

# 超冷中性子源について

東京大学 ICEPP  
特任助教  
三島賢二

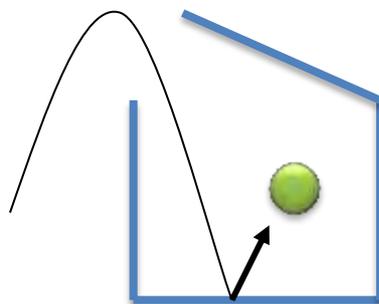
# 超冷中性子(Ultra Cold Neutron)とは

速度  $v \leq 6.9\text{m/s}$ 以下(252neV)の中性子

## UCNの特徴

- ニッケル等の表面で全反射
- 5T程度の磁場で100%スピン偏極
- 重力に対し敏感:位置エネルギー1cm $\sim$ 1neV

$v < 6.9\text{m}$ (252neV)



さまざまな基礎物理実験に利用されているが、  
より高密度のUCN源が必要とされている。

# 中性子のエネルギー

速い



遅い

名称	エネルギー	波長	速度	温度	応用
高速中性子	500 keV以上	40 fm	$10^7$ m/s	$6 \times 10^9$ K	核物理、宇宙物理
熱外中性子	10 eV	0.1 Å	44,000 m/s	$1 \times 10^5$ K	共鳴吸収
熱中性子	25 meV	1.8 Å	2200 m/s	300 K	回折
冷中性子	2 meV	6 Å	600 m/s	23 K	散乱
極冷中性子 VCN	50 $\mu$ eV	40 Å	100 m/s	0.6 K	干渉計
超冷中性子 UCN	300 neV	500 Å	8 m/s	3 mK	EDM、中性子寿命

# UCNの生成：中性子冷却一般論

# 中性子(UCN源)の本質的な強度とは**位相空間体積密度**のこと。

- 位相空間とは空間座標 $x, y, z$ と運動量座標 $p_x, p_y, p_z$ で定義される6次元空間のこと。  
非相対論的なら $p_x$ は $v_x$ でも意味は一緒。
- この位相空間内の密度は**保存力**場では変化しないのでUCN(中性子ビーム)の本質的な強度となる。

# UCN密度を増やすには

リウビルの定理 (Liouville's theorem) の制限

- 保存力:  $V(\mathbf{r})$ ポテンシャルでは位相空間密度は増えたり減ったりしない。位相空間密度を変えるには  $V(\mathbf{v})$  のような相互作用が必要。
- UCNは速度が  $v_c$  以下という条件があるので  
位相空間密度一定 = 空間密度一定
- 中性子フラックスはモデレーター表面を超えない。

# リウビルの定理 (Liouville's theorem) とは

ハミルトン力学におけるリウヴィルの定理 (Liouville's theorem) とは、確率分布がどのように時間発展するかを予言する定理であり、フランスのジョゼフ・リウヴィルによって発見された。典型的に、 $\tau$ が位置と運動量の座標を表すとして、 $\rho$ は系が相空間の微小体積 $d\tau$ 中に見つかる確率である。 $\tau$ はN個の粒子の系において、変数の組を表すのに便利な簡潔的表現である。リウヴィルの定理によると、ハミルトニアン  $H$  と分布関数  $\rho$  を持つ系で

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\{ \rho, H \}$$

が成り立つ。ここで中括弧はポアソン括弧を表す。

この定理の結果で興味深いのは、時間発展に対して相空間中の体積が保存するということである。もし系が相空間で、ある体積を持って始まると分かっているとき、時間が経った後でも系は同じ体積を持つ部分空間にある。

リウヴィルの定理は、統計力学の基礎としても重要である。粒子の衝突など、正準方程式に従わない場合はリウヴィルの定理はそのままでは成り立たず、これを記述するのがボルツマン方程式である。

# 中性子密度を増やすには

1. 中性子の発生数を増やす。
2. 空間密度を上げる。
3. 温度を下げる。

保存場(ポテンシャル)では位相空間密度は増えないので、モデレーター以前で増やす必要がある。

# 位相空間密度：変える vs 変えない

すべての粒子に同様に作用する保存場か否か。

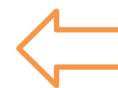
## 変える

- 散乱
- 減速材
- レーザー冷却
- 電子冷却
- Bragg peakでの減速  
(荷電粒子)

## 変えない

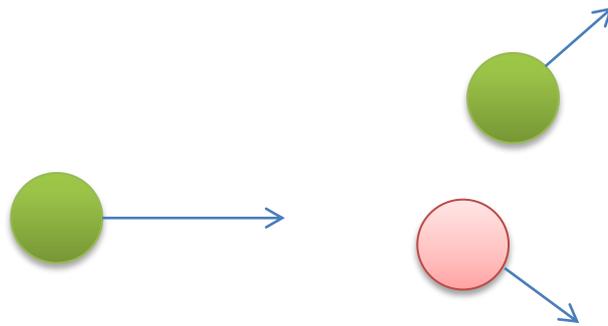
- 反射
- ミラー
- レンズ
- 重力
- Doppler Shifter
- Bragg反射  
(ただし厳密に言うと厚さの分だけ変化してる。)

他との物質の位相空間を変えない限り  
位相空間密度は変化しない。



孤立系での  
エントロピーは一定

# 中性子散乱

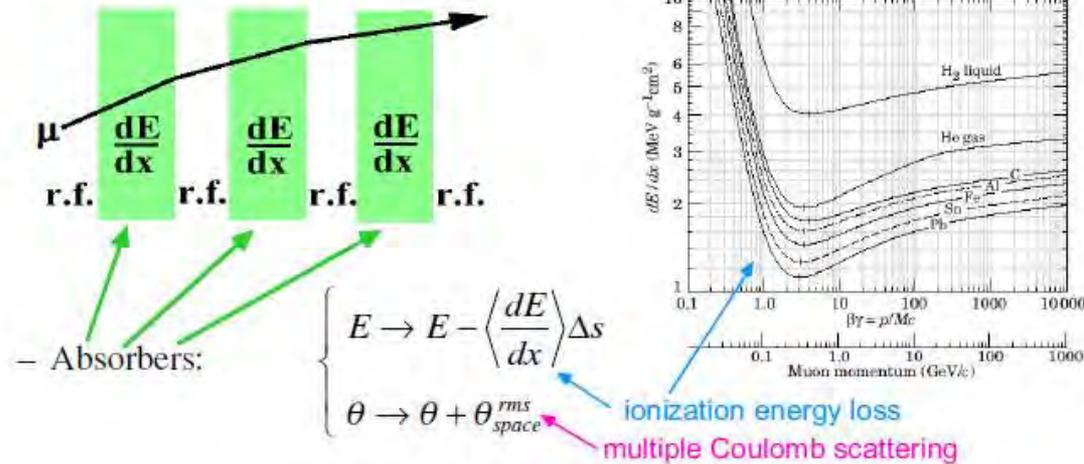


終状態のエネルギーが速度に依存。

# Muon Cooling

## Ionization Cooling:

- Two competing effects:



Daniel M. Kaplan

荷電粒子でも基本は同じ。イオン化プロセスは非保存力なので、ブラッグピークを用いて位相空間密度を増加させることが可能。

# 中性子密度を増やすには

1. 中性子の発生数を増やす。
2. 空間密度を上げる。
3. 温度を下げる。

# Boltzmann分布と中性子密度

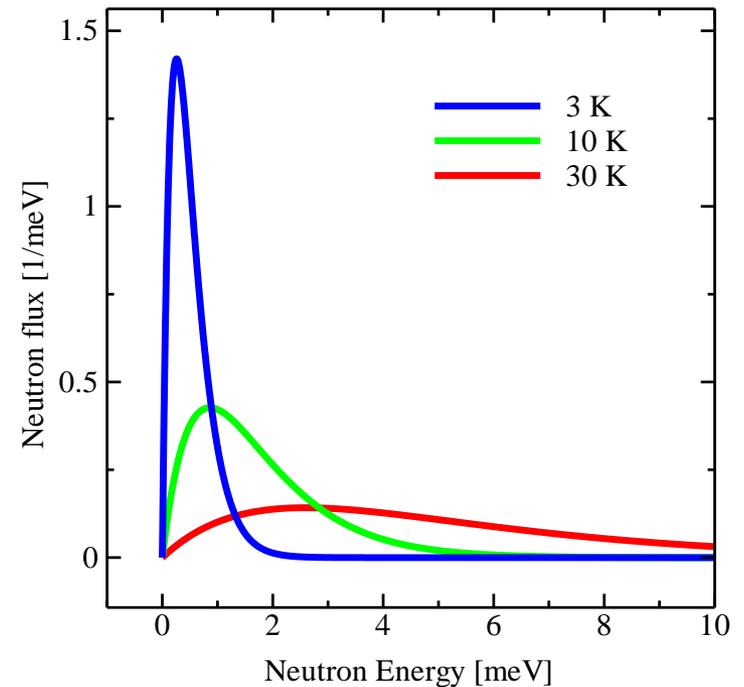
$$\Phi(E)dE = \Phi_0 \frac{E}{(k_B T)^2} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE$$

Fluxと密度の関係式(重要)  
Fluxを速度で割ると密度になる。

$$\rho(E)[1/cm^3] = \frac{\Phi(E)[1/cm^2/s]}{v(E)[cm/s]}$$

$$\begin{aligned} \rho_{UCN} &= \int_0^{E_{UCN}} \frac{\Phi(E)}{v} dE \cong \frac{2}{3} \frac{\Phi_0}{v_{UCN}} \frac{E_{UCN}^2}{(k_B T)^2} \\ &= 9.1 \times 10^{-16} \Phi_0 [n/cm^3/s] @ 300K \\ &= 2.0 \times 10^{-13} \Phi_0 [n/cm^3/s] @ 20K \end{aligned}$$

ボルツマン分布

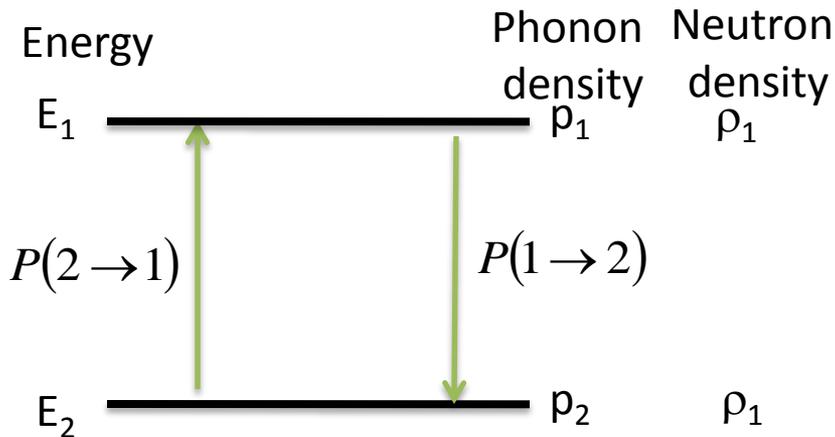


# 冷却によるUCN生成 Superthermal法

- 中性子の温度が低くなると( $T_n < 20\text{K}$ )、非弾性散乱を引き起こす準位がなくなってくるので、減速材の温度が低くても中性子は冷えなくなってくる。
- そこからUCNに行く場合はボルツマン統計では扱えない。
- 中性子は平衡状態まで冷えないので熱的非平衡を扱う。

# 散乱による減速

簡単のため2準位系で考える。



N: 原子核数  
 $\sigma$ : phonon-neutron cross section  
 $\Sigma$ :  $\rho_i \sigma$   
 $\beta$ :  $1/k_B T$

UCN密度 $\rho_2$ は

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_2}{dt} &= P(1 \rightarrow 2) - P(2 \rightarrow 1) \\ &= N\Sigma(1 \rightarrow 2)\phi_1 - N\Sigma(2 \rightarrow 1)\rho_2 v_2 \end{aligned}$$

$\phi_2$  ↓

微分方程式を解いて

$$\rho_2 = P \times \tau \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right)$$

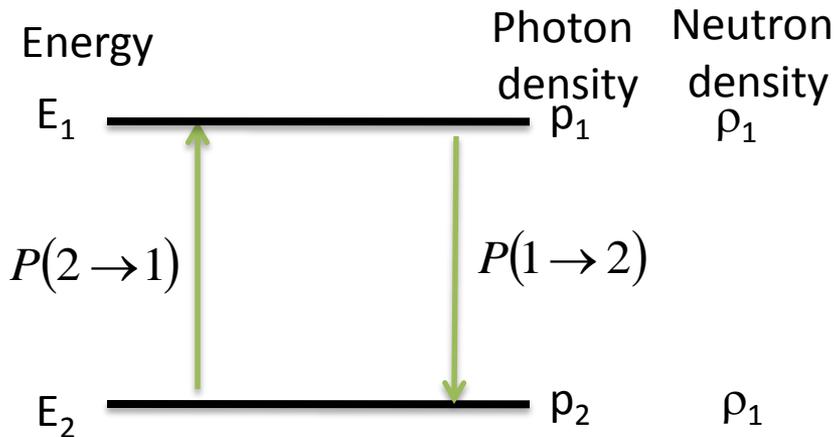
ここで

$$P = N\Sigma(1 \rightarrow 2)\phi_1$$

$$\tau = \frac{1}{N\Sigma(2 \rightarrow 1)v_2}$$

# 散乱による減速

簡単のため2準位系で考える。



N: 原子核数

$\sigma$ : photon-neutron cross section

$\Sigma$ :  $p_i \sigma$

$\beta$ :  $1/k_B T$

$$\Sigma(1 \rightarrow 2) = p_1 \sigma(1 \rightarrow 2) \quad \text{Down-scattering cross section}$$

$$\Sigma(2 \rightarrow 1) = p_2 \sigma(2 \rightarrow 1) \quad \text{Up-scattering cross section}$$

Phononの密度は

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{e^{-\beta E_1}}{e^{-\beta E_2}} = e^{-\beta(E_1 - E_2)}$$

詳細釣り合(detailed balance)の法則より

$$\frac{k_1}{k_2} \sigma(1 \rightarrow 2) = \frac{k_2}{k_1} \sigma(2 \rightarrow 1)$$

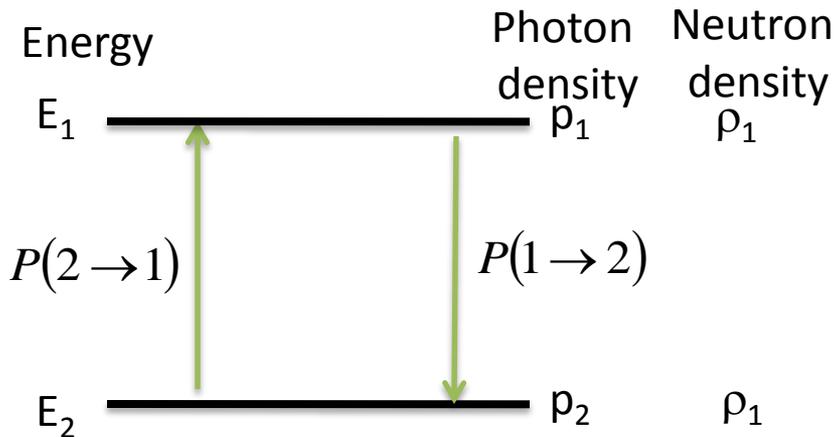
ゆえにUp-scattering cross sectionは  
Down-scattering cross sectionを用いて

$$\Sigma(2 \rightarrow 1) = \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 \left(\frac{p_2}{p_1}\right) \Sigma(1 \rightarrow 2) = \frac{E_1}{E_2} e^{-(E_1 - E_2)/k_B T} \Sigma(1 \rightarrow 2)$$

# 散乱による減速

最終的に

簡単のため2準位系で考える。



$$\rho_2 = P \times \tau \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

$$P = N\Sigma(1 \rightarrow 2)\phi_1$$

$$\tau = \frac{1}{N\Sigma(1 \rightarrow 2)v_2} \frac{E_2}{E_1} e^{(E_1 - E_2)/k_B T}$$

が得られる。

密度の最大は

$$\rho_2(\max) = P \times \tau = \frac{\phi_1}{v_2} \frac{E_2}{E_1} e^{(E_1 - E_2)/k_B T}$$

となる。

# 蓄積時間

UCN密度は蓄積時間に比例するが、全ての減衰を合わせた値になる。

$$\tau_{total}^{-1} = \tau_{up-scattering}^{-1} + \tau_{n-decay}^{-1} + \tau_{absorption}^{-1} + \tau_{wall-loss}^{-1} + \dots$$

さっきの $\tau$ を計算してみる。

ヘリウムの場合、 $E_1=1\text{meV}$ ,  $E_2=252\text{neV}$ ,  $T=0.65\text{K}$ ,  $\Sigma=1.3\text{barn}$ ,  $N=0.019/\text{barn}/\text{cm}$ とすると

$$\tau = \frac{1}{N\Sigma(1 \rightarrow 2)v_2} \frac{E_2}{E_1} e^{(E_1-E_2)/k_B T} = 841[\text{s}]$$

となる。これ以上冷却しても他の減衰が効いてくるので蓄積できなくなり、もう熱平衡に近づかなくなる。

$$\rho_{UCN}(\text{max}) = P \times \tau_{total}$$

結局こうなる。

# 十分な冷却を達成するには

- 長時間の冷却

## 吸収断面積の小さい物質を選択する

	熱中性子 捕獲断面積	単体中での 寿命
• He	0 barn	886 sec
• D	0.52 mbarn	150 msec
• O	0.19 mbarn	440 msec
• C	3.5 mbarn	11 msec
• F	9.6 mbarn	8.8 msec

## 中性子漏洩を減らす

反射材を用いる

特に低エネルギーで有効なものを

- 高効率の減速

反応断面積が大きい

低エネルギー領域に大きな非弾性散乱がある

# Superthermal Converters

Converter Material	Superfluid $^4\text{He}$	Solid ortho- $\text{D}_2$	$\alpha\text{-}^{16}\text{O}_2$
Interaction	Phonon	Phonon	Phonon, Magnon
Temperature of material	0.7 K	5 K	2 K
Optimal neutron temperature	9 K	29 K	12 K
Production rate with 30 K neutrons	$9.3 \times 10^{-10} \Phi_0 / \text{cm}^3 / \text{s}$ <sup>1)</sup>	$1.0 \times 10^{-8} \Phi_0 / \text{cm}^3 / \text{s}$ <sup>2)</sup>	$2.4 \times 10^{-9} \Phi_0 / \text{cm}^3 / \text{s}$ <sup>3)</sup>
Ideal storage time	<b>886 sec</b>	146 msec <sup>4)</sup>	489 msec
UCN density with with 30 K neutrons	$8.2 \times 10^{-7} \Phi_0 / \text{cm}^3$	$2.4 \times 10^{-9} \Phi_0 / \text{cm}^3$	$1.2 \times 10^{-9} \Phi_0 / \text{cm}^3$

UCN is defined as  $E_{\text{UCN}} < 252 \text{ neV}$  in moderator.

1) R.Golub, D.J.Richardson, and S.K.Lamoreaux, "Ultra cold neutron", Adam Hilger, Bristol (1991)

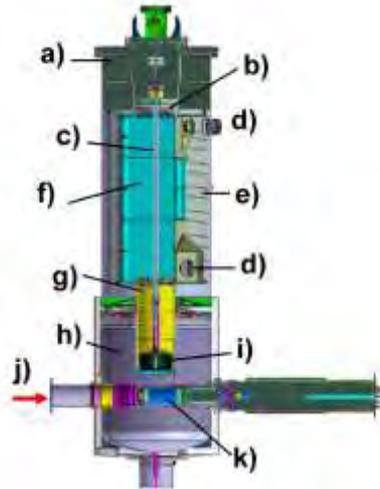
2) Z. Ch. Yu, et al., Z. Phys. B 62 (1985) 137

3) Gutsmedl et al., <http://arxiv.org/abs/0911.4398v2>

4) C.-Y.Liu, A.R.Young, and S.K.Lamoreaux, Phys.Rev.B62, 3581 (2000)

# UCN sources in the world

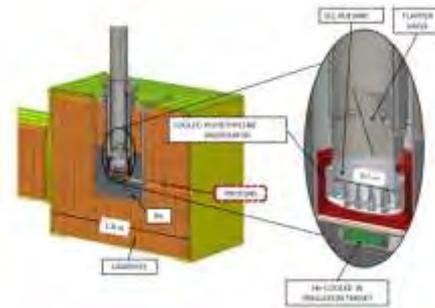
PSI solid D<sub>2</sub>



- 1.2 MW Proton Cyclotron
- 590 MeV – 2mA
- 6 sec beam pulse / 800 sec for storage
- 30 liter of solid D<sub>2</sub>
- D<sub>2</sub>O moderator
- Pb target

Characterization of the PSI Ultra-Cold Neutron Source  
 ABHANDLUNG zur Erlangung des Titels  
 ETH ZÜRICH, Leonard Göttl

LANL solid D<sub>2</sub>

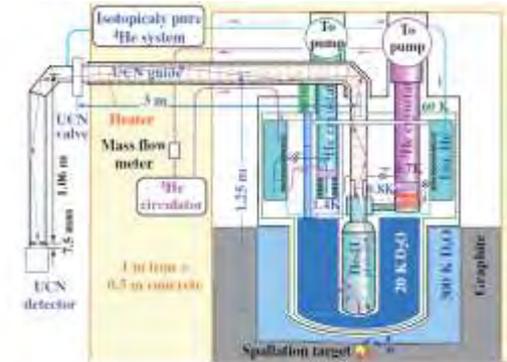


- 100 kW Proton Linac (20Hz)
- 800 MeV – 10mA × 625μs
- 5 shots in 5 sec for storage
- 2 liter of solid D<sub>2</sub>
- 150K-CH<sub>2</sub> moderator
- W target

UCN density was measured as **85±10 UCN/cm<sup>3</sup>/μC**, and agree with calculated value of **107±20 UCN/cm<sup>3</sup>/μC**

A. Saunders et al., Physics Letters B 593 (2004) 55–60  
 A. Saunders et al., Rev. Sci. Instrum. , In press.

RCNP He-II



- 400 W Proton Cyclotron
- 400 MeV – 1μA
- 10 liter of He-II
- 20K-D<sub>2</sub>O moderator
- Pb target

UCN density was measured as **15UCN/cm<sup>3</sup>**

Y.Masuda et al, PRL 108, 134801 (2012)

# **J-PARCの高輝度ビームを使った DOPPLER SHIFTERによるUCN生成**

# 中性子源の位相空間密度

位相空間密度を求める式

$$n(v) = \bar{\phi} \frac{1}{2\pi v_T^4} \exp\left[-(v/v_T)^2\right] / f\Delta\tau$$

T.W. Dombeck et al., Nucl. Inst. Meth 165 (1979) 139.

$n(v)$  : 速度 $v$ の中性子の  
位相空間体積密度

$\bar{\phi}$  : 時間平均中性子フラックス

$v_T$  : 中性子の温度

$f$  : パルス周波数

$\Delta\tau$  : パルス幅

Coupled moderatorの性能

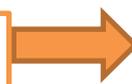
熱中性子フラックス @10m	$4.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
モデレーター表面での フラックス	$2.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
中性子速度	969 m/s
中性子温度	57 K
パルス周波数	25Hz
パルス幅@1380m/s	92 $\mu\text{s}$
パルス幅@136m/s	400 $\mu\text{s}$

<http://j-parc.jp/MatLife/ja/source/index.html>

$$\bar{n}(v \langle v_T \rangle) = 0.033 [n / \text{cm}^3 / (\text{m} / \text{s})^3]$$

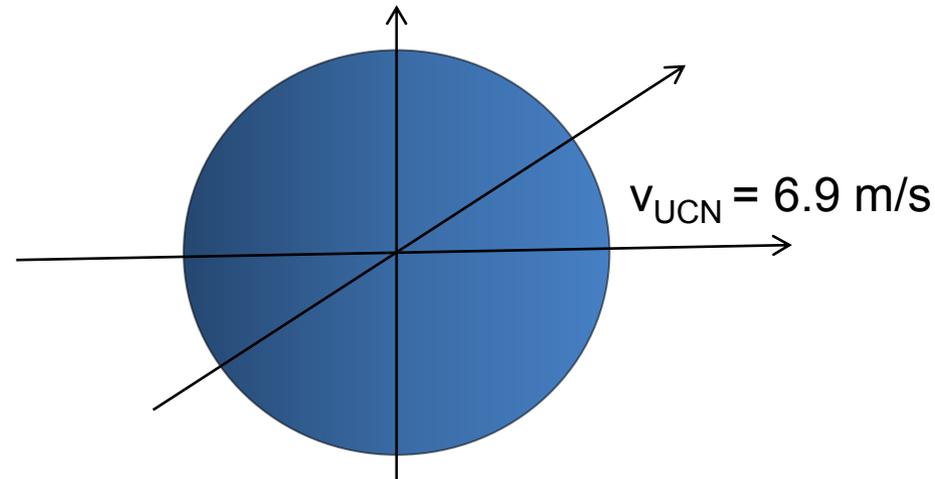
$$n(v \langle v_T \rangle) = 3.3 [n / \text{cm}^3 / (\text{m} / \text{s})^3]$$

パルス化の効果



# UCNの密度

位相空間密度は保存力かでは変化しないので、  
そのままUCNに変化させられるとすると

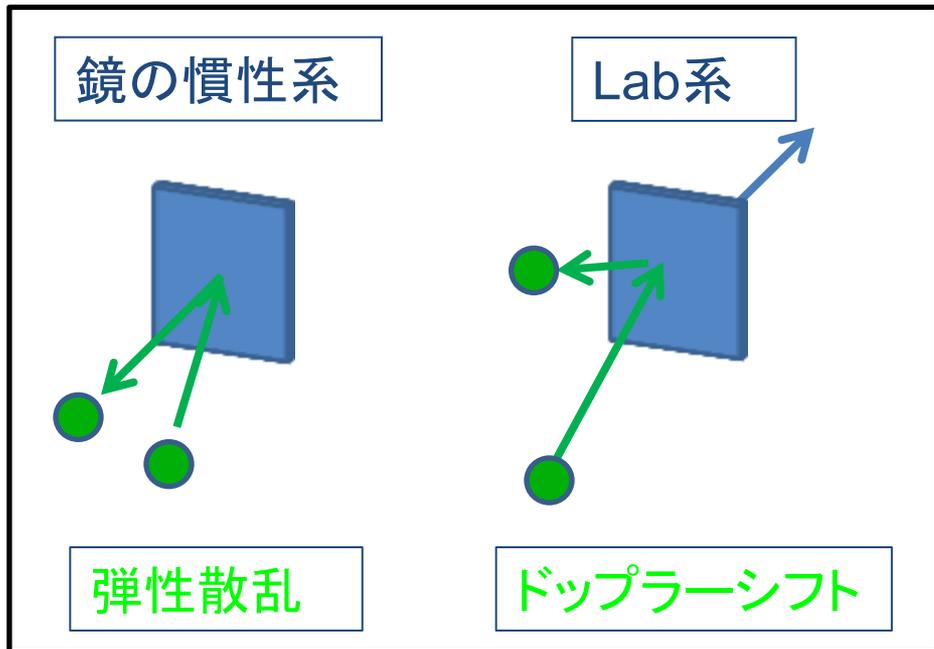


$$\rho_{UCN} = n(v \ll v_T) \frac{4\pi}{3} v_{UCN}^3$$
$$= 4500 \text{ [UCN/cm}^3\text{]}$$

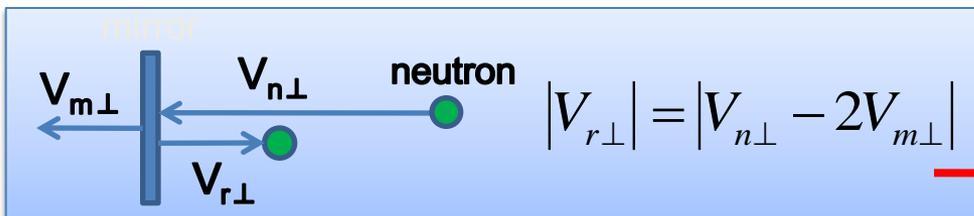
J-PARCのビームからUCNが取り出せないか？

⇒ ドップラーシフター

# Doppler Shifter とは



逃げる鏡に粒子を反射させ粒子の勢いをうばう装置. (野球のバント)



→ 鏡面速度の2倍が最適値

ビームライン上に置くだけでビーム粒子を減速できる。

位相空間密度は変化しない。

# この Doppler Shifter の特徴

本装置では京大原子炉で研究された多層膜ミラーを使用。

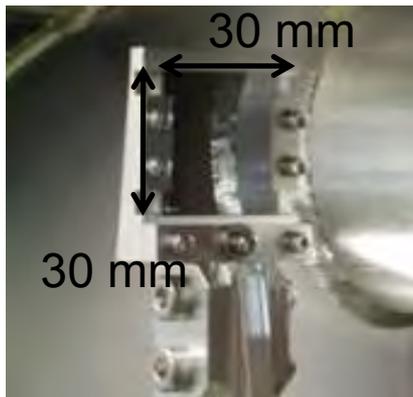
(日野氏)



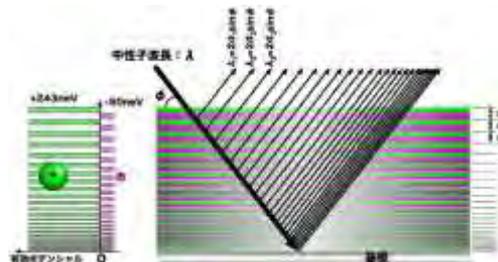
## 世界最高の反射能力

**68 m/s** の中性子を垂直に反射できる。  
(ニッケル鏡面の10倍の反射能力)

**136 m/s** の中性子を**1回の反射で UCN 化**できる。



装置に搭載した鏡.



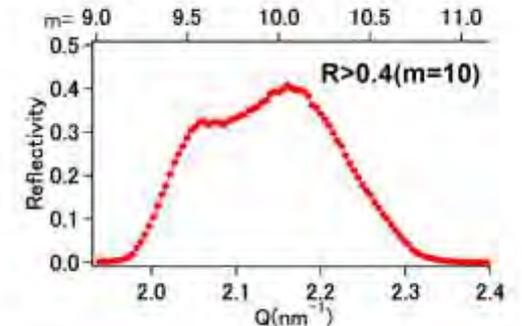
Bragg反射で中性子を反射.

鏡を回転させて中性子を減速する装置にはすでに前例がある。

(例) ILLのUCNタービン

従来の装置では反射可能な粒子の入射エネルギーは低い。(斜め入射で**50 m/s**程度)

m=10 NiC/Ti wide-band monochromator

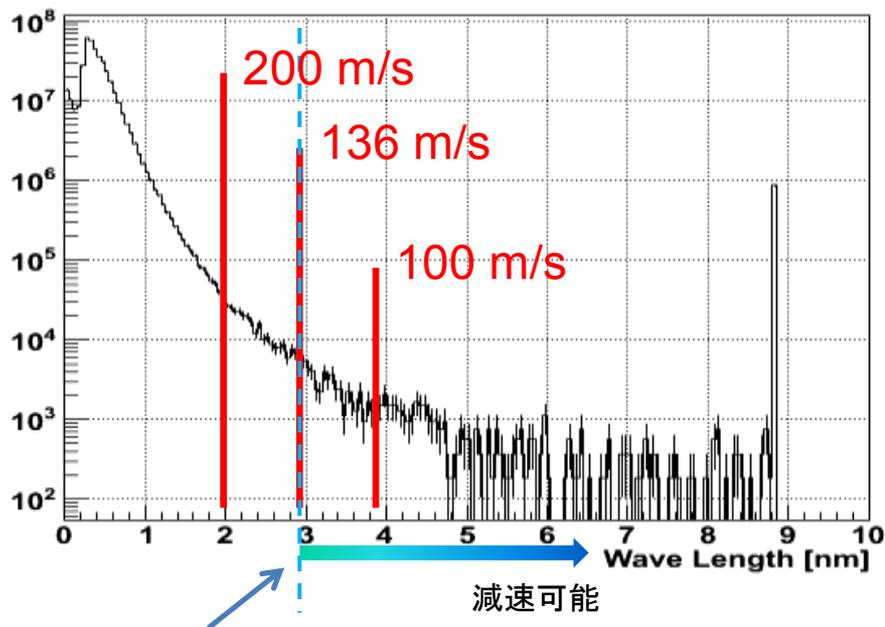


反射率 40%

# 実験場所 J-PARC MLF BL05への設置

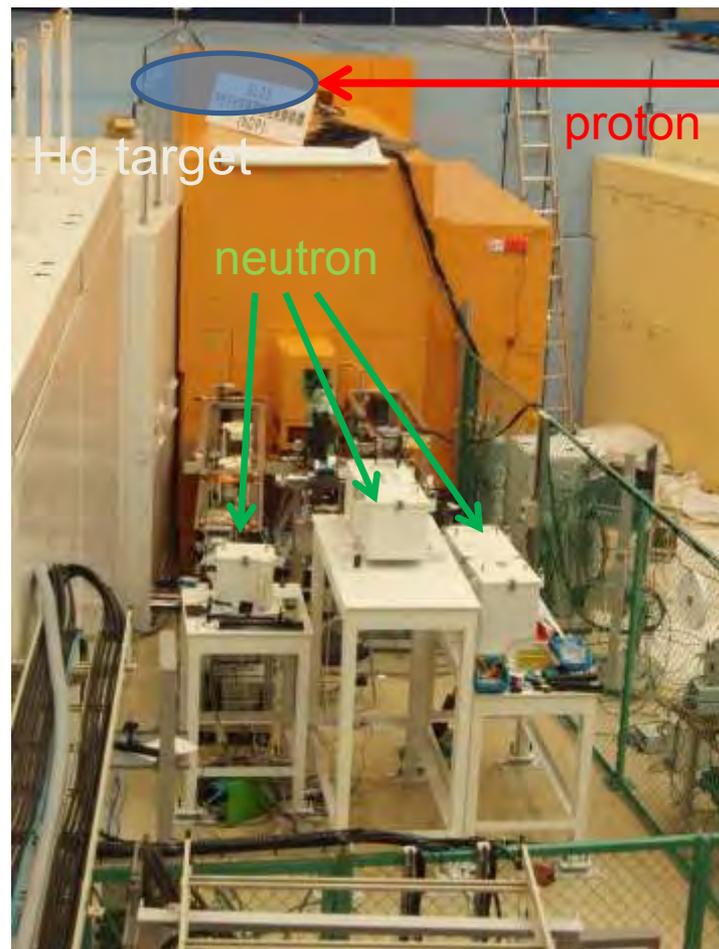
非偏極ビームライン(真ん中のライン)  
での中性子スペクトル @120 kW

25 Hz pulsed beam  
現在 120 kW



Doppler Shifter でUCN化をねらえる限界.

- 1度に反射する粒子数を多くしたい.
- UCN の TOF も見やすくしたい.
- シフターの直径 65 cm, 中性子源 25 Hz.

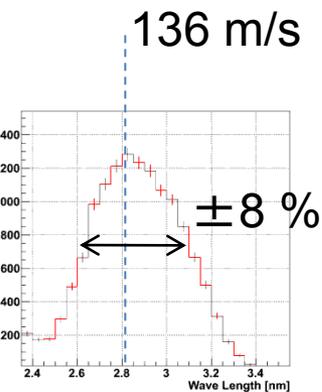


➡ **回転数 2000 rpm** で 136 m/s を 3 パルスに 1 回蹴り出す.  
~ **腕の長さ 325 mm** で 68 m/s

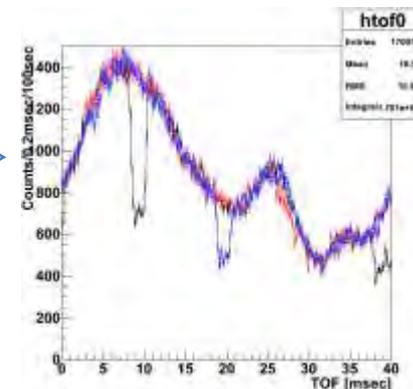
# Setting

全体図

Pb & B4C 遮蔽体



136 m/s 前後を  
蹴り出せているかを  
TOF で確認.



単色化ミラー

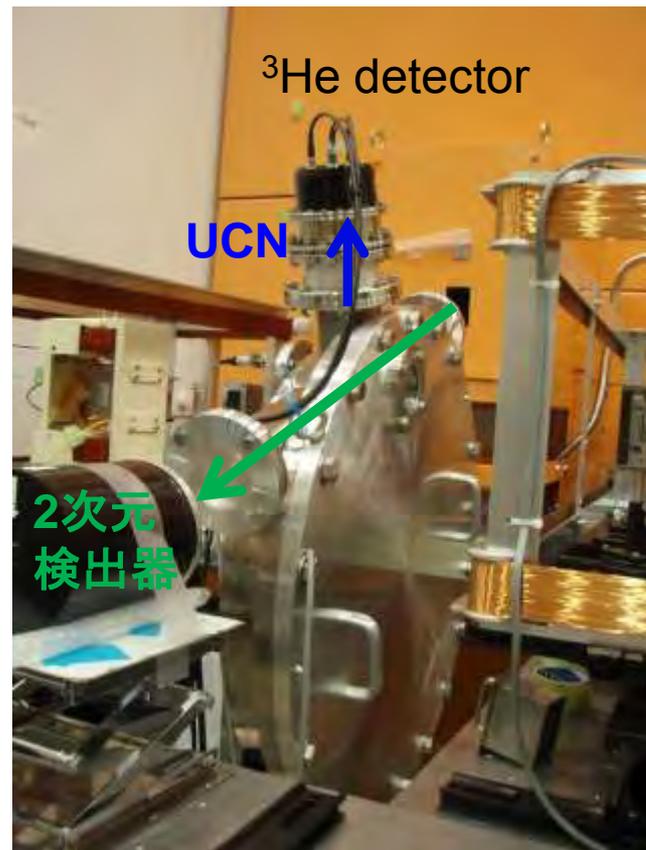
<sup>3</sup>He detector

UCN

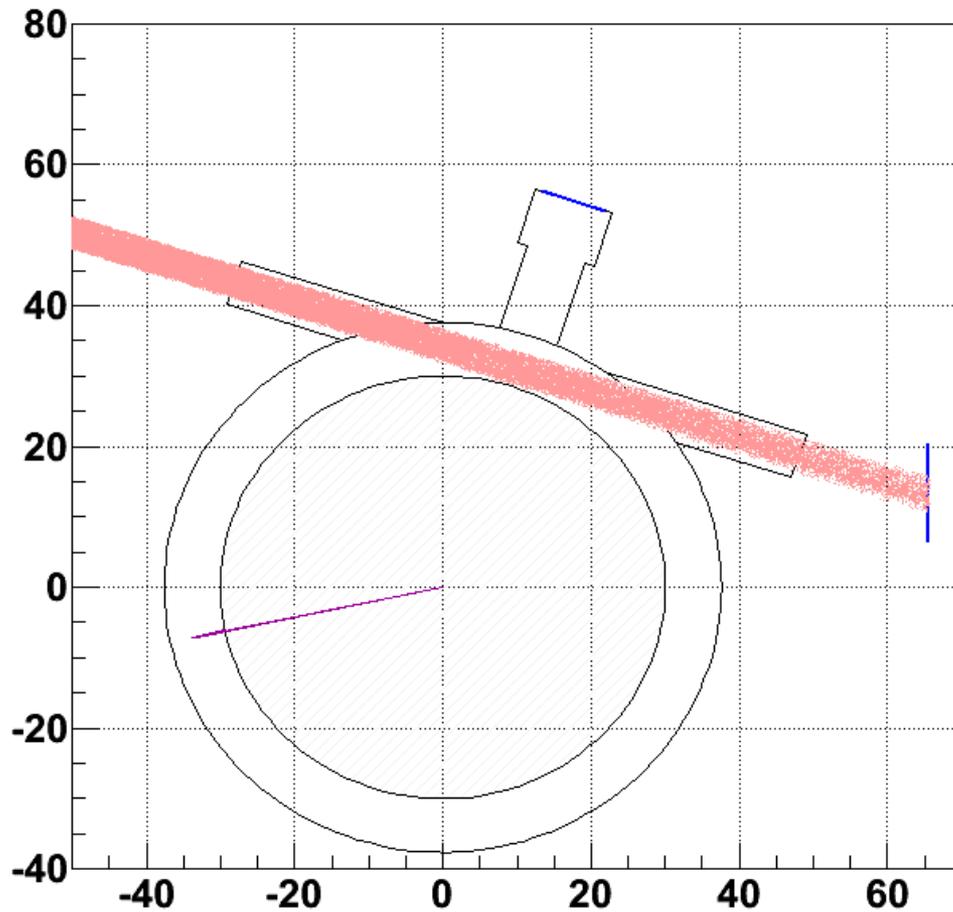
2次元  
検出器  
(RPMT)

白色中性子

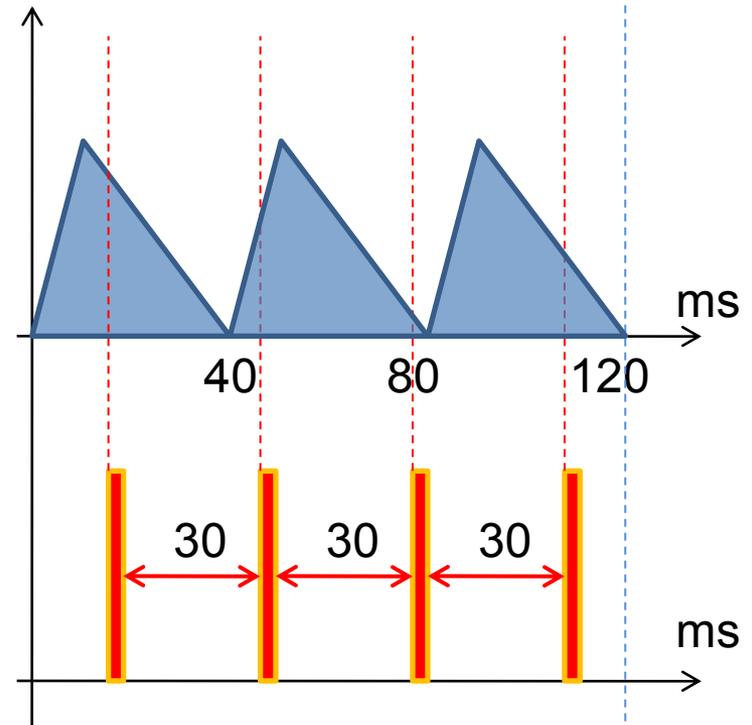
VCN  
(136 m/s)



# Simulation

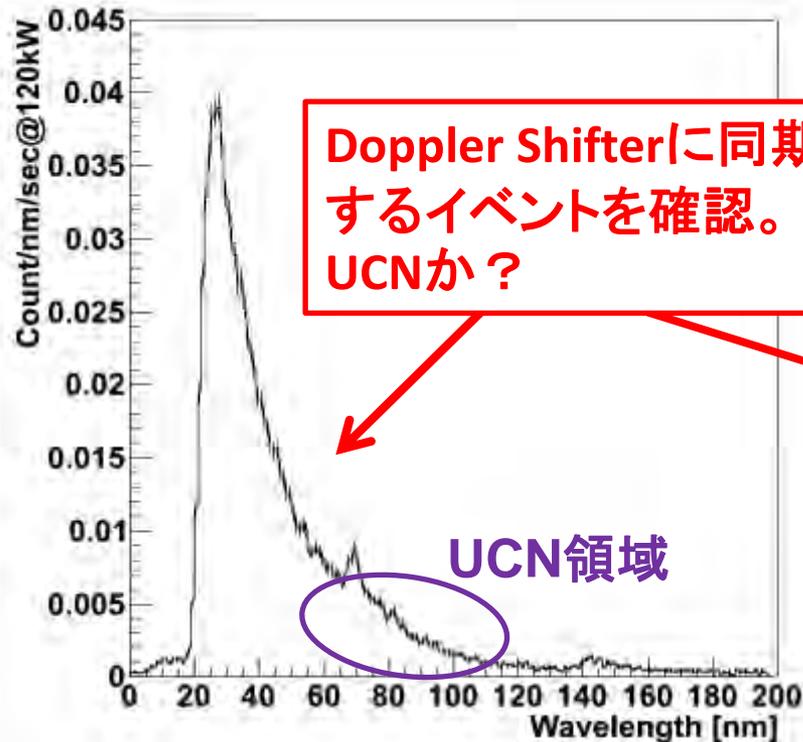


パルスは 40 ms に1回

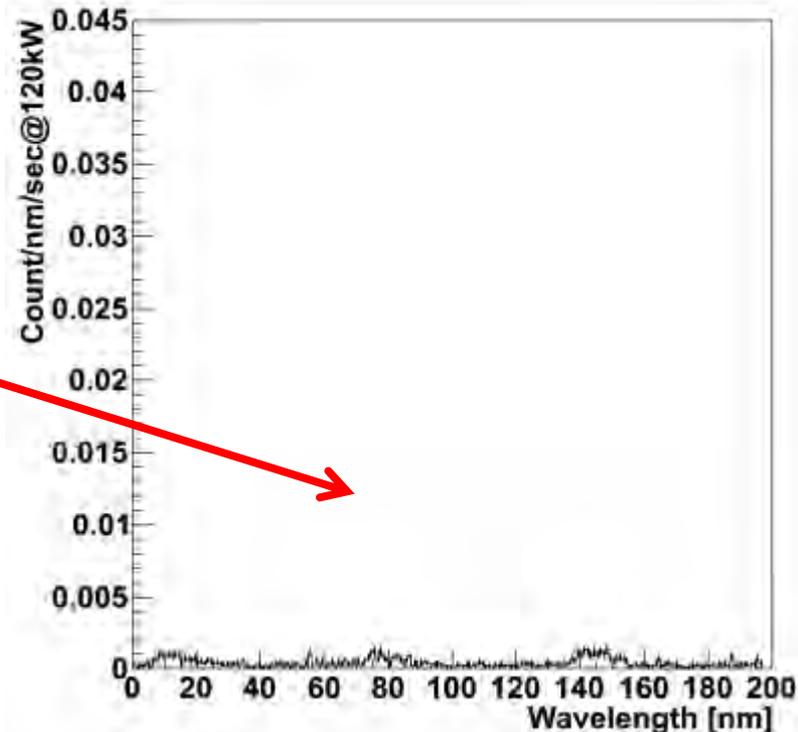


2000 rpm だとミラーは 30 ms  
で1回転

# $^3\text{He}$ UCN Detectorのスペクトル



回転時

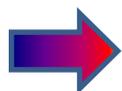


非回転時

イベント@120 kW  
出力: 0.8 cps

ノイズ@120 kW  
出力: 0.07 cps

入射量: 13 kcps,  
RPMT の Efficiency  
80% → 入射量 16 kcps



正味の出力: 0.73 cps

ただし、これはUCN以外も含めた分布全体の合計出力。

**UCNの応用。  
普通に中性子を使う人に。**

# UCN Re-acceleration



Fig. 3. Experimental arrangement of the rotating phase space transformer showing the entrance tube of the UCN and the exit tube of up-scattered neutrons (left). Model of a double arm rotor (right).

原理はDoppler Shifterと全く同じ。  
i-HOPG( $d=0.874$  nm)を速度  
226m/s(6600rpm)回転させ、UCN  
を加速する。結果翅に同期して  
単色のパルスビームが得られた。

UCNはその冷却過程のため、  
熱中性子源より位相空間が高い。そのた  
め、UCNを作ってから加速したほうが、位  
相空間密度的に得(なはず)。

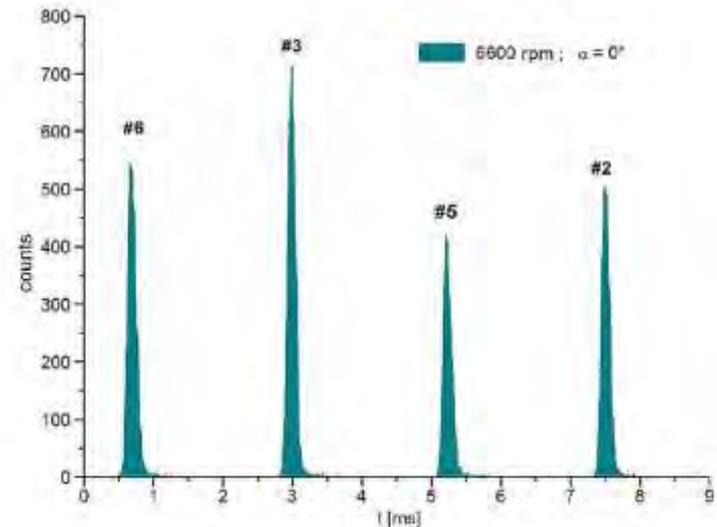


Fig. 5. Time resolved up-scattered intensities from four different crystals.

より高密度なUCNを。  
新UCN源とREBUNCHING

# UCN密度を増やすには

保存場(ポテンシャル)では位相空間密度は増えないので、モデレーター以前で増やす必要がある。

1. 中性子の数を増やす。
2. 温度を下げる。

温度が十分に低い場合、平衡状態に達するまでに時間がかかる。

その場合のUCN密度は

$$\rho \text{ [UCN/cm}^3\text{]} = P \text{ [UCN/cm}^3\text{/sec]} \times \tau \text{ [sec]}$$

となる。

$\rho$  : UCN density [UCN/cm<sup>3</sup>]

P: Production rate [UCN/cm<sup>3</sup>/sec]

$\tau$  : Storage time [sec]



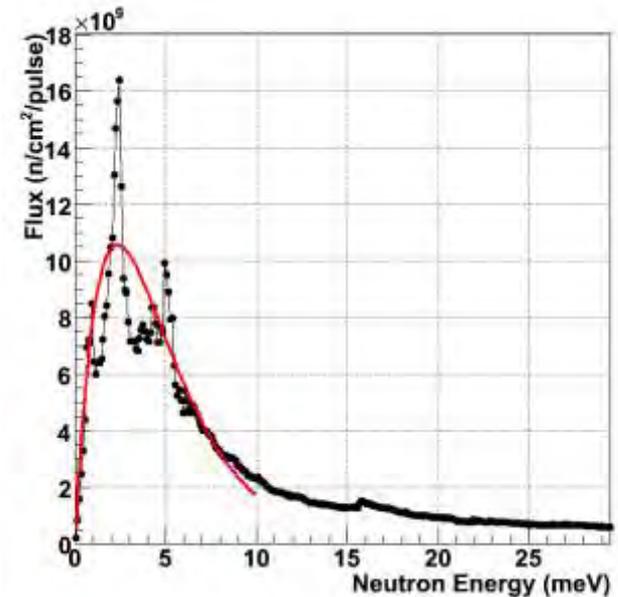
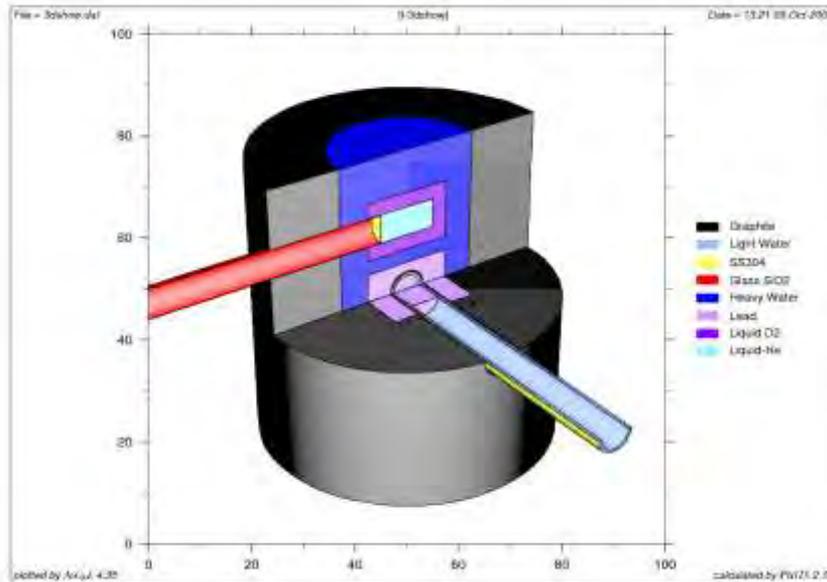
# Specification of J-PARC Linac

Proton Energy	400MeV(at 2013?)
Pulse width	0.5 ms
Repetition	25 Hz
Peak Proton Current	50 mA
Average Current	0.625 mA
Peak Power	20 MW ← 注目！！
Average Power	250 kW

パルス性能をうまく使えないか？

# UCN生成源の計算

20kWを想定



$$\Phi_{\text{boltzmann}} = 6.2 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2/\text{pulse} \text{ (10kJ)}$$

Production Rateを $1.0 \times 10^{-8} \Phi_{\text{boltzmann}}$ とすると

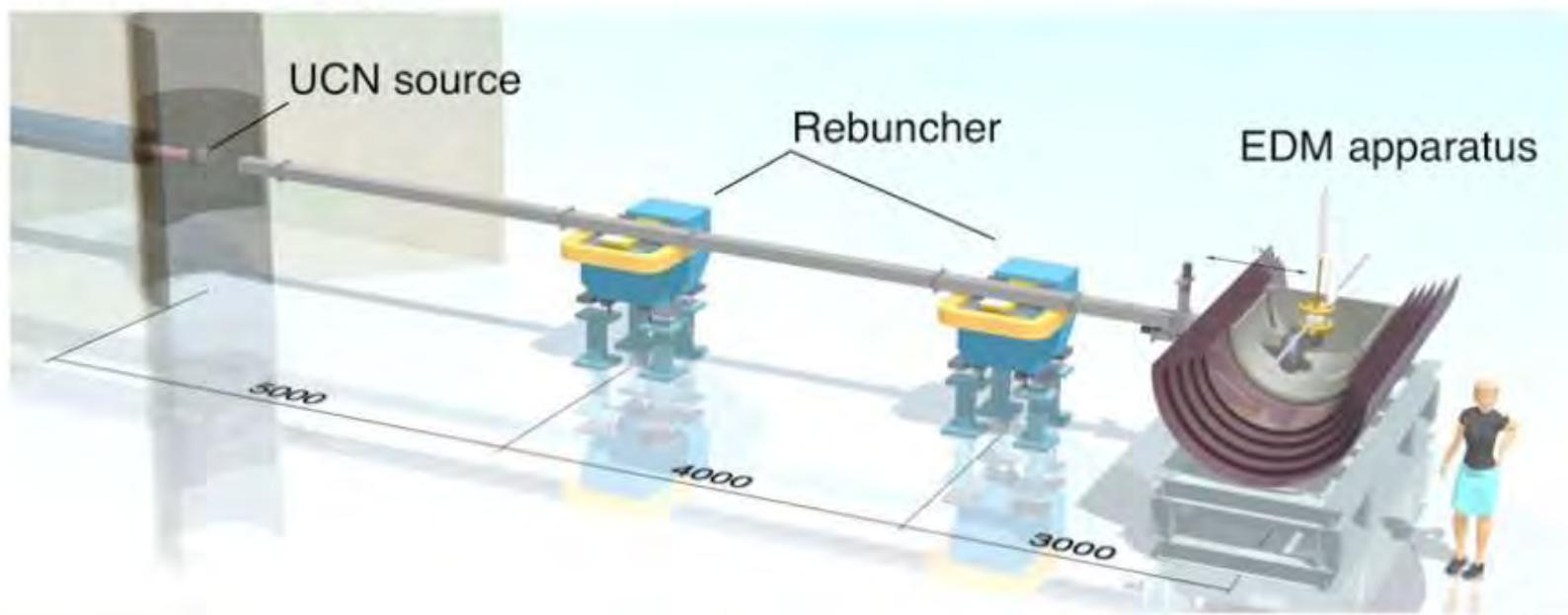
$$\rho_{\text{UCN}} = 6200 \text{ UCN/cm}^3/\text{pulse}$$

# nEDM at J-PARC

J-PARC 線形加速器の陽子ビームを  
専用ターゲットに直接入射、  
超冷中性子に変換し  
光学系を駆使して  
蓄積容器に高密度で  
超冷中性子を輸送する

## J-PARC UCN

J-PARC PAC に  
プロポーザルを提出(P33)



# nEDM at J-PARC

## Neutron Rebuncher

パルス状に発生するが、輸送の間に広がってしまう



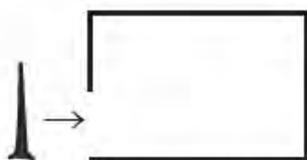
Peak proton power = **20MW**

Average proton power = **250kW**

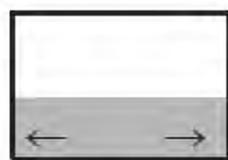
# nEDM at J-PARC

## Neutron Rebuncher

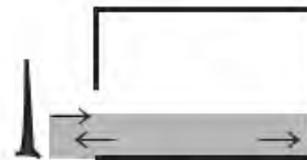
パルス状に発生するが、輸送の間に広がってしまう  
蓄積容器入り口で集束させる



take in pulsed UCN while door is open



the door closes, UCNs broaden in the bottle



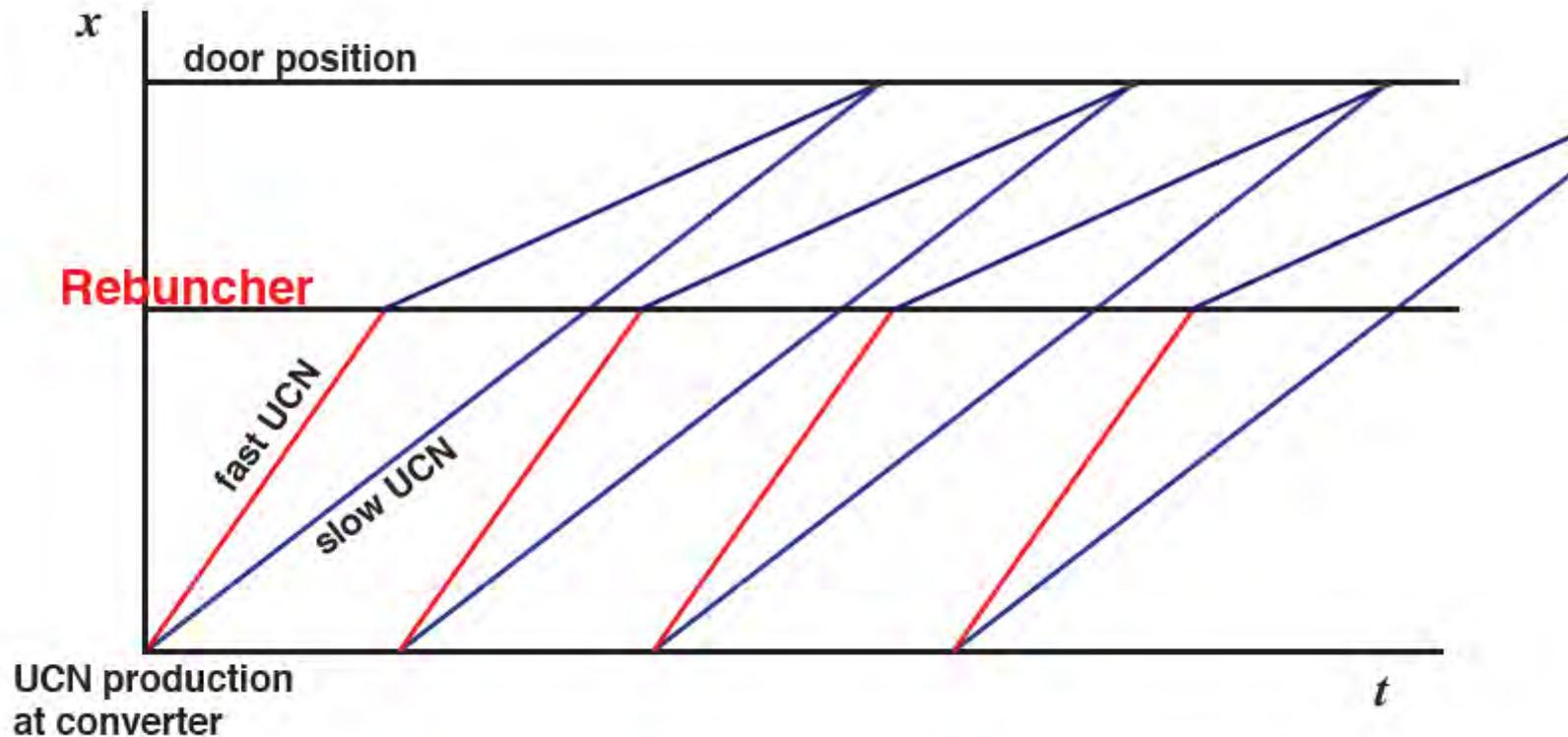
take in next pulsed UCN. some UCNs overflow, the others stay.



the door closes, the density increases by the pulse

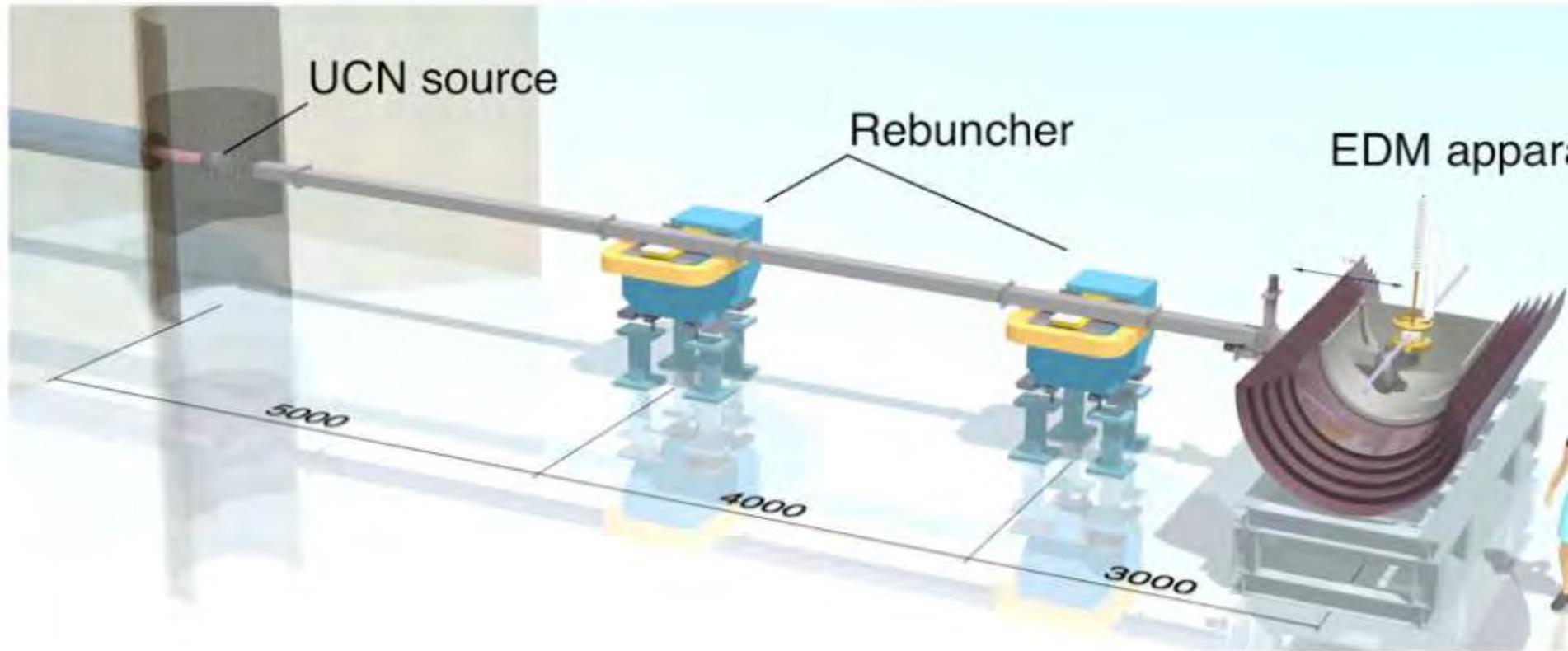
# nEDM at J-PARC

## Neutron Rebuncher



# nEDM at J-PARC

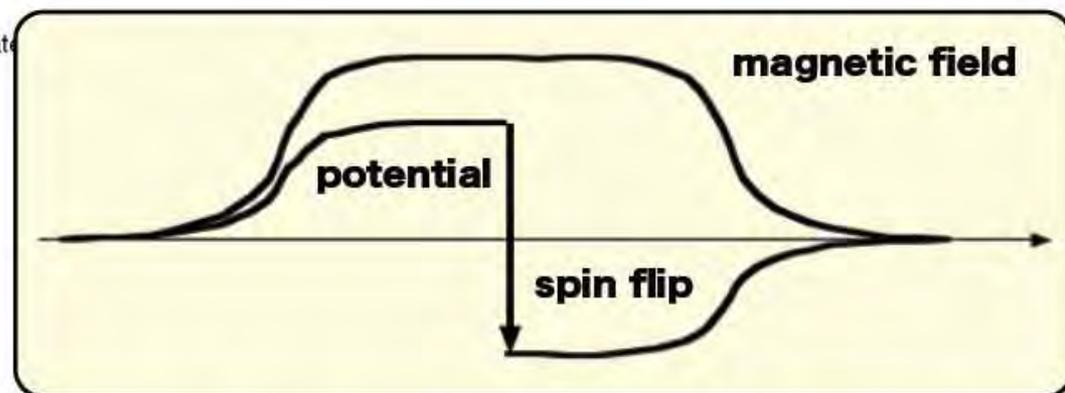
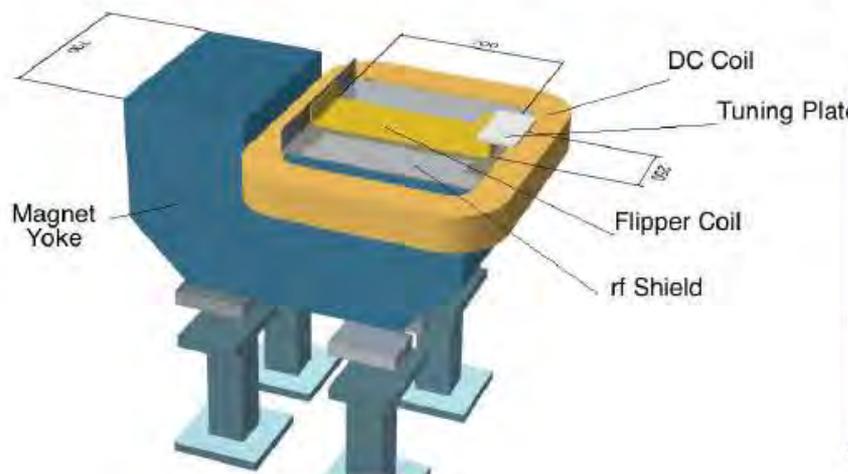
## Neutron Rebuncher



# nEDM at J-PARC

## Neutron Rebuncher

RF磁場を使ったスピントリップで  
中性子を加速減速する

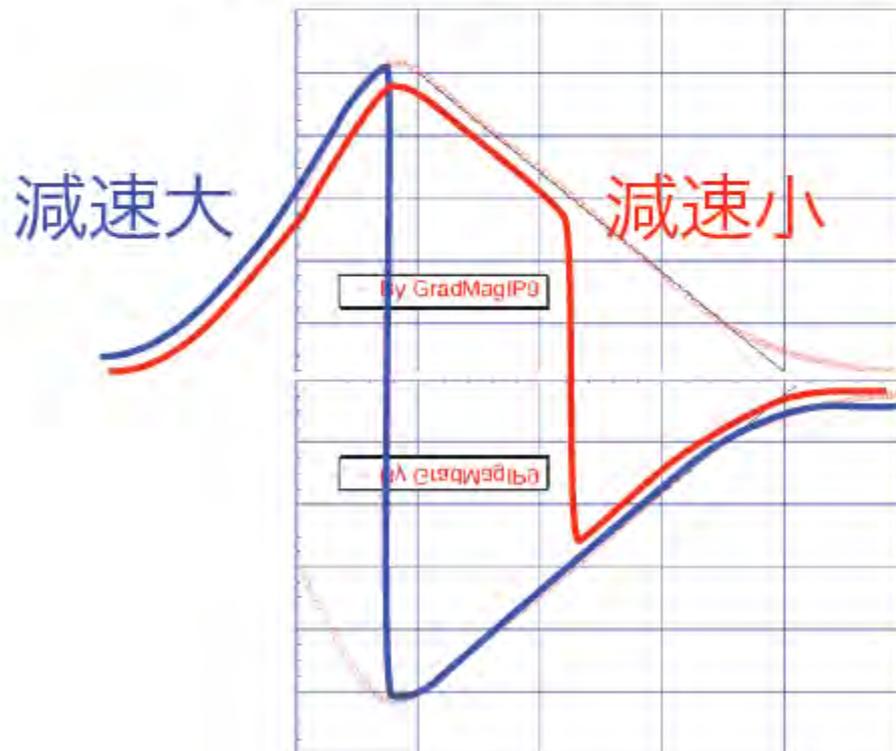


AFP flipper による減速

# nEDM at J-PARC

## Neutron Rebuncher

RF磁場を使ったスピントリップで  
中性子を加減速する



速い中性子は先にrebuncherに到達

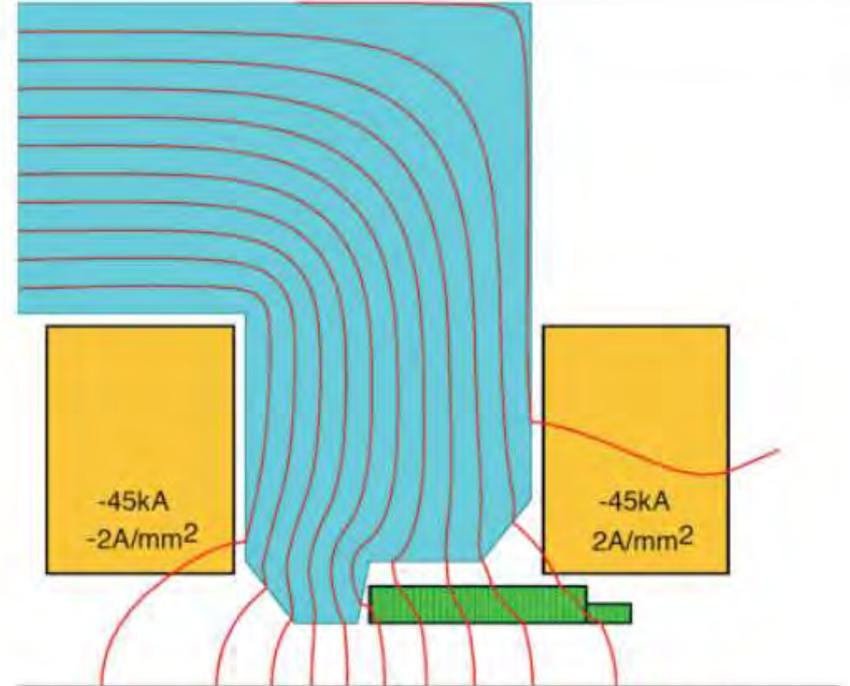
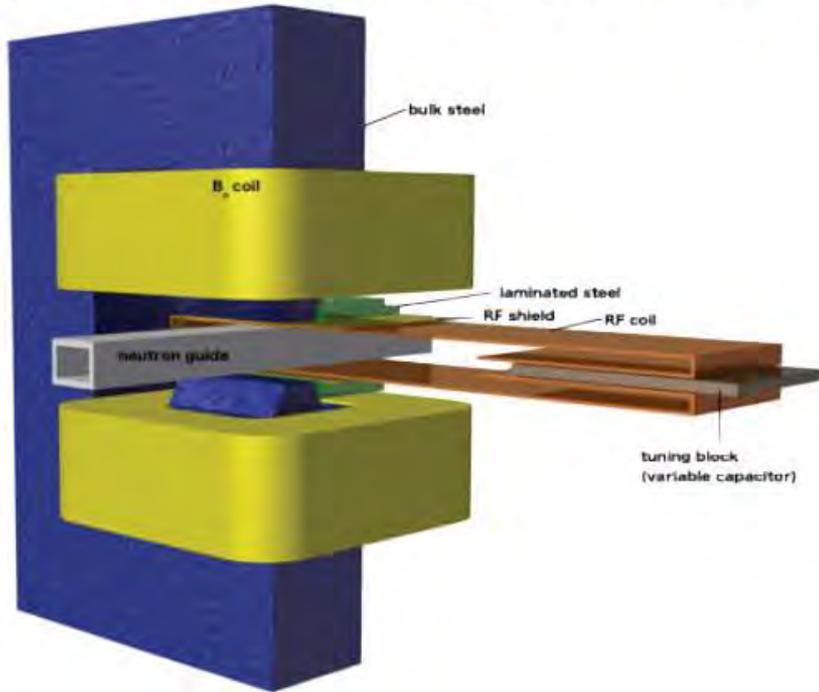
減速量大 = 高周波

遅い中性子は遅れてrebuncherに到達

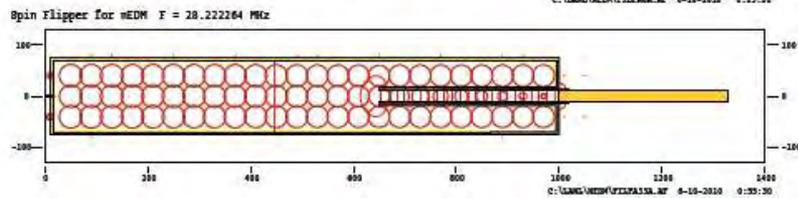
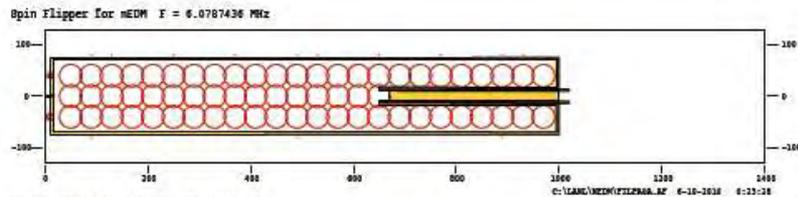
減速量小 = 低周波

時間に応じて  
周波数を変化させる

# 幅広い周波数に対応したRF



## 中間磁極を用いて磁場分布



# まとめ

- 中性子電気双極子モーメントなどの実験のため、より高密度のUCNが必要とされている。
- UCN密度=位相空間密度なので、UCNを生成するには特殊な(長時間)冷却が必要。
- MLFの”強い”ビームを活用してBL05にドップラーシフターを設置。計算通りの動作を確認。
- J-PARC LINAC (Peak Power **20MW**)でパルスUCN生成⇒Rebunchingを計画提案中。

# 参考文献

- [1] R.Golub, D.J.Richardson, and S.K.Lamoreaux, “Ultra cold neutron”, Adam Hilger, Bristol (1991)
- [2] Dissertation of Chen-Yu Liu, “A Superthermal Ultra-Cold Neutron Source”, Princeton University, (2002)
- [3] K. Tesch, Radiat.Protec.Dosim. 11 (1985)165
- [4] K.Mishima et al., Proceeding of ICANS 15th Meeting of the International Collaboration on Advanced (2000)
- [5] R.Golub et al., Z.Phys.B 51(1983) 187
- [6] Y.Masuda, 提案書(2007)
- [7] A.Serebrov et al., PNPI Preprint 2359(2000)
- [8] P.G.Harris et.al., Phys.Rev.Lett. 82, 904 (1999)
- [9] S.Arzumanov et.al., Phys.Lett. B483, 15 (2000)
- [10] V.V.Nesvizhevsky et.al., Nature 415, 297 (2002)
- 「11」 Dissertation of Kenji Mishima, “Irradiation effect of Ortho deuterium for UCN source”, Osaka University, (2004)