

冷却原子と相関計測

2010年8月24日

14:02

冷却原子と相関計測

電気通信大学レーザー新世代研究センター

森永 実

この講演に求められていること

2010年8月30日

16:21

冷却原子系における相関計測法を概観し
また、原子物理学の発展と今後を展望する。

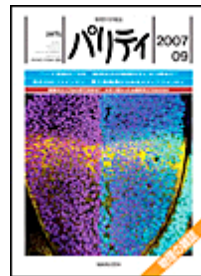
(さあ大変！)

私(レーザー冷却の人)と相関計測との関わり

2010年8月27日

11:12

- Neの2原子相関の実験(M. Yasuda & F. Shimizuの実験)を傍らで見ている
- パリティの解説記事(BosonとFermionの比較のHBT実験)を訳したことがある



news

高密度低温フェルミ原子気体で観測されたアンチバンチング
C. デイ 森永 実 訳

<http://pub.maruzen.co.jp/book_magazine/magazine/parity-back/parity2007/2007_09/709_cont.html>

- nano-fiberを用いて微弱光のスペクトルを光子相関を使って決定した(白田研との研究)

目次

2010年8月31日

4:12

- Hanbury Brown & Twissの実験の復習
- レーザー冷却法の概略
- Ne原子の2原子相関の実験
- Boson($^4\text{He}^*$)とFermion($^3\text{He}^*$)の比較HBT実験
- 光格子中の原子の相関の観測
- 分子から解離した原子の相関の観測
- 相関計測を用いた少数原子からの自然放出光のスペクトル測定
- まとめ

Hanbury Brown & Twissの実験 (HBT)

2010年8月24日
18:17

原理図

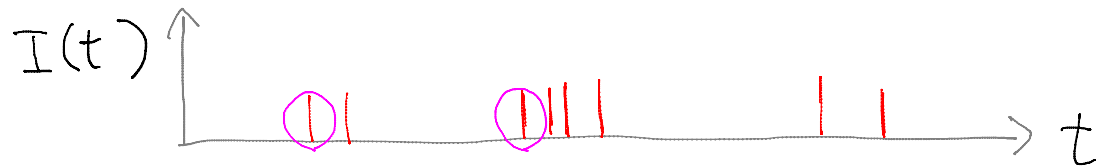
光源



光子

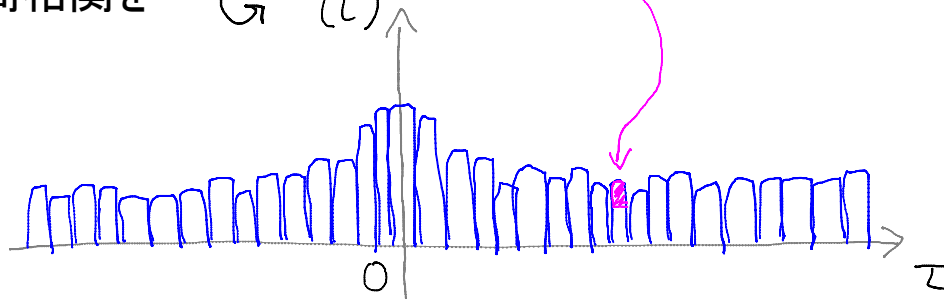


検出器



時間相関をとる

$G^{(2)}(\tau)$



$\sim 1/\Delta\omega$

$\Delta\omega$: スペクトル幅

$$G^{(2)}(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle_t$$

$G^{(2)}(\tau)$ 古典論

2010年8月24日
19:08

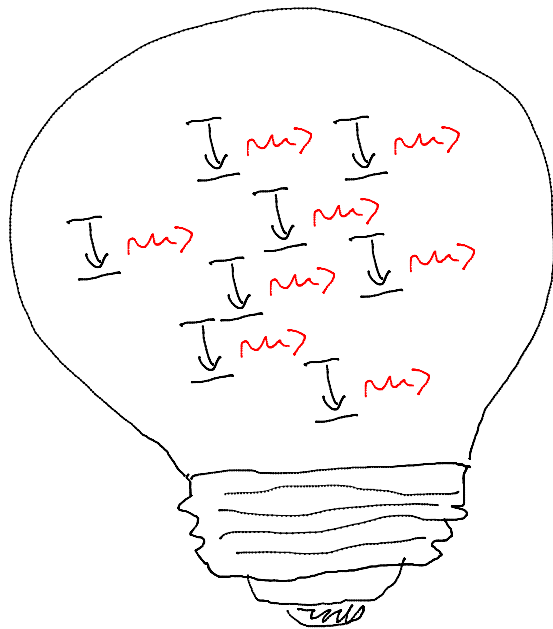
$$G^{(2)}(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle_t$$

$$\rightarrow G^{(2)}(0) \geq G^{(2)}(\tau)$$

(bunching)

$$I(t) = E^*(t)E(t)$$

Chaotic light (インコヒーレントな原子集団からの発光)



$$E(t) = \sum_i E_i(t)$$

i 番目の原子からの寄与

- $E_i(t)$ と $E_j(t)$ ($i \neq j$) の位相相関はない
- $\tau > \tau_c$ なら $E_i(t)$ と $E_i(t+\tau)$ の位相相関はない

$$\Rightarrow G^{(2)}(0) = 2G^{(2)}(\tau) \quad (\tau > \tau_c)$$

$G^{(2)}(\tau)$ の例

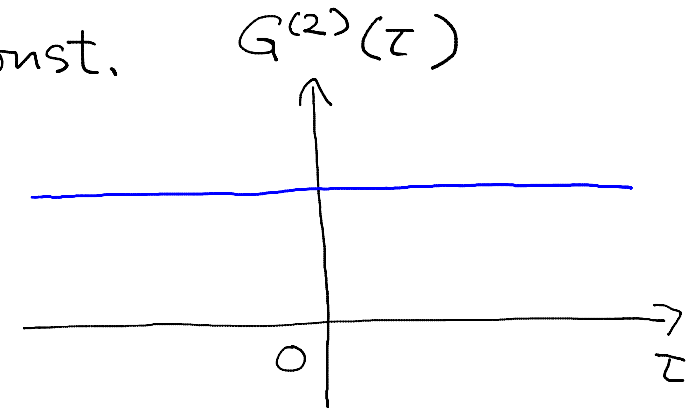
2010年8月25日
14:54

✧ コヒーレント光(レーザー光):

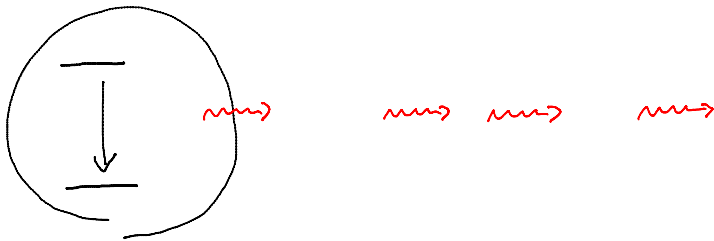


jgc. レーザー5 (大) (小)

$$G^{(2)}(\tau) = \text{const.}$$



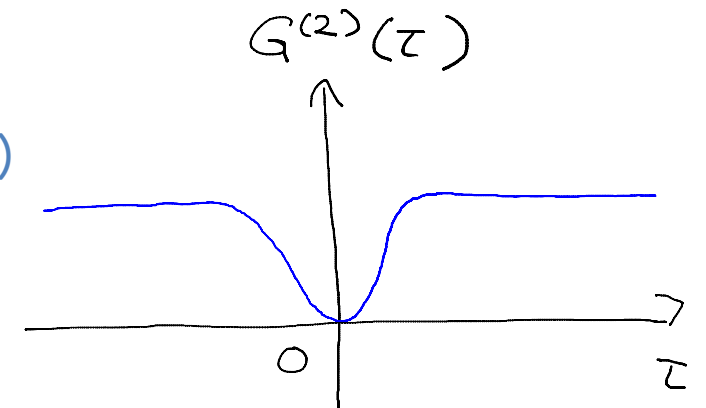
✧ 単一原子、単一量子ドットが放出する光:



$$G^{(2)}(0) = 0$$

(anti-bunching)

量子的!



✧ 熱的原子波: BosonかFermionかによってbunchingまたはanti-bunchingを示す

少し実際的なHBTの実験系

2010年8月26日
9:40

検出器には不感時間がある (APDで50ns程度) -> 検出器を2個使う

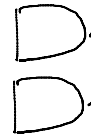
光源



光子

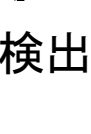


検出器1

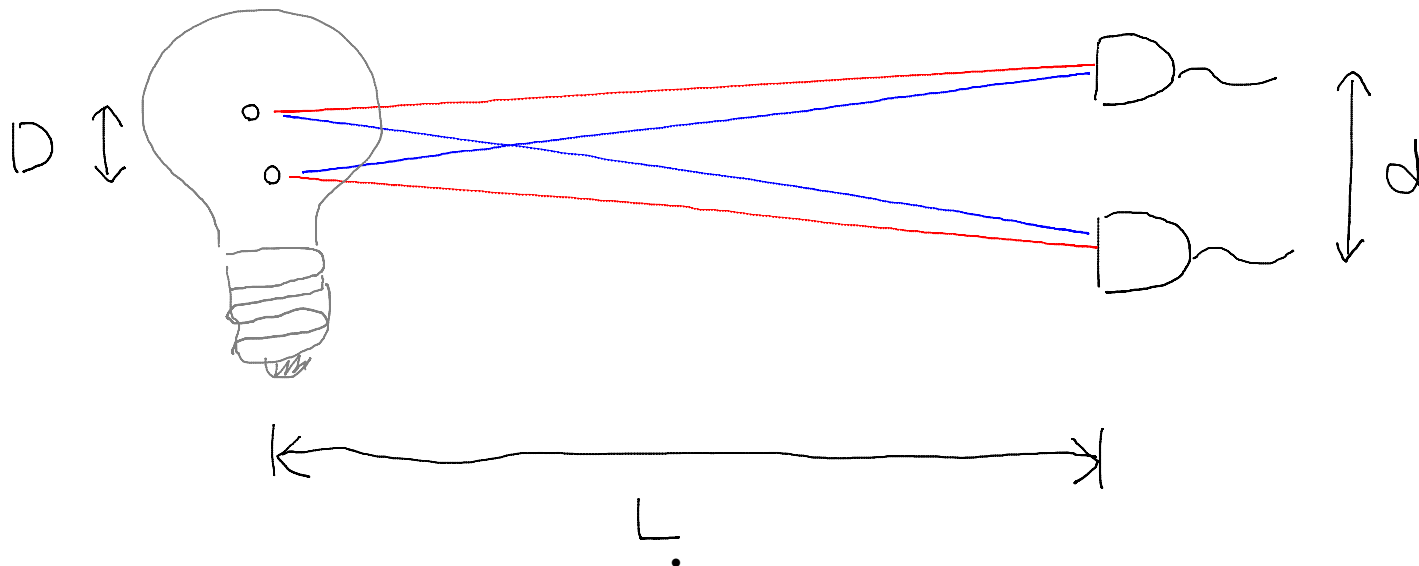
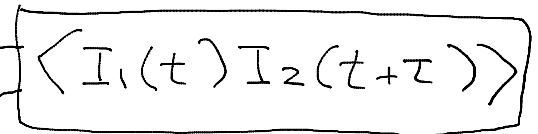


$I_1(t)$

検出器2



$I_2(t)$

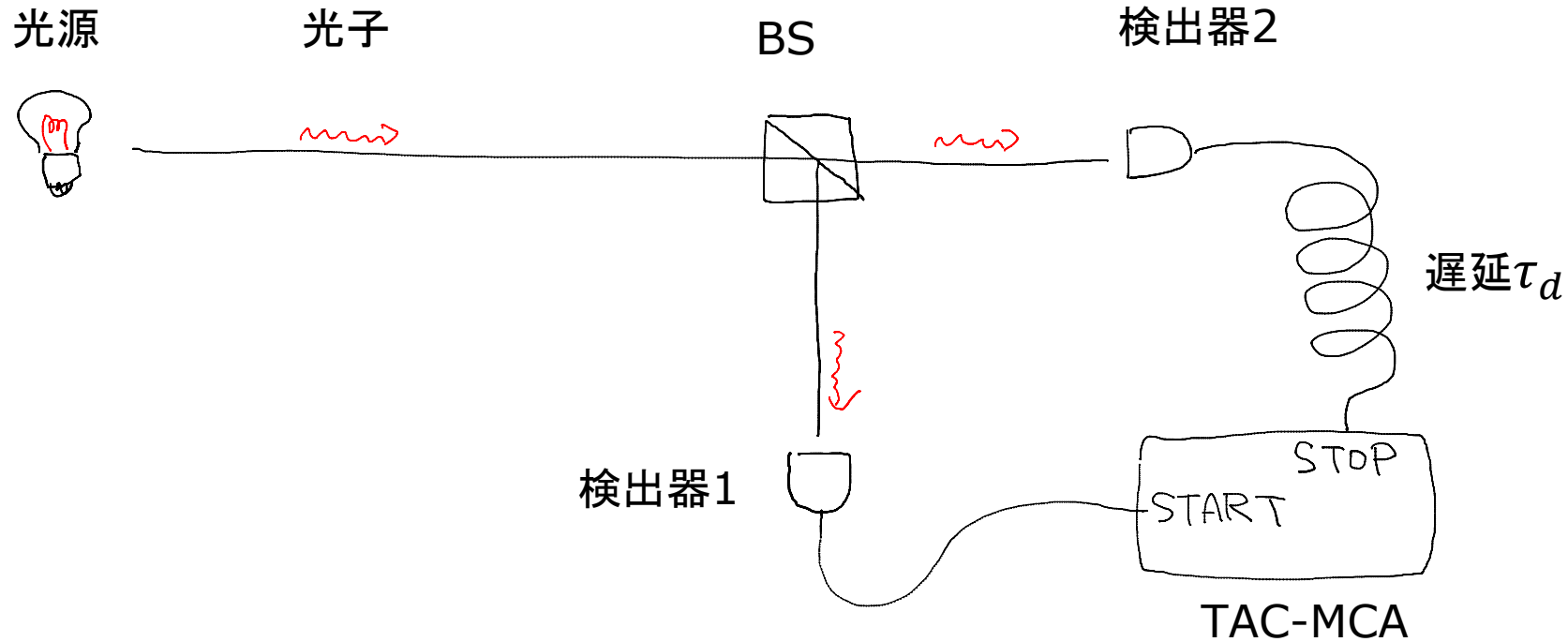


- ・ 赤と青の過程が干渉
- ・ 赤と青の経路長差は $\frac{dD}{L}$

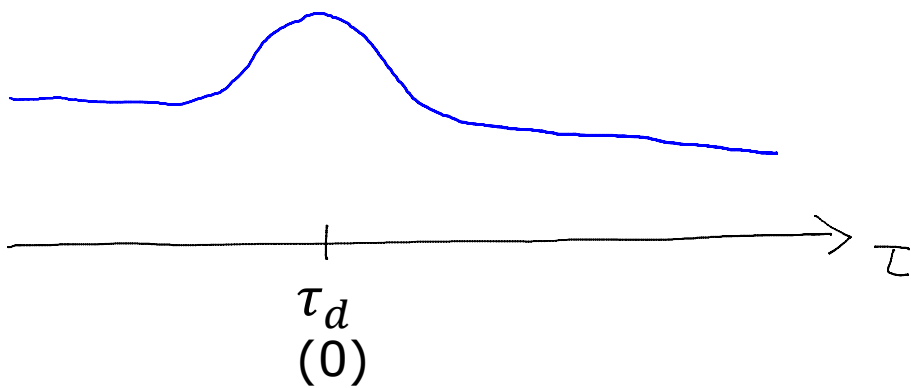
光子の状態を測るための典型的な実験系

2010年8月25日
16:03

検出器1、2が互いに鏡像の位置になるようにBSを置き光を分ける

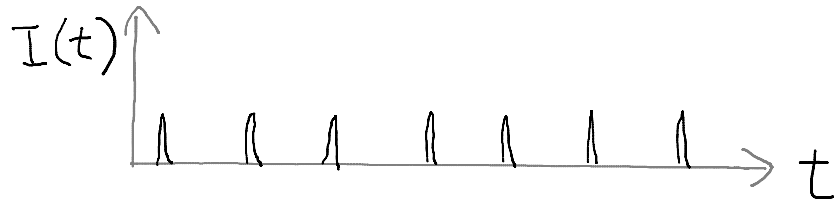


いまどきならPicoQuant社 PicoHarp 300等

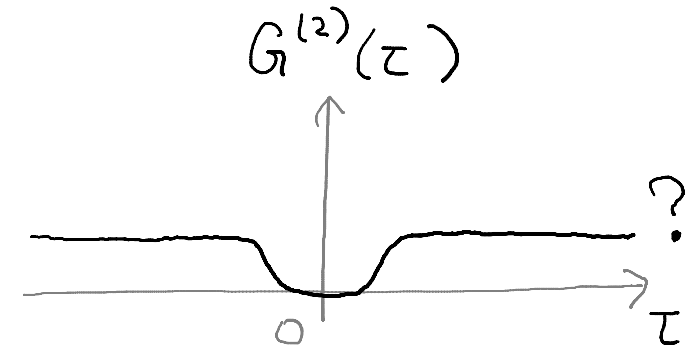


$G^{(2)}(\tau)$ 古典論 vs 量子論 1

2010年8月25日
16:53

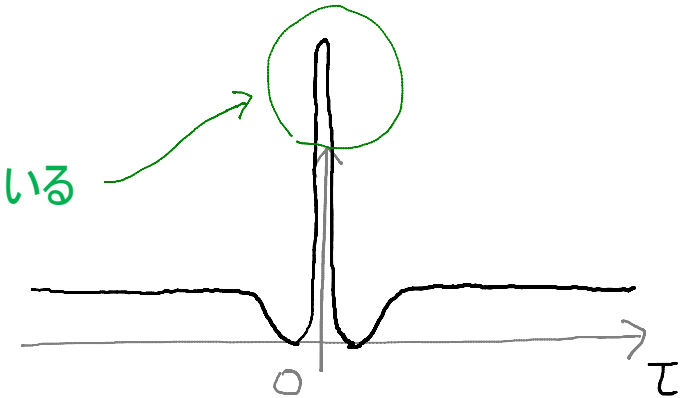


anti-bunching?



文字通りに(古典的に) $G^{(2)}(\tau) = \langle I(t)I(t + \tau) \rangle_t$ を計算すれば

1つのパルスを2重にカウントしている



$G^{(2)}(\tau)$ 古典論 vs 量子論 2

2010年8月31日

4:48

量子論では

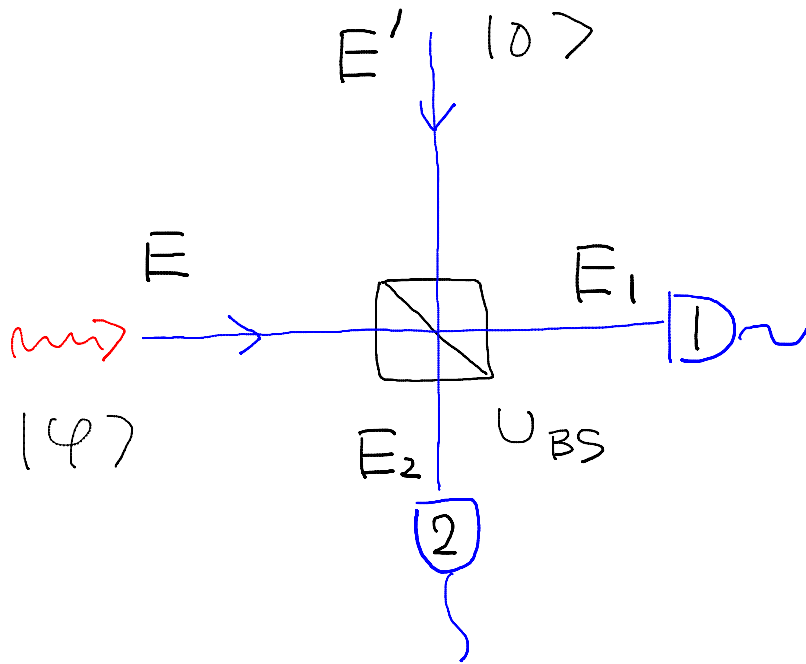
$$G^{(2)}(\tau) = \langle \underbrace{:I(t)I(t+\tau):}_{\text{normal order}} \rangle = \langle E^{(-)}(t)E^{(-)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t) \rangle = \underbrace{\left| \langle E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t) \rangle \right|^2}_{\text{2光子検出}}$$

$$\langle I(t)I(t+\tau) \rangle = \langle \underbrace{:I(t)I(t+\tau):}_{\text{2光子検出}} \rangle + [E^{(-)}(t+\tau), E^{(+)}(t)] \langle \underbrace{E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau)}_{\text{1光子検出}} \rangle$$

$G^{(2)}(\tau)$ 古典論 vs 量子論 3

2010年8月31日

4:39



$$\begin{cases} U_{BS}^{\dagger} E_1 U_{BS} = \sqrt{T} E + \sqrt{R} E' \\ U_{BS}^{\dagger} E_2 U_{BS} = -\sqrt{R} E + \sqrt{T} E' \end{cases}$$

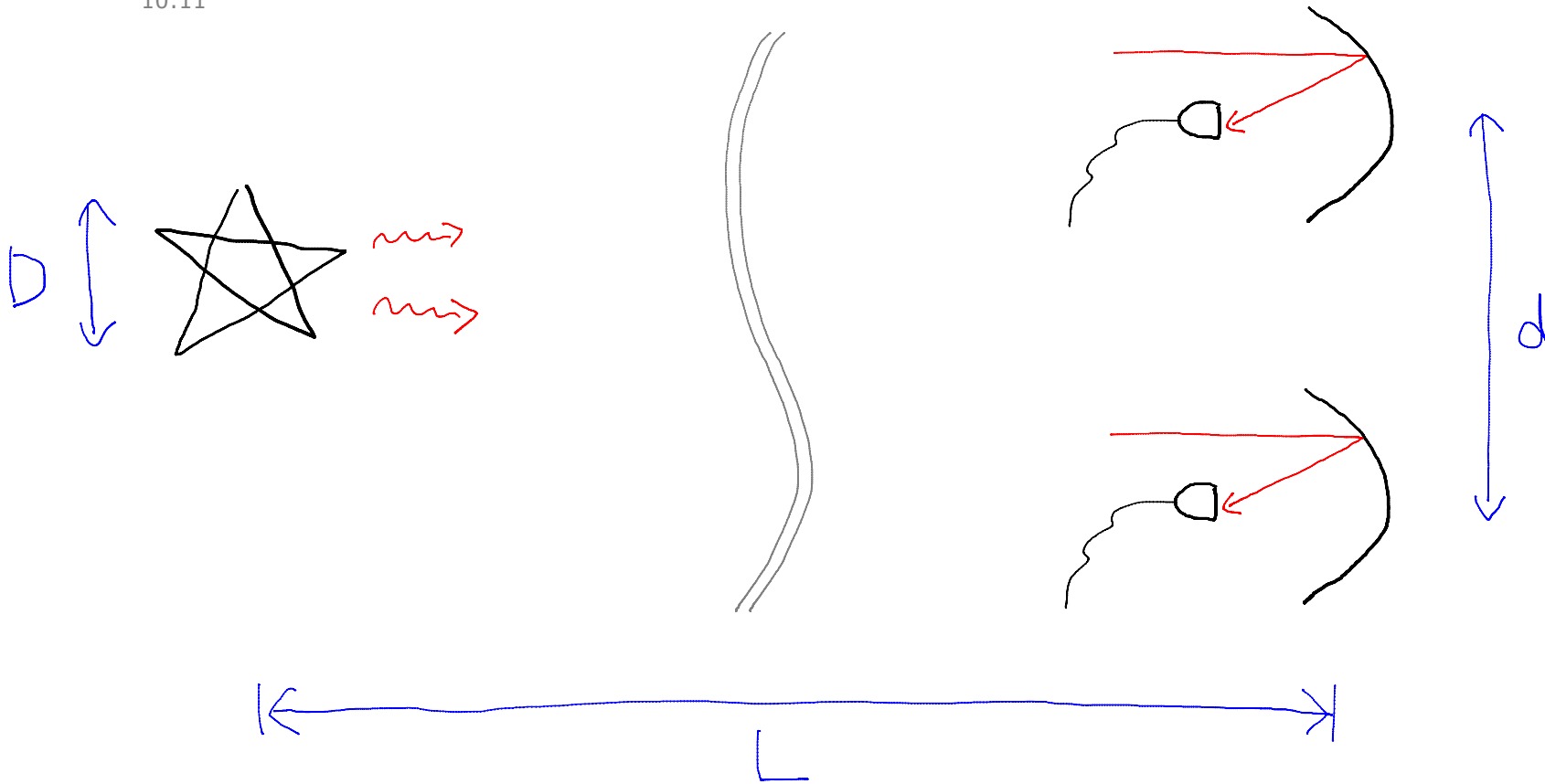
$$\begin{aligned} & \langle \varphi | \langle 0 | U_{BS}^{\dagger} I_1(t) I_2(t+\tau) U_{BS} | \varphi \rangle | 0 \rangle \\ &= \langle \varphi | \langle 0 | U_{BS}^{\dagger} : I_1(t) I_2(t+\tau) : U_{BS} | \varphi \rangle | 0 \rangle \\ &= RT \langle \varphi | : I(t) I(t+\tau) : | \varphi \rangle \end{aligned}$$

検出器が2個の場合からスタートすると自然にnormal orderになる

強度干渉による恒星の視直径の測定

2010年8月26日

10:11



- $\frac{dD}{L} > \lambda$ となると強度干渉がおこらなくなる
- d を変化させ視直径 $\frac{D}{L}$ を見積もる

望遠鏡による観測に対するメリット

- 大気の揺らぎの影響を受けにくい
- 大型の装置の製作が容易(精度を要さない)

R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, "A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius," *Nature* **178**, 1046-1048 (1956).

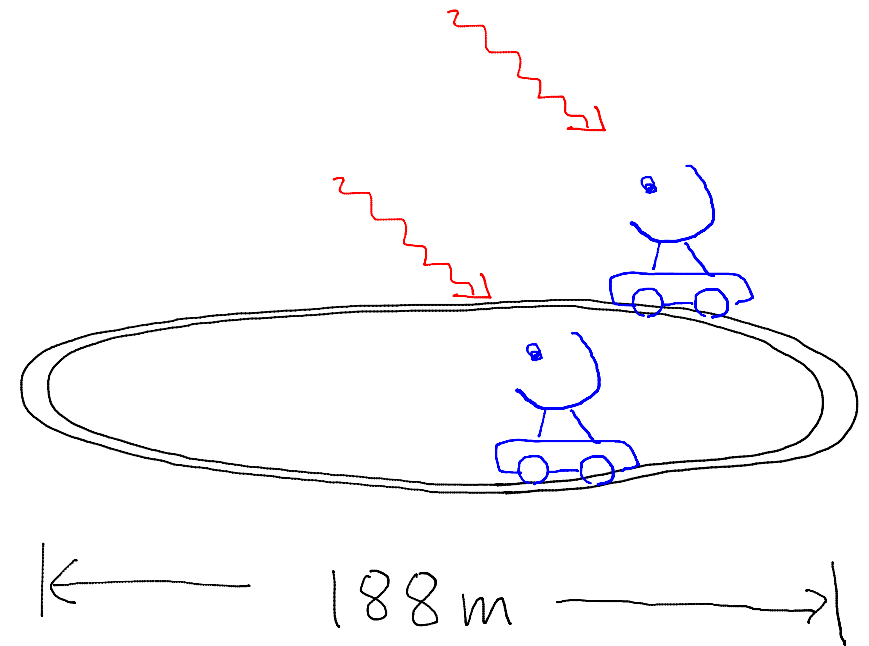
強度干渉計の例:

2010年8月24日
18:24

Narrabri Stellar Intensity Interferometer 鏡の直径 6.5m



<http://olbin.jpl.nasa.gov/photos/nsii.html>



中性原子のレーザー冷却

2010年8月26日

11:07

中性原子のレーザー冷却

原子分光

2010年8月26日
11:09

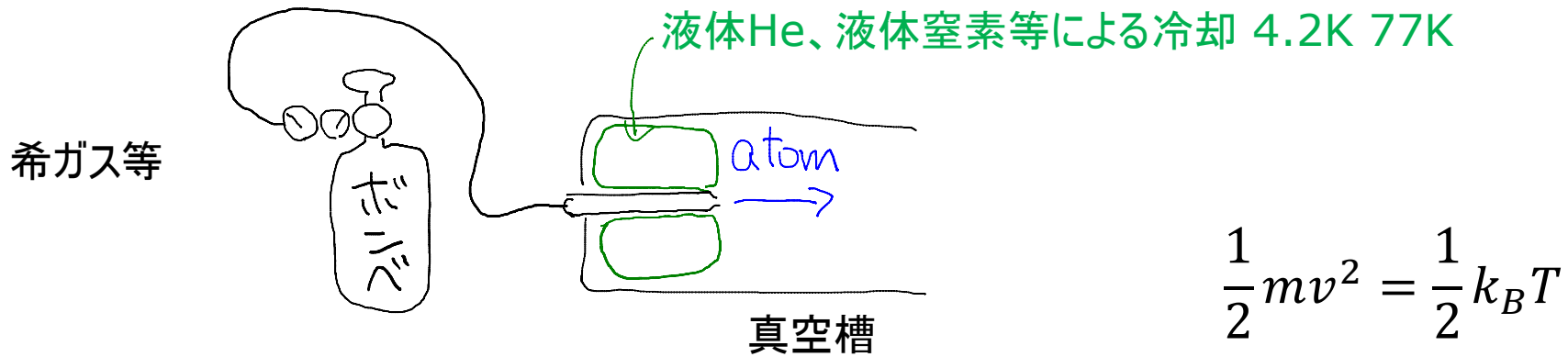
原子分光の目的

- 原子のエネルギー準位を正確に求める

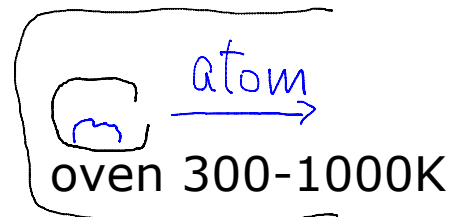
手法

- 原子に光をあてて吸収や発光を観測する

原子源



アルカリ金属等



原子の速度
100-1000m/s

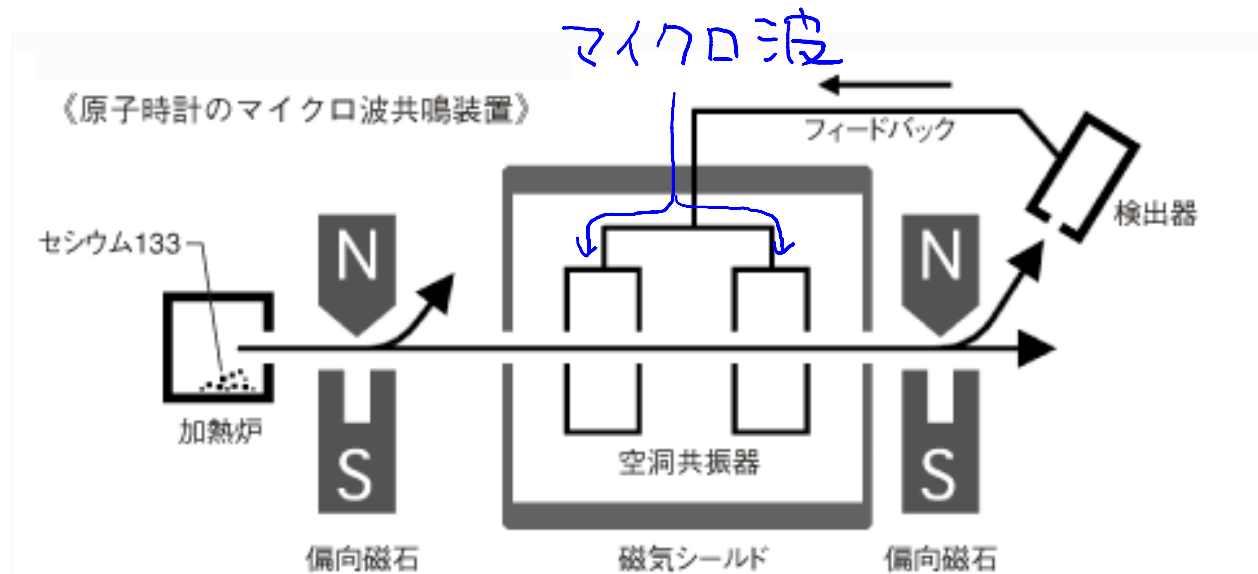
精密な測定を阻害する要因

2010年8月26日
11:34

- 1次のドップラーシフト→光を原子ビームに垂直にあてる
- Transit-time broadening
- 2次のドップラーシフト

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

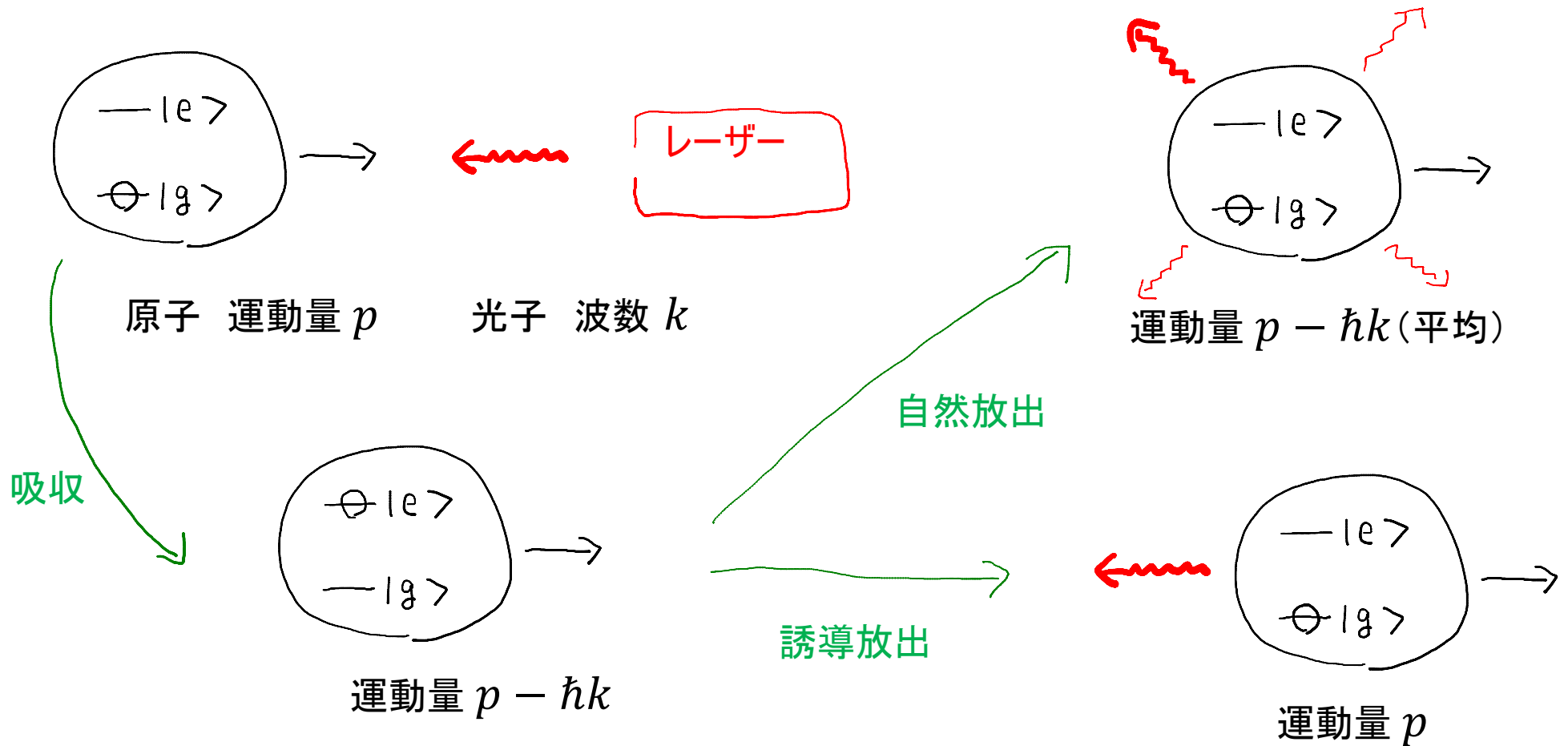
レーザー冷却法が使われる前のCs原子時計



<<http://www.tdk.co.jp/techmag/ninja/daa01133.htm>>

光による原子の運動量制御

2010年8月26日
11:52

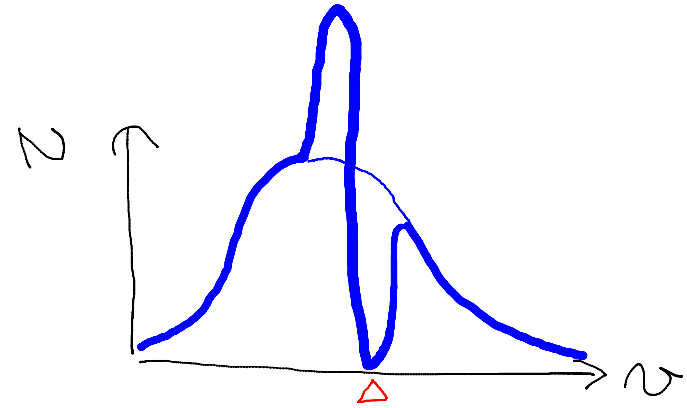
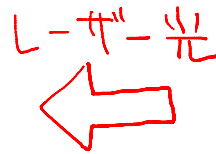
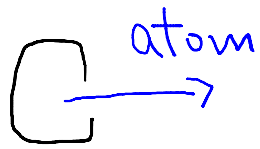


光子の吸収放出を繰り返すと自然放出1回あたり(平均で) $\hbar k$ だけ運動量が減少する
光子1個による反跳は数cm/s -> 原子を停止させるには閉じた2準位間の遷移を使うことが必要

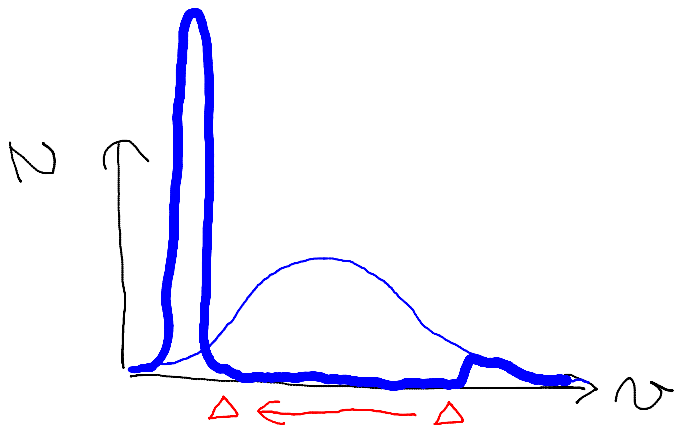
減速

2010年8月26日
12:27

原子の速度分布の変化



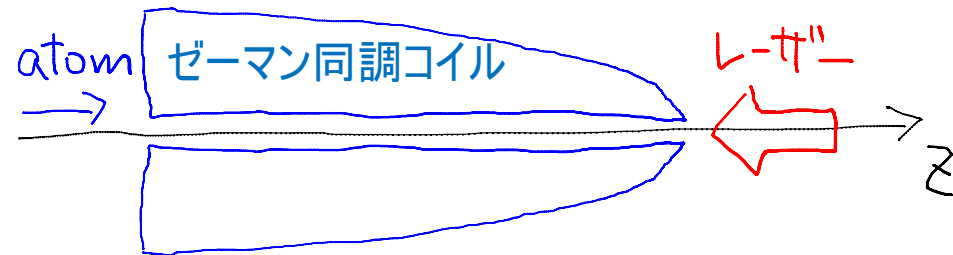
チャープ法



レーザー周波数を掃引

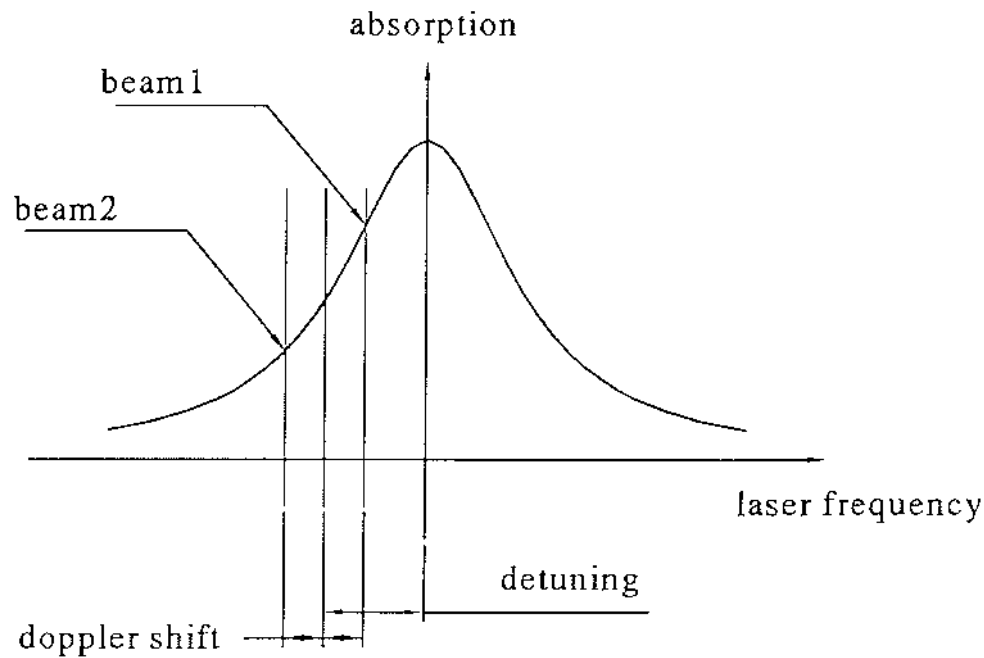
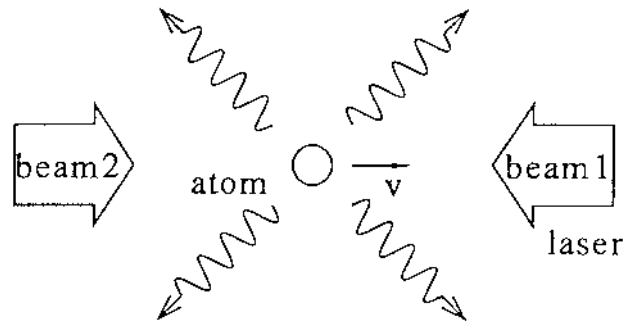
ゼーマン同調法

- ドップラーシフトをゼーマンシフトで補償
- 一定加速度運動: $v = \sqrt{2az}$
- $B \propto \sqrt{z}$



ドップラー冷却

2010年8月26日
16:35



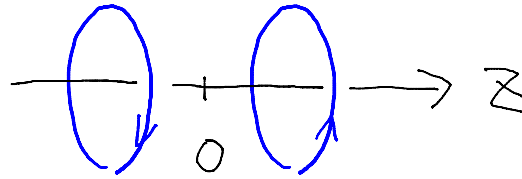
<http://mm.ils.uec.ac.jp/bib/thesisMM.pdf>

- 負に離調した対向するレーザー光を原子にあてる
- 原子は運動方向の対向方向からの光を共鳴に近く感じ主に吸収する
- 原子が停止する位置はわからない
- 離調が $\frac{\Gamma}{2}$ のとき最もよく冷え到達エネルギー(温度)は $k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{2}$
- エネルギー準位が縮退しているとき**偏光勾配冷却**が働きもっとよく冷える
- 反跳エネルギー $k_B T = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ より温度を下げることは難しい

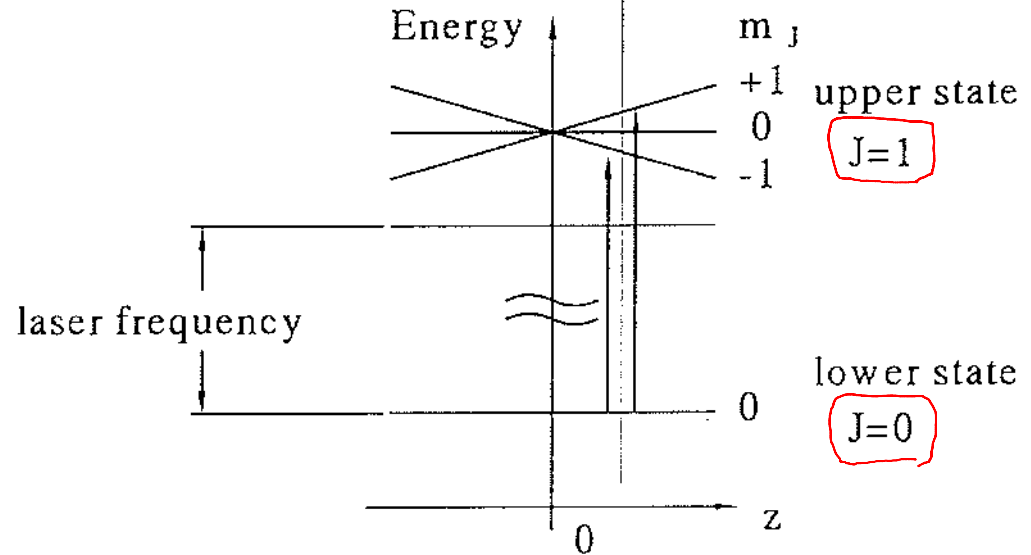
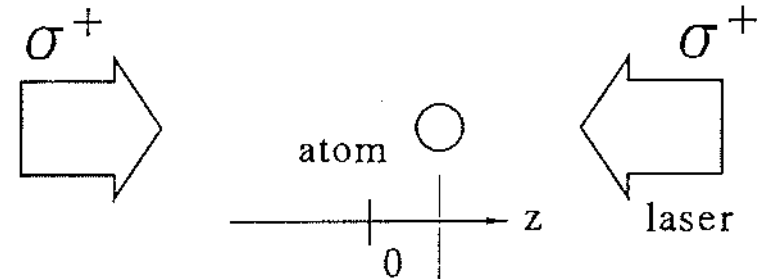
磁気光学トラップ

2010年8月26日
17:09

四重極磁場を加える:



$$B = \beta \left(-\frac{1}{2}x, -\frac{1}{2}y, \underline{\underline{z}} \right)$$



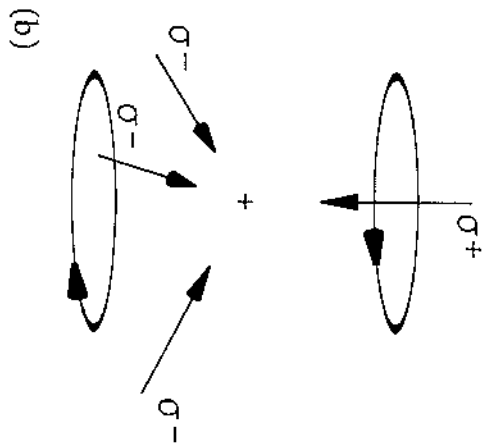
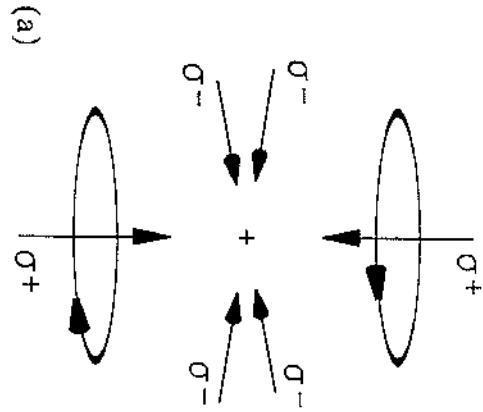
z軸上の説明図



<http://mm.ils.uec.ac.jp/bib/thesisMM.pdf>

3次元の場合

2010年8月26日
17:22

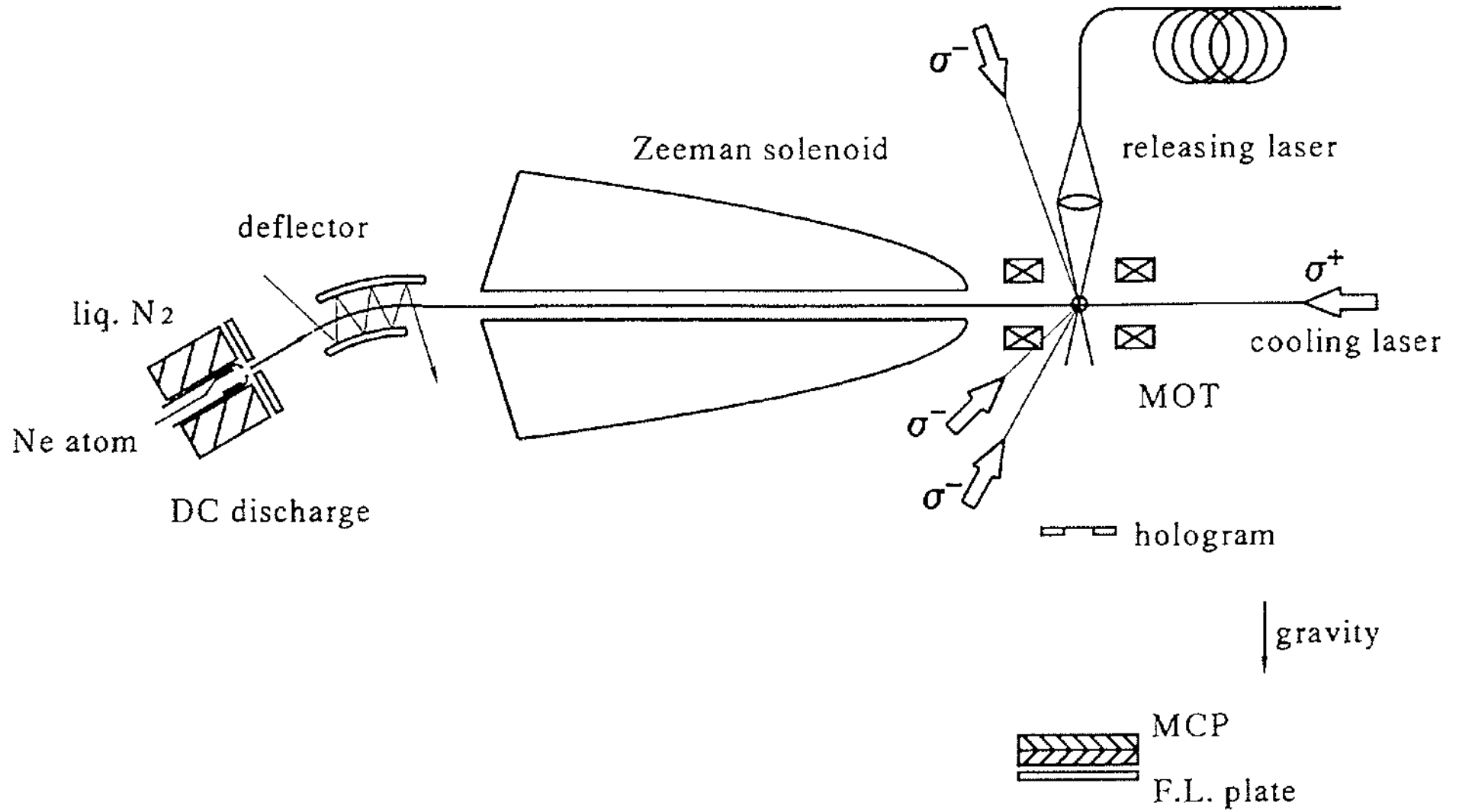


磁場は必ず四重極磁場でないといけない

実験配置図 (Neon)

2010年8月26日

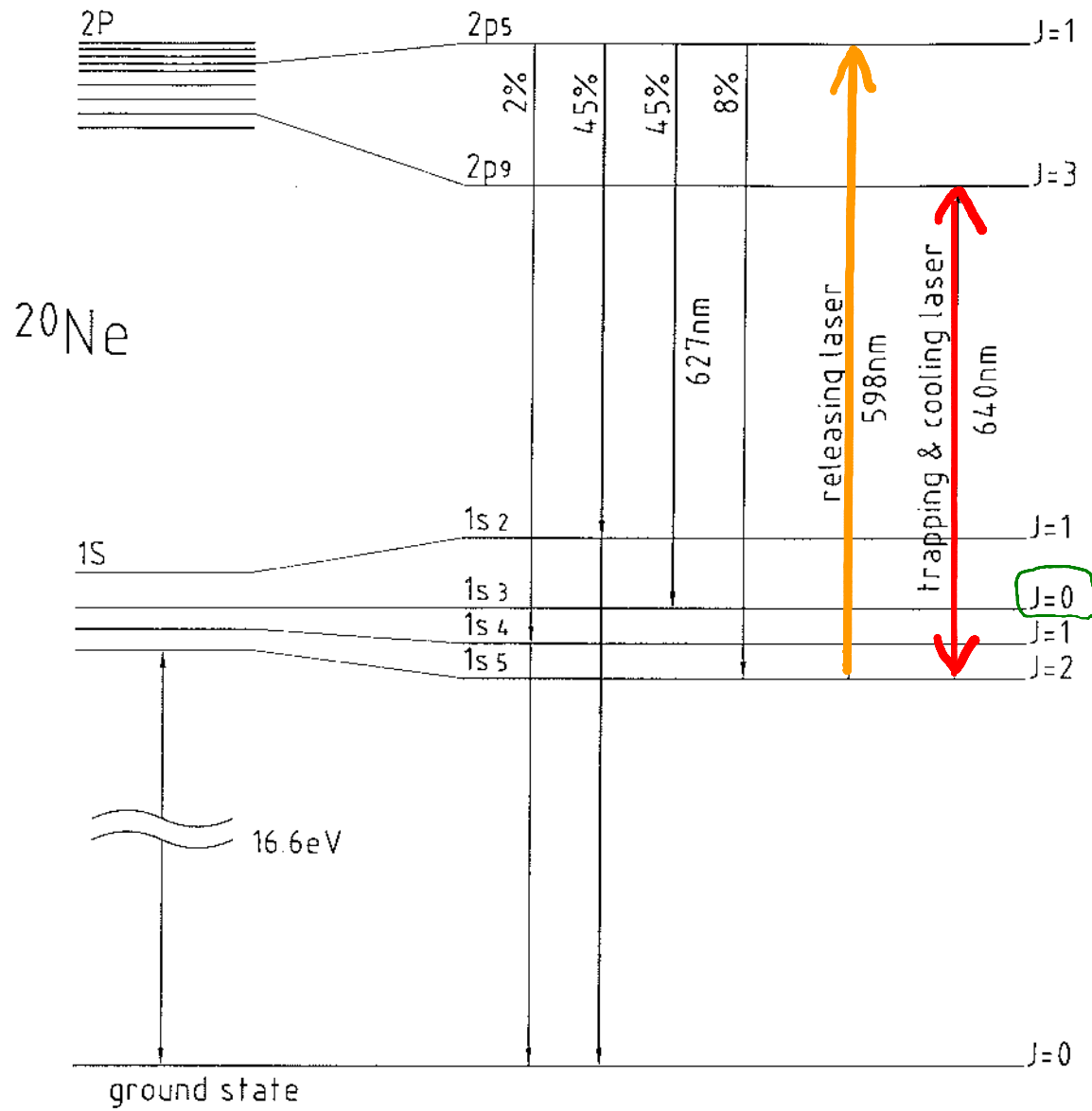
17:31



Neのエネルギー準位

2010年8月26日

17:33



Ne原子の諸パラメーター

2010年8月26日

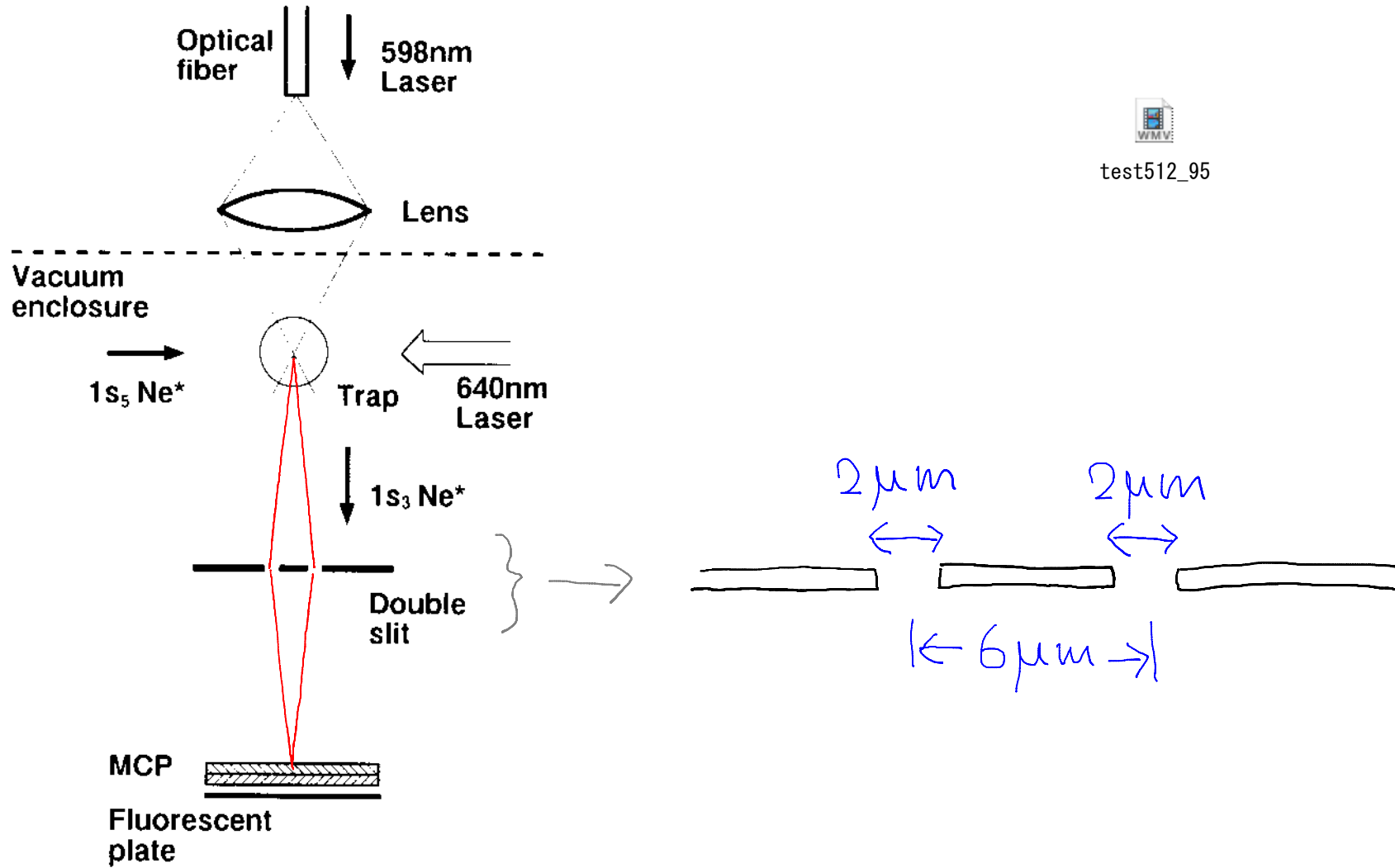
17:39

^{20}Ne	
冷却遷移 ($1p_5 - 2p_9$) の波長	$\lambda = 640.4\text{nm}$
$2p_9$ 状態の寿命	$\tau = 19\text{ns}$
最大加速度	$a_{max} = \frac{\hbar k}{2m\tau} = 8.2 \times 10^5 [\text{m/s}^2]$ ($k = 2\pi/\lambda$)
初速度 (@300K)	$v = \sqrt{2k_B T/m} = 500 [\text{m/s}]$
停止までの吸収・放出サイクル数	$N = \frac{mv}{\hbar k} = \frac{\lambda}{h} \sqrt{2k_B T m} = 16000$
停止時間	$t = 2N\tau = 0.61 [\text{ms}]$
停止距離	$l = \frac{1}{2}vt = \frac{2\lambda\tau k_B T}{h} = 150 [\text{mm}]$
doppler 限界	$T_{doppler} = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} = 186\mu\text{K}$ ($\gamma = 1/\tau$)
反跳速度	$\frac{\hbar k}{m} = 3.1 [\text{cm/s}]$
反跳限界	$T_{recoil} = \frac{(h/\lambda)^2}{2mk_B} = 1.2 [\mu\text{K}]$
飽和光強度	$I_{sat} = \frac{2\pi^2\hbar c}{3\lambda^3\tau} = 4.2 [\text{mW/cm}^2]$
$1s_5$ 状態のエネルギー	16.62eV

ダブルスリットの実験

2010年8月26日
17:44

F. Shimizu et. al. [Phys. Rev. A 46, R17 \(1992\)](#)



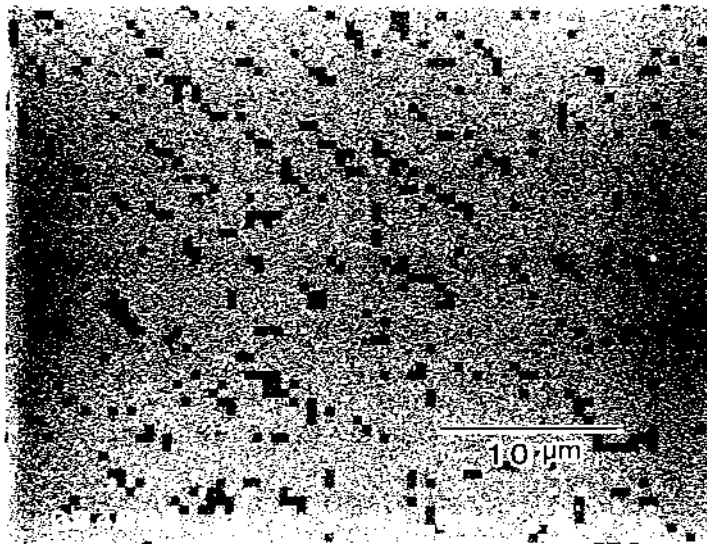
test512_95

原子線ホログラフィー

2010年8月26日

18:02

M. Morinaga et.al. Phys. Rev. Lett. 77, 802–805 (1996)



- SiN membrane 100nm thick
- 1024 x 1024 cells total



<<http://www.jsap.or.jp/ap/1996/ob6509/cont6509.html>>

光でできることは原子でもやってみよう

2010年8月30日

16:34

- ヤングの2重スリットの実験
- ホログラフィー
- 強度相関の実験 (HBTの実験)
- 部分反射 (量子反射)

Ne原子の2原子相関

2010年8月26日

18:18

M. Yasuda & F. Shimizu の実験 Ne原子の2原子相関

M. Yasuda & F. Shimizu, PRL 77 3090 (1996)

実験配置

2010年8月26日
18:23

質量を持つ粒子では位相速度と群速度が異なる

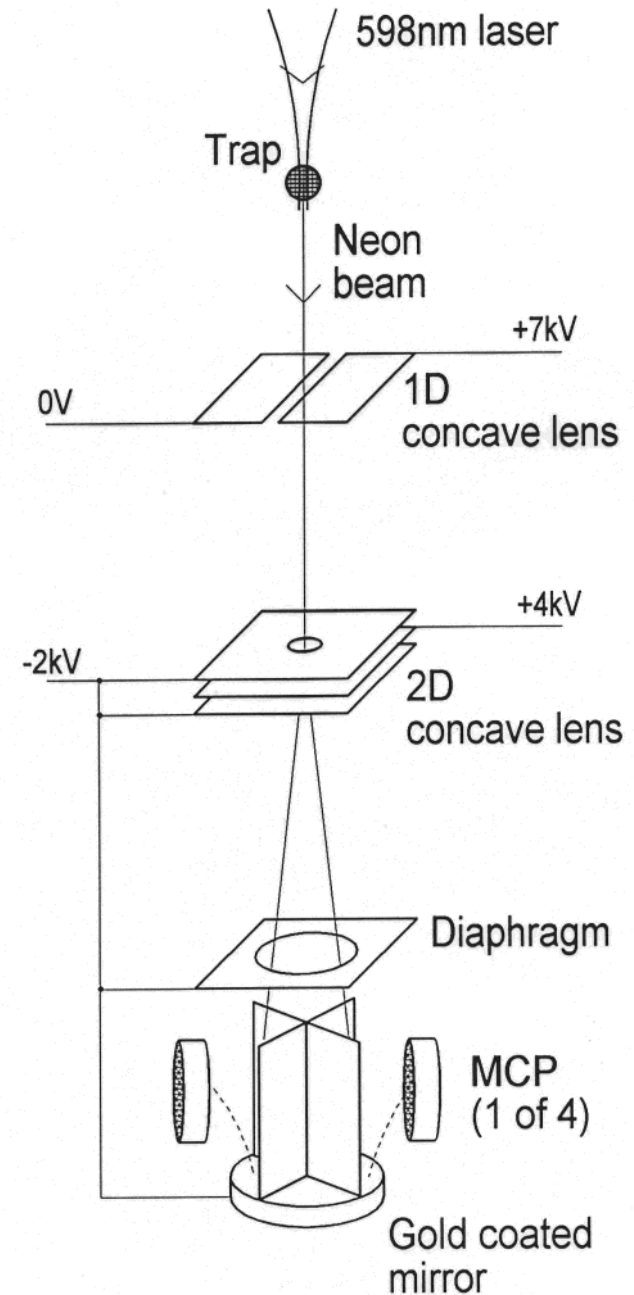
- 「二つの経路」の経路長差を波長以下にする(凹レンズを用いて原子源を遠くに見せる)
- 原子の速度が遅いので検出器への到着時刻をそろえる条件がシビア

- 1 μ sの相関時間
- 原子の速度: ~ 1 m/s

1 μ mオーダーの検出面の位置合わせ

$$\frac{1}{2} k_B T \sim \Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta \tau}$$

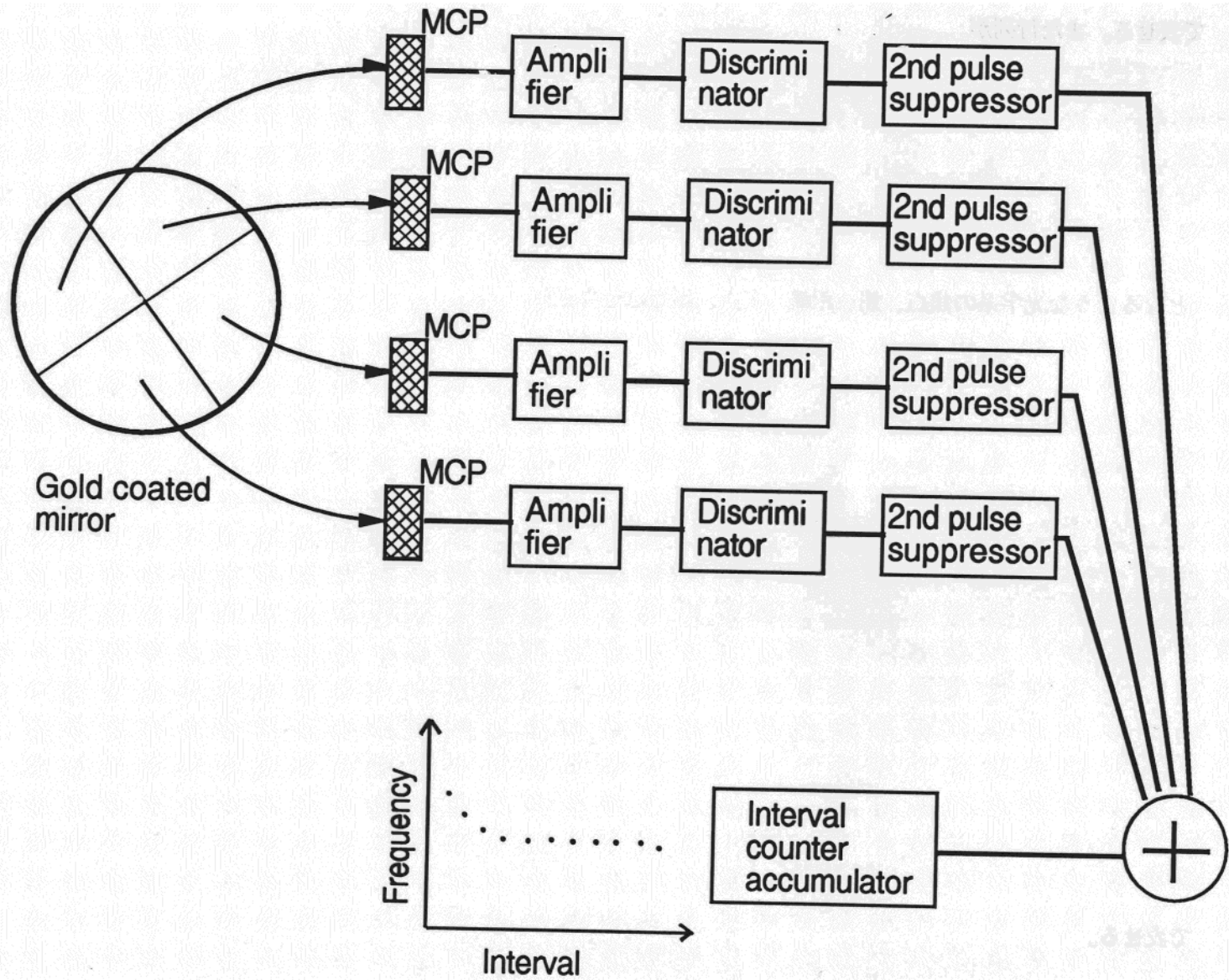
$$T = 15 \mu K \leftrightarrow \Delta \tau = 1 \mu s$$



回路周り

2010年8月26日

18:44



coincidenceの見積もり

2010年8月26日
18:47

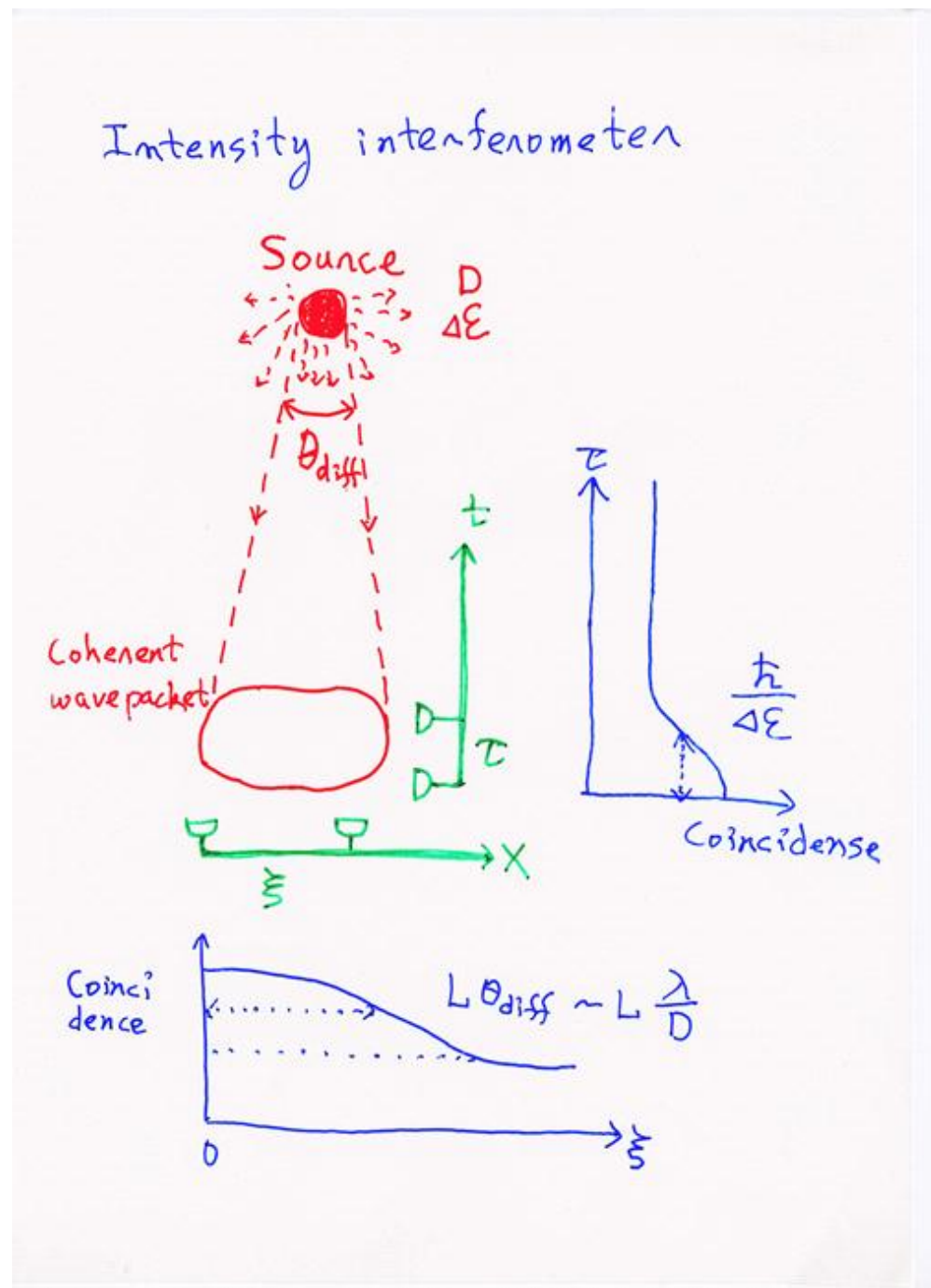
Intensity interferometer

Two atom correlation

Flux in a single spacial mode
100/s

Energy spread
 $h \times 1 \text{ MHz}$

Coincidence rate
 10^{-4} to 10^{-5}



実験結果

2010年8月26日
18:53

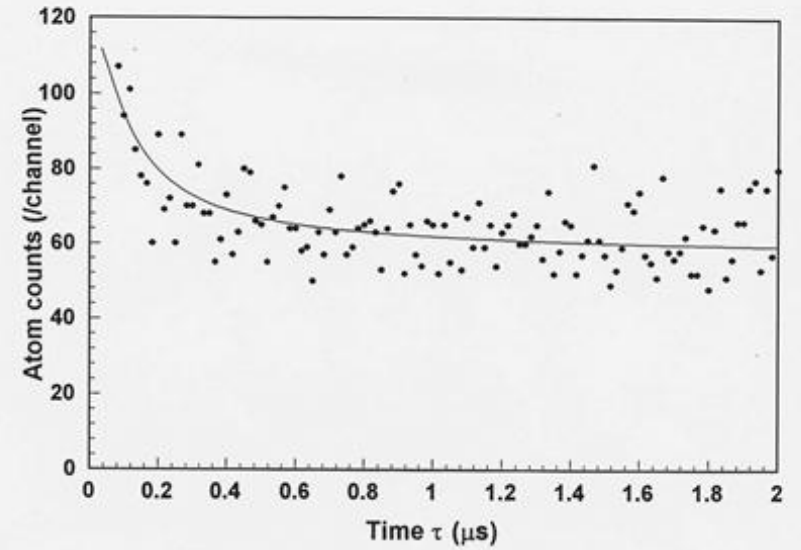
積算時間

$$10^4 \div \frac{100/\text{s}}{10^{-4}} \approx 300 \text{時間!}$$

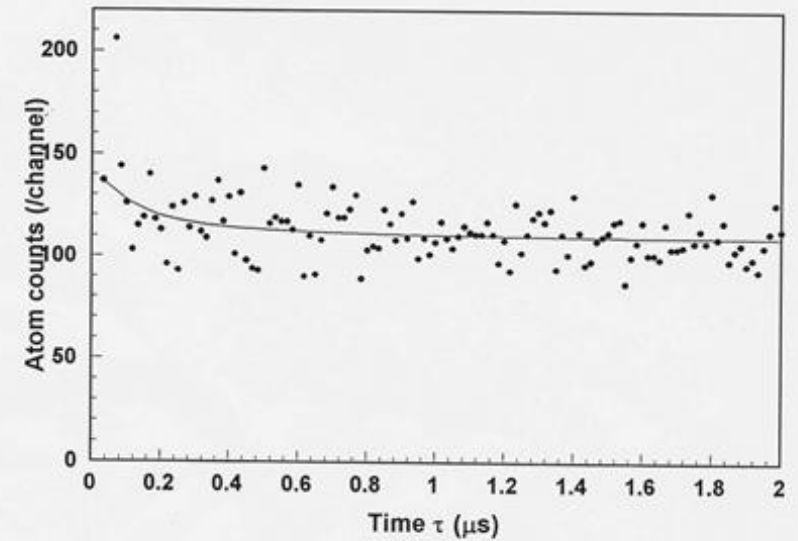
Atom flux

coincidence 数

2 μs 以下の coincidence の割合



The time interval distribution for a coherent atomic beam.



The time interval distribution for an incoherent atomic beam.

BosonとFermionの比較実験

2010年8月30日

12:03

NATURE **445** 402 (2007)

Comparison of the Hanbury Brown–Twiss effect for bosons and fermions

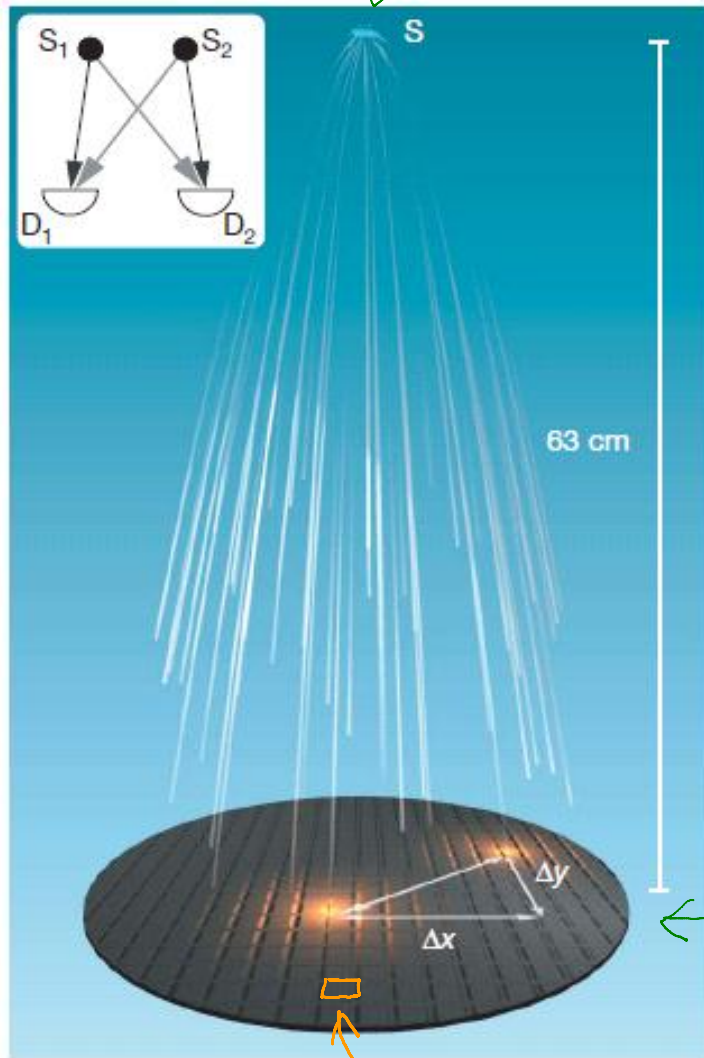
T. Jeltes, J. M. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, A. Perrin, H. Chang, D. Boiron, A. Aspect & C. I. Westbrook

実験模式図

2010年8月30日
12:08

^3He または ^4He の磁気トラップ

$^4\text{He}^*$: $T=0.52\mu\text{K}$
 $^3\text{He}^*$: $T=0.53\mu\text{K}$

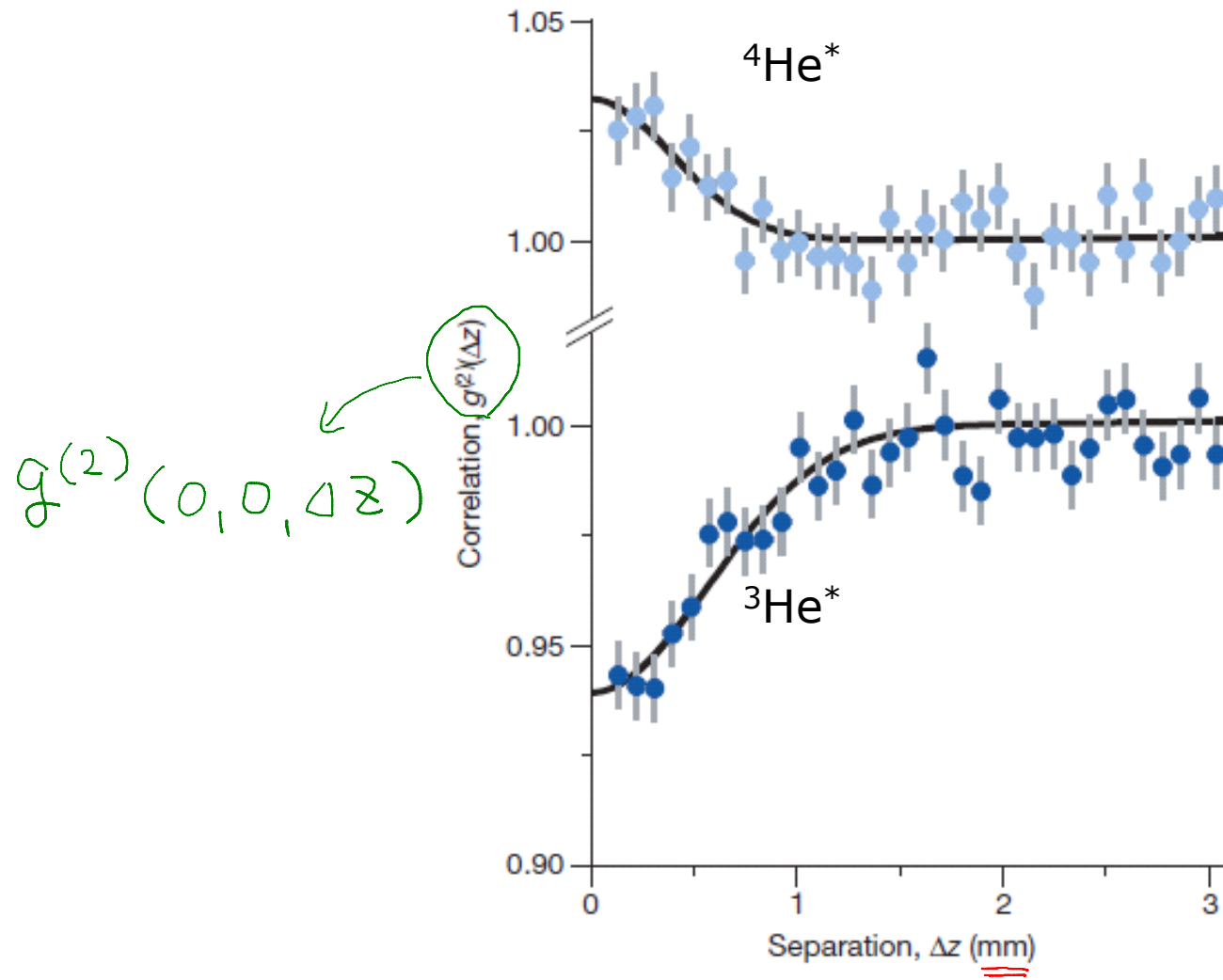


遅延陽極付きMCP
(xytを記録できる)

1つ1つのセルで独立なHBT実験を行ない、すべてのセルで平均(積算)する。コヒーレンスは1つのセルをカバーしていればよい。

実験結果

2010年8月30日
12:19



光格子中の原子の相関の観測

2010年8月30日

10:17

NATURE **434** 481 (2005)

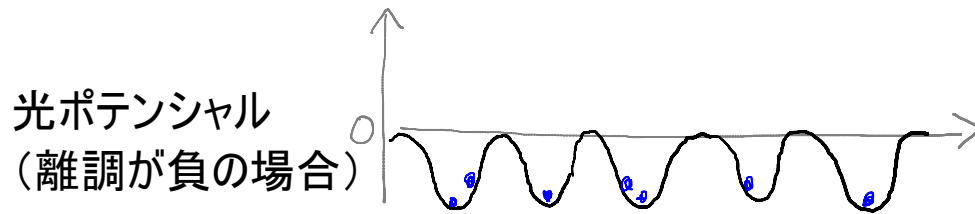
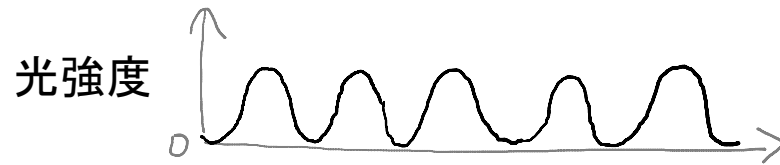
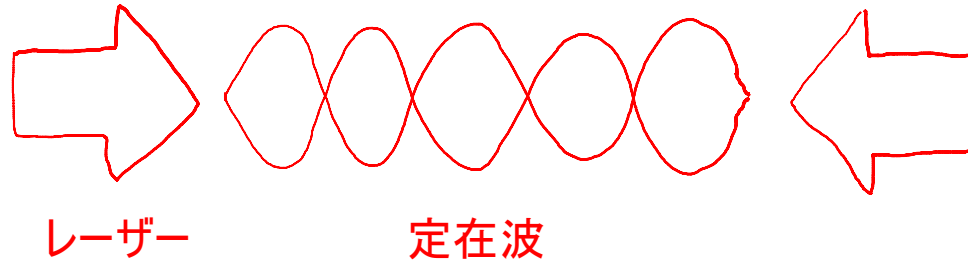
Spatial quantum noise interferometry in expanding ultracold atom clouds

**Simon Folling, Fabrice Gerbier, Artur Widera, Olaf Mandel,
Tatjana Gericke & Immanuel Bloch**

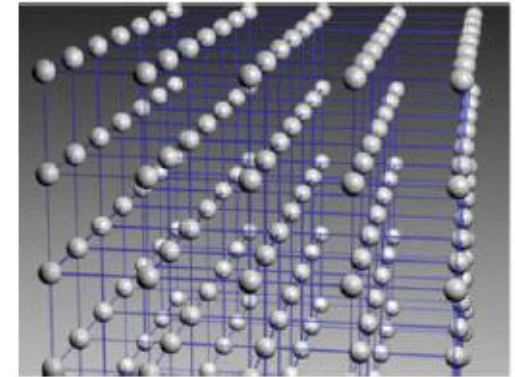
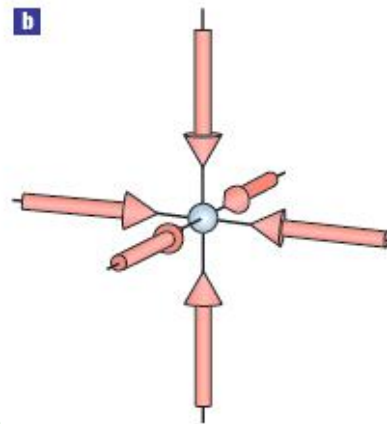
**Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität, Staudingerweg 7,
D-55099 Mainz, Germany**

光格子

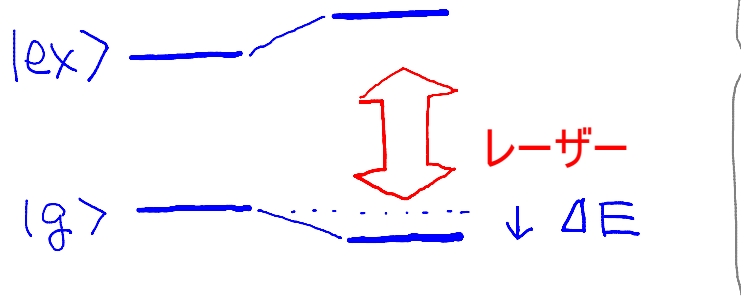
2010年8月30日
10:28



3次元光格子

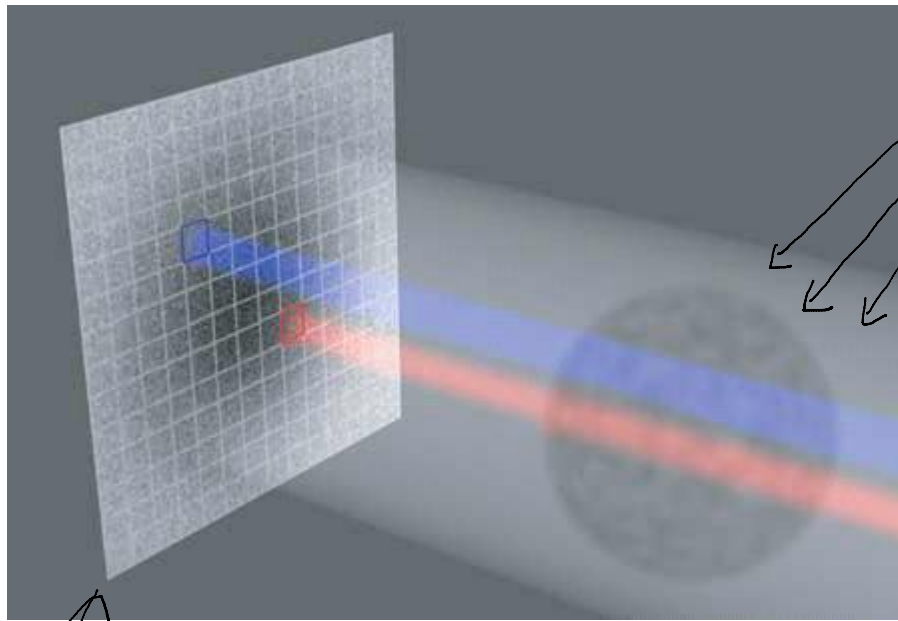


nature physics | VOL 1 | OCTOBER 2005 pp23 | www.nature.com/naturephysics



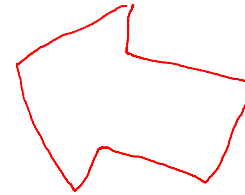
TOF (Time of Flight)

2010年8月30日
10:45



⊙ 光格子中の原子集団

TOF
(自由飛行)



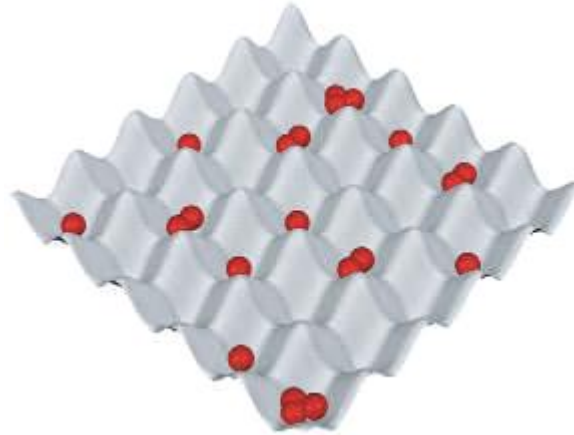
共鳴レーザー光

原子雲のスクリーン(CCDカメラ)への投影

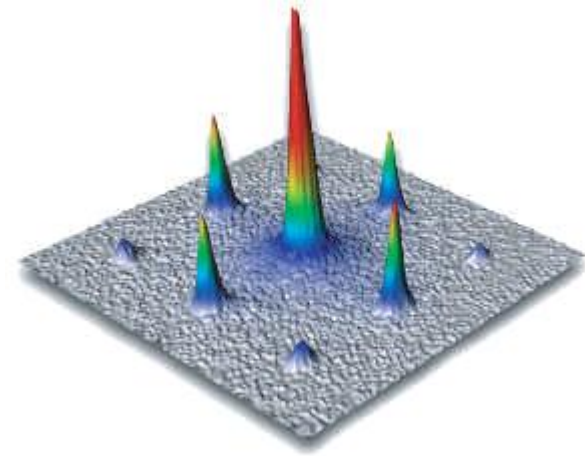
原子の状態の違いによるTOF吸収像

2010年8月30日
10:55

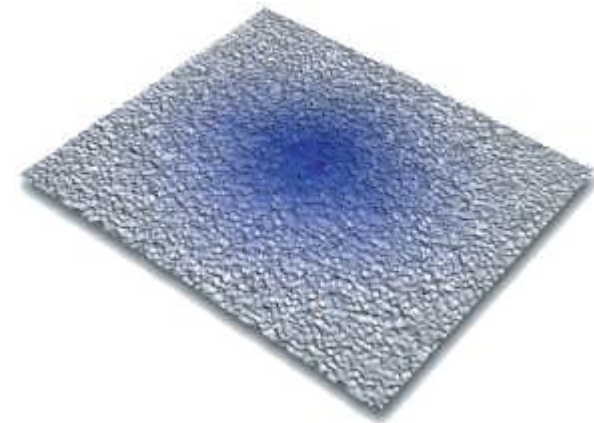
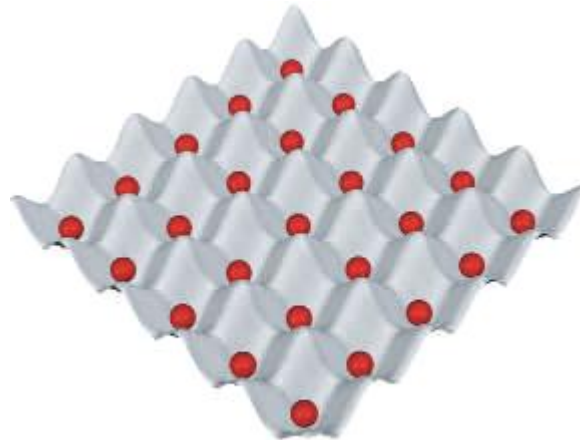
超流動状態
(ポテンシャル小)



TOF像

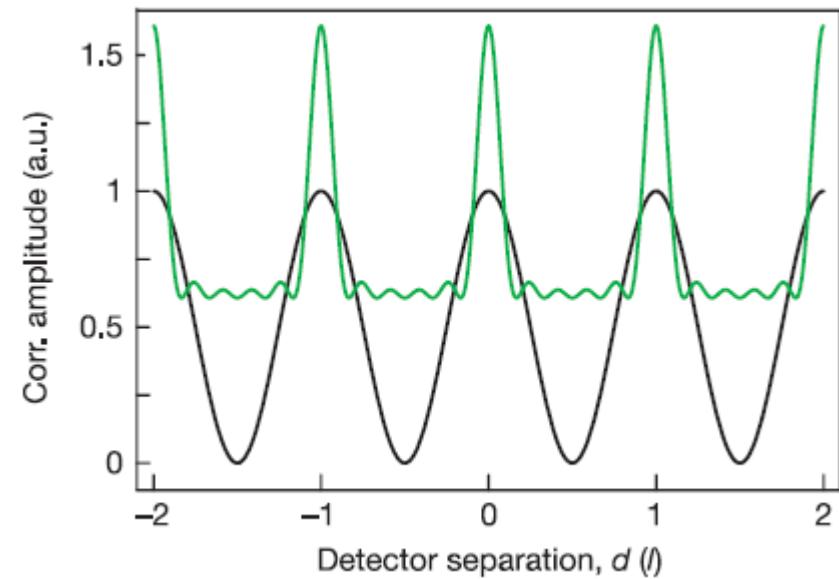
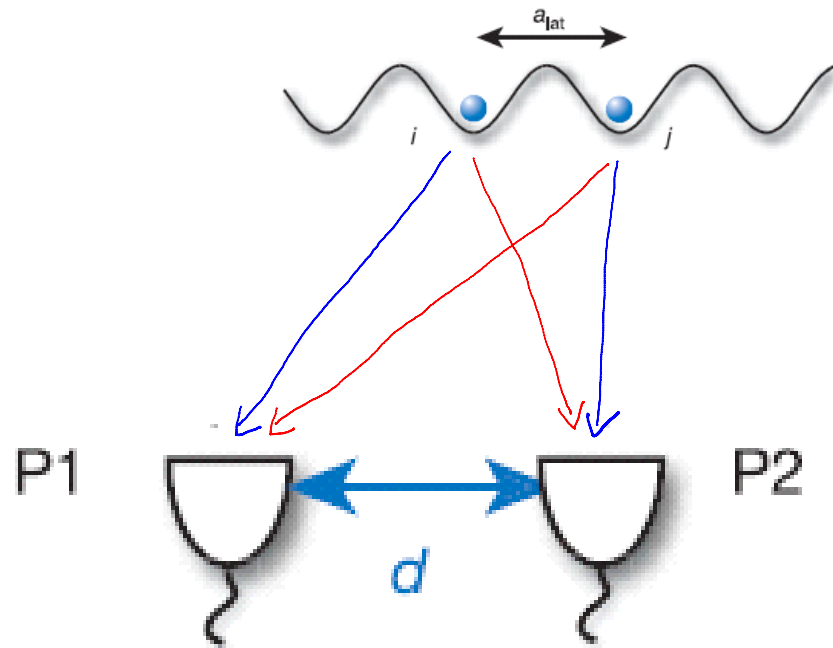


Mott絶縁体状態
(ポテンシャル大)



相関関数の周期性

2010年8月30日
11:35



原子が固定された2点に存在(または周期的に配列)している場合相関関数は周期的になる。

強度干渉

2010年8月30日
9:34

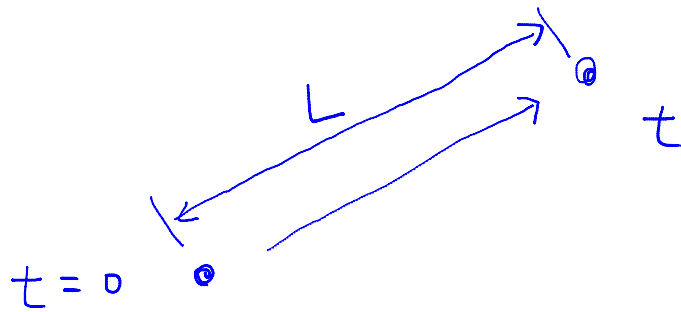
$$\psi \sim \exp\left(-i \frac{mc^2}{\hbar} \tau\right)$$

ϕ

$$\tau = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} t \quad v = \frac{L}{t}$$

$$\approx t - \frac{v^2}{2c^2} t$$

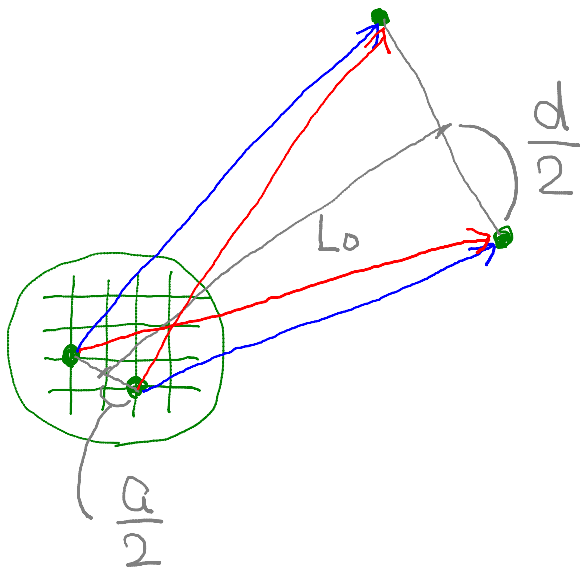
$$\phi = \frac{1}{\hbar} mc^2 - \frac{mL^2}{2\hbar t}$$



赤経路と青経路の位相差

$$\Delta\phi = -\frac{m}{2\hbar t} \left\{ \left(L_0 + \frac{1}{2}a \right)^2 + \left(L_0 - \frac{1}{2}a \right)^2 - \left(L_0 + \frac{1}{2}a \right)^2 - \left(L_0 - \frac{1}{2}a \right)^2 \right\}$$

$$= -\frac{m}{\hbar t} a \cdot a$$

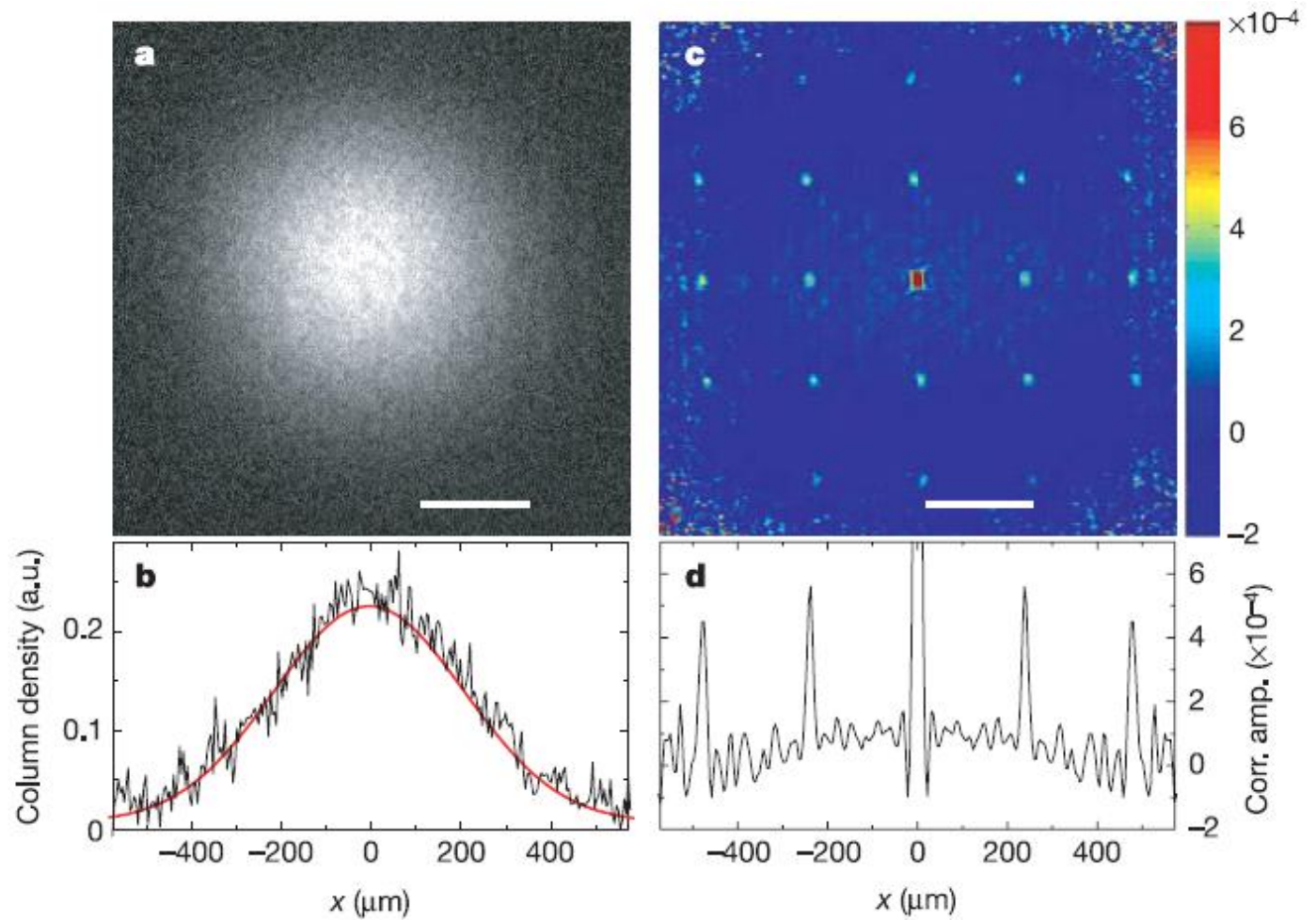


相関の解析

2010年8月30日
11:31

相関関数:

$$C(\mathbf{d}) = \frac{\int \langle n(\mathbf{x} + \mathbf{d}/2) \cdot n(\mathbf{x} - \mathbf{d}/2) \rangle d^2\mathbf{x}}{\int \langle n(\mathbf{x} + \mathbf{d}/2) \rangle \langle n(\mathbf{x} - \mathbf{d}/2) \rangle d^2\mathbf{x}}$$



Probing Pair-Correlated Fermionic Atoms through Correlations in Atom Shot Noise

M. Greiner,^{*} C. A. Regal, J. T. Stewart, and D. S. Jin[†]

JILA,[‡] National Institute of Standards and Technology and University of Colorado, Boulder, Colorado 80309-0440, USA

Department of Physics, University of Colorado, Boulder, Colorado 80309-0440, USA

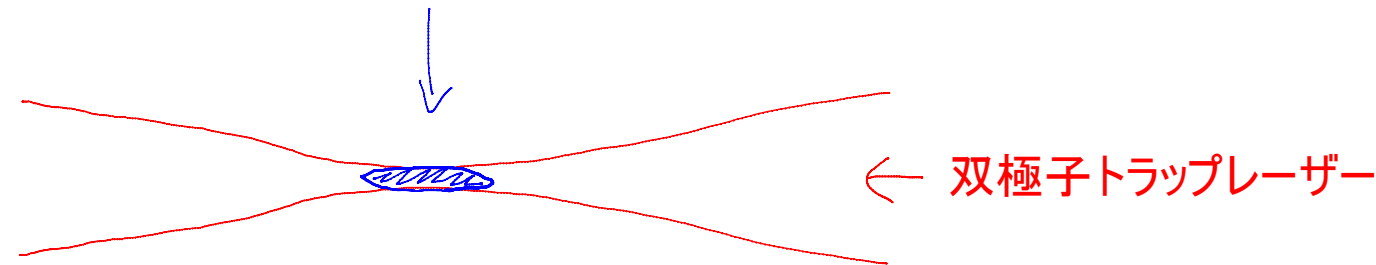
(Received 24 January 2005; published 21 March 2005)

Pair-correlated fermionic atoms are created through dissociation of weakly bound molecules near a magnetic-field Feshbach resonance. We show that correlations between atoms in different spin states can be detected using the atom shot noise in absorption images. Furthermore, using time-of-flight imaging we have observed atom pair correlations in momentum space.

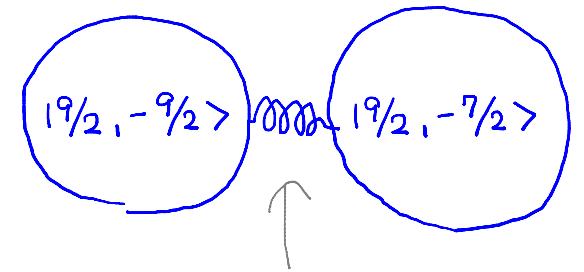
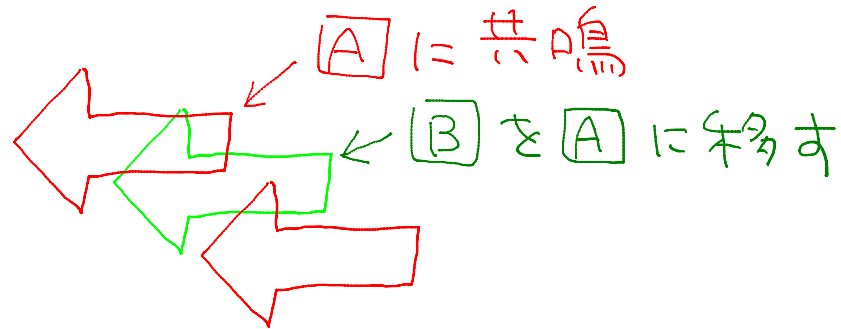
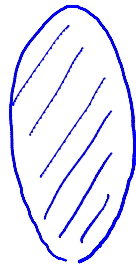
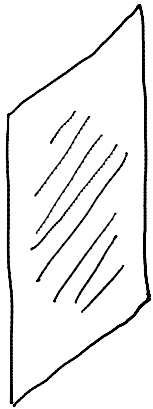
実験模式図

2010年8月30日
15:32

40K



↓ TOF

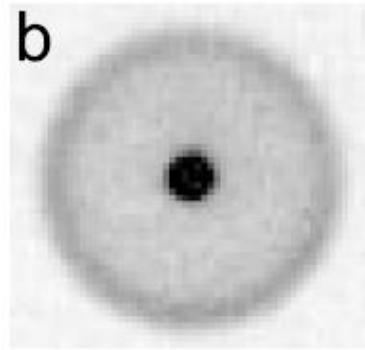
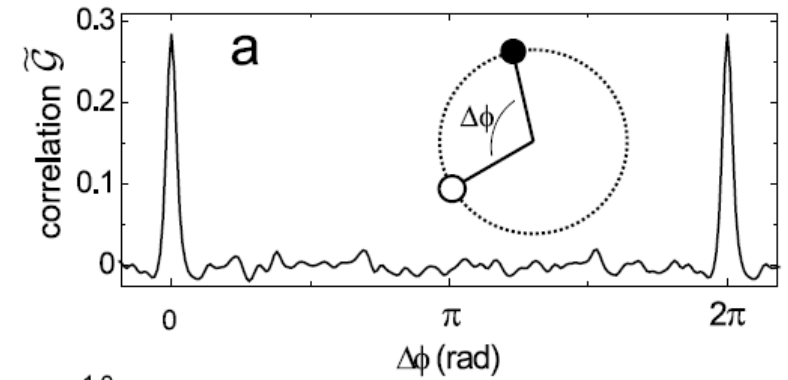
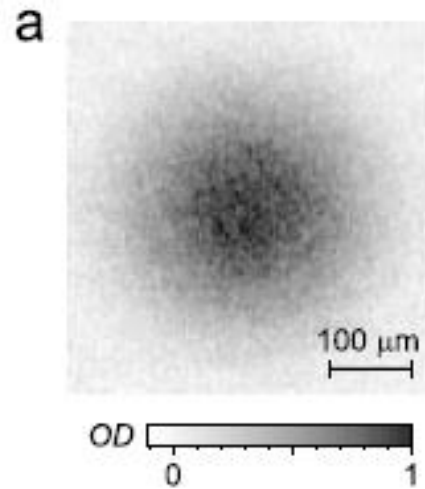
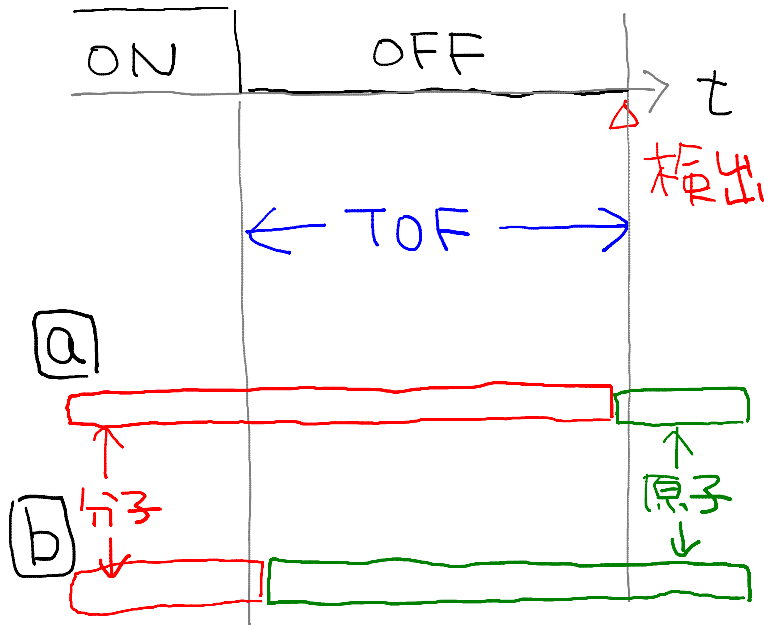


Feshbach共鳴を使って分子を作ったり解離させたりする

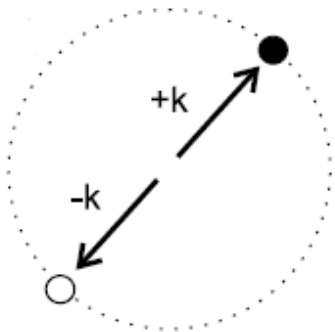
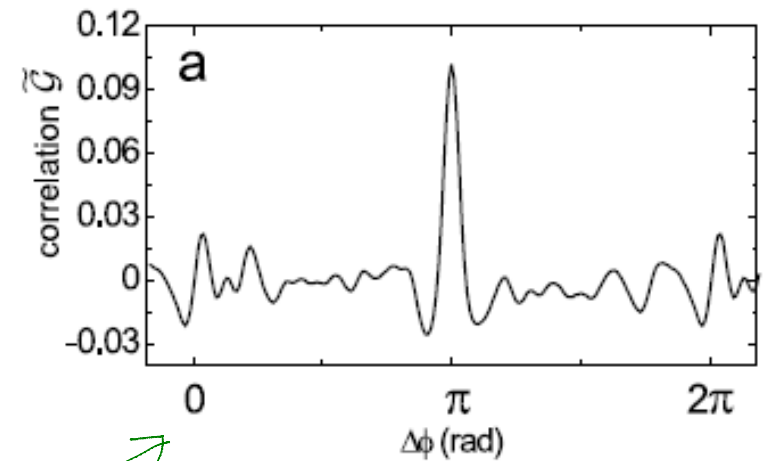
実験タイムチャート・解析結果

2010年8月30日
15:44

双極子トラップ:



(もう一枚ずっ)



分子から解離した原子は互いに反対方向に飛んでいく

2 August 2010 / Vol. 18, No. 16 / OPTICS EXPRESS 17154

Measurement of fluorescence emission spectrum of few strongly driven atoms using an optical nanofiber

Manoj Das,¹ A. Shirasaki,¹ K. P. Nayak,¹ M. Morinaga,²
Fam Le Kien,¹ and K. Hakuta^{1,*}

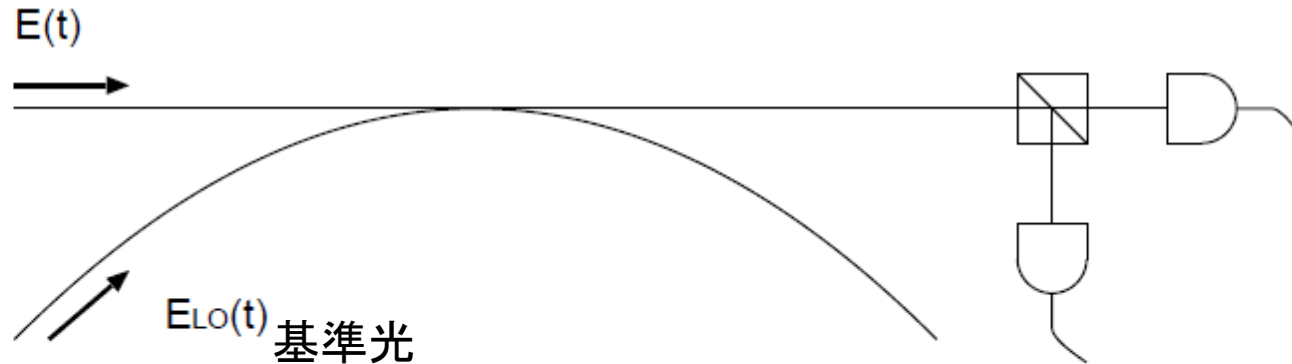
¹*Center for Photonic Innovation, University of Electro-Communications, Chofu,
Tokyo 182-8585, Japan*

²*Institute for Laser Science, University of Electro-Communications, Chofu, Tokyo 182-8585, Japan*
**hakuta@pc.uec.ac.jp*

測定スキーム

2010年8月31日
6:30

被測定光



$$E_{tot}(t) = E(t) + E_{LO}(t)$$

$$E_{LO}^{(+)}(t) = E_0 \exp(i\omega_{LO}t)$$

$$I = \langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t) \rangle$$

$$I_{LO} = |E_0|^2$$

$$\langle E_{tot}^{(-)}(t)E_{tot}^{(-)}(t+\tau)E_{tot}^{(+)}(t+\tau)E_{tot}^{(+)}(t) \rangle = A_1 + A_2 + A_3$$

$$A_1 = \langle E^{(-)}(t)E^{(-)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t) \rangle$$

$$A_2 = I_{LO} \underline{g^{(1)}(\tau)} \exp(-i\omega_{LO}\tau) + c.c.$$

$$A_3 = 2II_{LO} + I_{LO}^2$$

$$g^{(1)}(\tau) \equiv \langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau) \rangle$$

ビート信号からスペクトルを得る方法

2010年8月31日

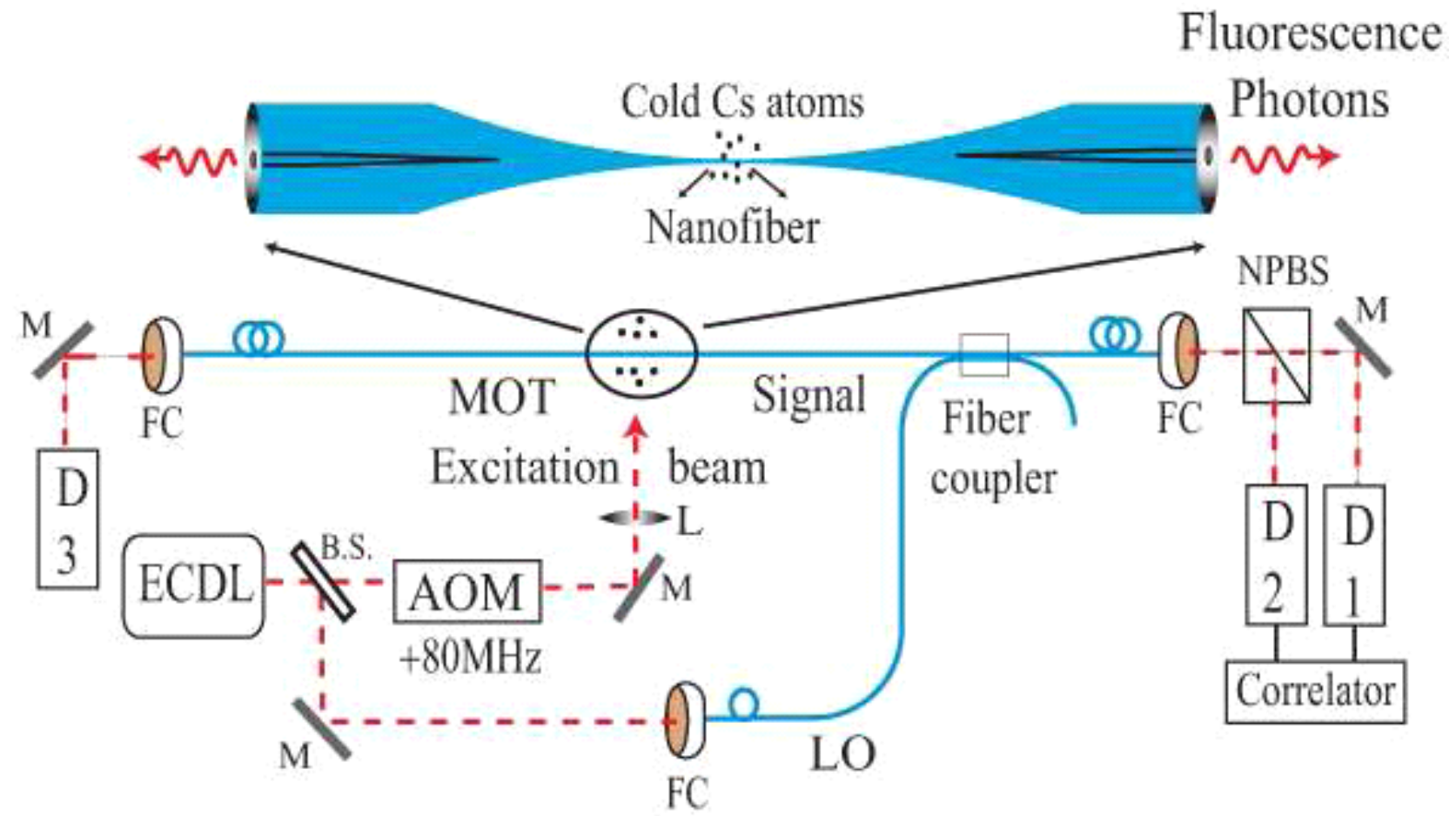
6:45

$$\begin{aligned}g^{(1)}(\tau) &\equiv \langle E^{(-)}(t)E^{(+)}(t+\tau) \rangle \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} E^*(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \int_0^{\infty} E(\omega')e^{i\omega'(t+\tau)}d\omega' \right\} dt \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} |E(\omega)|^2 e^{i\omega\tau} d\omega\end{aligned}$$

$g^{(1)}(\tau)$ をフーリエ変換すれば強度スペクトル $|E(\omega)|^2$ を得る

実際の実験系

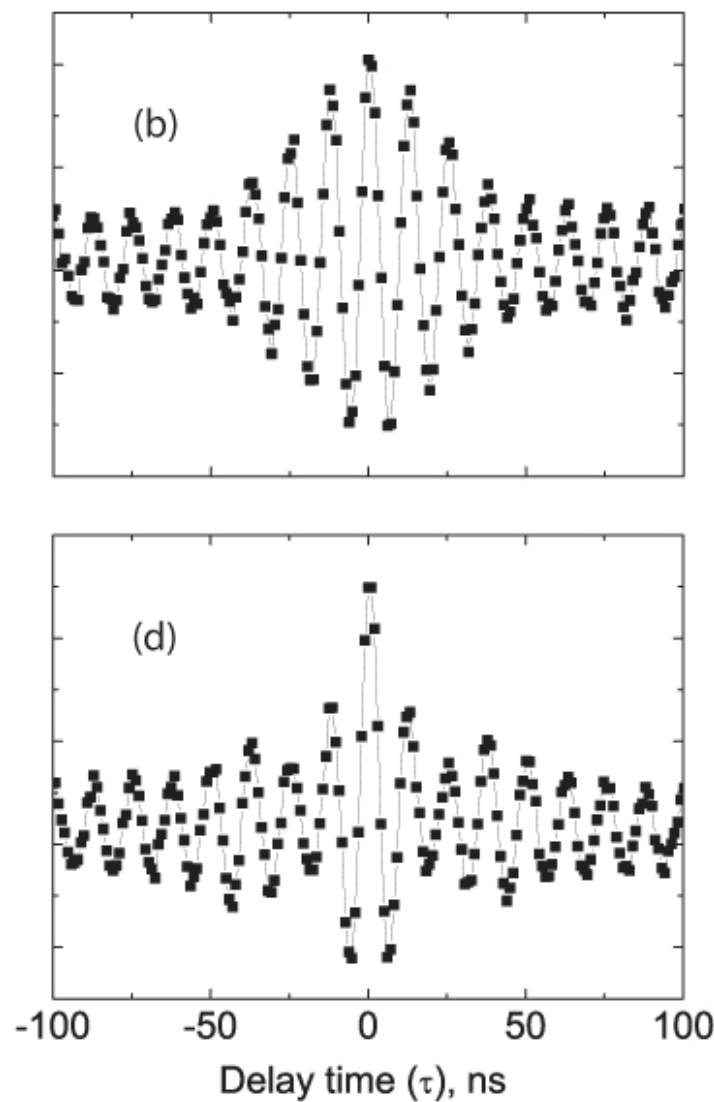
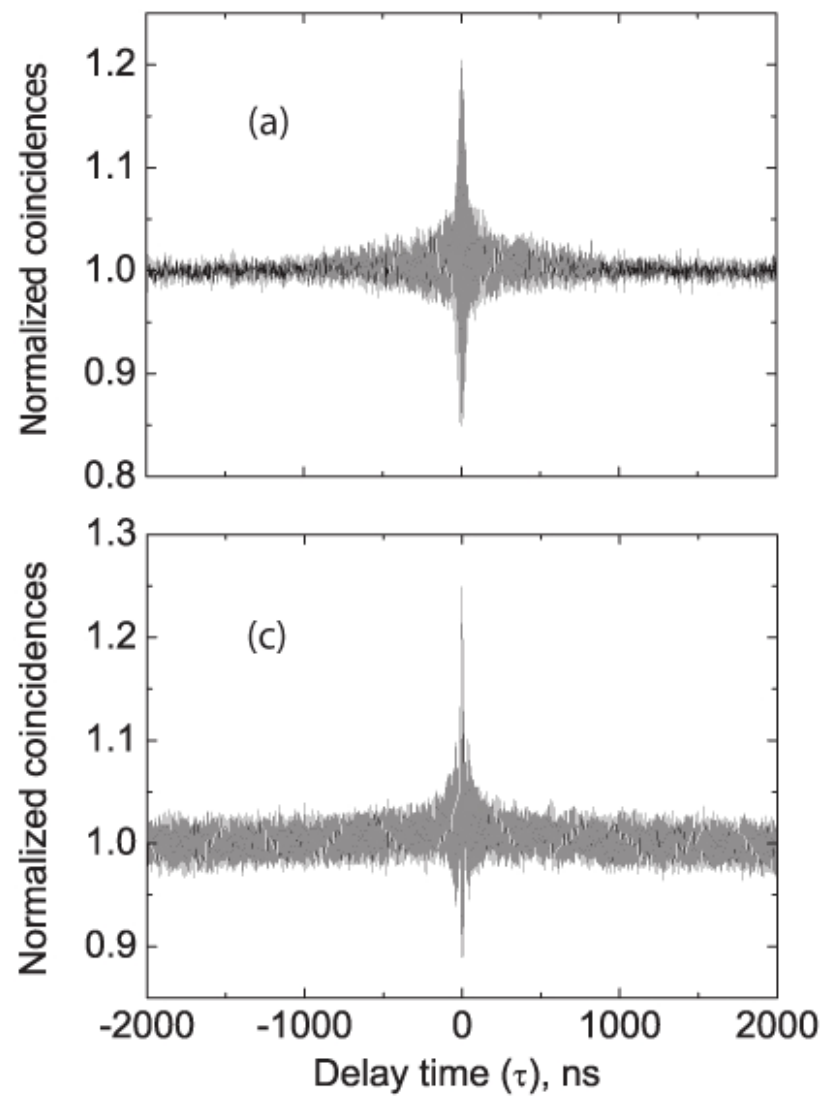
2010年8月31日
6:54



相関信号

2010年8月31日

6:47



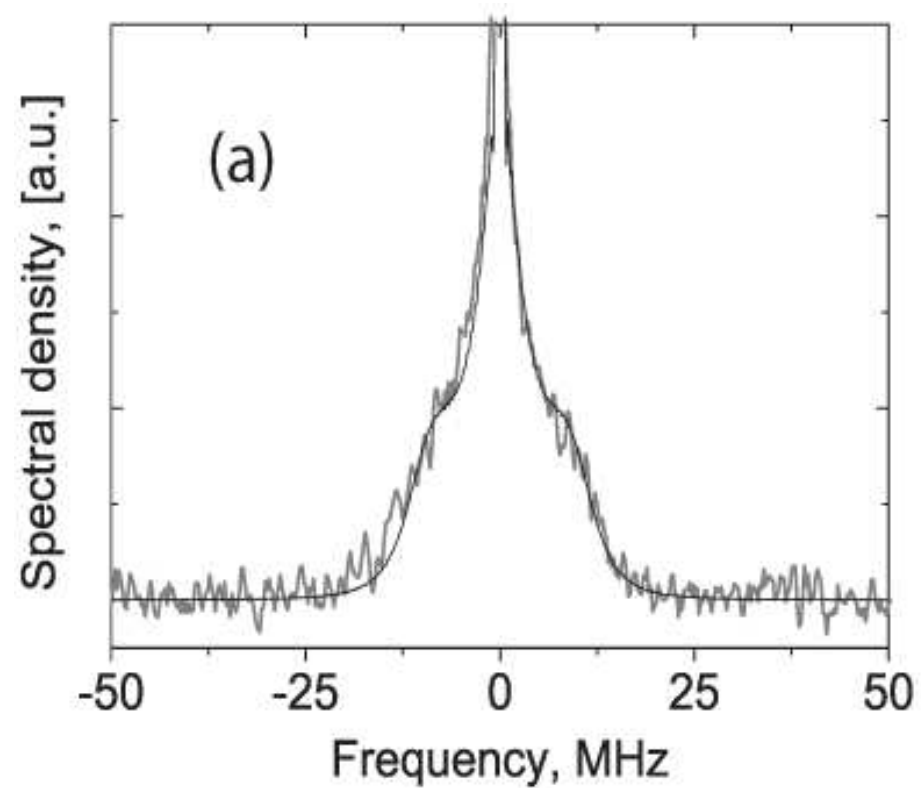
励起光 30mW

励起光 153mW

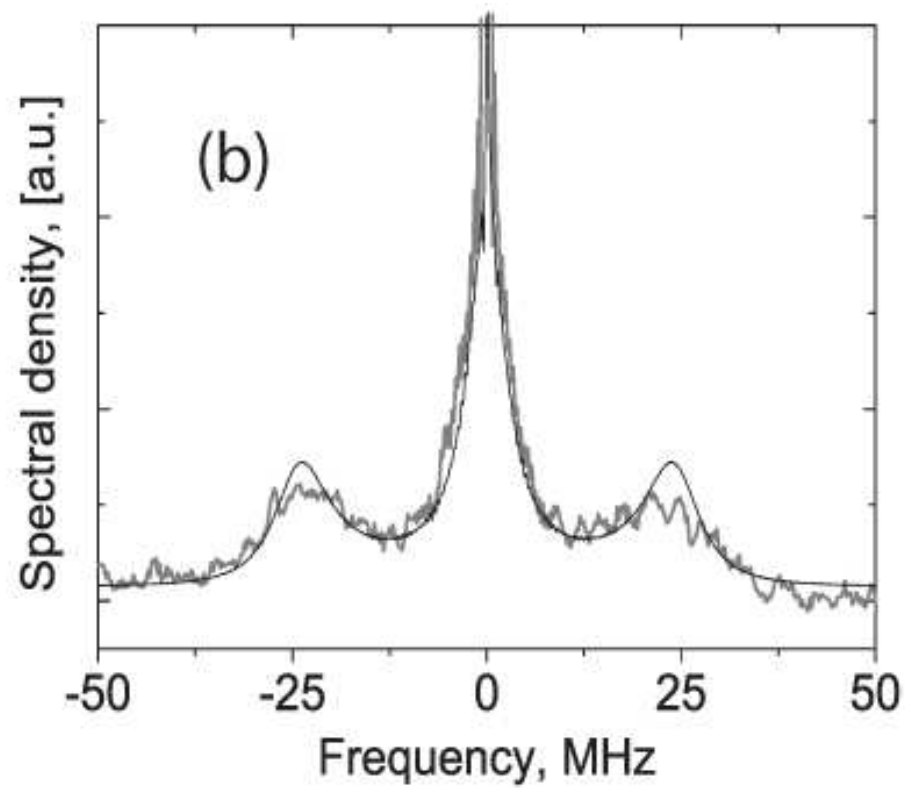
得られた原子の発光スペクトル

2010年8月31日

6:57



励起光 30mW



励起光 153mW

まとめ

2010年8月30日

16:05

- いままでに行なわれた原子相関に関する主な実験を振り返ってみた。
- 最近の実験を見ると計測法としての地位を確立しつつあることがわかる。
- 量子情報等 相関を持った状態が重要な役割を果たす分野が増えてきており、その状態をプローブする方法として相関計測法の重要性は増していくはず。
- conventionalな手法でも相関を調べる方法は多数ある。
- それらを含めて相関を調べる方法の一般論がそろそろ必要では？
- (既にある??)