

Une brève histoire des atomes froids

Cours 5

Sisyphé brillant, Sisyphé gris

Jean Dalibard

Chaire *Atomes et rayonnement*

Année 2014-15



COLLÈGE
DE FRANCE
—1530—

Out-of-equilibrium physics with cold quantum gases

jeudi 25 juin de 14h00 à 17h30, amphithéâtre Guillaume Budé

14:00 - 14:45: Leticia Cugliandolo (Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies, Paris): *Fast and slow quenches across phase transitions in open systems*

14:45 - 15:30: Zoran Hadzibabic (Université de Cambridge):
Critical Dynamics in a 3D Bose gas

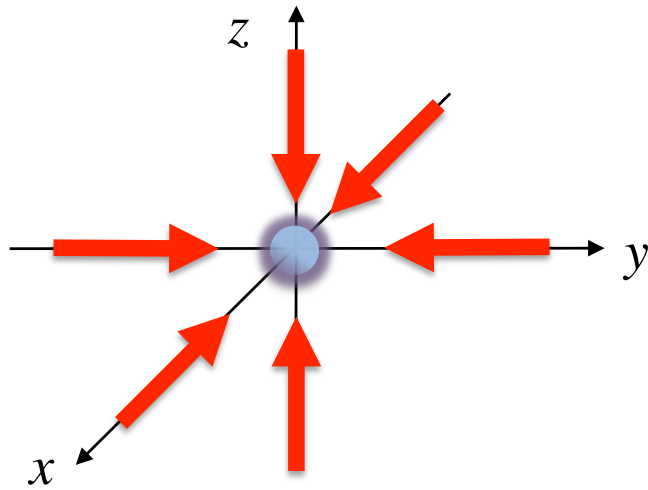
15:30 - 16:00 : pause

16:00 - 16:45 : Giovanna Morigi (Université de Saarland, Sarrebruck):
Quantum structures of photons and atoms

16:45 - 17:30 : Jérôme Beugnon (Laboratoire Kastler Brossel, Paris):
Out-of-equilibrium physics with Bose gases in 2D geometries

Ce workshop est ouvert à tous sans inscription préalable

Les premières mélasses optiques



1985 : Bell Labs, atomes de sodium

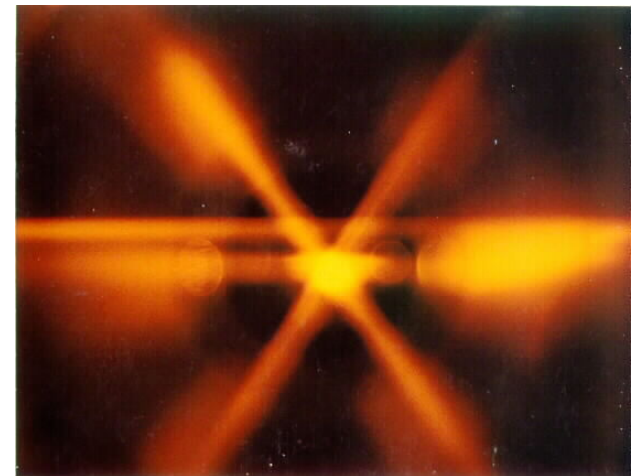
On a d'abord pensé que ces mélasses étaient bien décrites par le modèle du refroidissement Doppler

$$\text{En particulier } k_B T_{\min} = \hbar \Gamma / 2$$

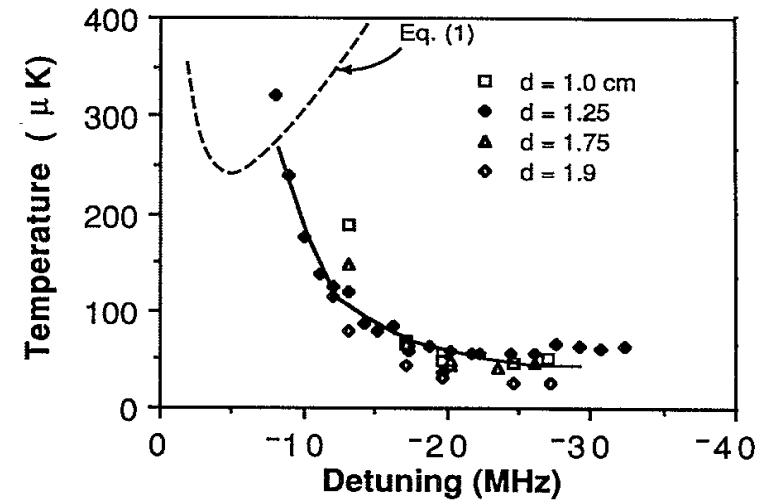
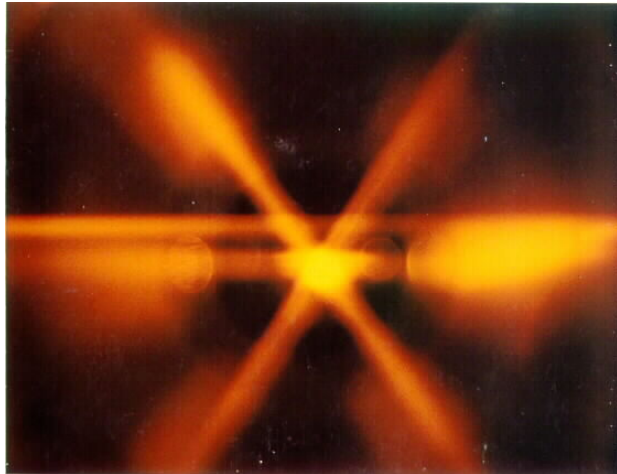
Γ : largeur naturelle de l'état atomique excité

1987-88 : NBS (NIST), atomes de sodium

Le modèle Doppler « à deux niveaux » ne s'applique pas, l'expérience de refroidissement marche « trop bien »

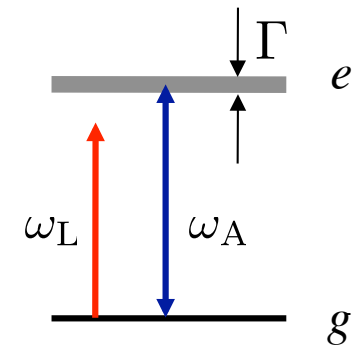


Les températures sub-Doppler



NIST 1988 :

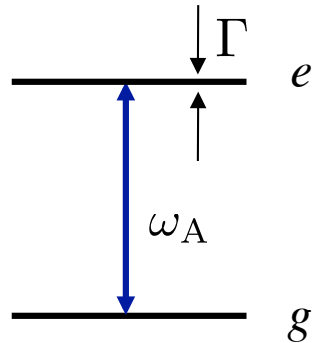
- pas la bonne variation avec le désaccord $\Delta = \omega_L - \omega_A$
- pas la bonne température limite $k_B T_{\min} = \hbar\Gamma/2$



Où est l'erreur ?

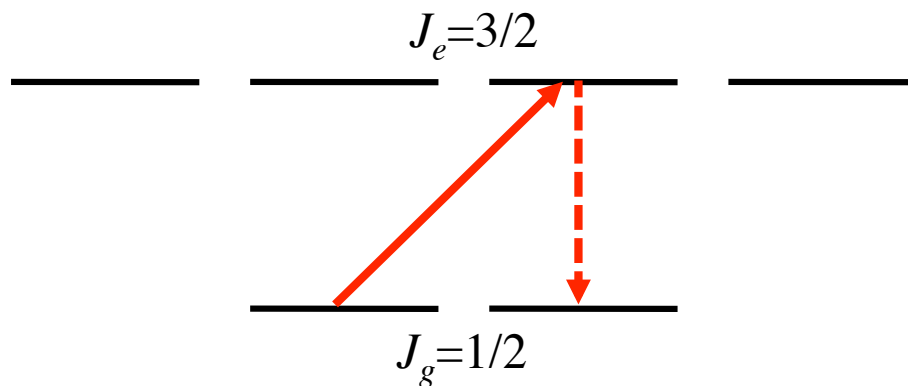
Hypothèse de départ : modélisation par un système à deux niveaux

Au delà du modèle à deux niveaux



Pour un atome « à deux niveaux », une seule constante de temps pour son évolution interne (Γ^{-1}) même si l'intensité lumineuse est très faible.

échelle d'énergie $\hbar\Gamma$



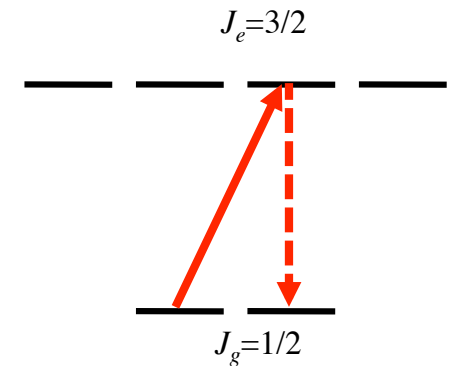
Pour une transition atomique plus complexe, de longs temps de pompage optique τ_p sont possibles si l'intensité est faible.

échelle d'énergie \hbar/τ_p ?

Buts de ce cours

Introduire le modèle Sisyphe standard « brillant »
et l'analyser en terme de mouvement brownien

*Idée essentielle : placer l'atome dans une situation
où il monte plus de collines qu'il n'en descend*



Aller au delà du régime de mouvement brownien linéaire

Discuter la physique de l'effet Sisyphe « gris »

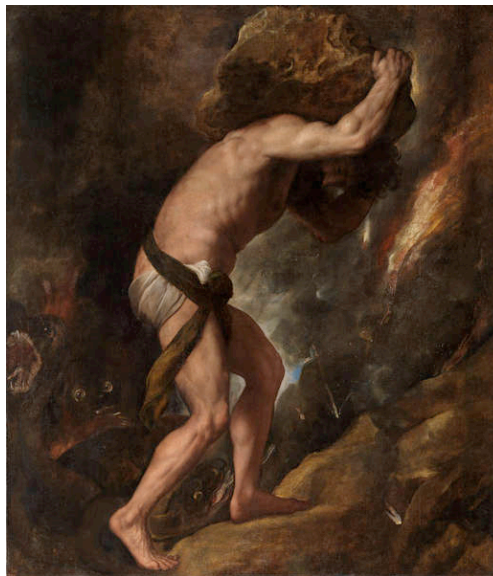
Combinaison d'effet Sisyphe et d'états noirs

Nombreux progrès très récents

1.

Le modèle Sisyphe standard

Comment favoriser la montée de collines de potentiel...

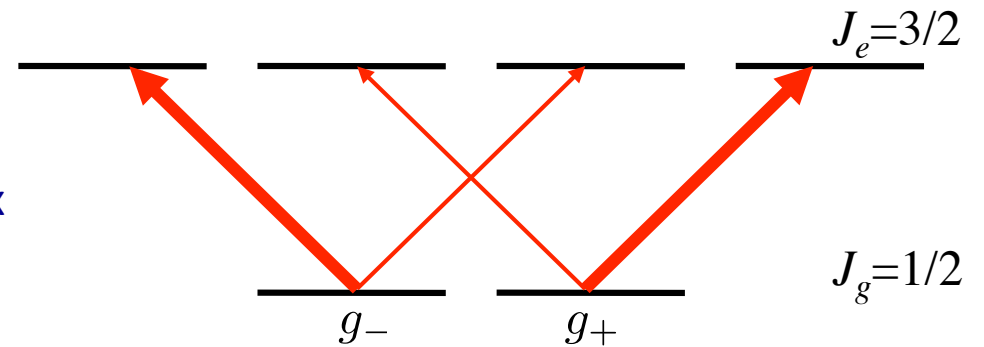


Le Titien, 1548-49
Musée du Prado
Madrid

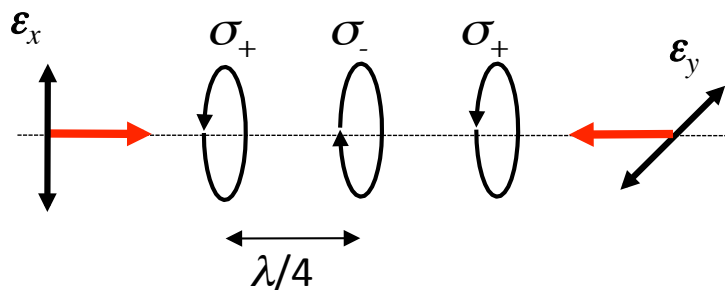
Une transition modèle

Au delà de l'atome « à deux niveaux »

- Transition mettant en jeu deux sous-niveaux fondamentaux $|g, \pm 1/2\rangle$



- On cherche à créer une modulation des énergies de g_{\pm} dépendant de l'espace
- On va utiliser une configuration lumineuse 1D pour laquelle les composantes de polarisation circulaire gauche et circulaire droite varient dans l'espace

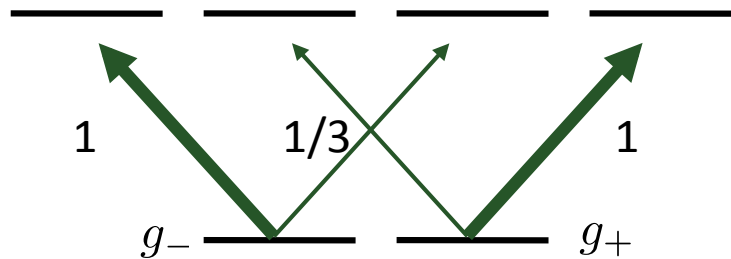


$$I(\sigma_+) \propto \sin^2(kz)$$

$$I(\sigma_-) \propto \cos^2(kz)$$

Les déplacements lumineux pour la transition modèle

On choisit un désaccord $\Delta = \omega_L - \omega_A$ négatif comme pour le refroidissement Doppler :
 les états g_{\pm} sont déplacés vers le bas



$$I(\sigma_+) \propto \sin^2(kz)$$

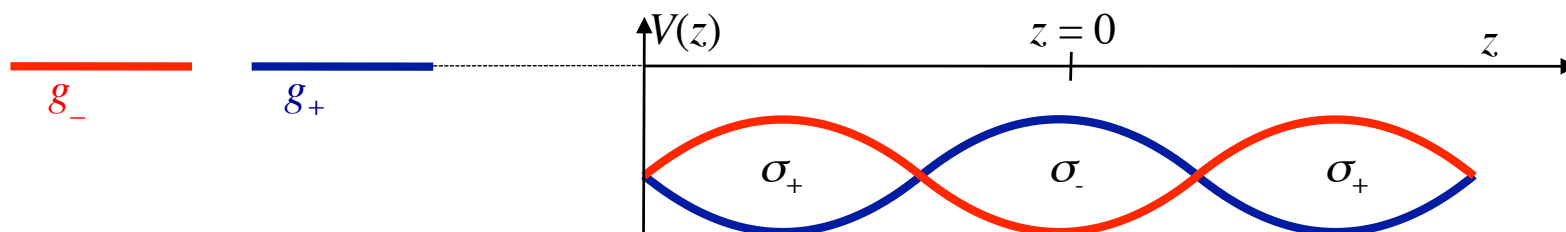
$$I(\sigma_-) \propto \cos^2(kz)$$

$$V_+(z) \propto - \left(I(\sigma_+) + \frac{1}{3} I(\sigma_-) \right)$$

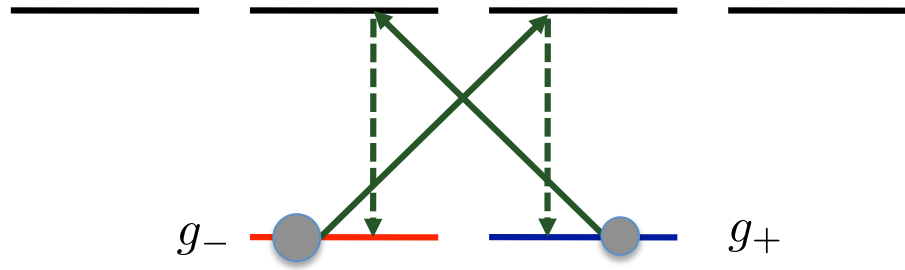
$$= V_0 \cos^2(kz) + \text{constante}$$

$$V_0 = \frac{2}{3} \hbar (-\Delta) s_0 \quad s_0 = \frac{\kappa^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}$$

$$V_-(z) = V_0 \sin^2(kz) + \text{constante}$$



Pompage optique pour un atome au repos

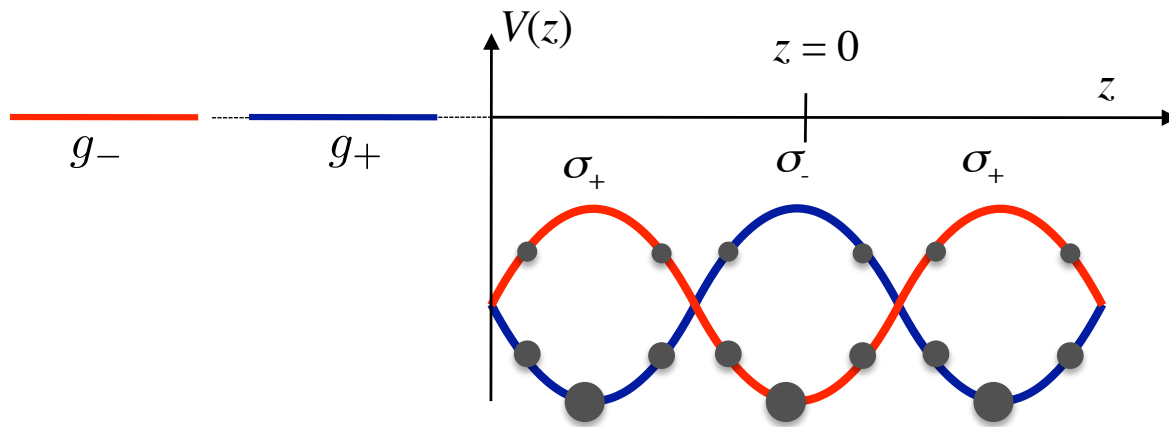


Population P_{\pm} pour les états g_{\pm}

A l'équilibre : $P_- I(\sigma_+) = P_+ I(\sigma_-)$

Pour une intensité lumineuse assez faible, on peut négliger la population des états excités

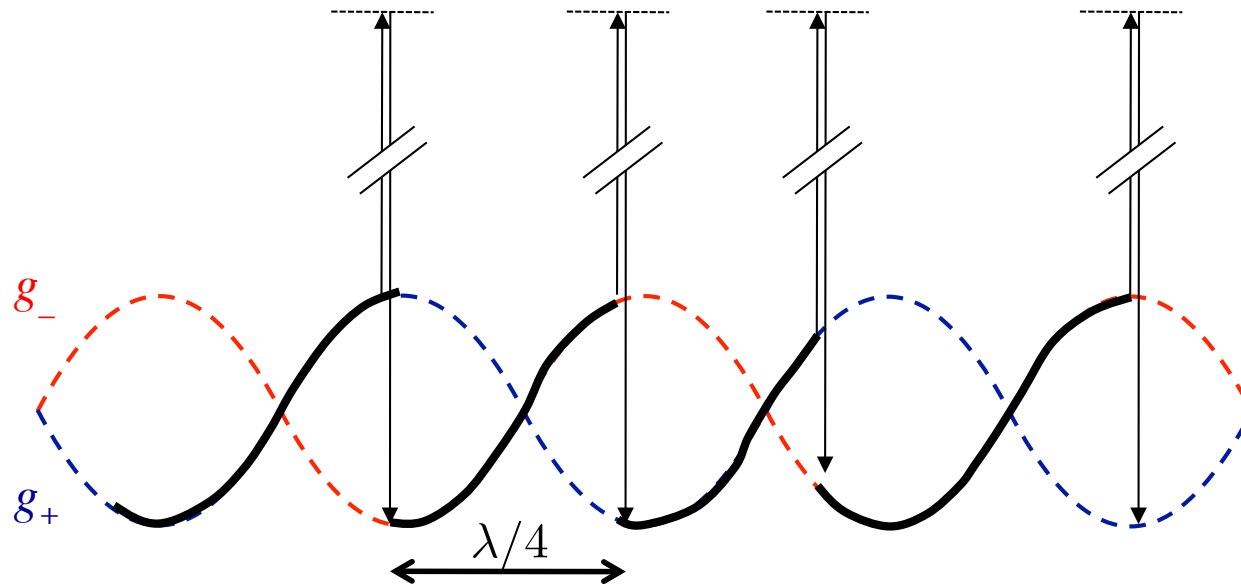
$$P_+^{\text{stat}}(z) = \sin^2(kz) \quad P_-^{\text{stat}}(z) = \cos^2(kz)$$



L'atome tend à occuper l'état interne de plus basse énergie

Temps caractéristique d'atteinte de l'équilibre γ_0^{-1} avec $\gamma_0 = \frac{2}{9}\Gamma s_0$

Le mécanisme Sisyphe



Quand l'atome bouge dans l'onde lumineuse, les populations des deux états internes ne s'ajustent pas instantanément à la configuration lumineuse $I(\sigma_{\pm})$

Retard de l'ordre de γ_0^{-1}

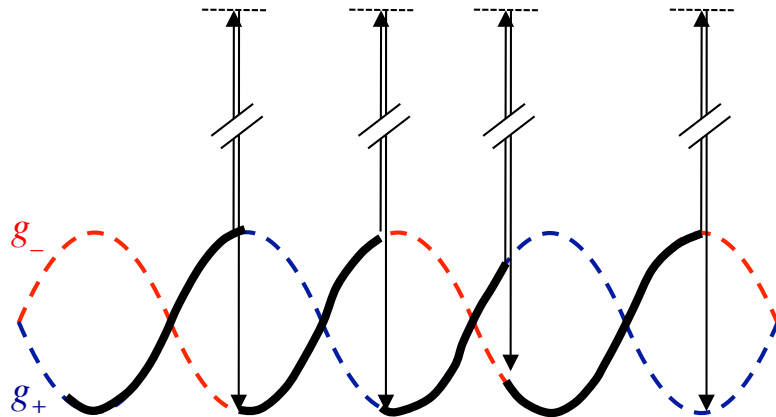
Effet maximal quand $v\gamma_0^{-1} \sim \lambda/4$

Se généralise à 3D pourvu que le pompage optique continue à accumuler les atomes dans le niveau interne le plus bas en énergie

2.

La limite du refroidissement Sisyphe
(approche « mouvement brownien »)

La force agissant sur un atome en mouvement



Potentiels : $V_{\pm}(z) = V_0[1 \pm \cos(2kz)]/2$

Force ressentie sur les niveaux g_+, g_-

$$F_{\pm}(z) = \pm kV_0 \sin(2kz)$$

Force moyennée sur les deux états internes : $F(z, v) = P_+(z, v)F_+(z) + P_-(z, v)F_-(z)$

Les populations $P_{\pm}(z, v)$ sont obtenues en résolvant les équations d'évolution :

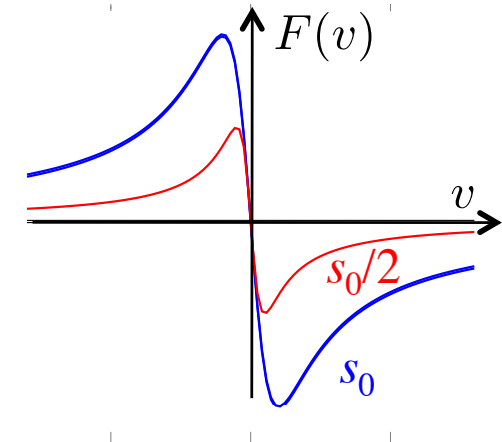
$$\frac{dP_+}{dt} = -\gamma_0 [P_+ - P_+^{\text{stat}}(z)] \quad \text{et idem pour } P_- \text{ avec } z = vt$$

Après moyenne sur une période spatiale : $F(v) = -M\alpha \frac{v}{1 + v^2/v_c^2}$

$$M\alpha = k^2 \frac{V_0}{\gamma_0} \quad kv_c = \frac{\gamma_0}{2}$$

Caractérisation de la force moyenne

$$F(v) = -M\alpha \frac{v}{1 + v^2/v_c^2}$$



→ A basse vitesse $v \ll v_c$, force de friction habituelle : $F(v) = -M\alpha v$

coefficient de friction $M\alpha = k^2 \frac{V_0}{\gamma_0} = 3 \hbar k^2 \frac{|\Delta|}{\Gamma}$ $\Delta = \omega_L - \omega_A < 0$

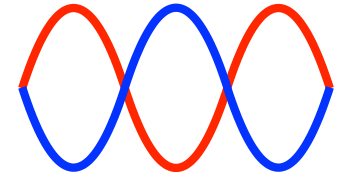
Indépendant de l'intensité

→ Plage de linéarité de linéarité de la force : $kv_c = \frac{\gamma_0}{2} = \frac{1}{9}\Gamma s_0$

Proportionnelle à l'intensité

→ Force maximale pour $v = v_c$, $F = kV_0/4$: on ne peut pas espérer mieux...

Limite du refroidissement Sisyphe



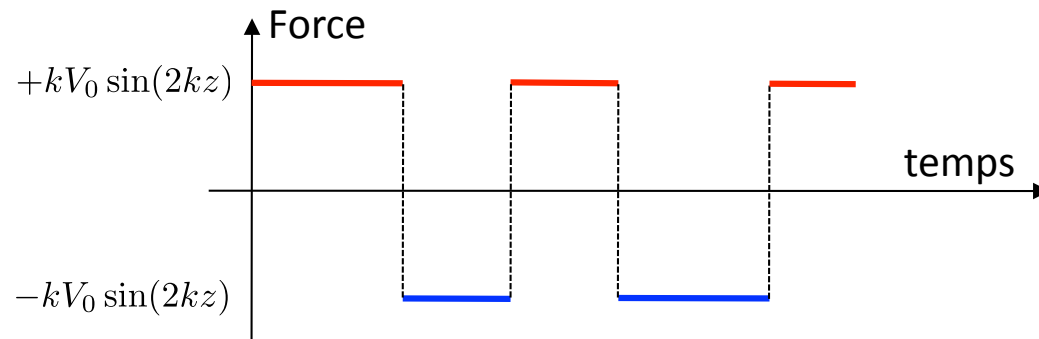
Approche habituelle de type « mouvement brownien »

- Friction $F(v) = -M\alpha v$, avec $M\alpha = k^2 \frac{V_0}{\gamma_0}$

- Diffusion en impulsion : deux sources de chauffage $D_{p,0} + D_{p,1}$

(i) Chocs aléatoires dus à l'impulsion emportée par les photons émis spontanément

(ii) Fluctuations de la force instantanée quand l'atome saute entre g_+ et g_- .



$$D_{p,1} \sim \frac{(kV_0)^2}{\gamma_0}$$

$$|\Delta| \gg \Gamma : D_{p,1} \gg D_{p,0}$$

Température d'équilibre : $k_B T \approx \frac{D_{p,1}}{M\alpha} \sim V_0 \propto \frac{\text{Intensite}}{\text{Desaccord}}$

Comparaison théorie - expérience

ENS 1990

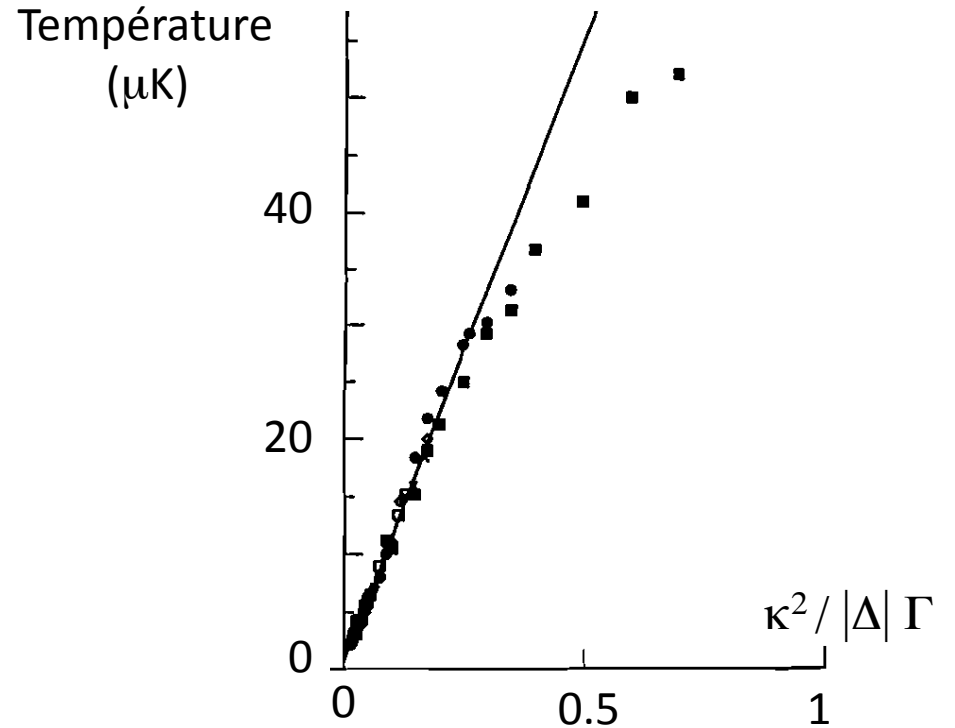
$$k_B T \propto V_0 \propto \frac{\text{Intensité}}{\text{Desaccord}} \quad ?$$

Exploration sur un facteur 10 à 20
en intensité et en désaccord

Température minimale

$$k_B T = M v_0^2 \quad \text{avec} \quad v_0 \approx 3.5 v_r$$

$$v_r = \hbar k / M$$



Cela marche en fait trop bien : de nombreux points de ce graphe sont en dehors de la plage de linéarité de la force moyenne $F(v)$:

$$v_0 \gtrsim v_c \quad F(v) = -M\alpha \frac{v}{1 + v^2/v_c^2}$$

La théorie du mouvement brownien n'est pas valable pour ces points

3.

Au delà du modèle brownien linéarisé

Equation de Liouville

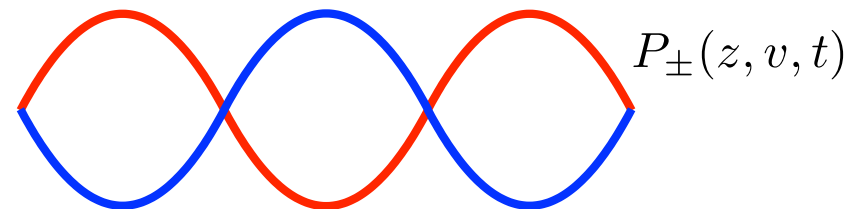
Pour décrire le mouvement d'une assemblée de particules dans un champ de force $F(z)$, on peut de manière équivalente utiliser le principe fondamental de la dynamique pour chaque particule :

$$\dot{z} = v \quad M\dot{v} = F(z)$$

ou alors utiliser l'évolution de la densité dans l'espace des phases $P(z, v, t)$:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + v \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{F(z)}{M} \frac{\partial P}{\partial v} = 0$$

Ici, les particules évoluent sur un potentiel bivalué $V_{\pm}(z)$ et sautent de l'un à l'autre:



$$\frac{\partial P_+}{\partial t} + v \frac{\partial P_+}{\partial z} + \frac{F_+(z)}{M} \frac{\partial P_+}{\partial v} = -\gamma_+(z)P_+(z, v) + \gamma_-(z)P_-(z, v) + \text{reculs spontanés}$$

et idem pour $P_-(z, v, t)$

Etat stationnaire dans le potentiel bi-valué

On s'intéresse à la densité totale $P(z, v) = P_+(z, v) + P_-(z, v)$ et on néglige sa modulation spatiale : $P(z, v) \equiv P(v)$. L'état d'équilibre est alors solution de :

$$0 = \frac{\partial}{\partial v} [-F(v)P(v)] + \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{D_p(v)}{M} \frac{\partial P}{\partial v} \right]$$

force et coefficient de diffusion dépendant de la vitesse

$$F(v) = -M\alpha \frac{v}{1 + v^2/v_c^2} \quad \text{déjà obtenue plus haut}$$

$$\text{La solution s'écrit : } P(v) \propto \exp \left(\int_0^v \frac{MF(v')}{D_p(v')} dv' \right)$$

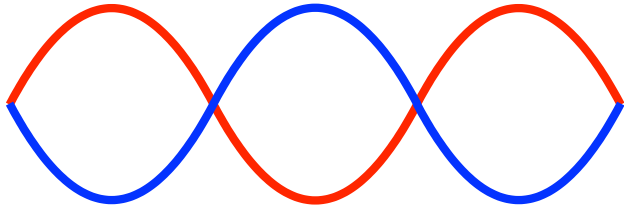
Cette expression pour $P(v)$ généralise le résultat simple du mouvement brownien linéarisé

$$P(v) \propto \exp(-v^2/2v_0^2)$$

obtenu avec

$$\begin{aligned} F(v') &= -M\alpha v' \\ D_p(v') &= D_p \end{aligned} \quad Mv_0^2 = \frac{D_p}{M\alpha}$$

Diffusion en impulsion



$$P(z, v) = P_+(z, v) + P_-(z, v)$$

$$\longrightarrow P(v) \propto \exp\left(\int_0^v \frac{MF(v')}{D_p(v')} dv'\right)$$

$$F(v) = -M\alpha \frac{v}{1 + v^2/v_c^2}$$

$$D_p(v) = \underbrace{\frac{D_{p,1}}{1 + v^2/v_c^2}}_{\text{Fluctuations de la force } F_{\pm}(z)} + \underbrace{D_{p,0}}_{\text{Impulsion des photons d'émission spontanée}}$$

Fluctuations de
la force $F_{\pm}(z)$

Impulsion des photons
d'émission spontanée

Tant que la contribution de $D_{p,0}$ est négligeable, on obtient $\frac{F(v')}{D_p(v')} \propto v'$

→ Distribution en vitesse gaussienne, même en dehors de la plage de linéarité de la force : explique les résultats expérimentaux

Au delà des distributions gaussiennes

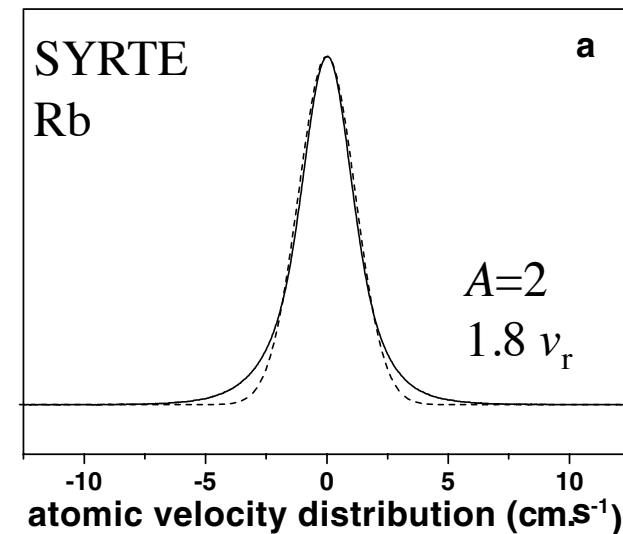
Quand on baisse l'intensité lumineuse, la contribution $D_{p,0}$ au chauffage due aux reculs lors de l'émission spontanée de photons devient significative :

$$P(v) \propto \exp\left(\int_0^v \frac{MF(v')}{D_p(v')} dv'\right) \quad D_p(v) = \frac{D_{p,1}}{1 + (v/v_c)^2} + D_{p,0}$$

La distribution d'équilibre prend alors la forme d'une puissance de Lorentzienne :

$$P(v) \propto \frac{1}{(1 + v^2/\bar{v}_c^2)^A} \quad A \propto \frac{V_0}{E_r}$$

- Pour $A \gg 1$, on retrouve la gaussienne
- Les distributions les plus froides (en terme de $\langle v^2 \rangle$) sont obtenues pour $A \sim 2$



Traitement quantique du refroidissement Sisyphé

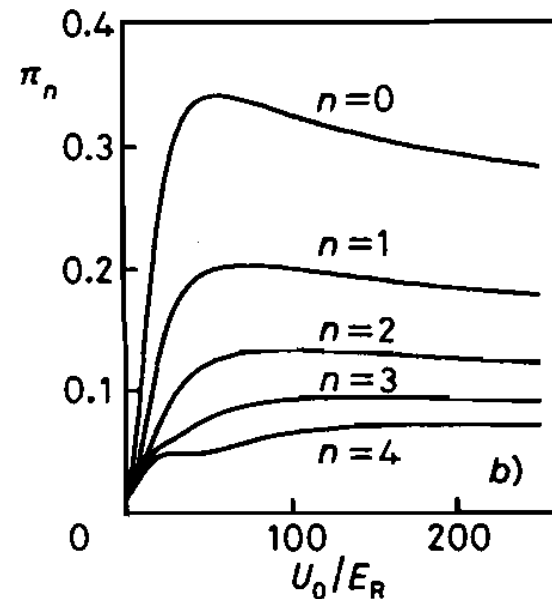
Quand la vitesse quadratique moyenne devient de l'ordre de la vitesse de recul $\hbar k/M$, il est délicat de parler de position de l'atome à l'échelle de la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$.

Traitement quantique du mouvement du centre de masse de l'atome

- Etats de Bloch associés au mouvement dans les potentiels $V_{\pm}(z)$
- Transitions entre ces états de Bloch causées par les phénomènes d'émission spontanée

30 % de population de la bande fondamentale

$$\delta v_{1/\sqrt{e}} \approx 2.2 v_r$$

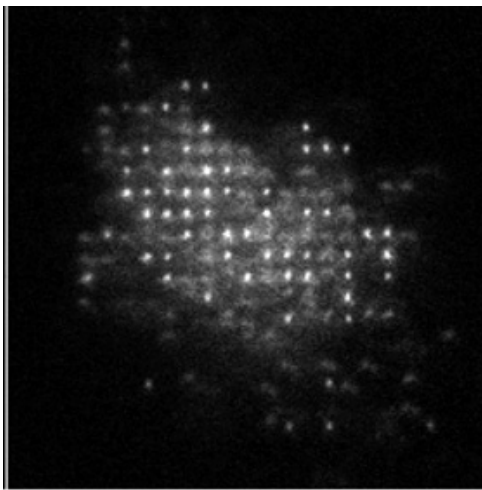
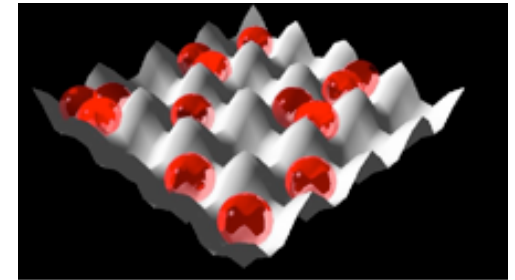
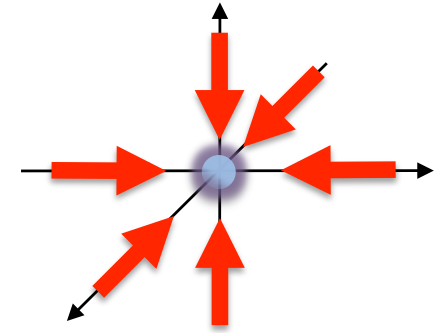


Y. Castin & JD

Microscope atomique

Superposition de

- une mélasse créant un refroidissement Sisyphé
- un réseau optique profond : $U_{\text{réseau}} \gg k_B T$



Penn State Univ., 2007

On voit les atomes grâce à la lumière de fluorescence qu'ils émettent lors du refroidissement Sisyphé

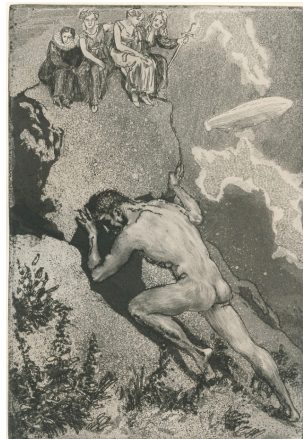
On peut vérifier que les atomes sont figés en chaque nœud du réseau optique

4.

Sisyphhe gris

Combiner l'effet Sisyphhe et les états noirs
en utilisant une transition $J_g \geq J_e$

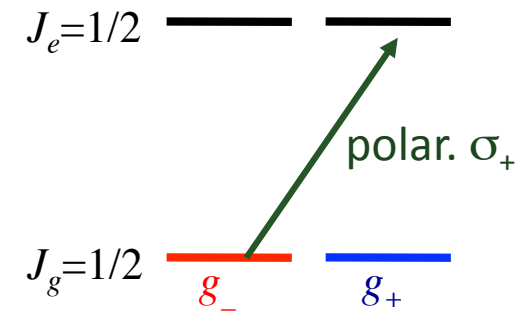
Max Klinger
1914



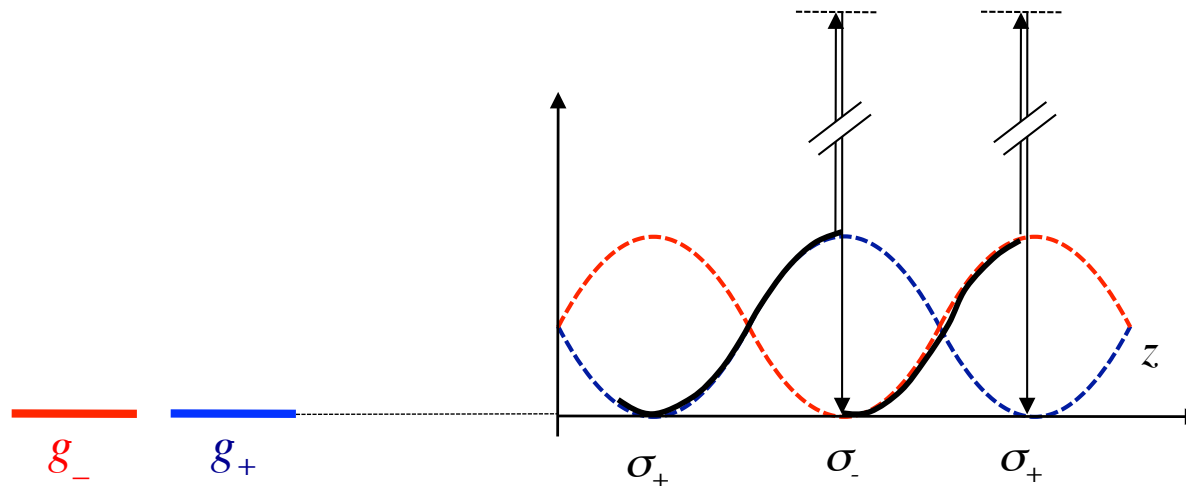
Quel signe pour le désaccord $\Delta = \omega_L - \omega_A$?

On considère une transition de $J_g=1/2$ vers $J_e=1/2$

Les atomes s'accumulent alors dans l'état le moins couplé à la lumière

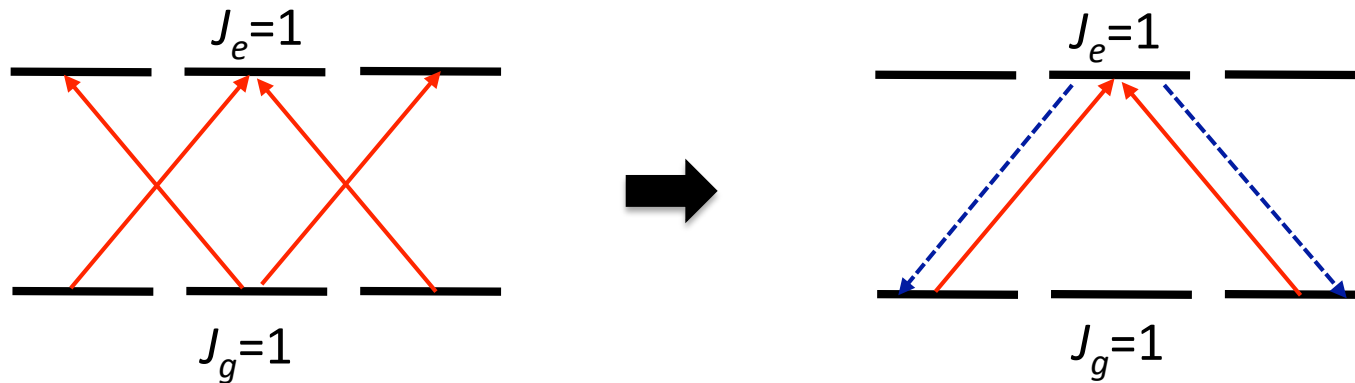


Pour que l'état le moins couplé soit également l'état interne d'énergie minimale, il faut que les déplacements lumineux soient positifs, donc $\Delta = \omega_L - \omega_A > 0$

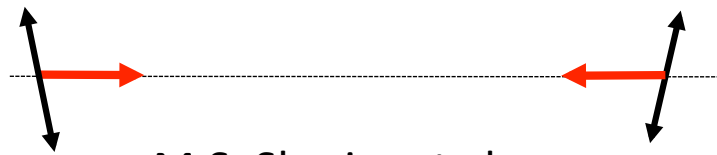


Combinaison entre effet Sisyphé et état noir

Modèle 1D, transition de $J_g=1$ vers $J_e=1$, qui se ramène à une transition en Λ si la lumière est polarisée σ_+ ou σ_- :



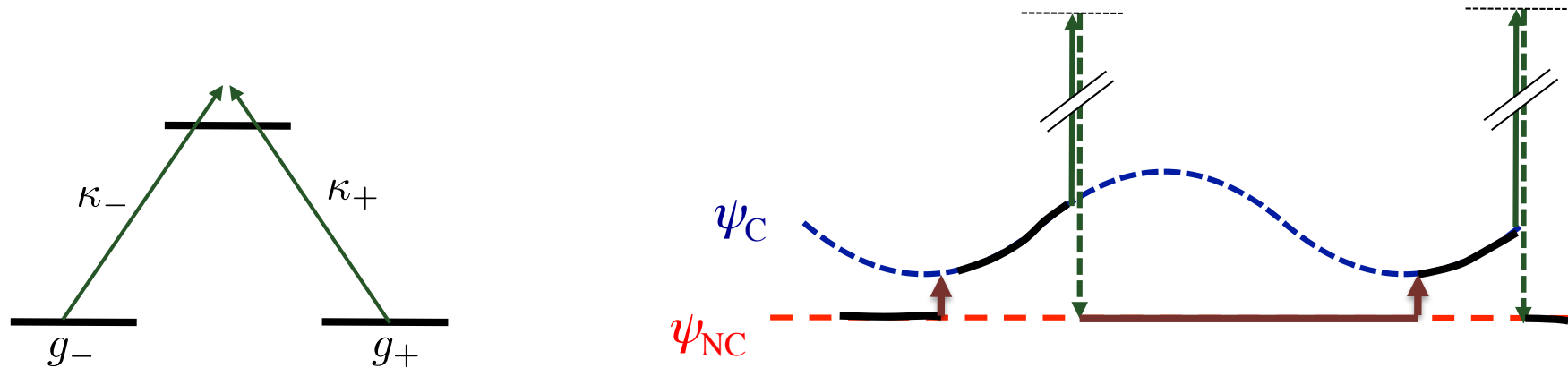
Modulation des intensités associées aux polarisations σ_+ et σ_- : $I(\sigma_{\pm}) = I_0 \cos^2(kz \pm \phi/2)$
 obtenue dans la configuration $\text{lin} \vee \text{lin}$:



M.S. Shariar et al.

on avait pris auparavant $\phi = \pi/2$

Niveaux atomiques dans la configuration lin \vee lin



Recherche des états propres (internes) de l'interaction atome-lumière au point z

- Etat non couplé $|\psi_{\text{NC}}\rangle \propto \kappa_-|g_+\rangle - \kappa_+|g_-\rangle$ non déplacé par la lumière
- Etat couplé $|\psi_{\text{C}}\rangle \propto \kappa_+^*|g_+\rangle + \kappa_-^*|g_-\rangle$ déplacé vers le haut par la lumière

Mécanisme de refroidissement :

- L'état non couplé dépend de la position z
- Si l'atome bouge, le couplage motionnel peut favoriser une transition de $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ vers $|\psi_{\text{C}}\rangle$, en particulier là où les deux niveaux sont proches
- Le retour vers $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ se fait après escalade d'une partie de la colline : effet Sisyphé

Image plus précise

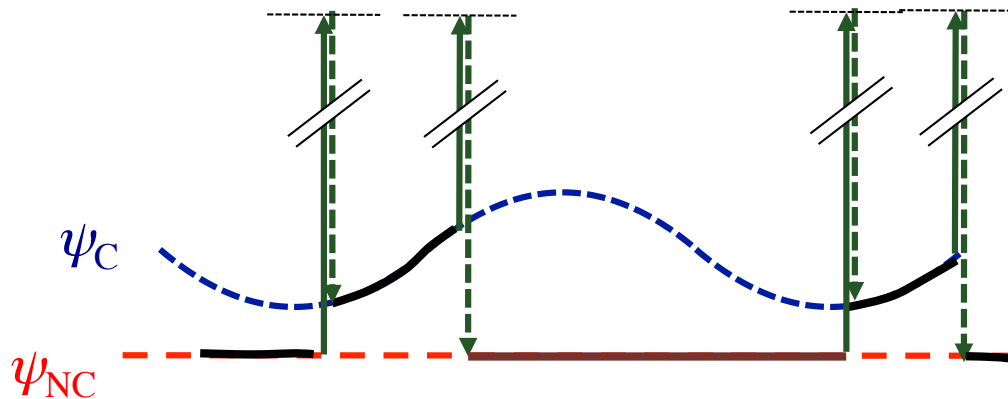
C. Cohen-Tannoudji (Cours au CdF, 1995-96)

L'atome est initialement préparé dans l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$. Son état interne à l'instant t s'écrit :

$$|\psi(t)\rangle = \alpha(t) |\psi_{\text{NC}}[z(t)]\rangle + \beta(t) |\psi_{\text{C}}[z(t)]\rangle$$

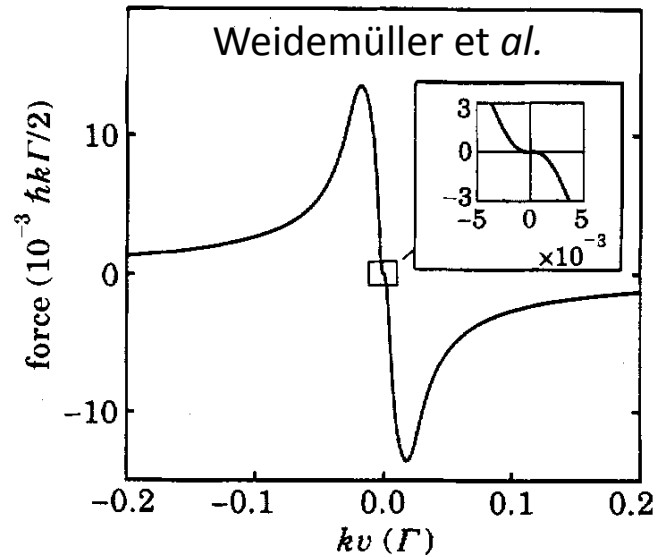
avec pour un atome lent : $|\alpha| \approx 1$ $|\beta|^2 \propto v^2$

Du fait de cette contamination par l'état couplé, l'atome acquiert une durée de vie finie et il a une probabilité non nulle de diffuser des photons



Force moyenne agissant sur l'atome : $F(v) \propto v^3$

Performance du mécanisme Sisyphe gris



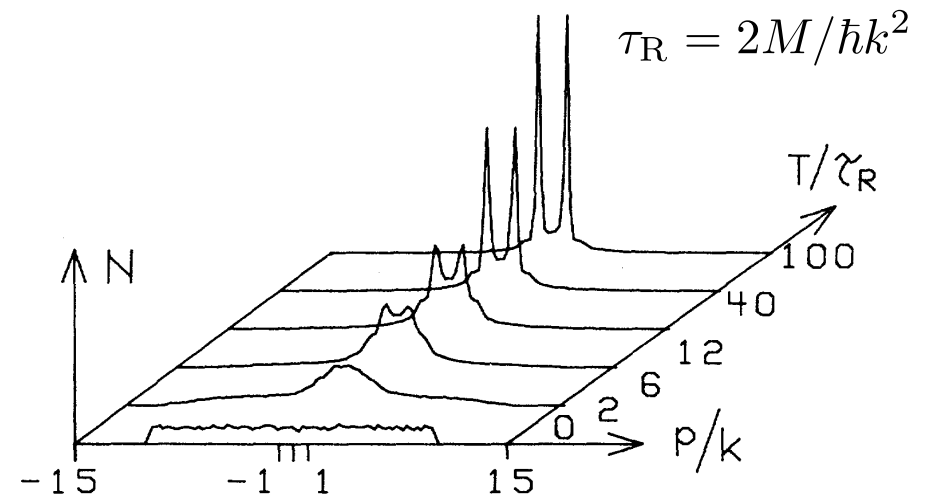
$$P(v) \propto \exp \left(\int_0^v \frac{MF(v')}{D_p(v')} dv' \right)$$

reste gaussien car $F(v) \propto v^3$
 $D_p(v) \propto v^2$

Evolution de la distribution en vitesse calculée par un traitement quantique du mouvement du centre de masse de l'atome (Shahriar et al)

Deux échelles de temps

- temps courts : Sisyphe
- temps longs : accumulation dans l'état noir



Premières expériences sur les mélasses grises

Aimé Cotton (1992), ENS (1995-96), Munich (1996) sur Rb et Cs.

Avantages par rapport à une mélasse Sisyphé brillante :

- décroissance de la lumière de fluorescence (peut-être moins de pertes par collisions assistées par la lumière)
- température limite légèrement plus basse (?)

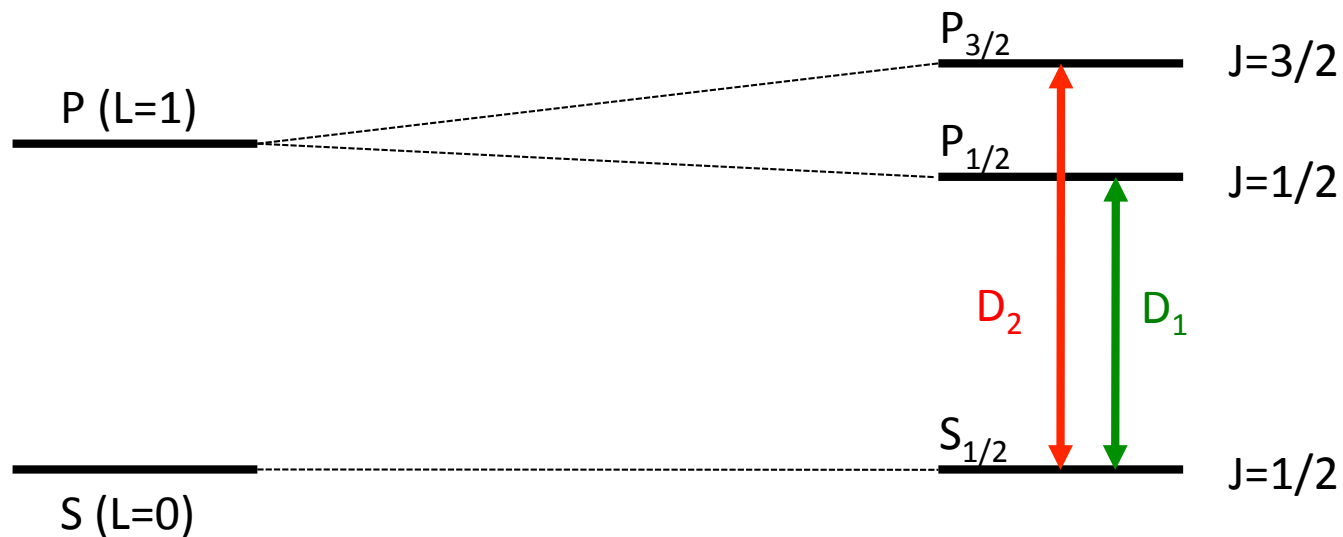
Inconvénient notable :

- Comme elles fonctionnent avec un désaccord positif, $\omega_L > \omega_A$, elles ne sont pas compatibles avec le piège magnéto-optique et le refroidissement Doppler

Le renouveau des mélasses grises (2012 - ...)

Rappel : raie D_2 et D_1 pour les atomes alcalins

Atome à 1 électron externe, raie de résonance $S (L=0) \leftrightarrow P (L=1)$



Prise en compte de la structure fine (couplage spin-orbite du fait du spin $S=1/2$ de l'électron)

$$J=L+S$$

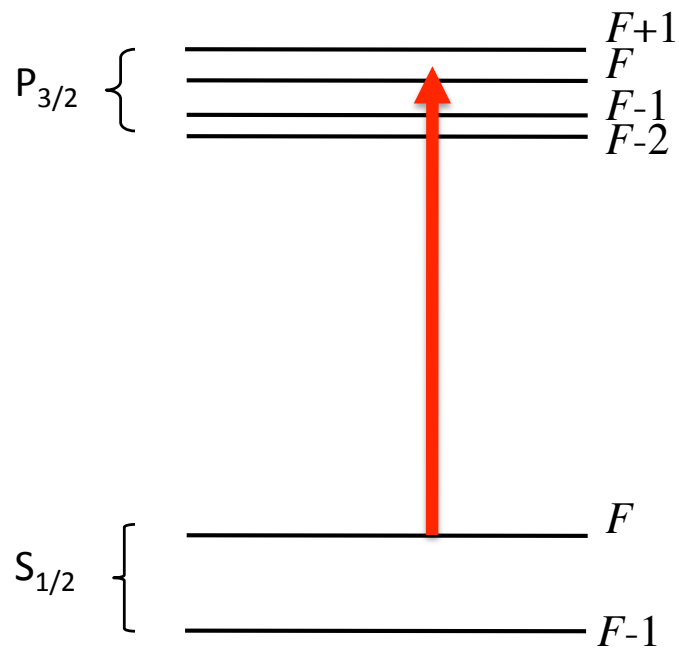
Raies D_{1,2} et structure hyperfine

L'existence d'un spin nucléaire I vient encore enrichir la situation

Moment cinétique total à considérer : $L + S_{\text{electron}} + I_{\text{noyau}}$

$$F = I + \frac{1}{2}$$

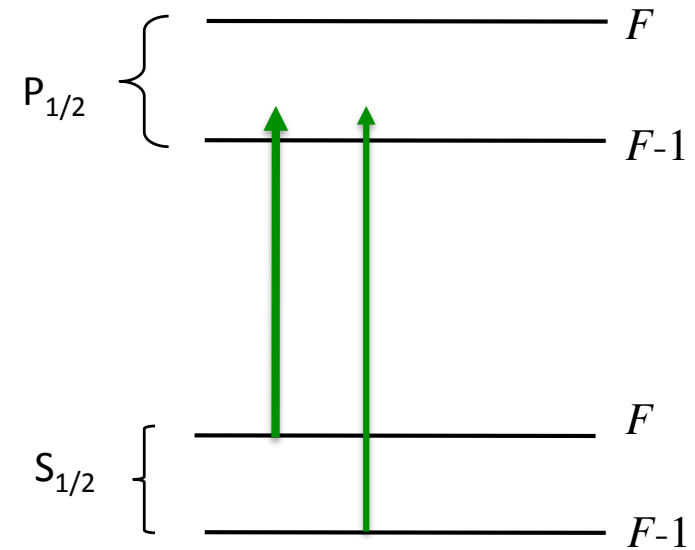
Raie D₂



Utilisé pour le refroidissement Sisyphé standard sur la raie $F \leftrightarrow F+1$

Mais l'écart hyperfin du niveau excité est trop faible pour certaines espèces (Li, K)

Raie D₁



2012-13, ENS, Palaiseau, Florence, Mumbai : quid de l'utilisation de D₁ ?

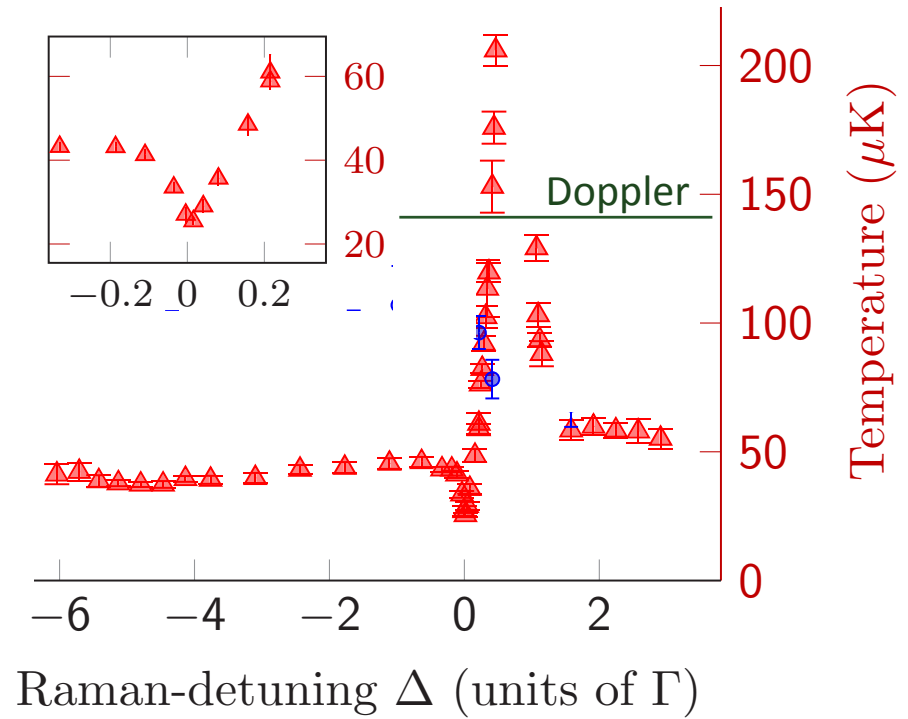
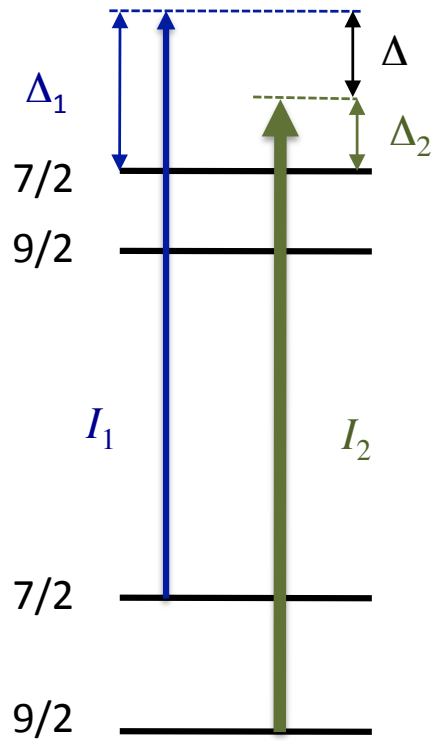
Refroidissement sur la raie D1

ENS 2015, potassium 40

$$I_1 = 0.46 I_{\text{sat}}$$

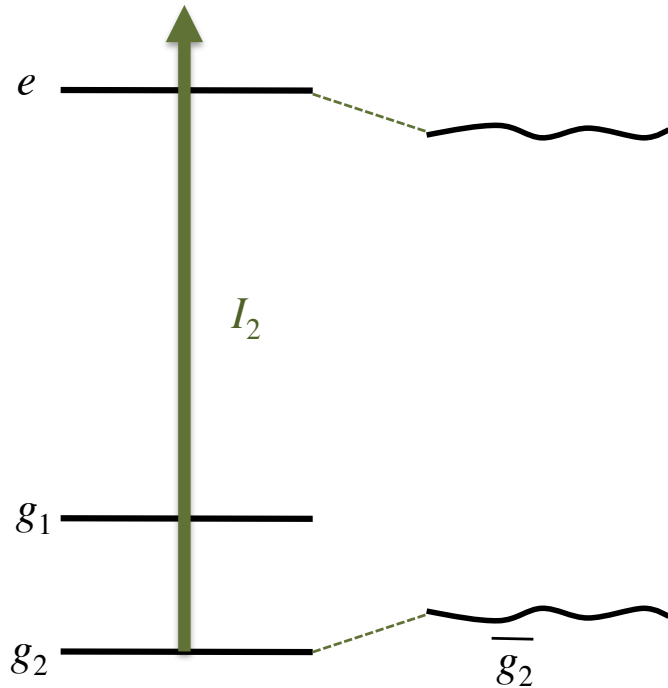
$$I_2 = 6 I_{\text{sat}}$$

$$\Delta_2 = 3 \Gamma$$

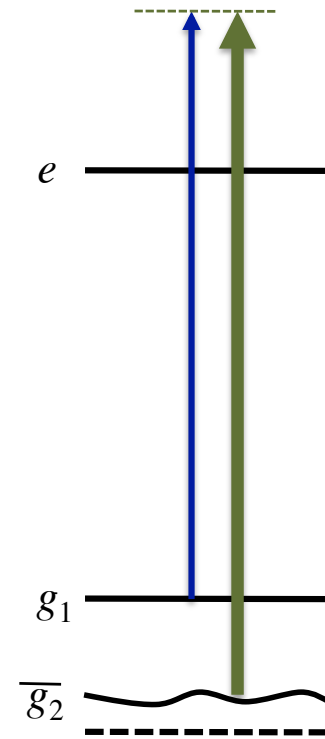
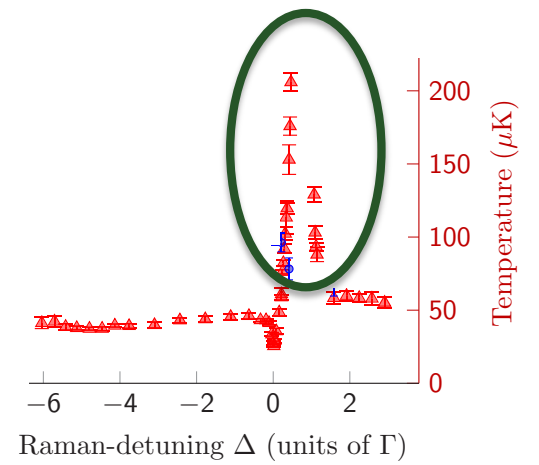


Point le plus froid pour ^{40}K à $\Delta=0$: $v_0 \approx 3.7 v_r$

Le voisinage de la résonance Raman

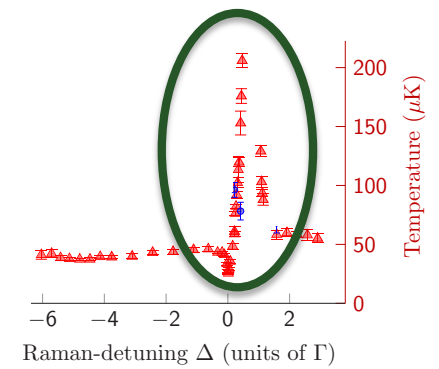


« habillage » du niveau fondamental g_2 par le laser intense : déplacement lumineux $\delta E(g_2)$

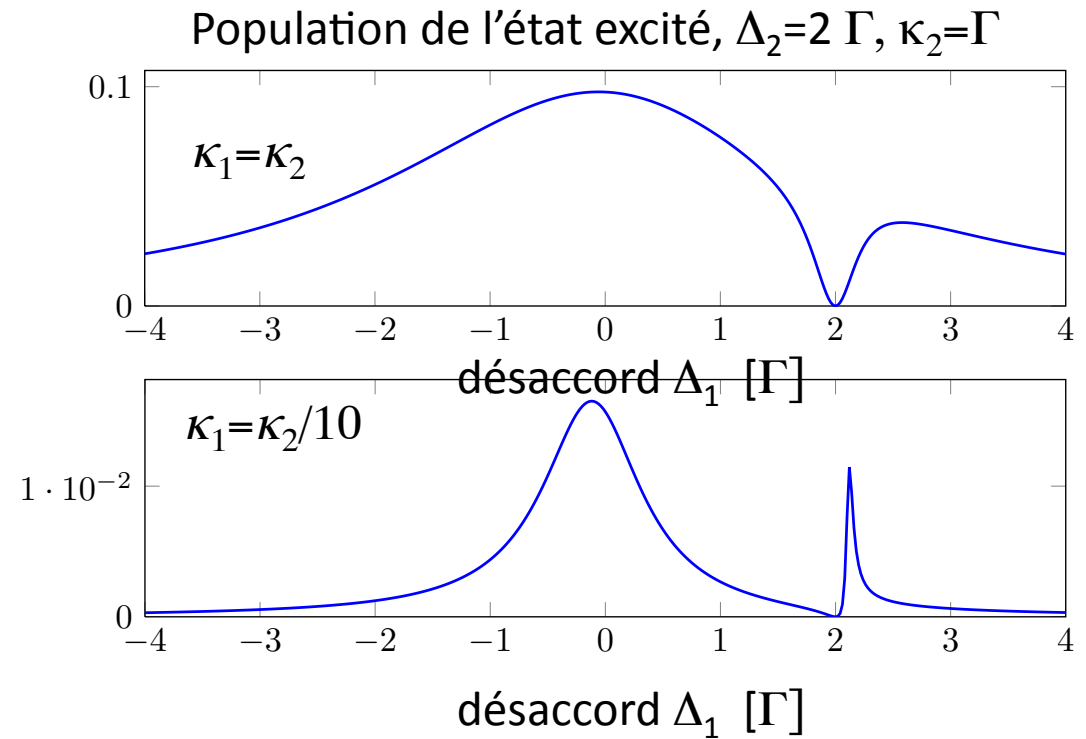
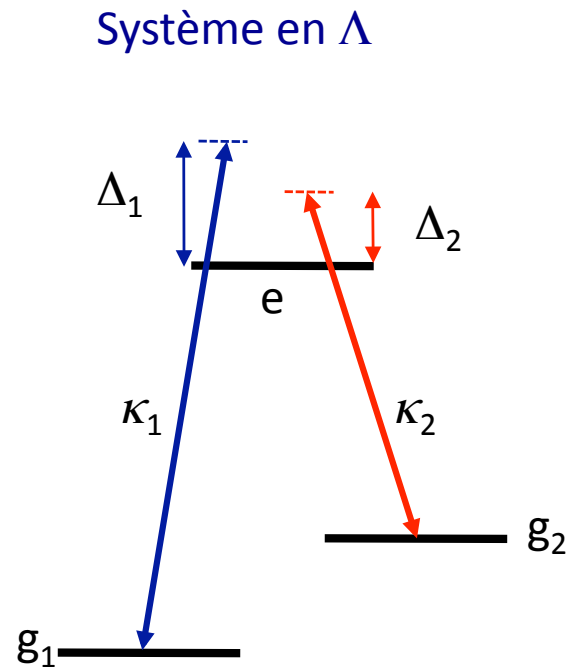


Transition Raman résonante entre g_1 et \bar{g}_2 : perturbe le refroidissement Sisyphé

Le voisinage de la résonance Raman $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 \approx 0$



Louis & Cohen-Tannoudji : lien avec un profil de Fano



La variation mesurée pour la température reproduit la variation calculée pour la population de l'état excité



Conclusions

Mécanisme robuste, aussi bien pour le régime « brillant » que « gris »



- Ingrédient essentiel : corrélation entre déplacements lumineux et pompage optique

Généralisation à de nombreuses situations, y compris des molécules (Munich 2012)

- Permet d'expliquer quantitativement toutes les observations expérimentales

- Fonctionnement bien au delà de la plage de linéarité

Distributions en vitesse non gaussiennes

- Température limite correspondant à une vitesse quadratique moyenne de 1.8 à 3.7 v_r tant que l'on peut négliger les effets collectifs et la diffusion multiple de photons