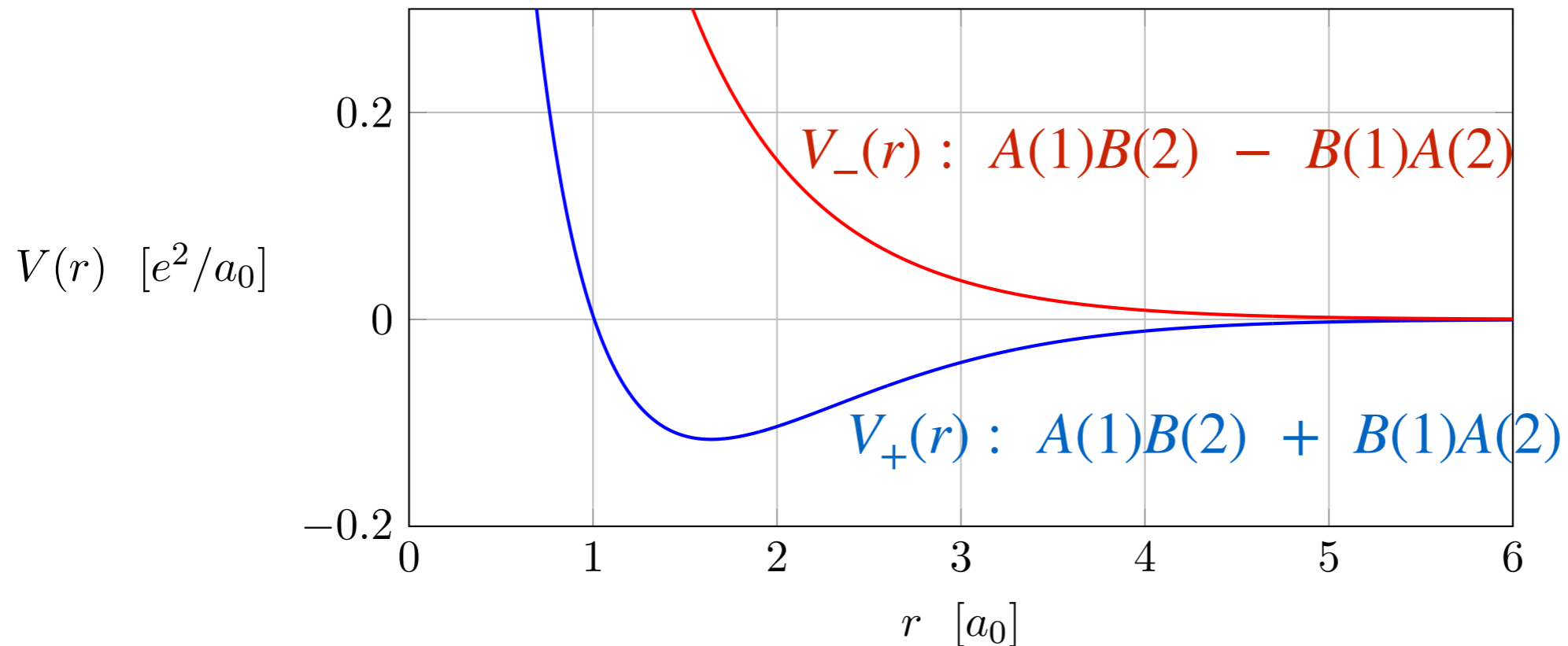
$$\varepsilon_{\text{dir}}(r) = \langle 1 : \psi_A; 2 : \psi_B | \hat{H}_{\text{el}} | 1 : \psi_A; 2 : \psi_B \rangle$$

- Terme d'échange : permutation des électrons entre les noyaux

$$\varepsilon_{\text{ech}}(r) = \langle 1 : \psi_B; 2 : \psi_A | \hat{H}_{\text{el}} | 1 : \psi_A; 2 : \psi_B \rangle$$

Ce terme est non nul seulement s'il existe des points de l'espace où $\psi_A(\vec{r})$ et $\psi_B(\vec{r})$ prennent simultanément une valeur significative : recouvrement des nuages électroniques

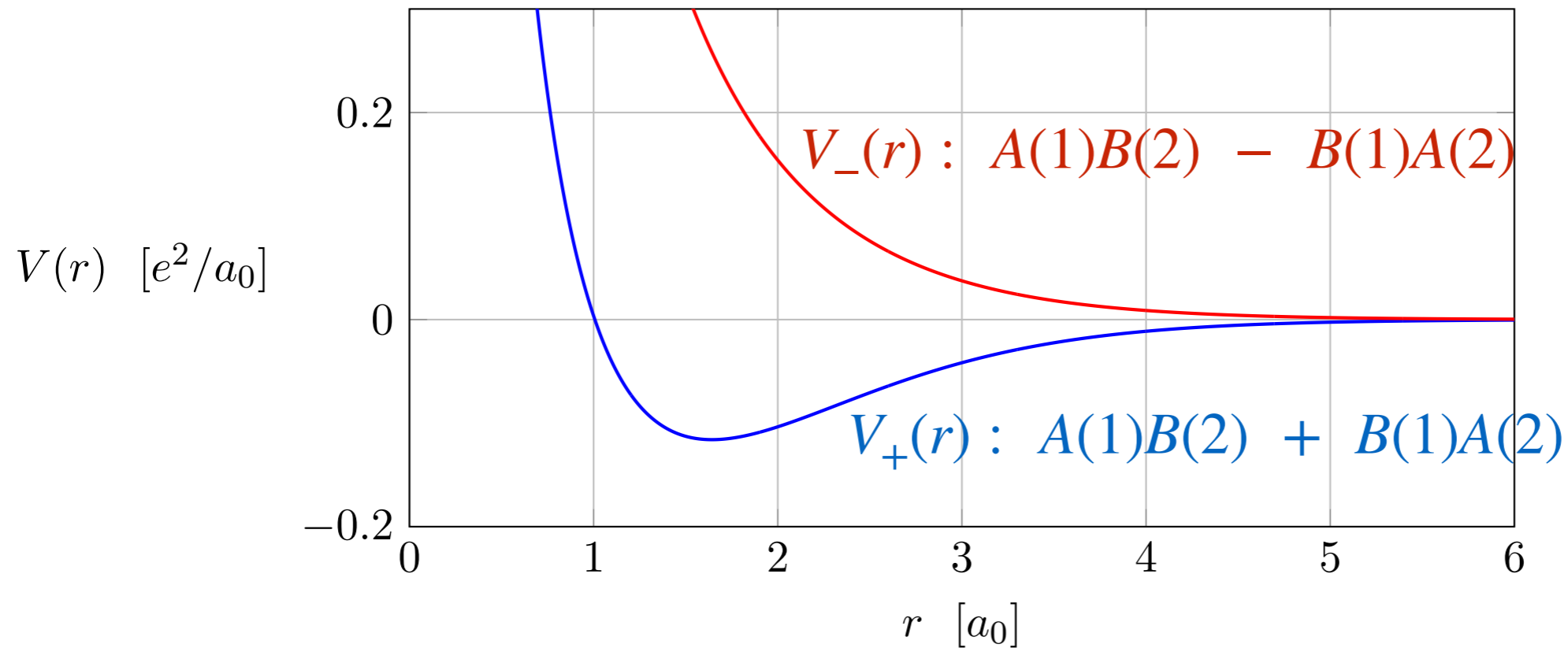
Orbitales liantes et antiliantes (2)



- L'énergie $V_+(r)$ est toujours la plus basse : $V_+(r) < V_-(r) \quad \forall r$
- L'énergie $V_-(r)$ est une fonction positive et décroissante
Pas d'état lié à ce stade de l'approximation pour l'orbitale antiliante
- L'énergie $V_+(r)$ présente un minimum en $r = 0.87 \text{ \AA}$ de $V_{\min} = -3.15 \text{ eV}$

Résultat numérique "exact" : 0.74 \AA , -4.75 eV

Origine de la liaison chimique

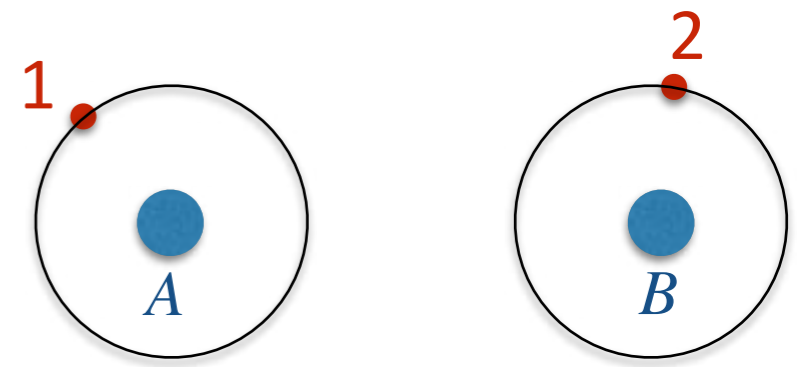


L'orbitale liante, associée à $V_+(r)$, offre “plus de place” pour les électrons que l'orbitale antiliante qui doit s'annuler en tout point $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$.

Abaissement de l'énergie cinétique de confinement

En revanche, l'énergie de répulsion coulombienne est plus grande pour l'orbitale liante mais cela ne compense pas l'effet précédent

Le rôle du spin électronique et du principe de Pauli



La prise en compte du spin des électrons augmente la dégénérescence

$$r_{AB} = +\infty \quad \begin{array}{c} \text{dégén. 2} \\ A(1) B(2) \\ B(1) A(2) \end{array} \longrightarrow \begin{array}{c} \text{dégén. 8} \\ A(1) B(2) \\ B(1) A(2) \end{array} \times \begin{array}{c} (+ +) \\ (+ -) \\ (- +) \\ (- -) \end{array}$$

Le principe de Pauli vient restreindre l'espace des états accessibles : dim. 8 \rightarrow dim. 4

- Orbitale liante $A(1)B(2) + B(1)A(2)$ symétrique d'espace
 \longrightarrow antisymétrique de spin : état singulet $(| + - \rangle - | - + \rangle)/\sqrt{2}$
- Orbitale antiliante $A(1)B(2) - B(1)A(2)$ antisymétrique d'espace
 \longrightarrow symétrique de spin : états triplets

$$| + + \rangle, | - - \rangle, (| + - \rangle + | - + \rangle)/\sqrt{2}$$

Mais où sont passées les interactions de van der Waals ?

L'espace de fonctions utilisé dans la méthode de Heitler-London est très restreint

$$\psi_A^{(1s)}(\vec{r}_1) \psi_B^{(1s)}(\vec{r}_2)$$

$$\psi_B^{(1s)}(\vec{r}_1) \psi_A^{(1s)}(\vec{r}_2)$$

Pour retrouver les interactions de vdW dans ce formalisme, il faut l'agrandir en incluant des états du type

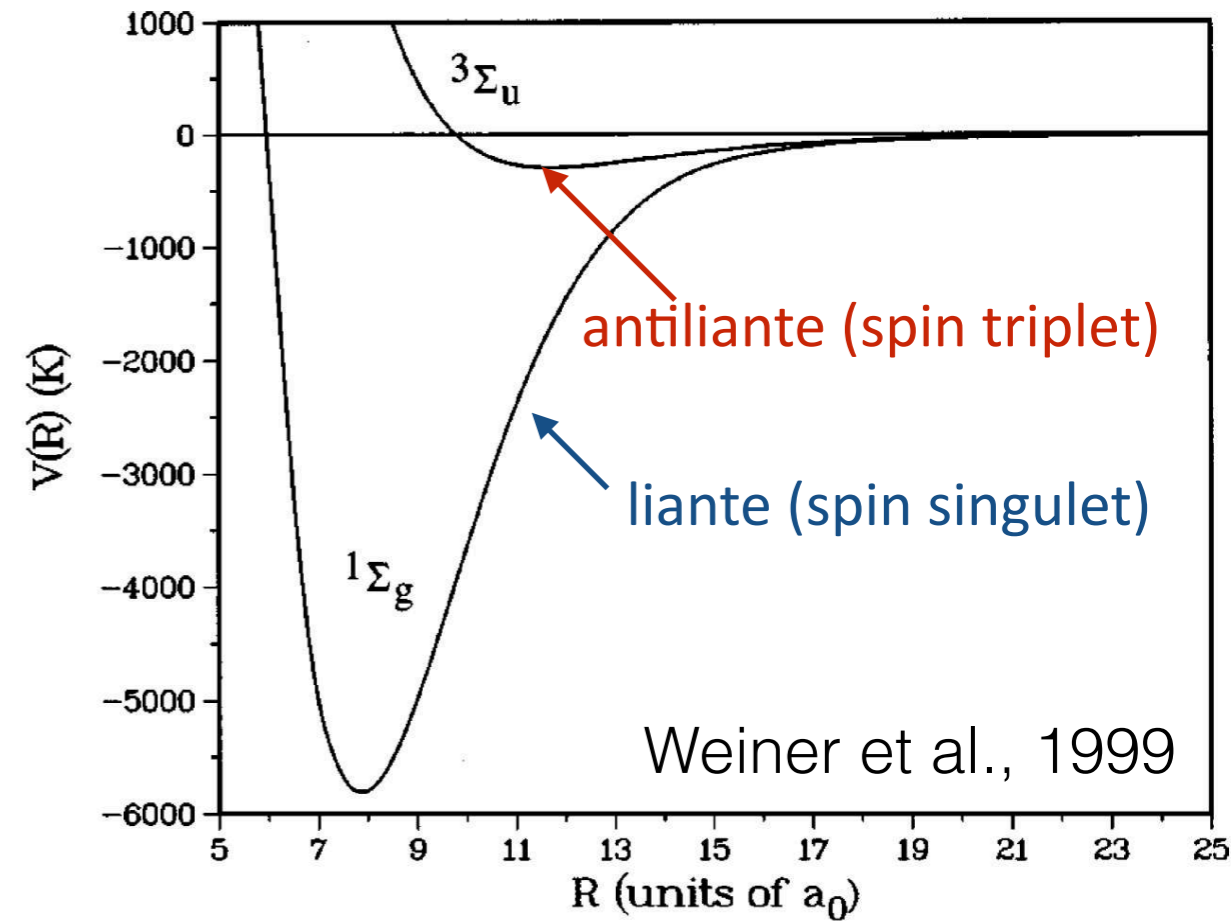
$$\psi_A^{(2p)}(\vec{r}_1) \psi_B^{(2p)}(\vec{r}_2)$$

$$\psi_B^{(2p)}(\vec{r}_1) \psi_A^{(2p)}(\vec{r}_2)$$

Ces états sont couplés aux états 1s-1s par l'hamiltonien $U_{\text{dip}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{D}_A \cdot \vec{D}_B + \dots$

On retrouve alors un potentiel attractif en $-C_6/r^6$ à longue distance, identique pour les orbitales liantes et antiliantes

Exemple : interaction entre atomes de rubidium ^{87}Rb

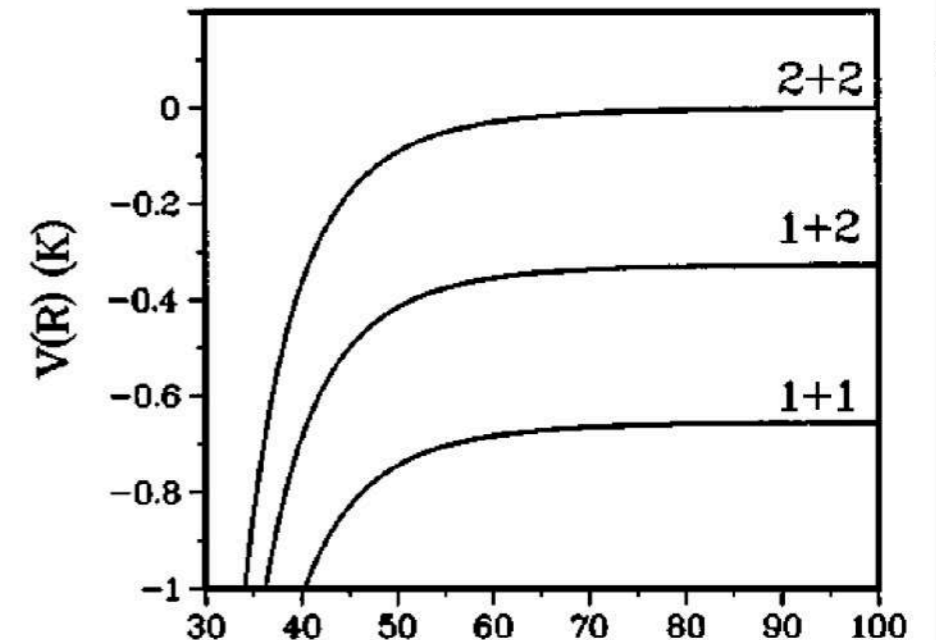


Problème compliqué par l'existence du spin nucléaire $i = 3/2$

Spin de chaque atome : $f = 1$ ou $f = 2$, avec $\vec{f} = \vec{s} + \vec{i}$

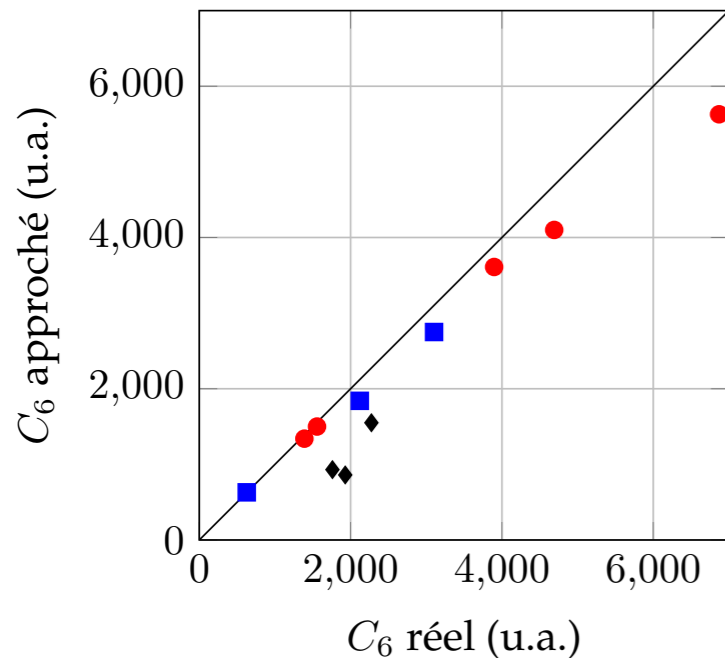
- Augmentation de la dégénérescence
- Interaction hyperfine
- Effet Zeeman éventuel

36 courbes de potentiel ...

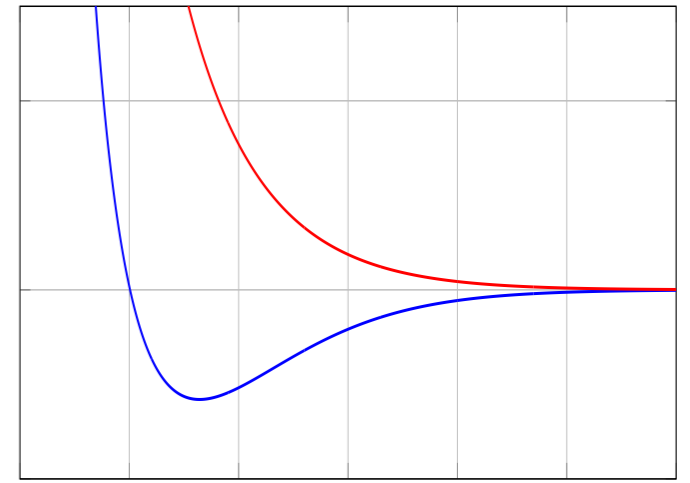


En conclusion...

Malgré la complexité du problème à quatre (ou plus) corps, estimation semi-quantitative des principaux paramètres



- *Interaction à longue distance C_6*
- *Potentiels singulet/triplet à courte distance pour des atomes à un électron externe*



L'intuition acquise par l'étude chimique à température ambiante peut être mise en défaut pour les gaz à très basse température

L'interaction entre alcalino-terreux (voire entre gaz rares) est comparable à celle entre alcalins