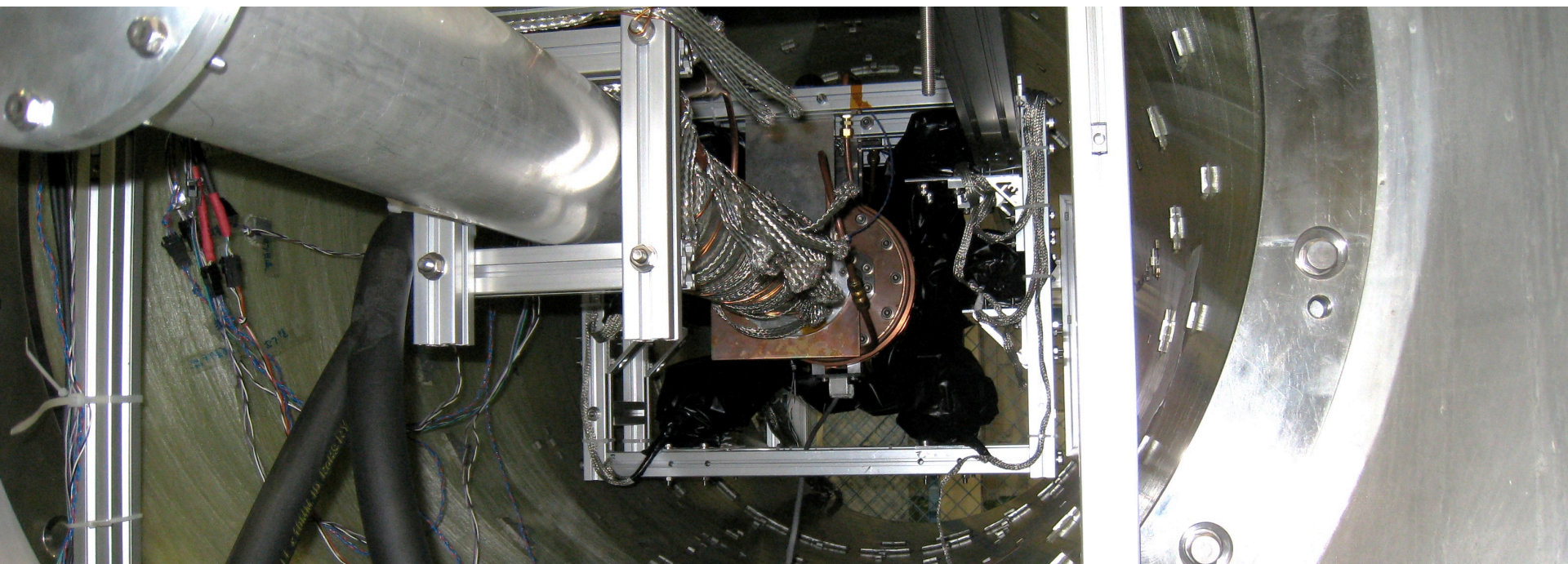


ポジトロニウム 超微細構造の精密測定



東京大学大学院理学系研究科

石田明

平成23年7月12日

メンバー

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻、
東京大学素粒子物理国際研究センター (ICEPP)

石田明、秋元銀河、佐々木雄一、
末原大幹、難波俊雄、浅井祥仁、小林富雄

東京大学大学院総合文化研究科

斎藤晴雄

高エネルギー加速器研究機構 (KEK)

吉田光宏、田中賢一、山本明

目次

1. イントロダクション
2. 我々の新しい実験セットアップ
3. 測定の途中結果
4. 今後の展望
5. Psの熱化について

1. イントロダクション

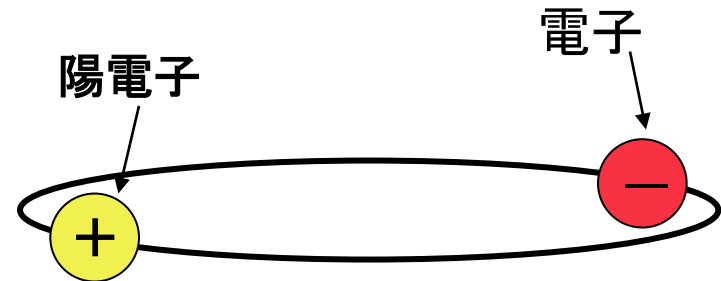
2. 我々の新しい実験セットアップ

3. 測定の途中結果

4. 今後の展望

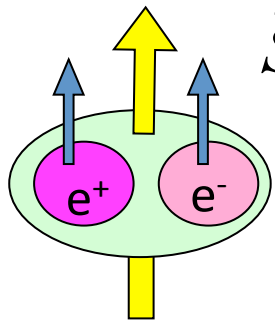
5. Psの熱化について

ポジトロニウム (Ps)



- 電子 (e^-) と陽電子 (e^+) の束縛系
 - レプトンのみから成るクリーンな系 (ハドロン of 不定性がない)
 - 最も軽い水素様「原子」
 - 粒子・反粒子系 → 標準理論を超えた物理に敏感。
 - 束縛系量子電磁力学 (QED) によって記述され、束縛系QEDの精密検証に適する。

ポジトロニウム (Ps)

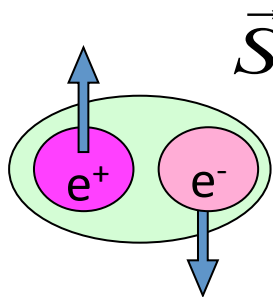
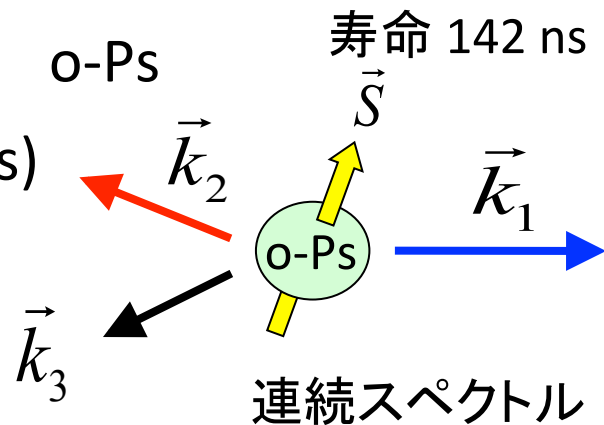


$\vec{S} = 1$ (スピン三重項)

オルソポジトロニウム (o-Ps)

スピン=1 光子と同じ量子数

o-Ps \rightarrow 3γ (, 5γ , ...)

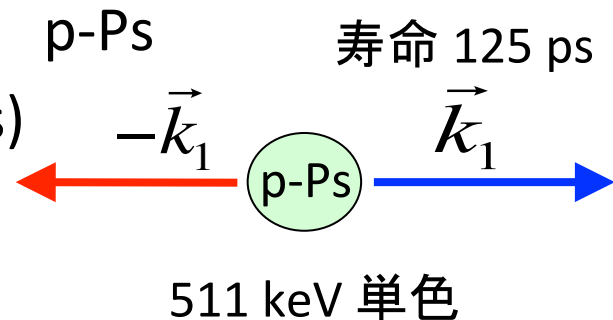


$\vec{S} = 0$ (スピンスinglet)

パラポジトロニウム (p-Ps)

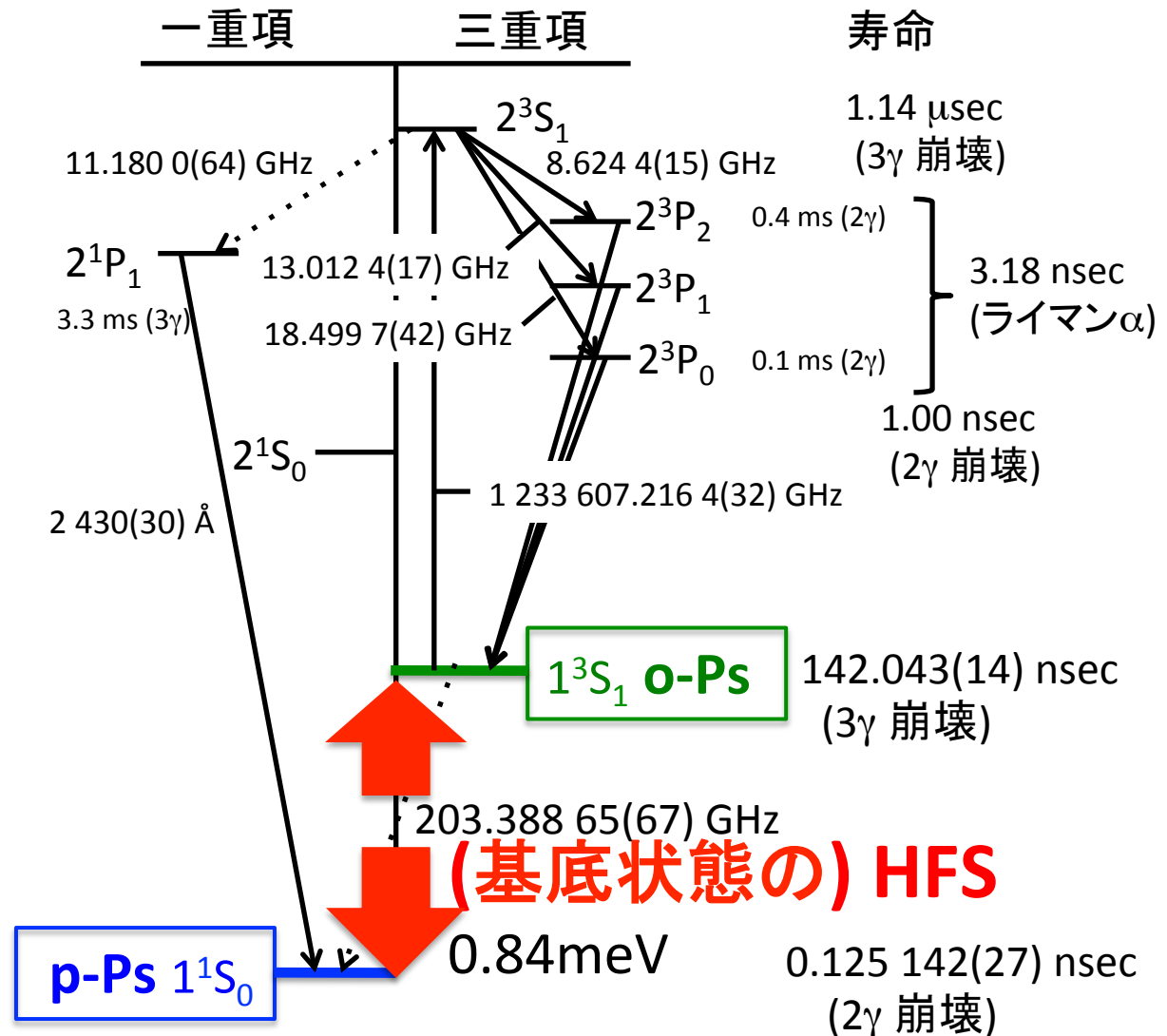
スピン=0 擬スカラー粒子

p-Ps \rightarrow 2γ (, 4γ , ...)



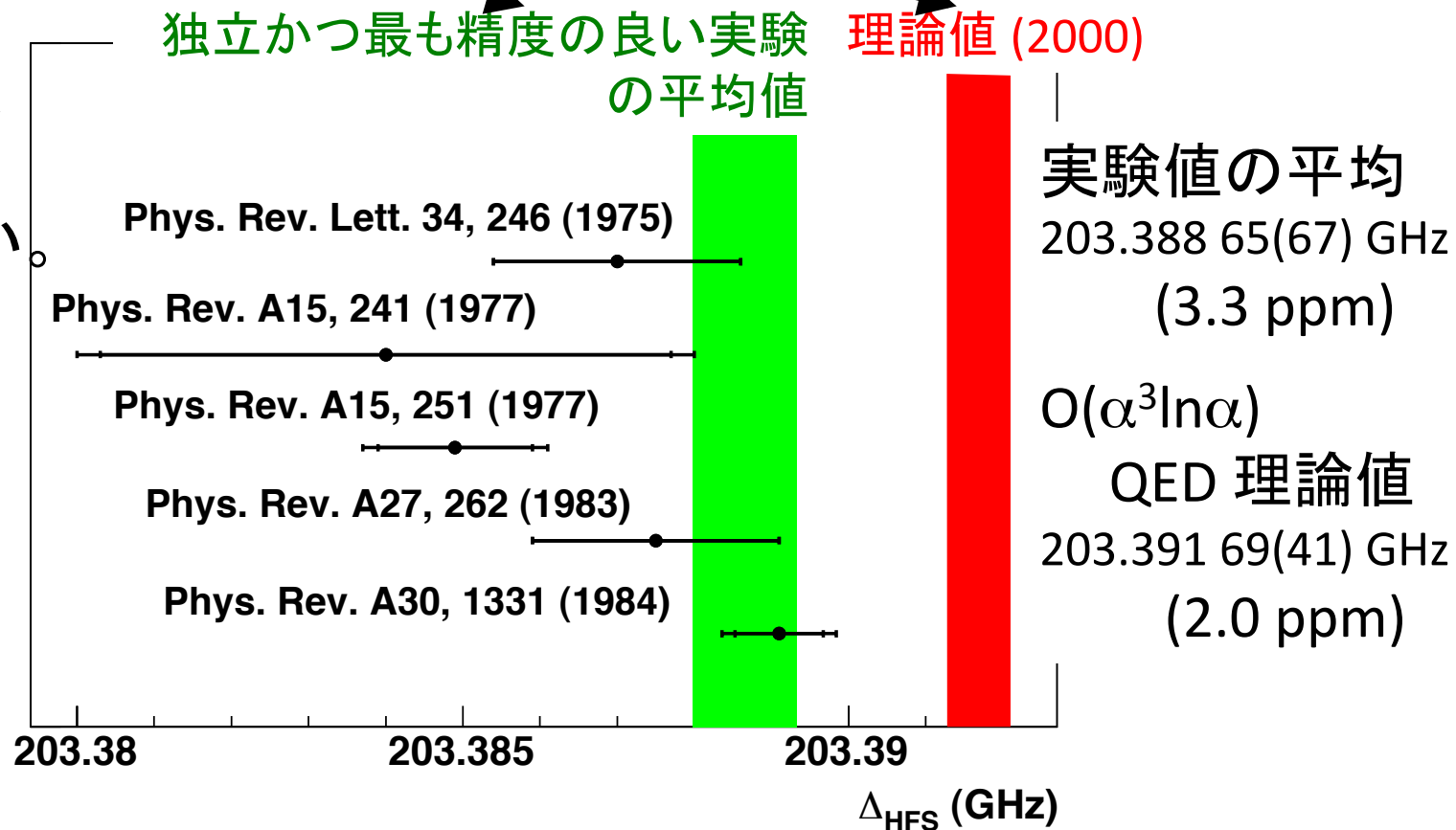
ポジトロニウム超微細構造 (Ps-HFS)

基底状態における
2つのスピン固有
状態間のエネルギー
準位差
→ Ps-HFS (203 GHz)



実験と、理論でずれている

実験結果は
一様に理論
値より小さい。



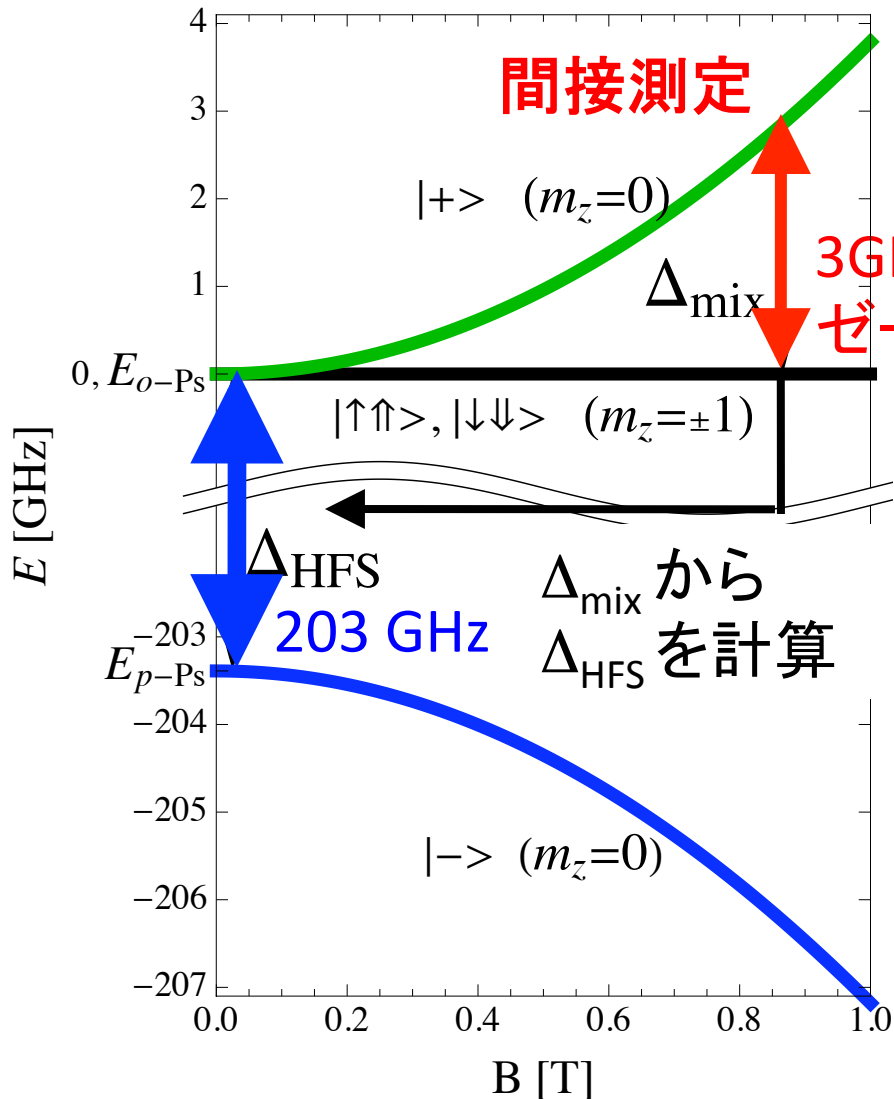
15 ppm (3.9 σ) の有意なずれ

考えられるずれの原因

- **過去の実験に共通した系統誤差**
 - 物質の効果の過小評価。熱化していない o- Ps は、特に低物質密度で大きな影響を及ぼす。 *cf.* オルソポジトロニウムの寿命問題 (1990年代)
 - 磁場の非一様性。大きな Ps 生成領域内で、ppmレベルの一樣磁場を供給するのは極めて困難。
- **束縛系QEDの計算に新しい発展が必要**
- **素粒子標準模型を超えた新しい物理が存在**

我々は、上記の系統誤差を抑えた、新しい方法による精密測定を行い、ずれを検証する。

ゼーマン効果を用いた間接測定の方法



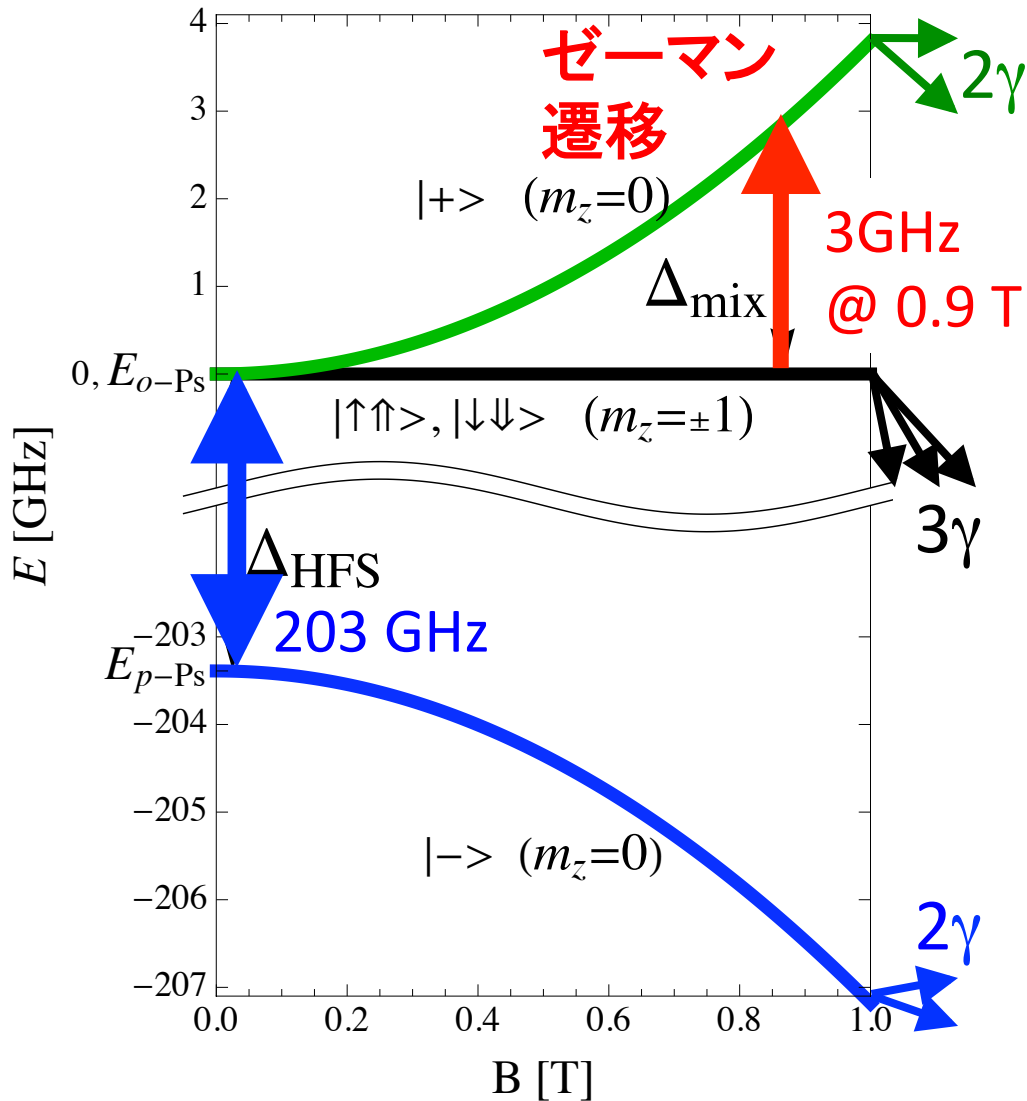
静磁場中では、**p-Ps** は **o-Ps** の $m_z=0$ 成分と混合する。(2 γ 崩壊).

Δ_{mix} を精密に測定し、 Δ_{HFS} を以下の式で求める。

$$\Delta_{mix} = \frac{1}{2} \Delta_{HFS} \left(\sqrt{1 + 4x^2} - 1 \right),$$

$$x = \frac{g' \mu_B B}{\Delta_{HFS}}.$$

ゼーマン効果を用いた間接測定の方法



周波数が Δ_{mix} のマイクロ波を供給すると、 0-Ps の $m_z=0$ と $m_z=\pm 1$ 成分の間で遷移が起こる。

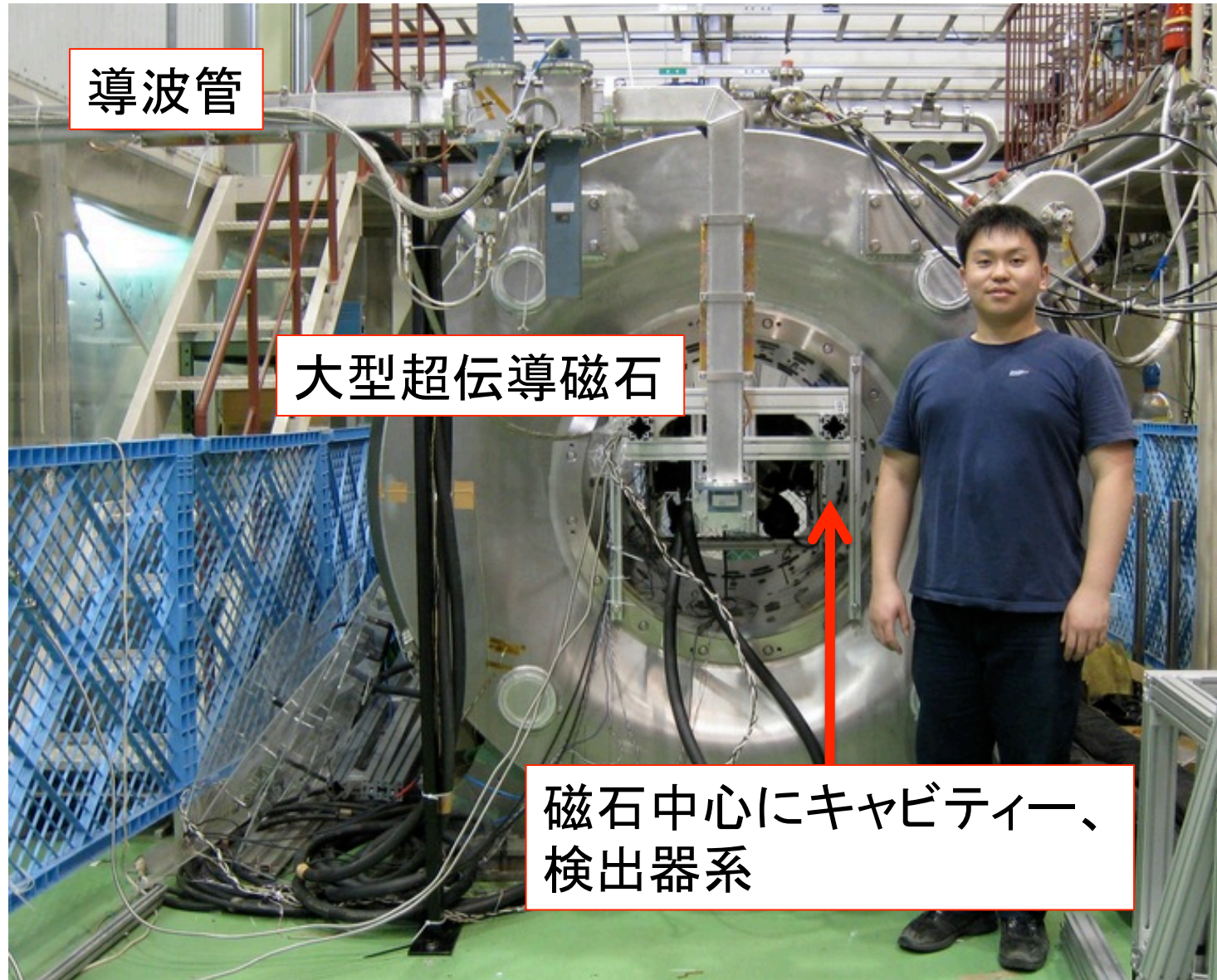
→ 2γ 崩壊 (511 keV 単色) 率が大きくなる。
この崩壊率の変化が、実験のシグナルになる。

→ 過去の全ての実験と同じ方法

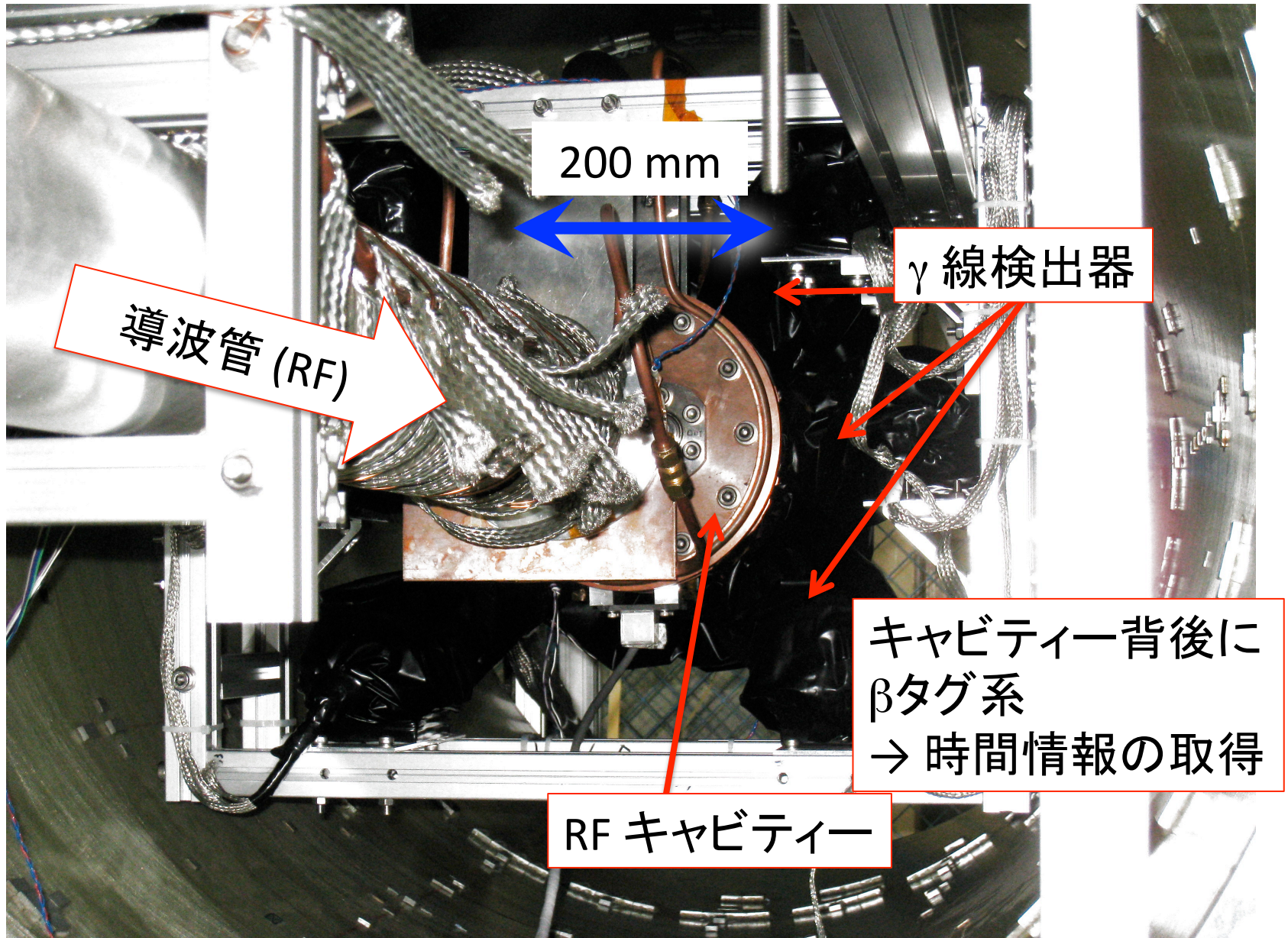
1. イントロダクション
2. 我々の新しい実験セットアップ
3. 測定の途中結果
4. 今後の展望
5. Psの熱化について

測定 @ KEK低温棟

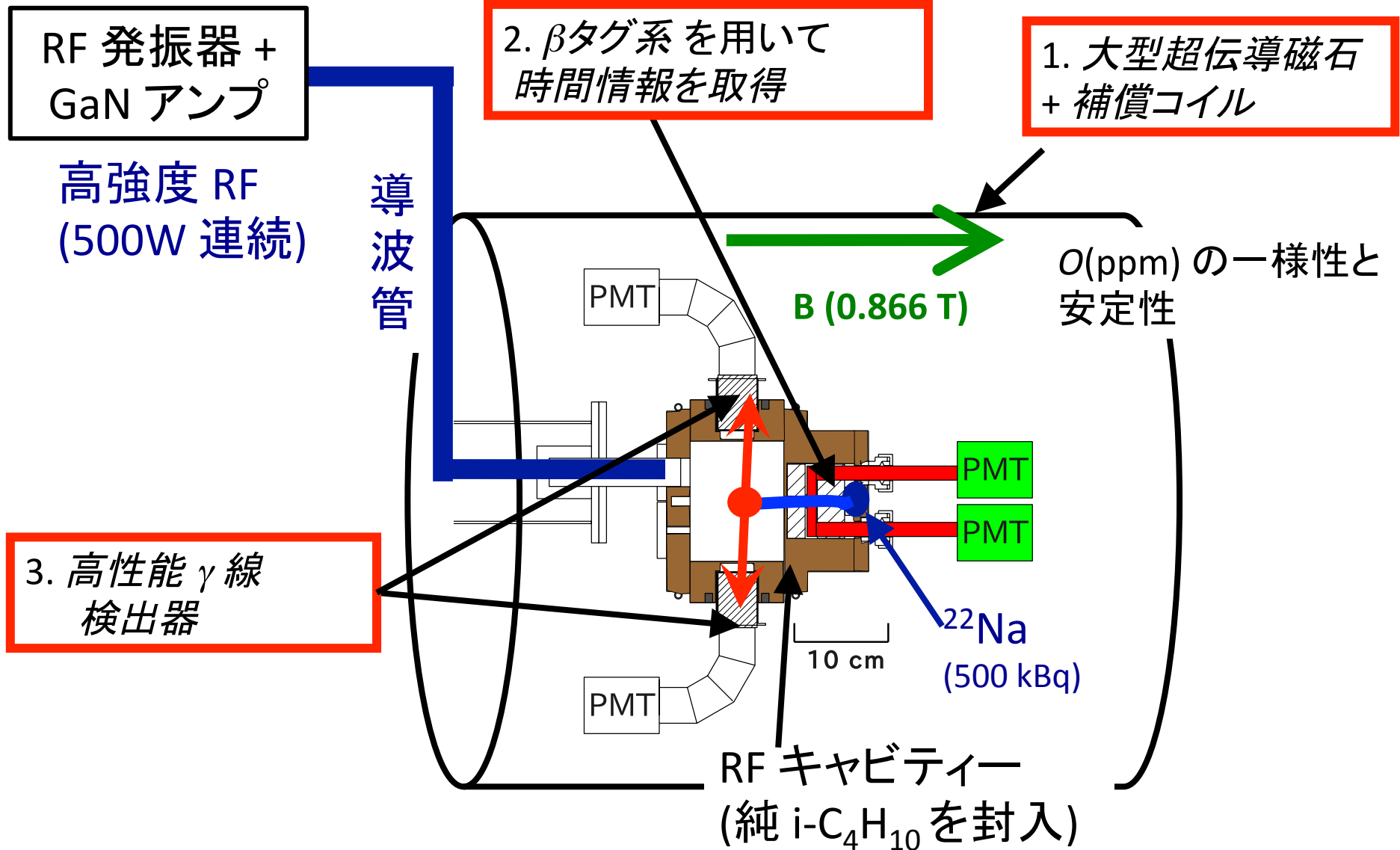
平成22年7月～平成23年3月11日



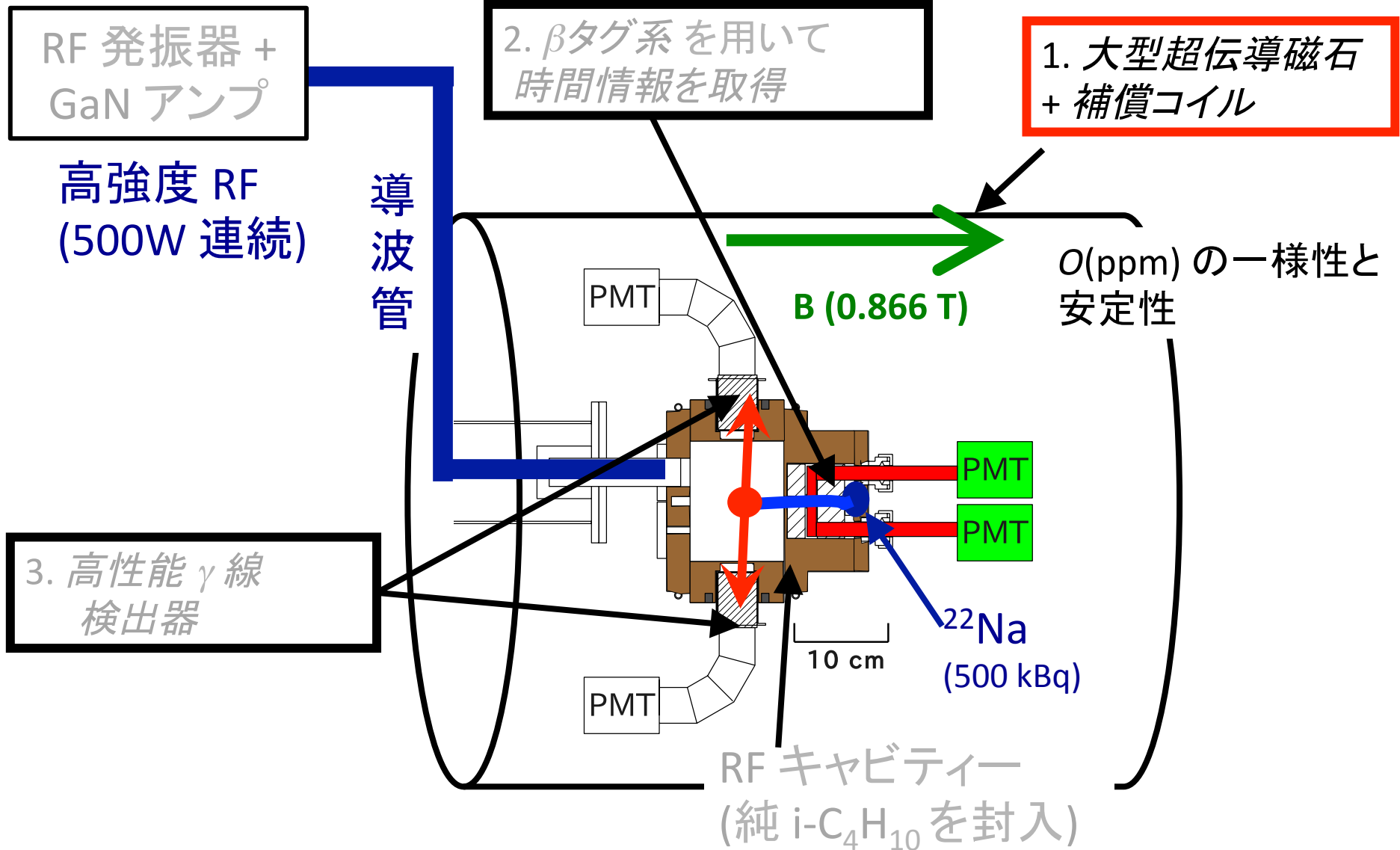
磁石中心部



我々の新しい実験セットアップ

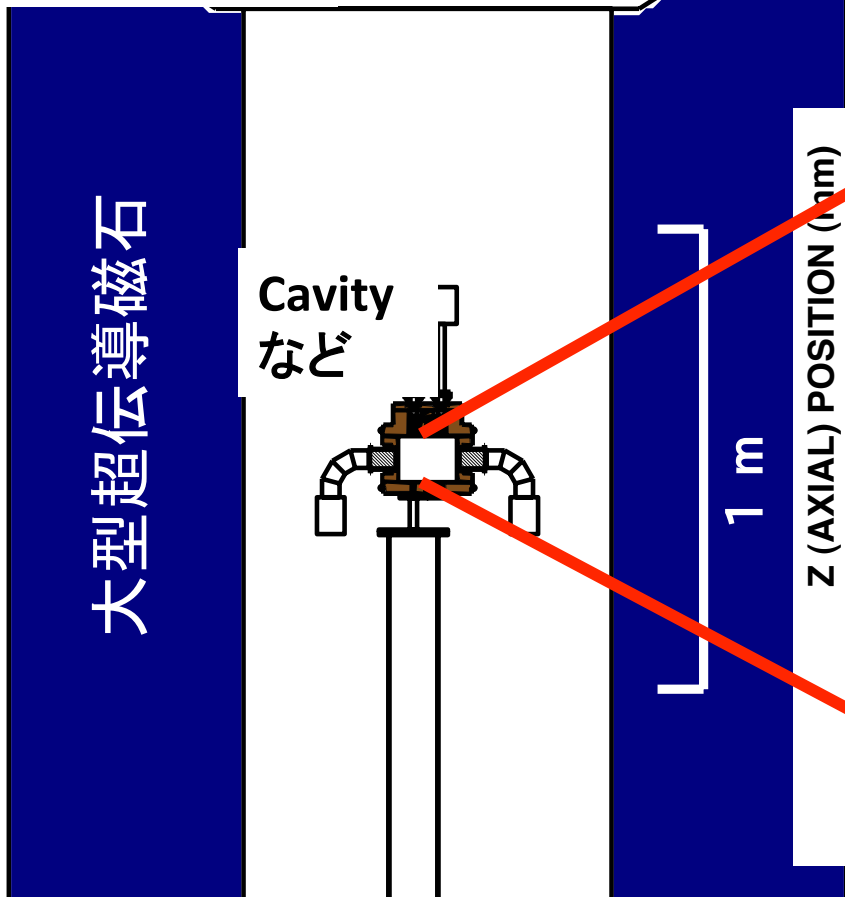


我々の新しい実験セットアップ



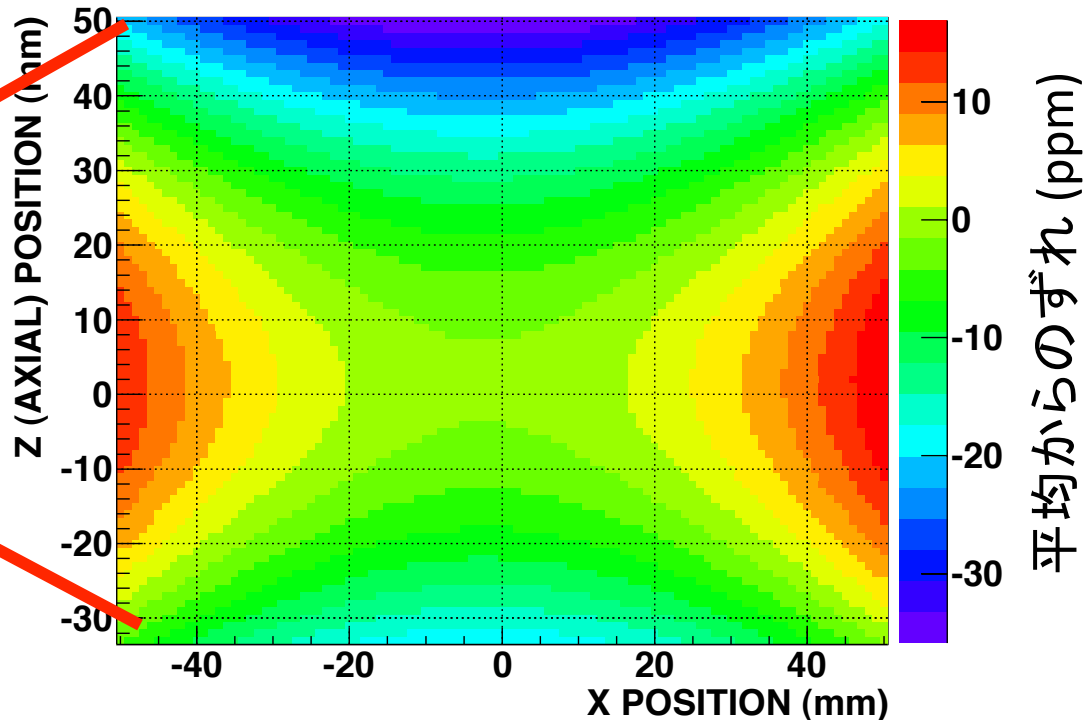
磁場の一様性

上から見た図



キャビティー内磁場分布(水平面)
(キャビティーの中心が原点)

● ^{22}Na

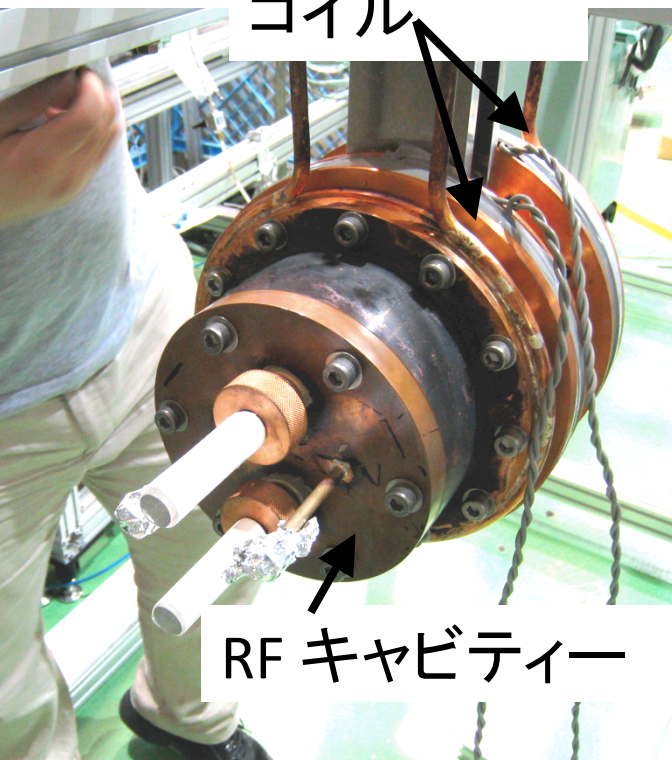


- ・ 大型超伝導磁石だけでは、まだ 10 ppm 程度の非一様性が残る。
- ・ PMT (強磁性体) や治具の影響も大きい。それらを含めて磁場の一様性を 0(ppm) で出せるよう、補償磁石を設計・製作した。

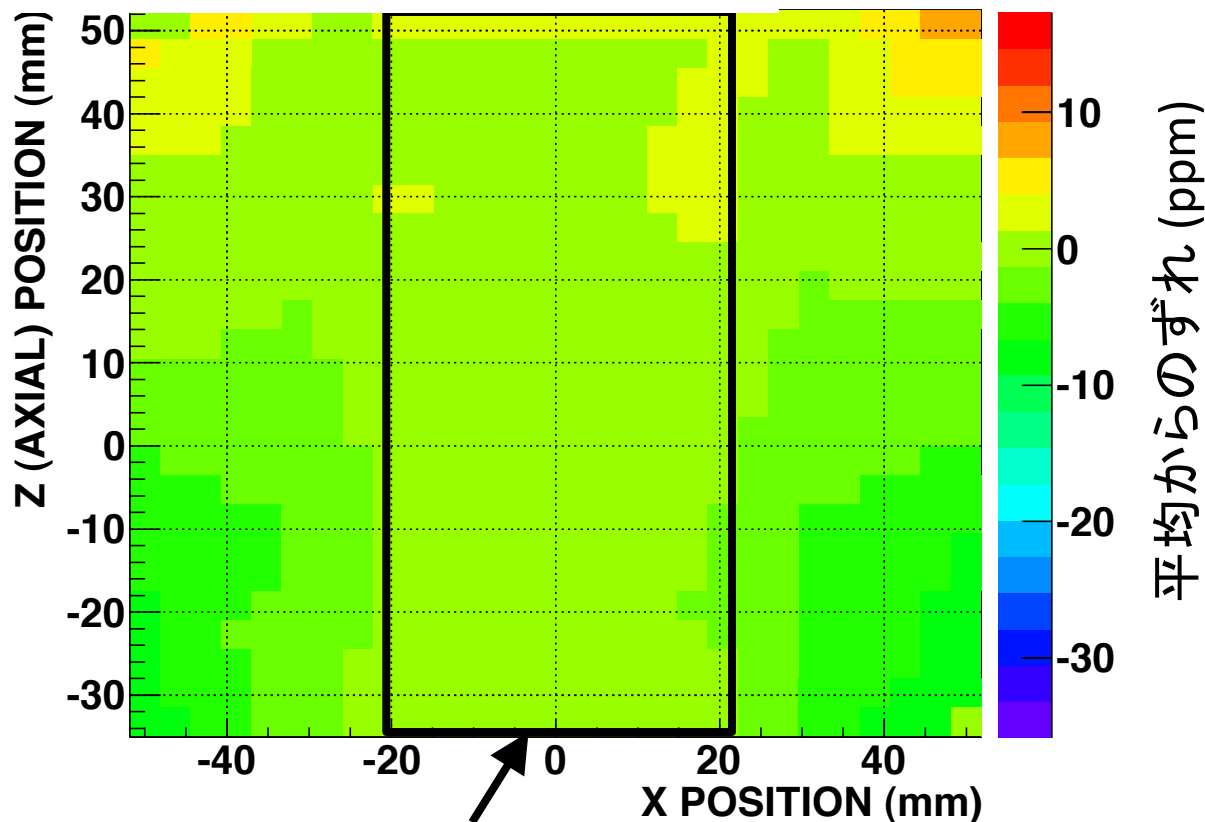
補償磁石

キャビティー内磁場分布 (水平面)
(原点はキャビティー中心)

● ^{22}Na



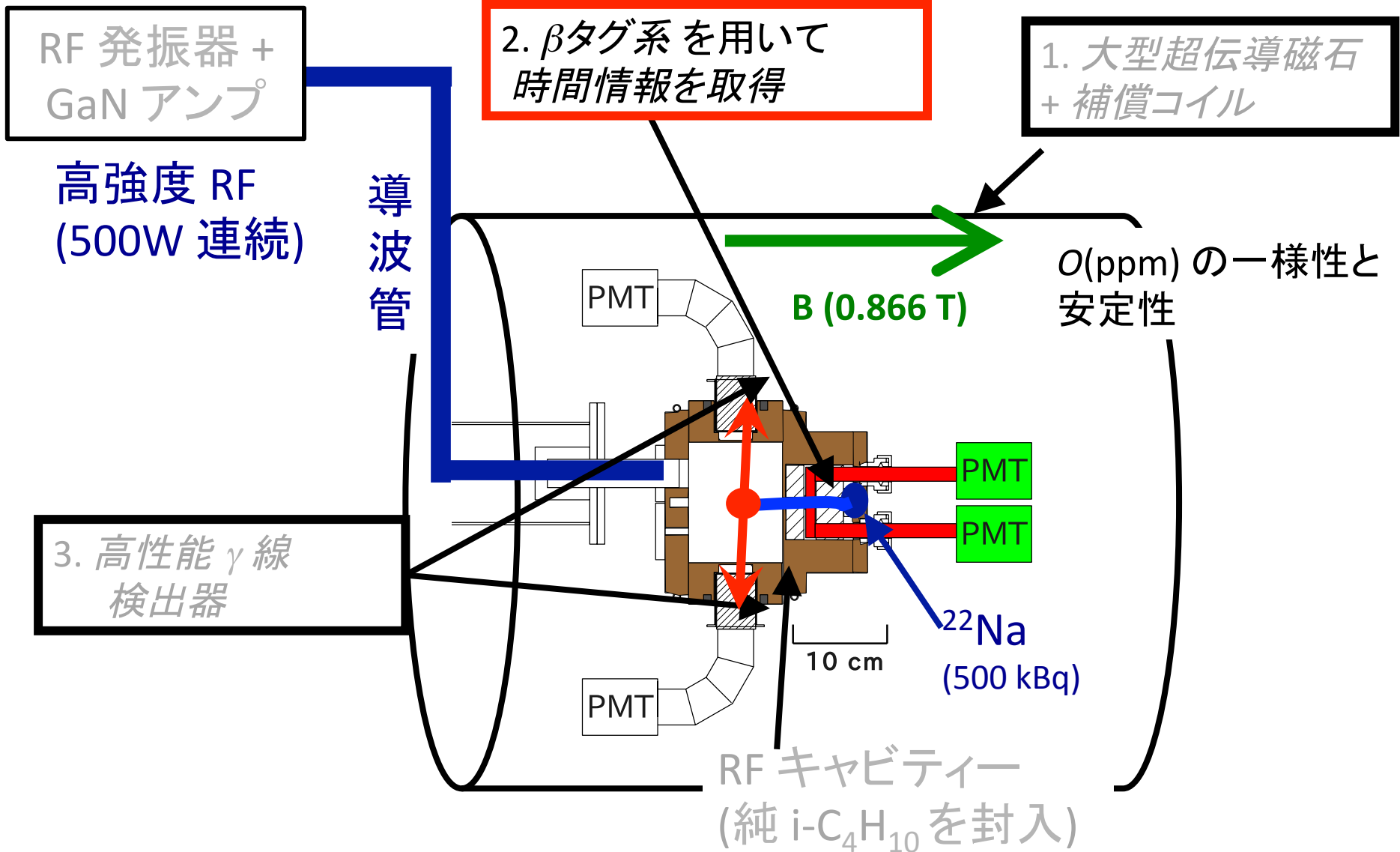
- ・ 2つの円形コイルをRFキャビティーのフランジに巻く。
- ・ 元の磁場と逆向きの磁場を作り、磁場勾配を小さくする。



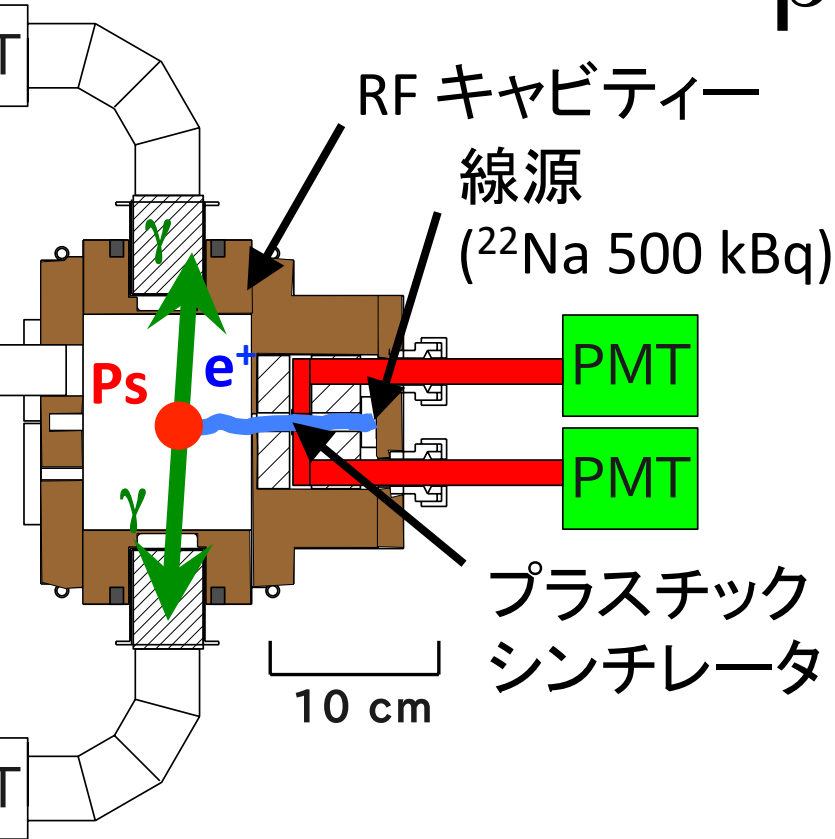
0.9 ppm (RMS) の一様性 が、Ps 生成領域内で得られた。

→ 最終測定の設定アップに導入。

我々の新しい実験セットアップ



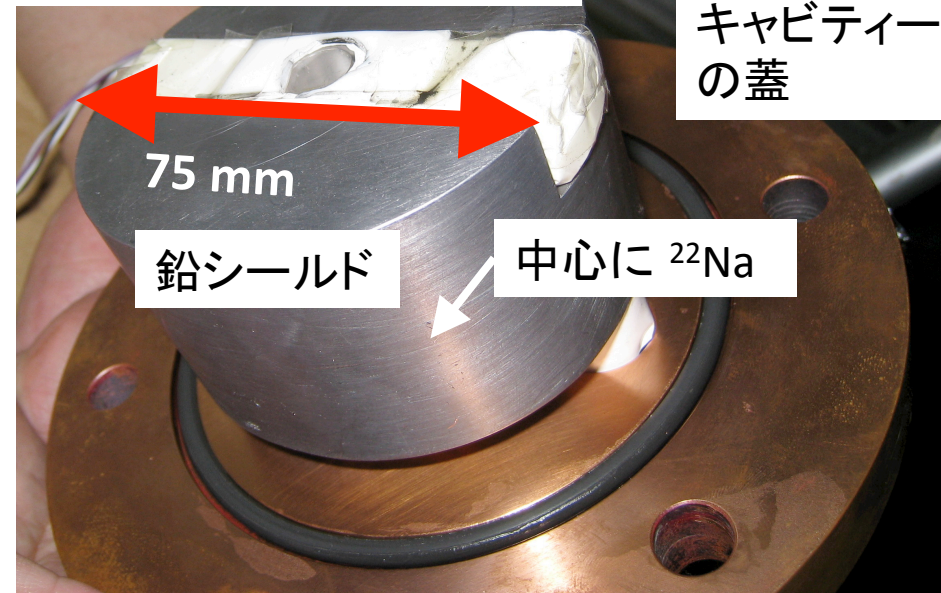
β タグ系



- 薄い (0.2 mm) プラスチックシンチレータを使って、 ^{22}Na から出てくる e^+ をタグ

→ $t=0$

15 mm x 15 mm x 0.2 mm
プラスチックシンチレータ

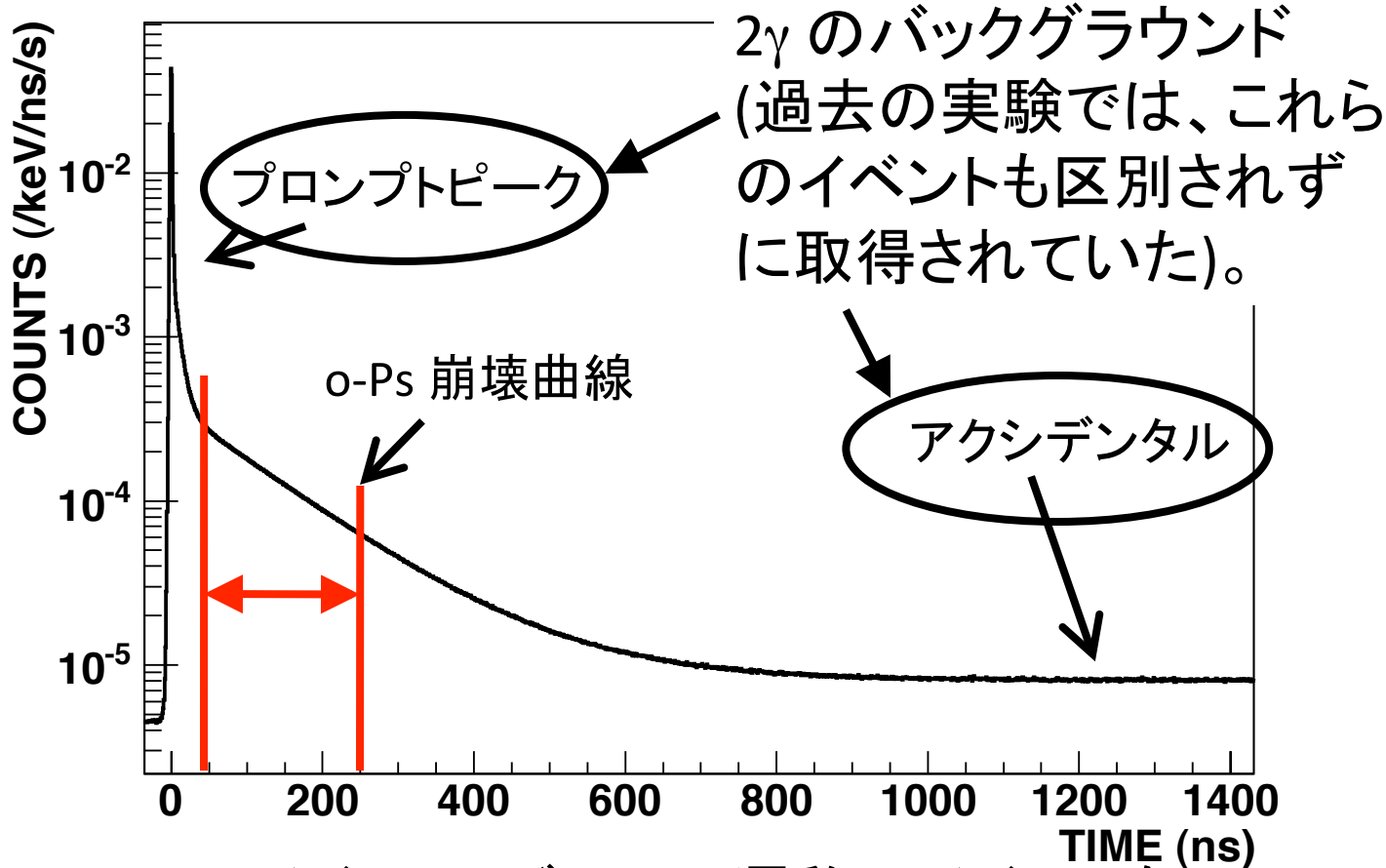


- DAQ のトリガーは、 e^+ タグと γ 線検出のコインシデンスでかける。
- 2つの信号の時間差が、各イベントにおける Ps の寿命。

時間情報と S/N

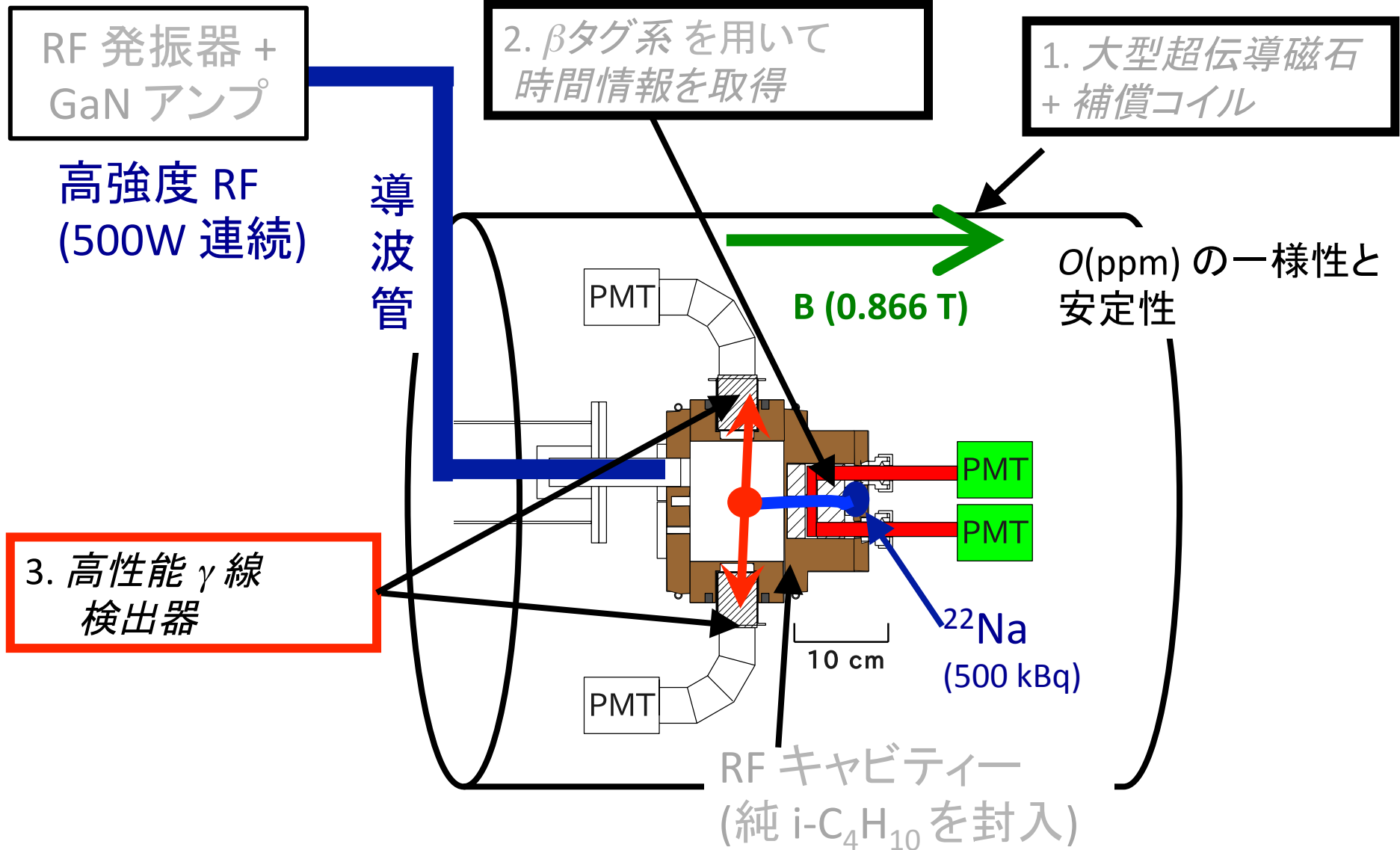
高い S/N

Ps 崩壊曲線

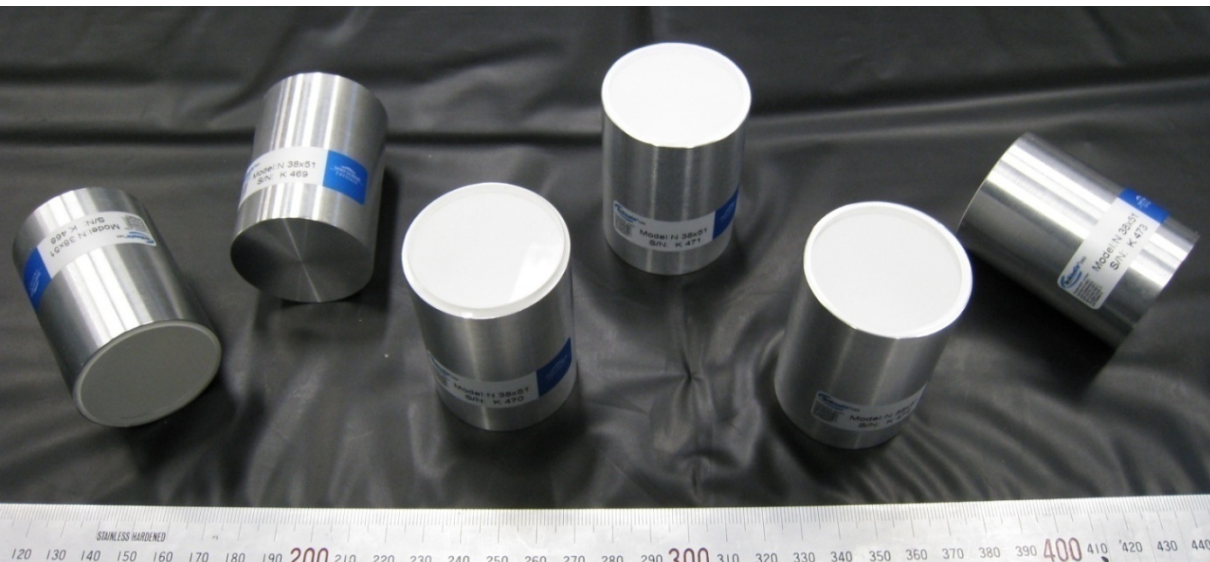


o-Ps のイベント、ゼーマン遷移のイベントを、
タイミングウィンドウによって選択 → 約20倍 S/N を高める。

我々の新しい実験セットアップ



ガンマ線検出器 ~LaBr₃~



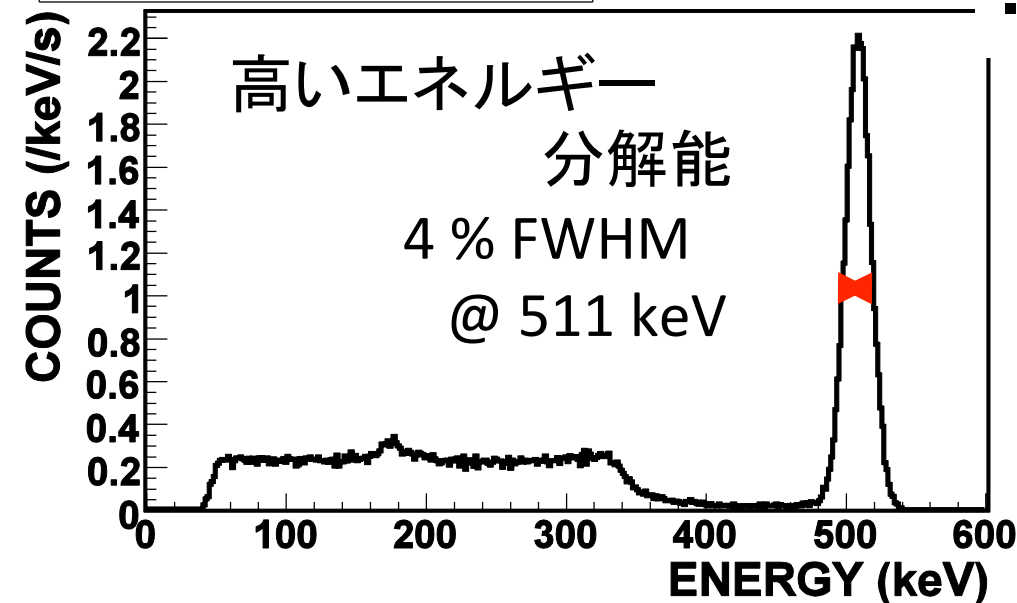
LaBr₃(Ce)シンチレータ
(直径1.5インチ、長さ2インチ)
を6個使用

UVTライトガイドで光を導き、
ファインメッシュPMTで、
磁場中での読み出しを行う。

ENERGY SPECTRUM

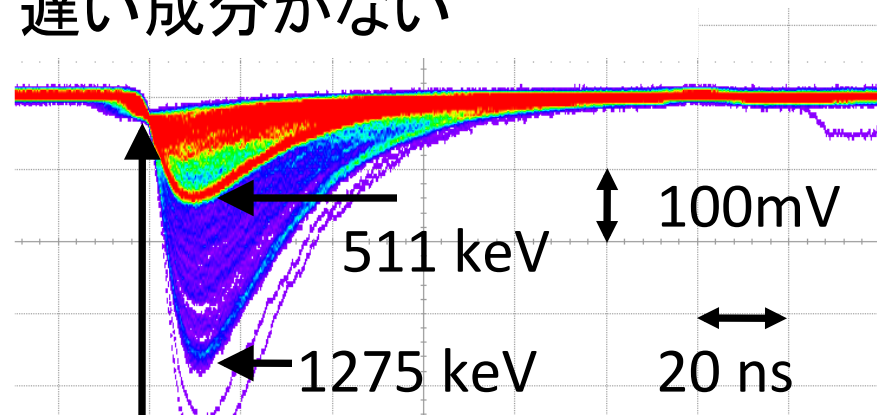
²²Na

高いエネルギー
分解能
4 % FWHM
@ 511 keV



- ・ 速い立ち上がり
- ・ 遅い成分がない

²²Na

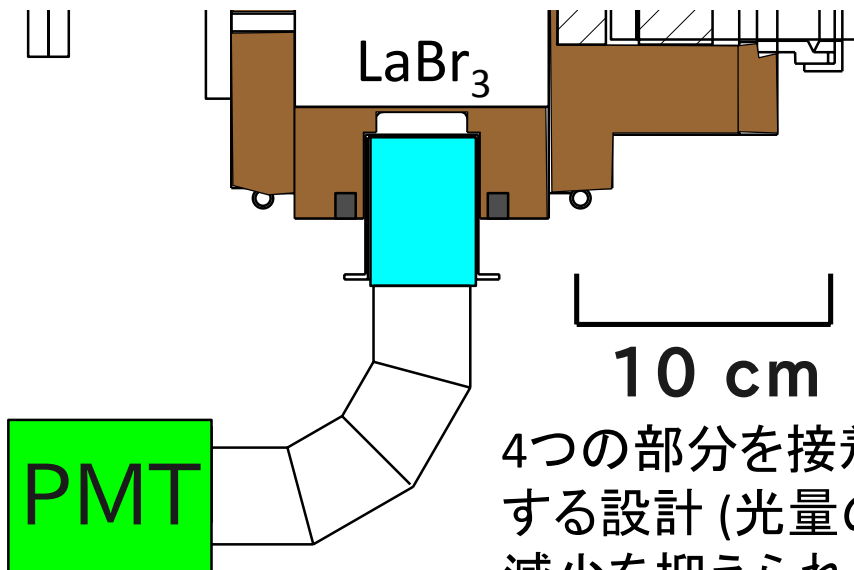


高い時間分解能

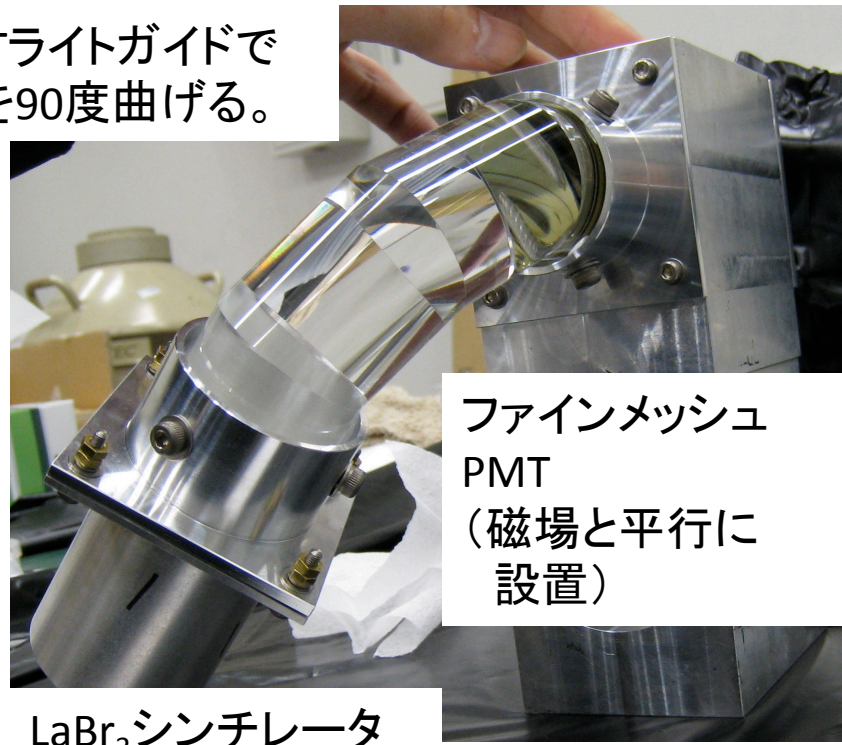
200 ps FWHM @ 511 keV

ガンマ線検出器

～UVTライトガイド～

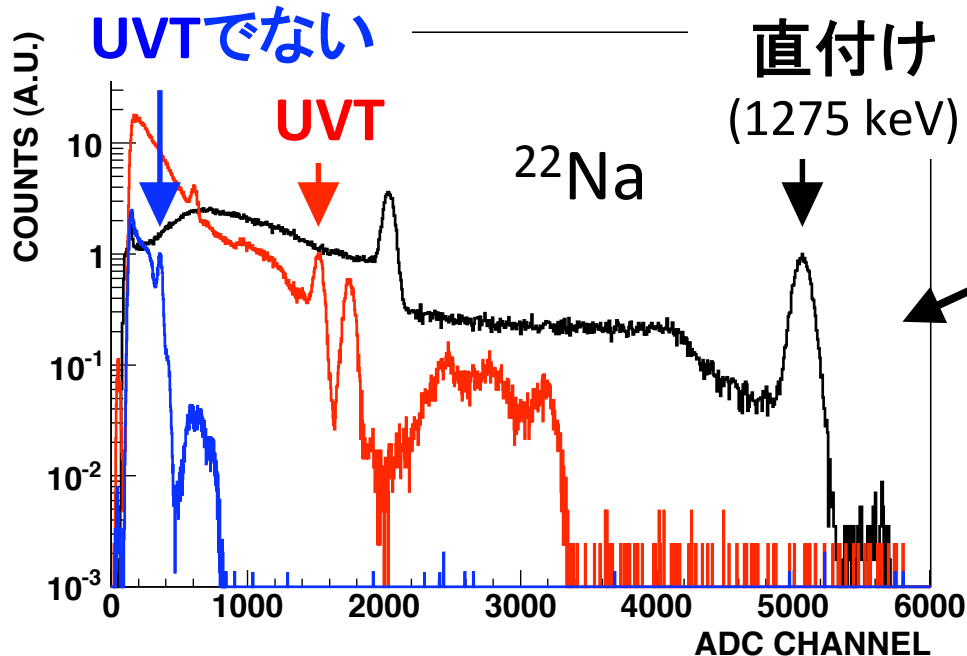


UVTライトガイドで
光を90度曲げる。



ファインメッシュ
PMT
(磁場と平行に
設置)

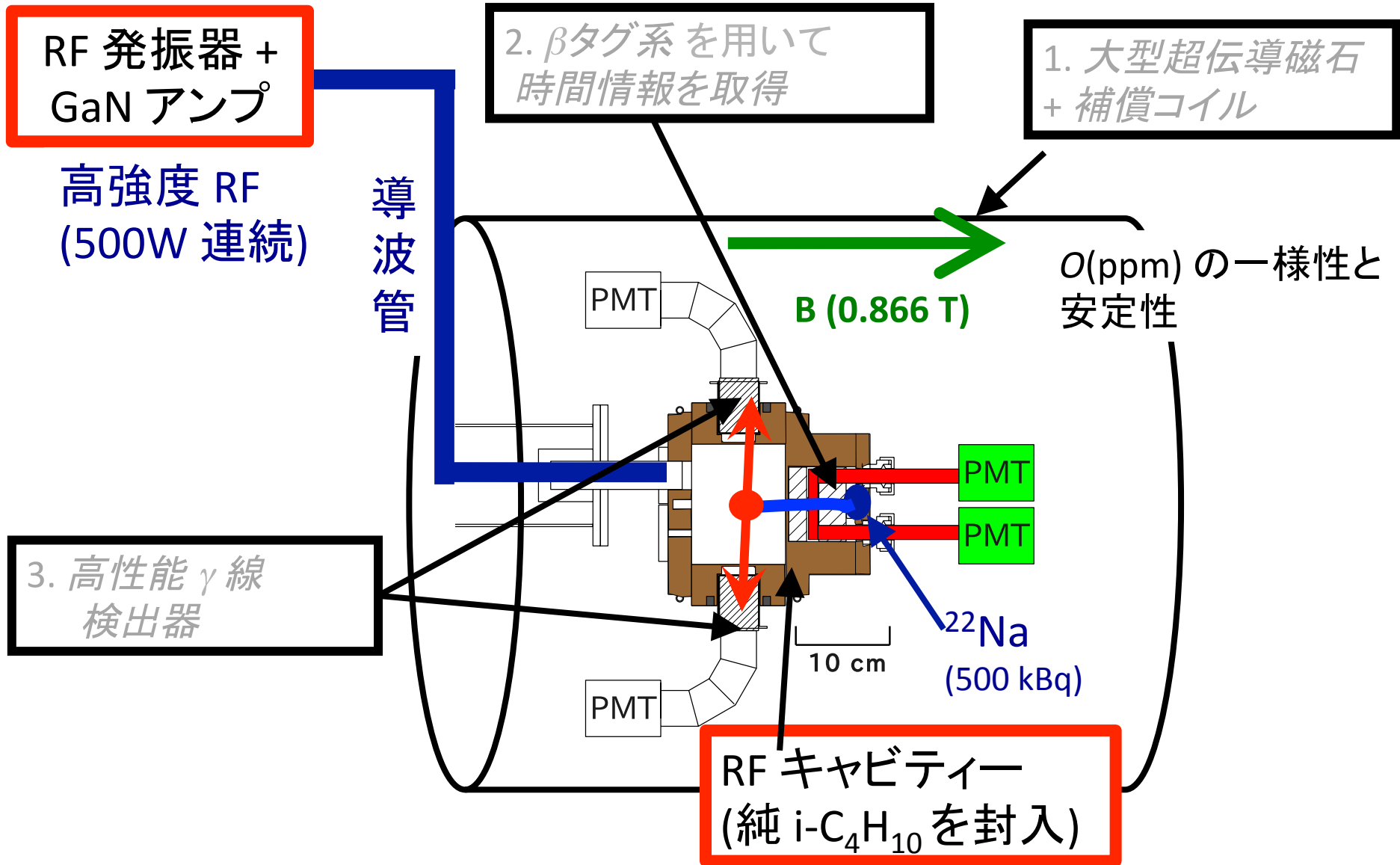
LaBr₃シンチレータ



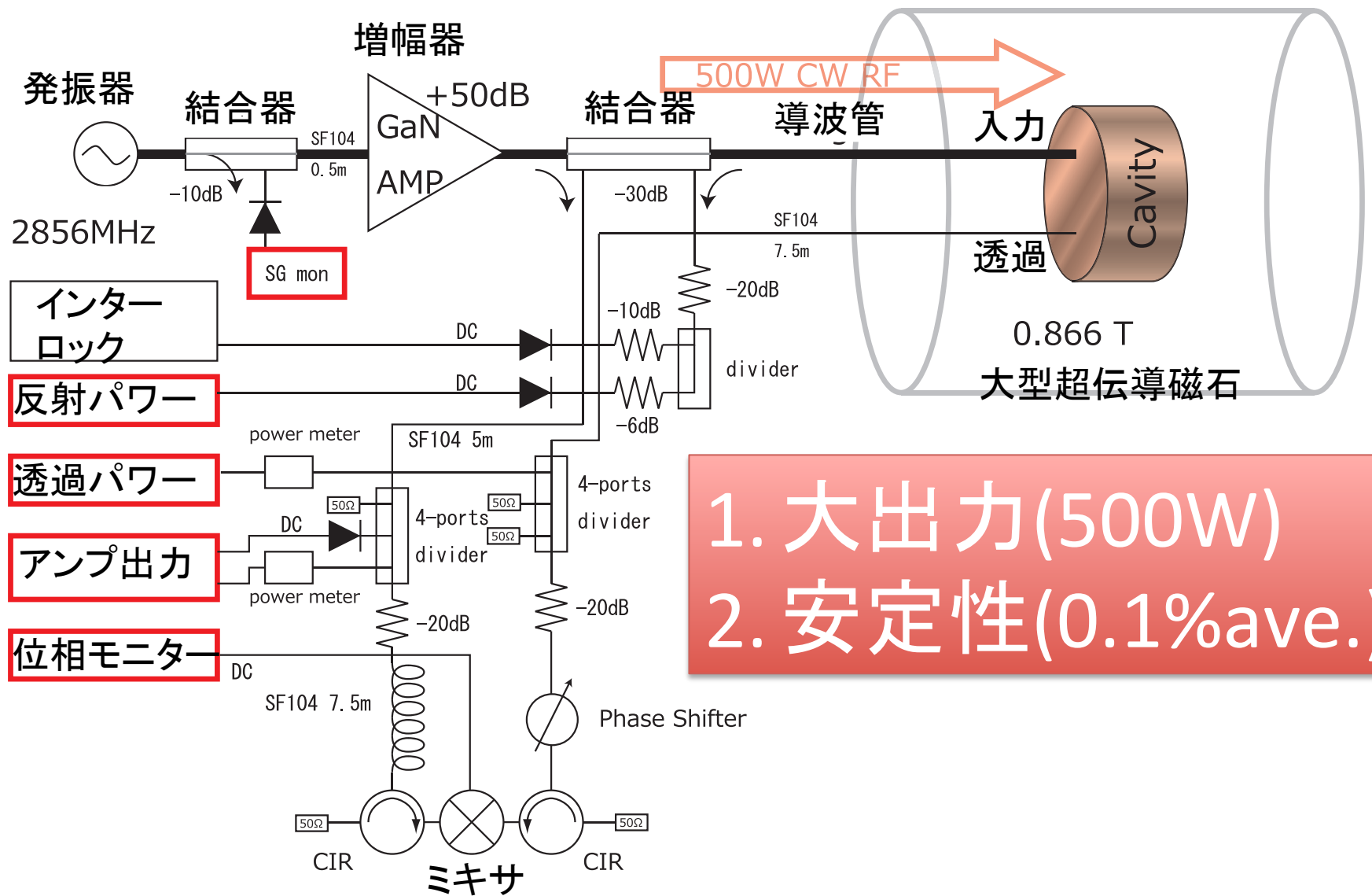
ライトガイドによる光量の変化

直付けに比べ、
UVT ライトガイドでは、
光量が 30% に減少。
(**UVTでない** ライトガイドでは、7% まで減少してしまう。)

我々の新しい実験セットアップ



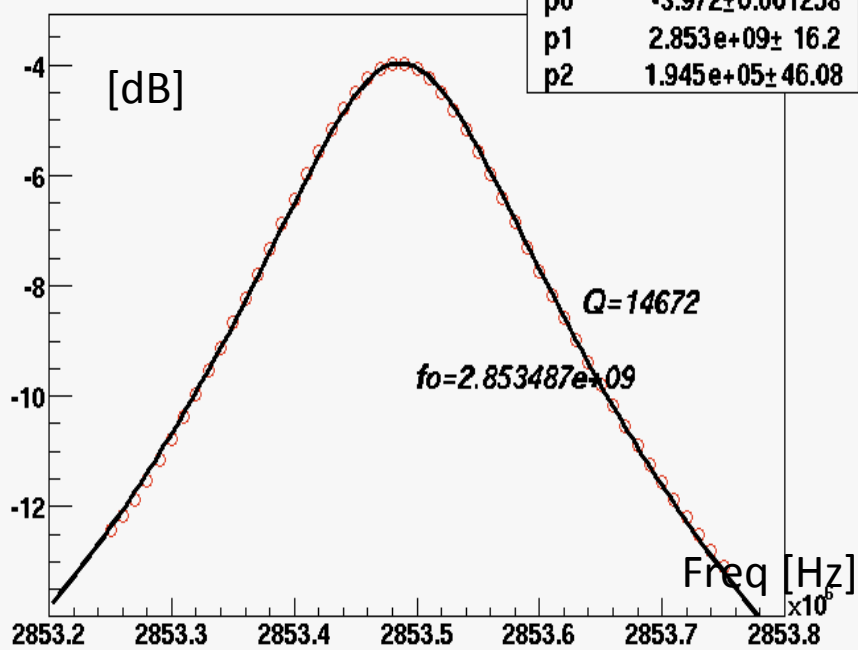
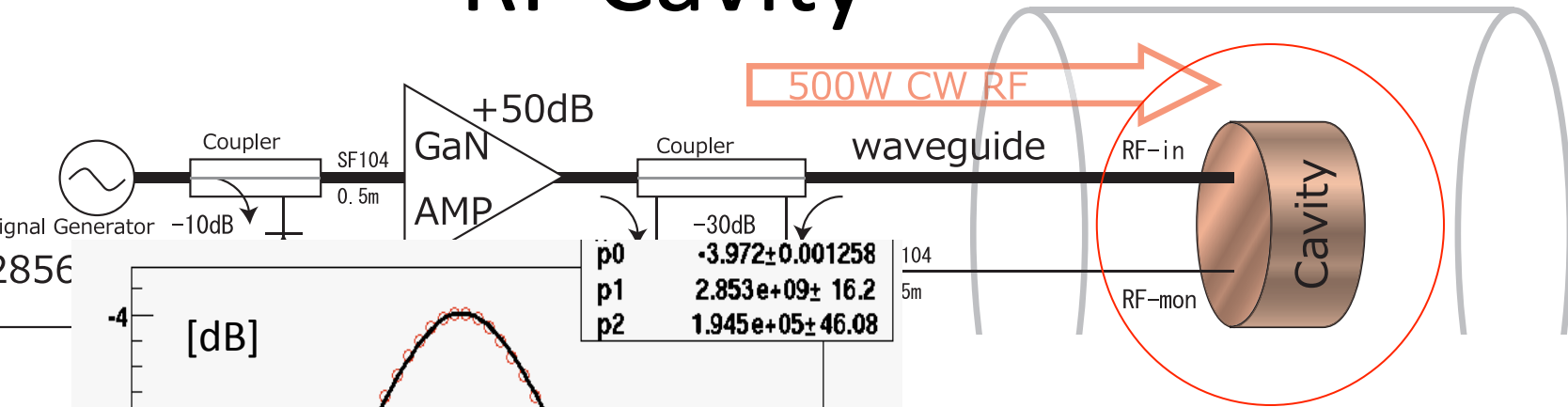
RF回路の全体像



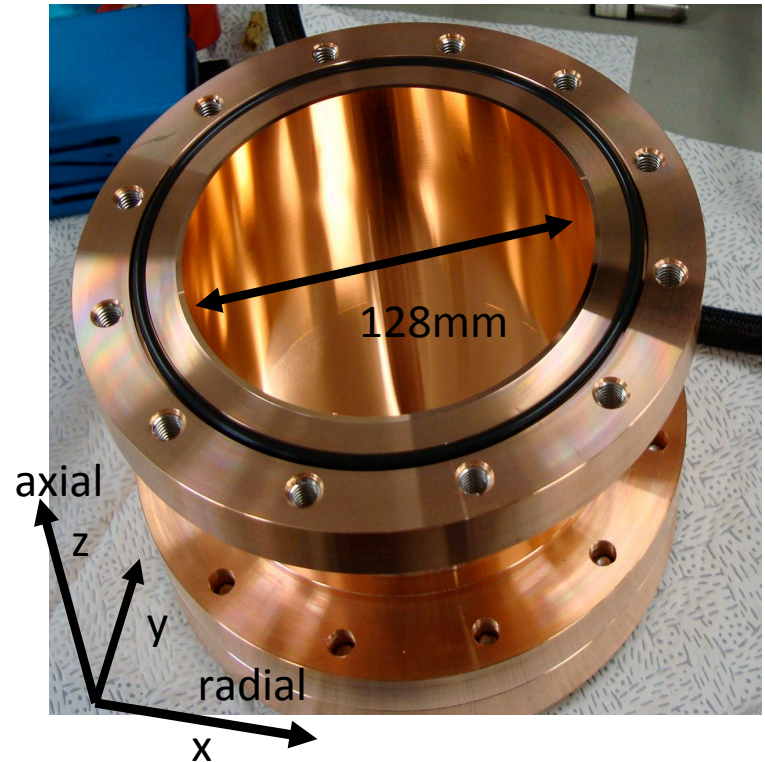
1. 大出力(500W)
2. 安定性(0.1%ave.)

HFS測定のために上のようなRF回路を組んだ。詳細は次頁から

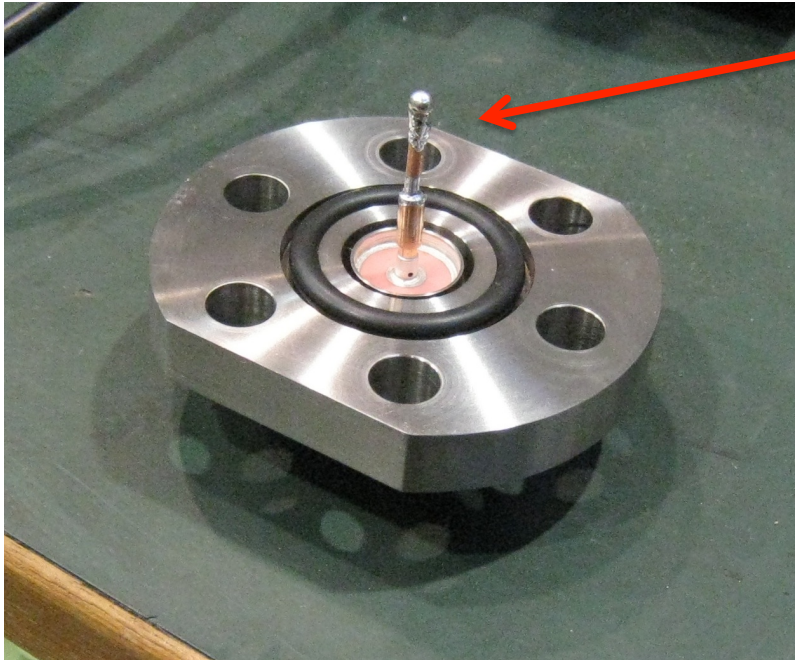
RF Cavity



1. 共振周波数: 2856MHz
2. 共振モード: TM_{110}
3. RF耐圧: 500W [CW]
4. 側面厚(Cu): 1.5 mm
5. $Q \sim 13,000$



RF 導入方法



アンテナ (銅線)

もともと、金属のアンテナでキャビティ内に RF 導入 (電場で結合)

→ 低ガス圧で放電

ガスが HFS に与える影響を低圧で評価できない

(=物質の熱化の HFS への影響がちゃんと評価できない)

誘電体(セラミック)で キャビティ内へ導入

単なるセラミック棒

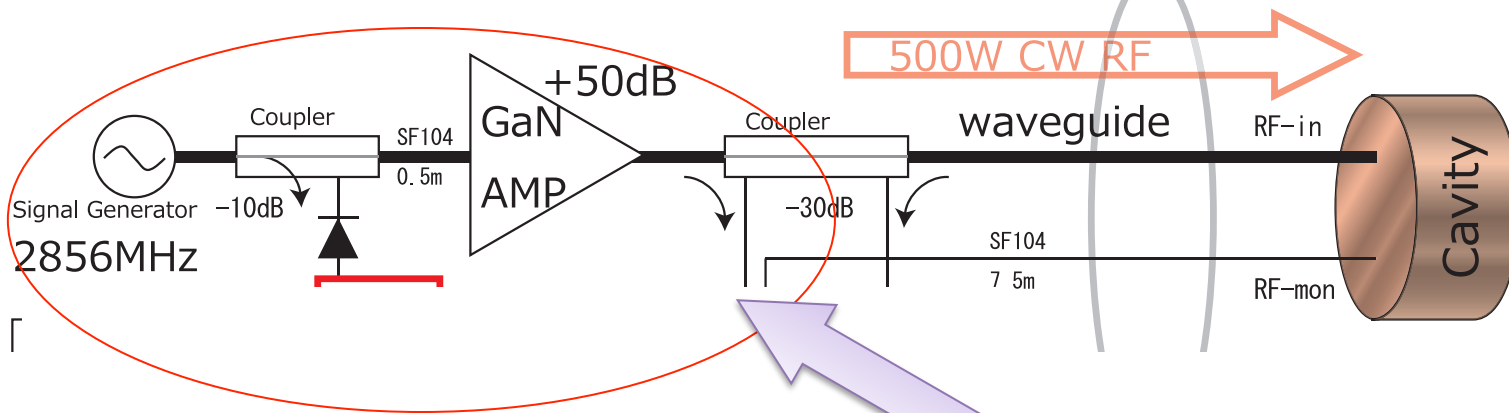
導波管側



キャビティ側

- 0.25気圧までは放電をおこさないで500W 導入に成功
- もっと低圧ではパワーを少し落として測定
(0.18 気圧での測定時は 300 W で測定した)

遷移RFの供給系 // Cavity印加RFの強度



Signal Generatorで2856MHzのRFをGaN AMPで+50dBの増幅

Cavityの前後で(場所は後述)でCavityに入る遷移RFのPowerをモニター

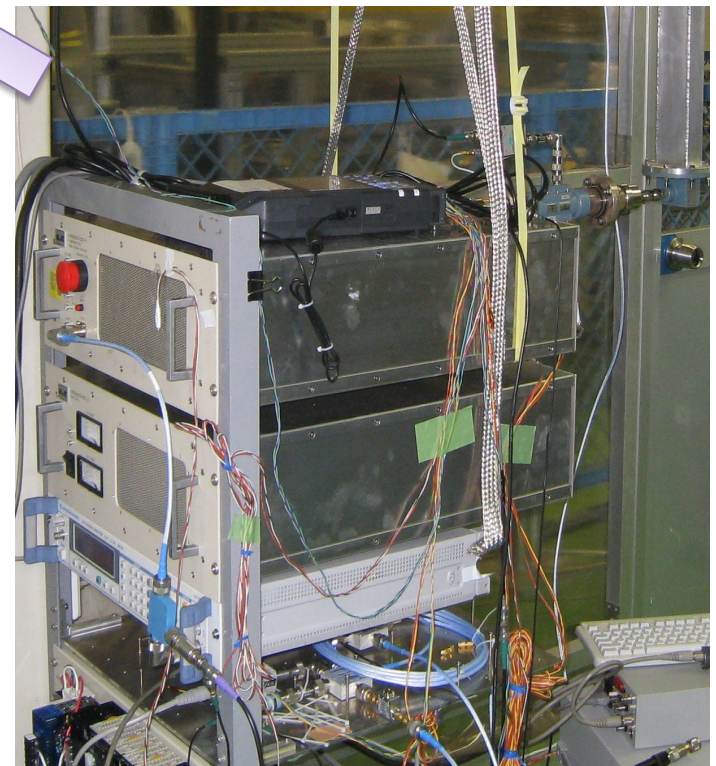
56.15dBm (412 W) @Power Meter 1 (前方)

56.09dBm (406 W) @Power Meter 2 (後方)

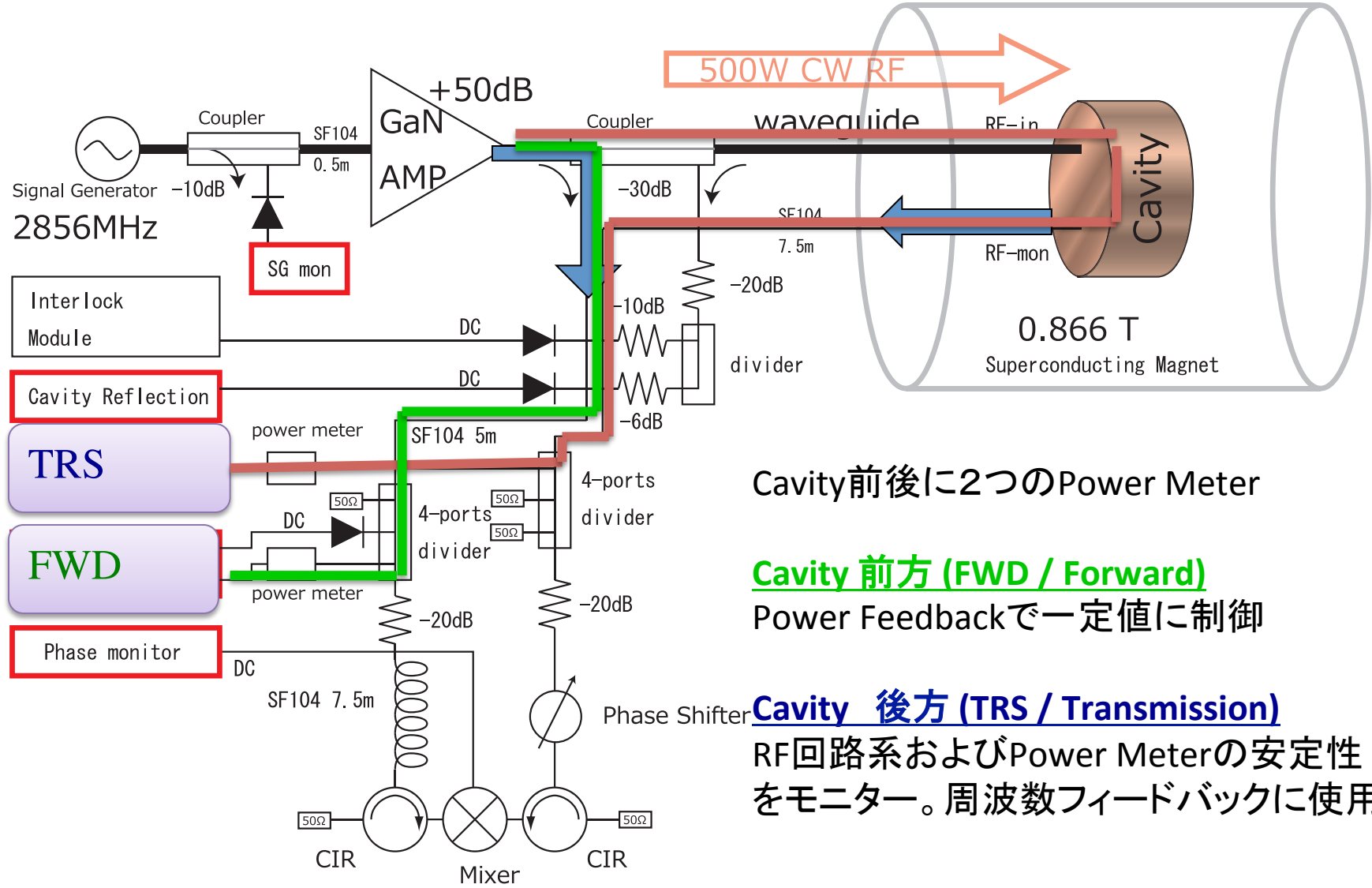
両者の値は1.5%(6W)でconsistent。

Power : 409W (1.5%)

ただし、HFSの測定では長時間平均が相対的に安定していればよい。



遷移RFの安定化 // 遷移RFのモニターと安定性



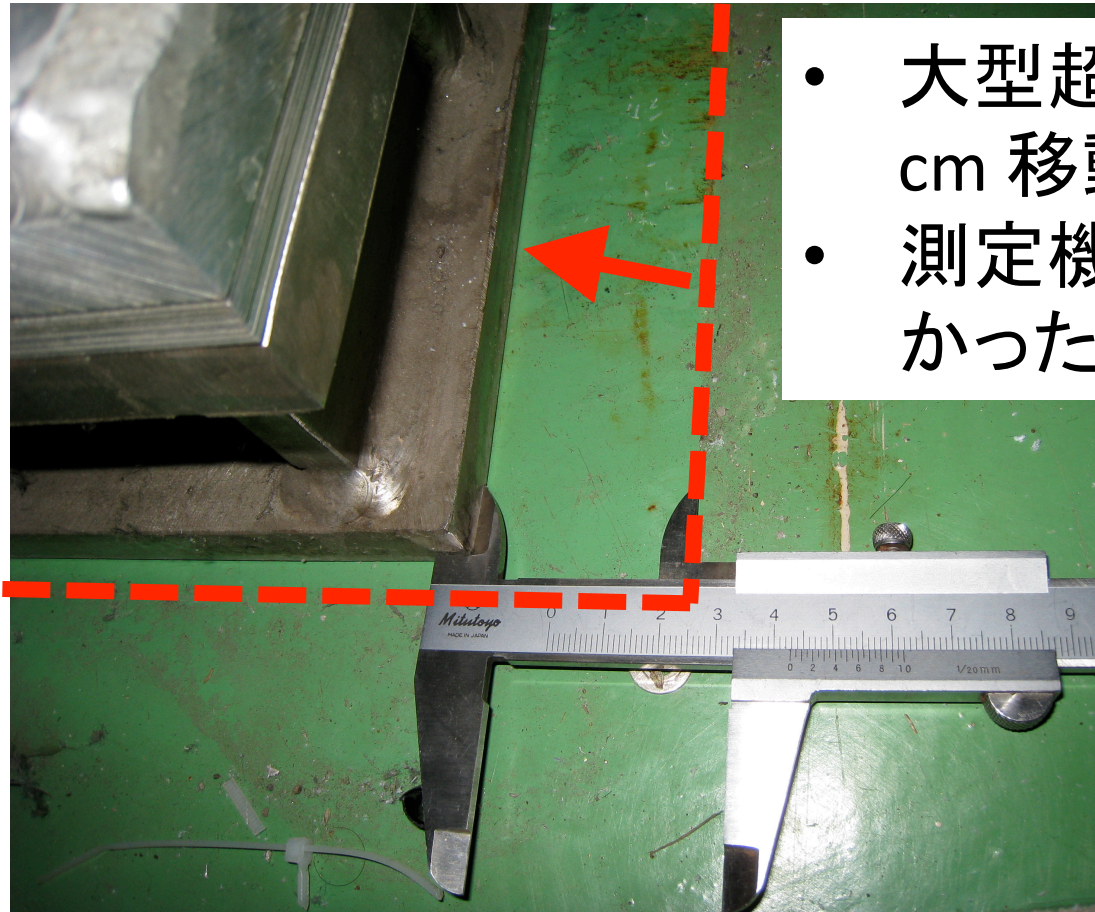
Cavity前後に2つのPower Meter

Cavity 前方 (FWD / Forward)
Power Feedbackで一定値に制御

Cavity 後方 (TRS / Transmission)
RF回路系およびPower Meterの安定性をモニター。周波数フィードバックに使用。

東北地方太平洋沖地震の影響

- 大型超伝導磁石 (13 t) が 4.3 cm 移動。
- 測定機器等に対する影響はなかった。

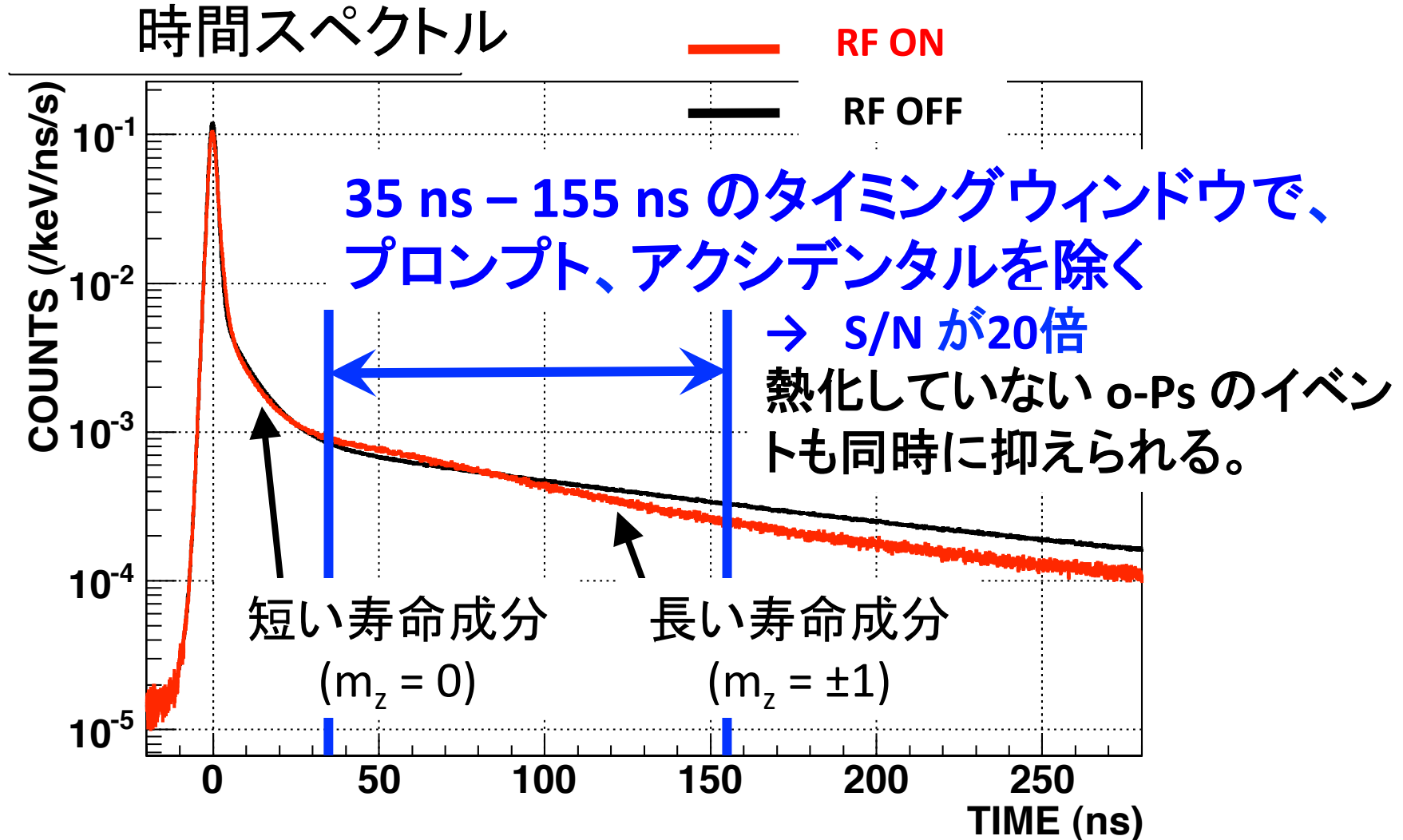


- 電力不足で一時測定を停止していたが、5月中旬より復旧、調整等を行い、今月から測定再開。



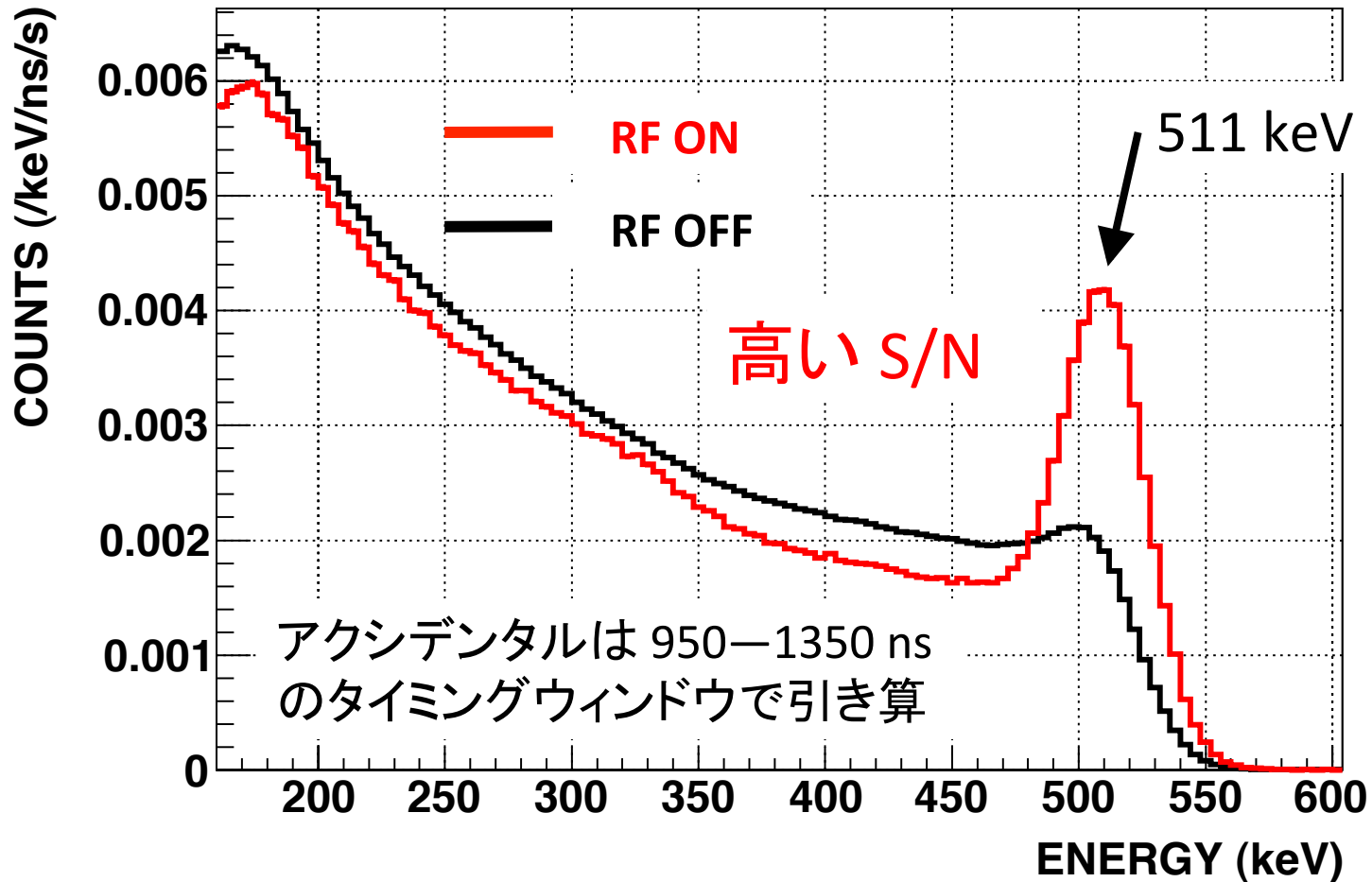
1. イントロダクション
2. 我々の新しい実験セットアップ
- 3. 測定の途中結果**
4. 今後の展望
5. Psの熱化について

解析 (時間スペクトル)



ゼーマン遷移によって、Ps崩壊確率が大きくなった。

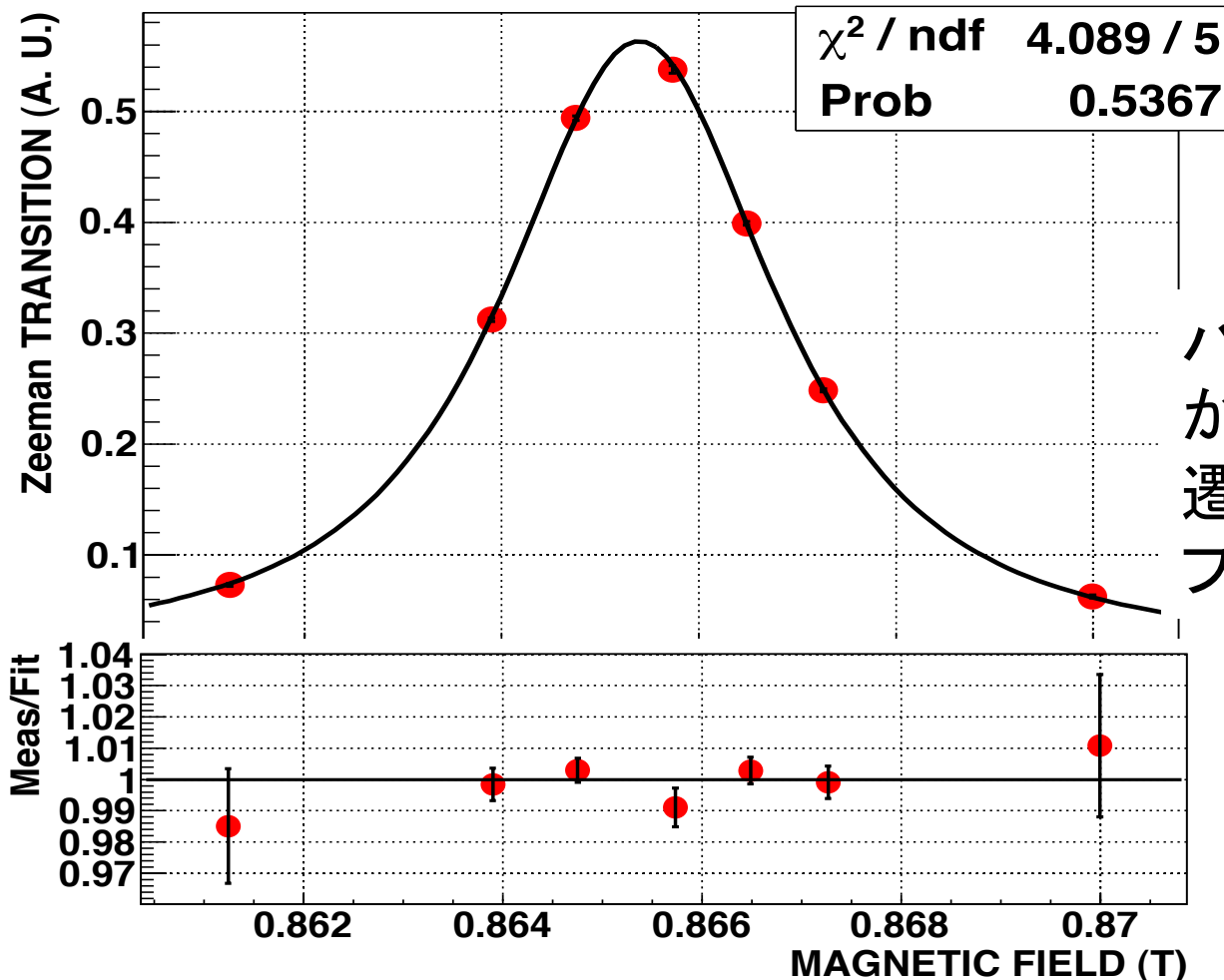
解析 (エネルギースペクトル)



ゼーマン遷移によって、 2γ 崩壊確率が大きくなった。
ゼーマン遷移確率を、RF-ON と RF-OFF の差から計算。

共鳴曲線 (0.895 amagat)

RF の周波数、パワーを固定して、**磁場でスキャン**。

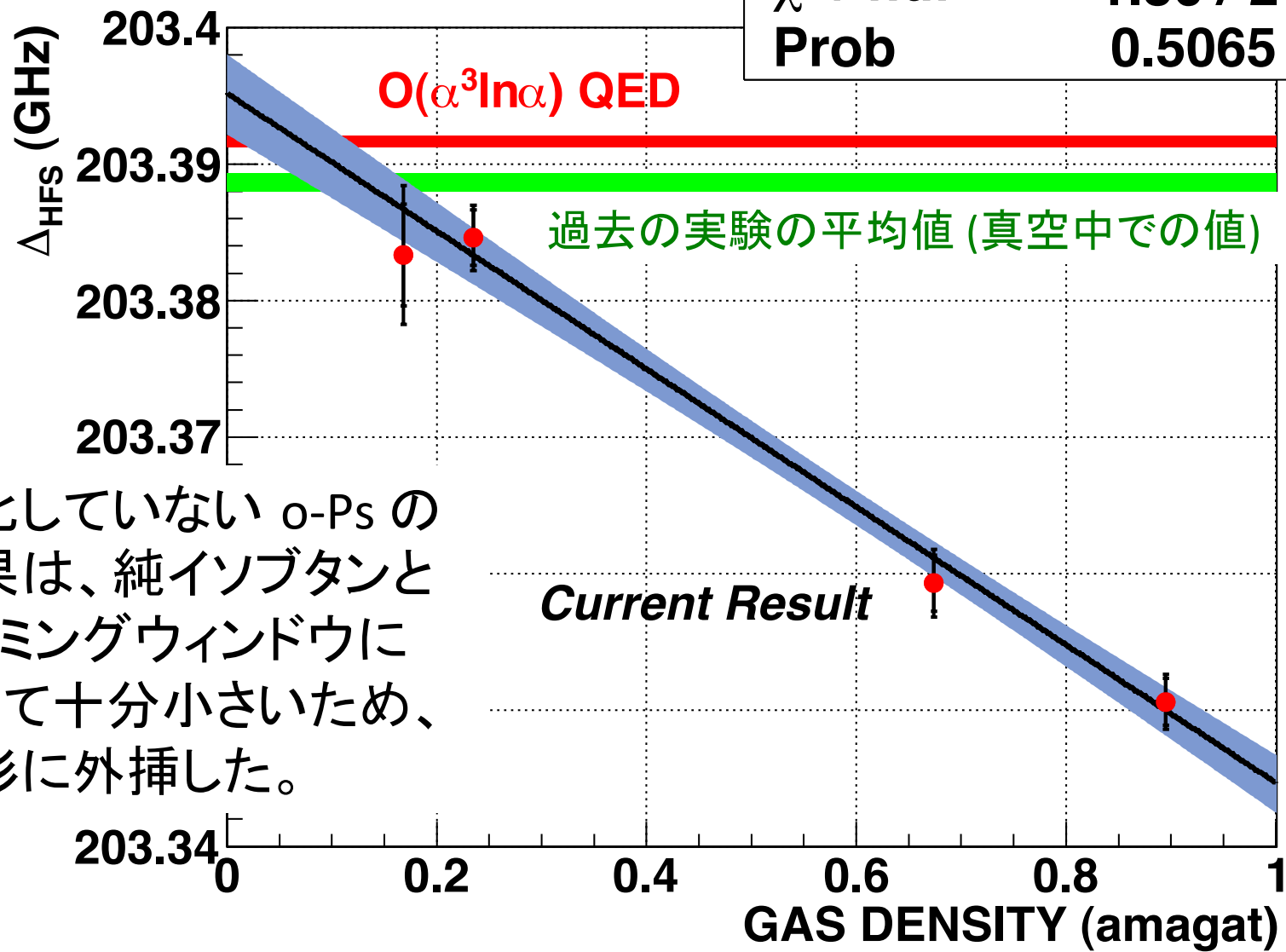


ハミルトニアン
から求めた
遷移曲線で
フィット

$\Delta_{\text{HFS}} = 203.3506(20) \text{ GHz (9.8 ppm)}$ (MC統計, P, Qのエラー含む)
→ 密度依存性の補正をして、真空での値を求める。

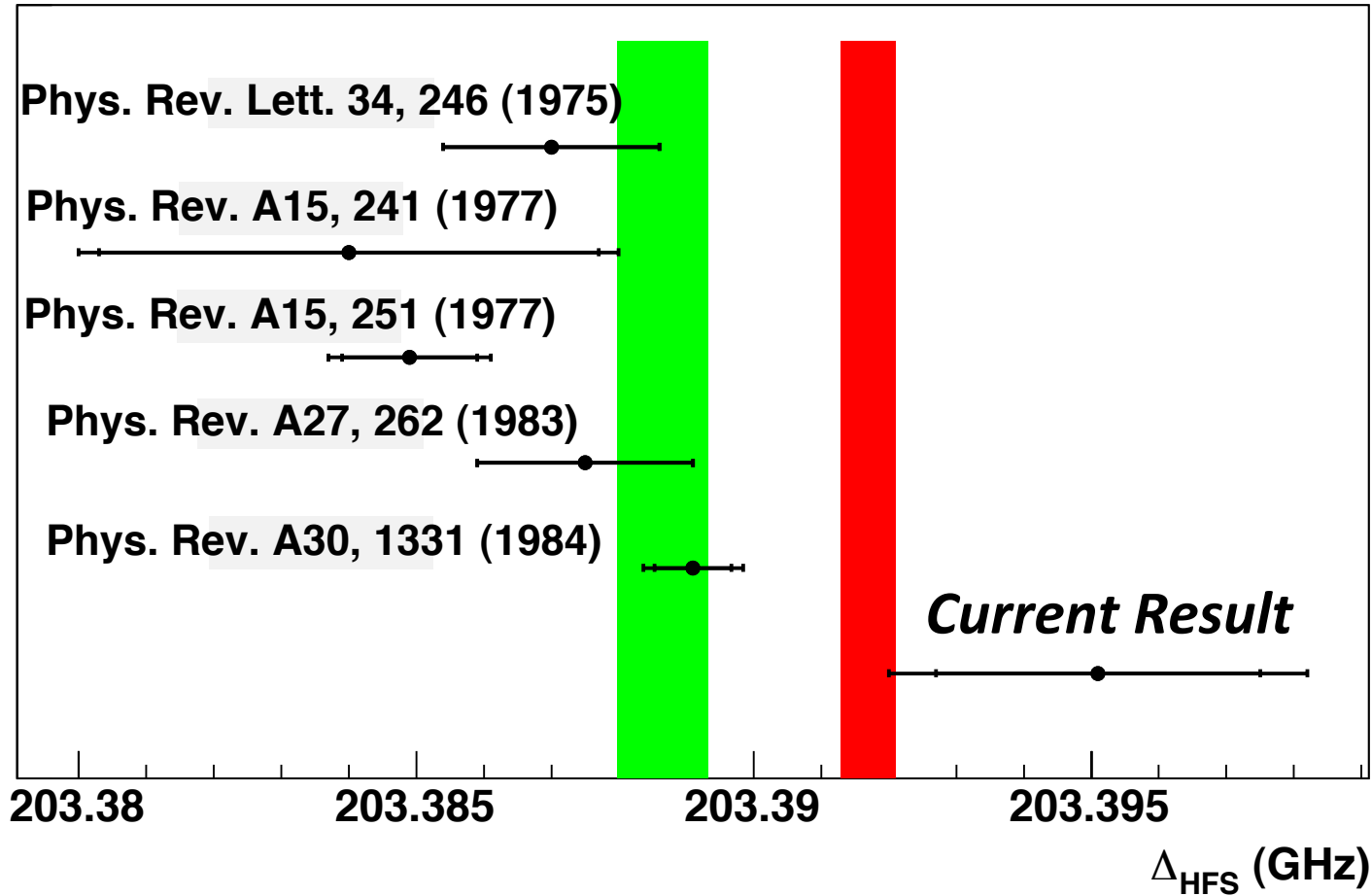
圧力 (密度) 依存性

χ^2 / ndf	1.36 / 2
Prob	0.5065



熱化していない o-Ps の効果は、純イソブタンとタイミングウィンドウによって十分小さいため、線形に外挿した。

本測定の途中結果



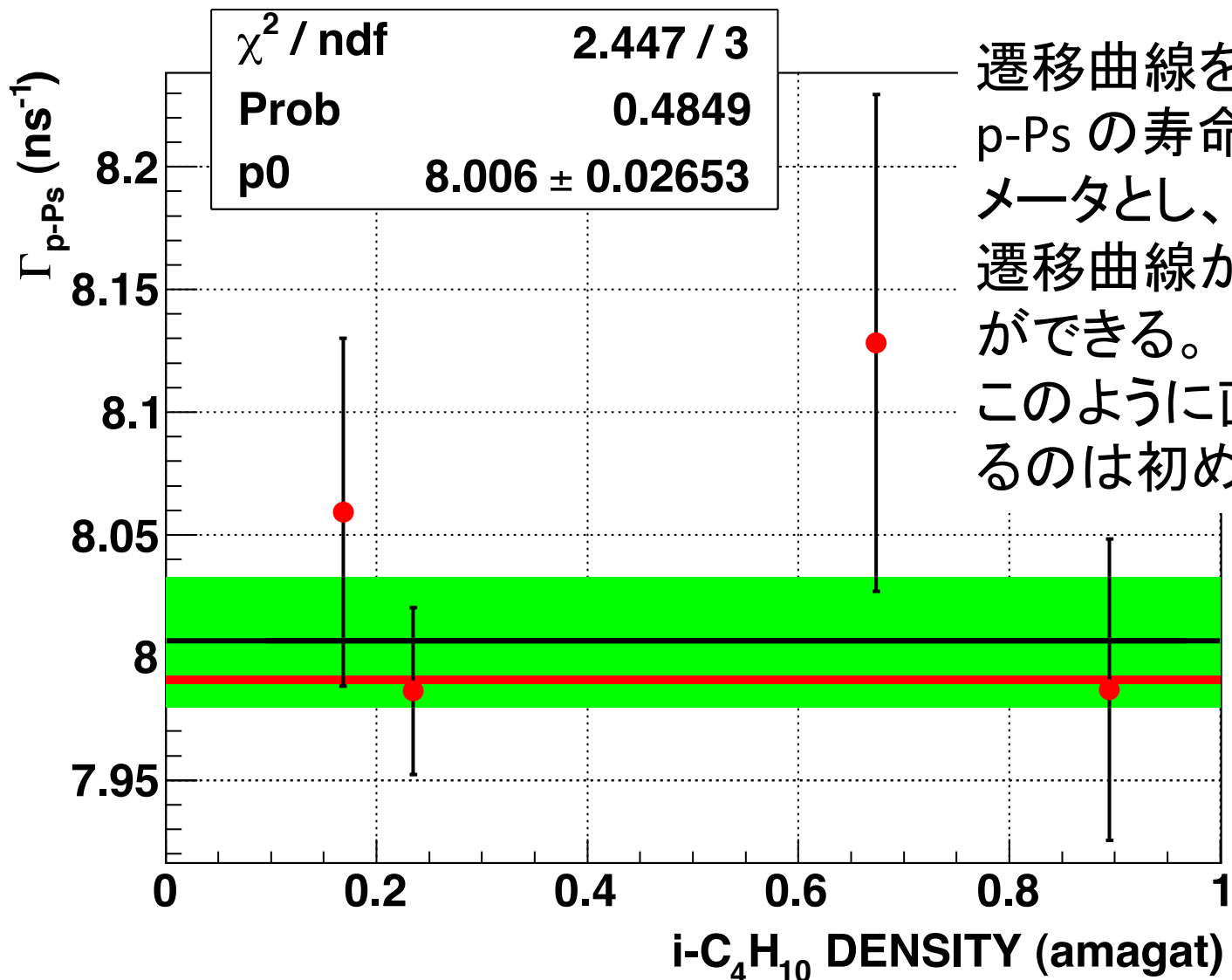
本測定で得られた、超微細構造の途中結果

$$\Delta_{\text{HFS}} = 203.3951 \pm 0.0024 \text{ (stat., 12ppm)} \\ \pm 0.0019 \text{ (sys., 9.5 ppm) GHz}$$

系統誤差 (暫定)

系統誤差の要因		大きさ (ppm)
磁場	非一様性	1.8
	補正と再現性	1.0
	NMR測定値	1.0
検出効率	MCを用いた評価	7.0
物質の効果	ポジトロニウムの熱化	3.0
RF	RF パワー	2.9
	RF キャビティの Q_L 値	4.3
	RF周波数	1.0
Quadrature sum		9.5

(ついでに) HFS のフィットと p-Ps の寿命



遷移曲線をフィットする際、p-Ps の寿命をフリーパラメータとし、p-Ps の寿命を遷移曲線から求めることができる。このように直接フィットするのは初めて。

PRL 72, 1632
(1994)

1. イントロダクション
2. 我々の新しい実験セットアップ
3. 測定の途中結果
- 4. 今後の展望**
5. Psの熱化について

今後の展望

- 物質の効果：次ページ以降で説明
- RF：温度管理して0(ppm)を達成。
- 検出効率：現状、モンテカルロ・シミュレーションを用いて評価。実データを基にした評価にし、0(ppm)を達成していく。
→ ポジトロニウム生成位置の分布など (これから)
- 統計誤差：今のところ 12 ppm

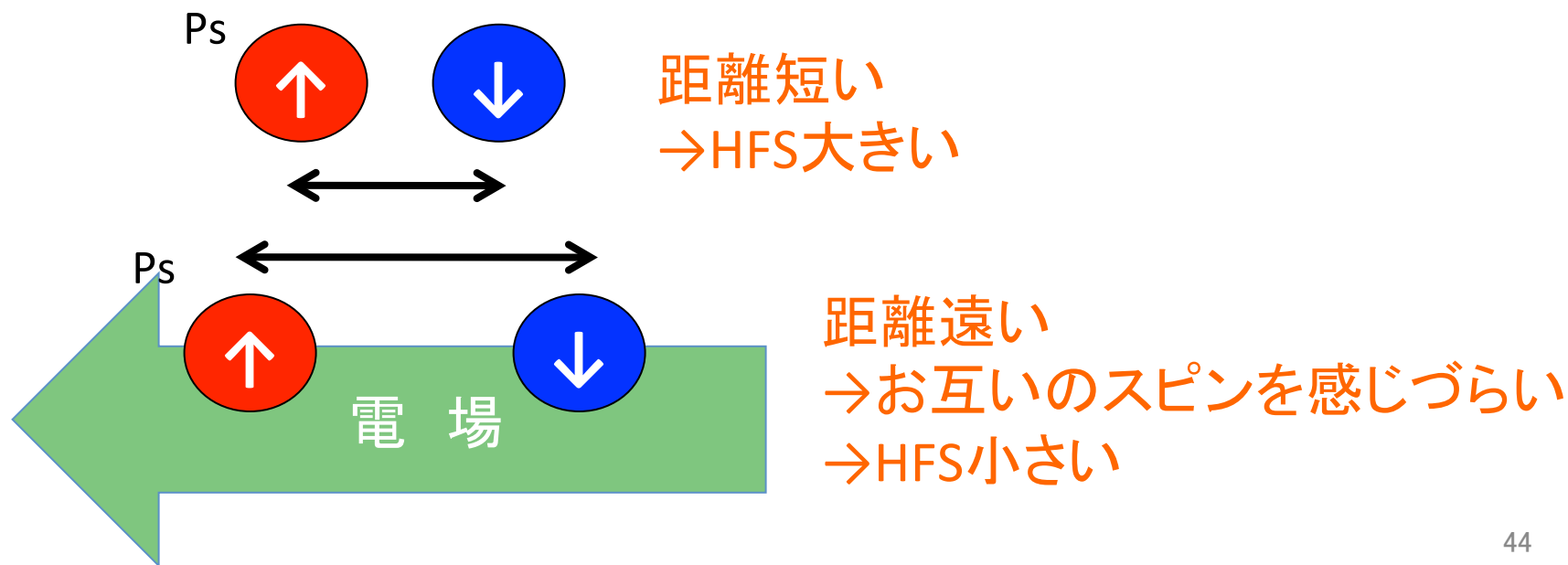
今後1年程度で、
0(ppm)の精度を達成する。

1. イントロダクション
2. 我々の新しい実験セットアップ
3. 測定の途中結果
4. 今後の展望
5. **Psの熱化について**

ポジトロニウムHFSに周囲の物質が与える影響

- Ps-HFSの第一項
= 電子陽電子のスピン-スピン相互作用
→ 両者の距離によって変化する
- 周囲の物質の電場
→ 電子陽電子間の距離が変化

→ HFSの変化 (シュタルク効果)



過去の実験での物質の効果の評価

- Psが周りの原子に近づく
→電場を感じてシュタルク効果が始まる

HFSに効くシュタルク効果の大きさ
 \propto 周りの分子との衝突頻度
 \propto (周りの分子の密度) \times (Psの速度 v)

→Ps速度一定だと思つと、HFSはガス圧に比例してずれる

→過去の実験

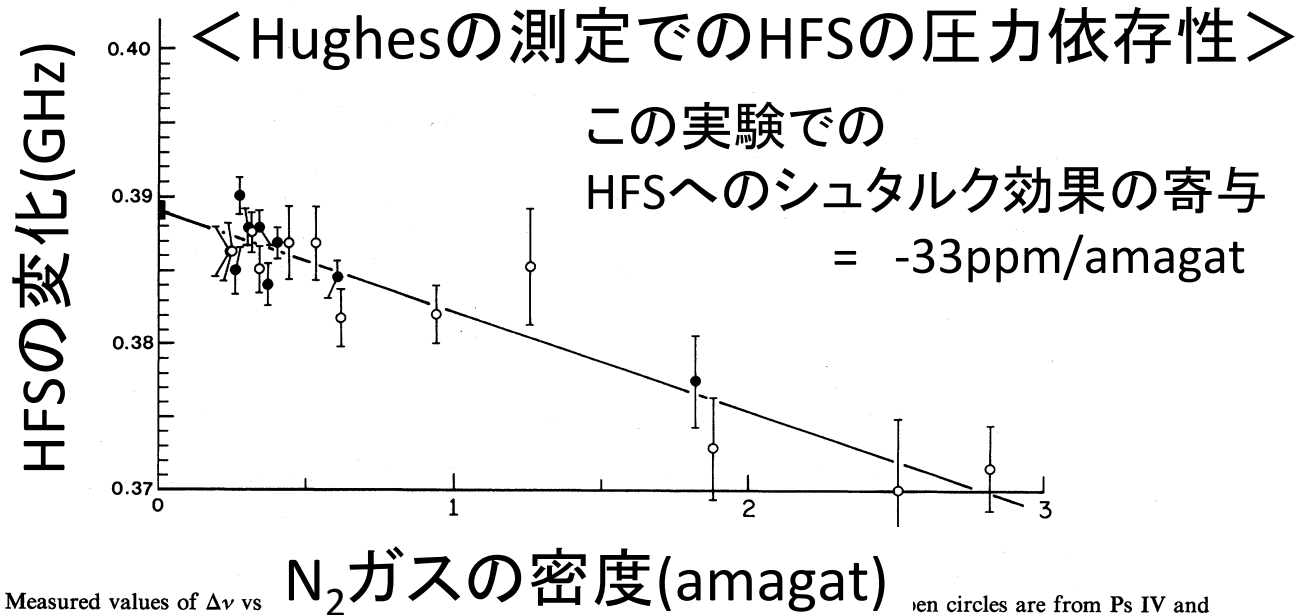


FIG. 7. Measured values of $\Delta\nu$ vs N_2 gas density. Open circles are from Ps IV and the closed circles are from the present work. The straight line is the best fit described in Eq. (14).

Phys. Rev. A
1984 **30** 1331

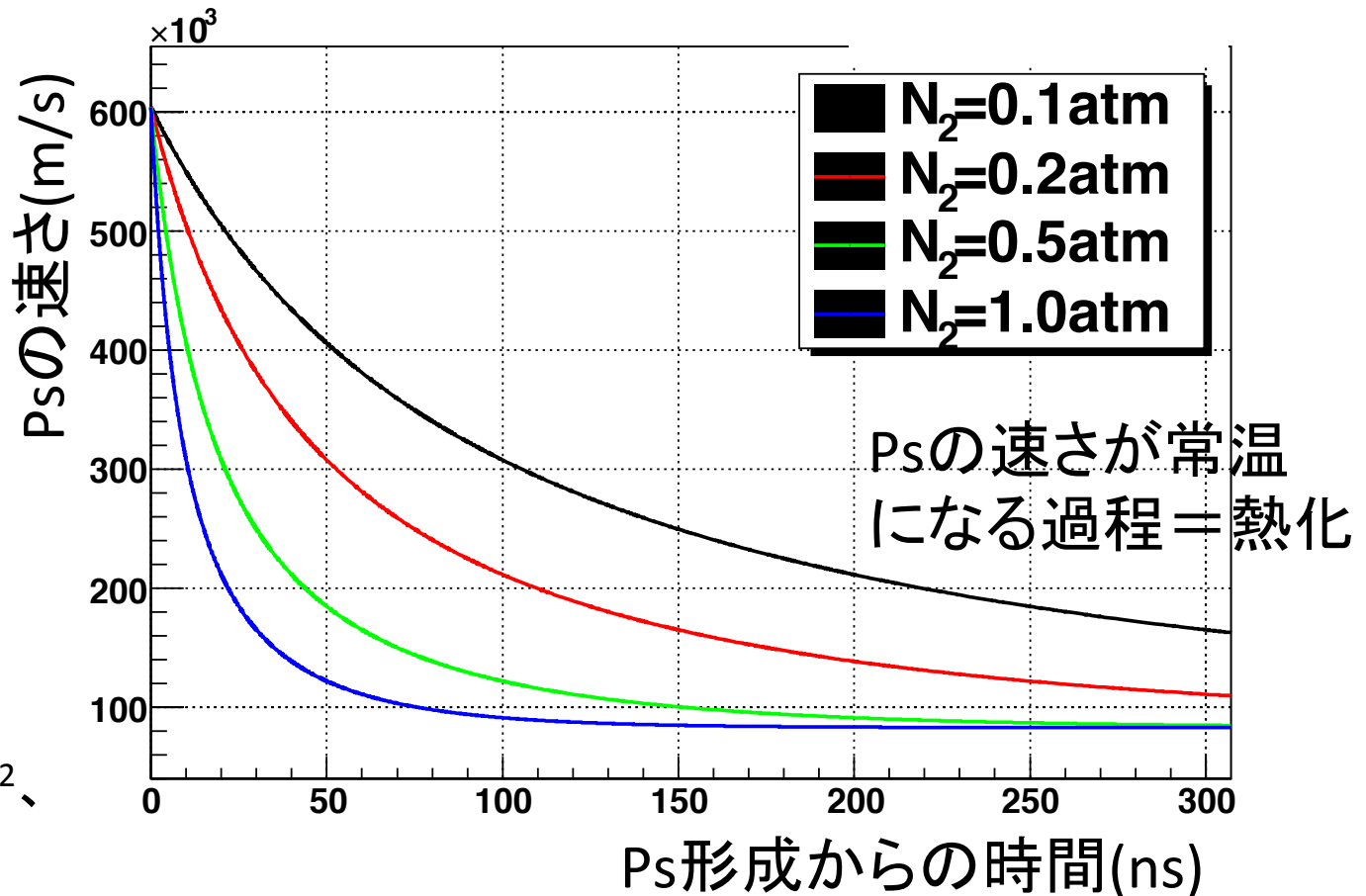
Ritter, Egan, Hughes et al.

ポジトロニウムの速さ変化

HFSに効くシュタルク効果の大きさ
 \propto 周りの分子との衝突頻度
 \propto (周りの分子の密度) \times (Psの速さ $v(t)$)

過去の実験では
一定という扱い

<PsがN₂ガス中で形成された時の減速の様子(シミュレーション)>

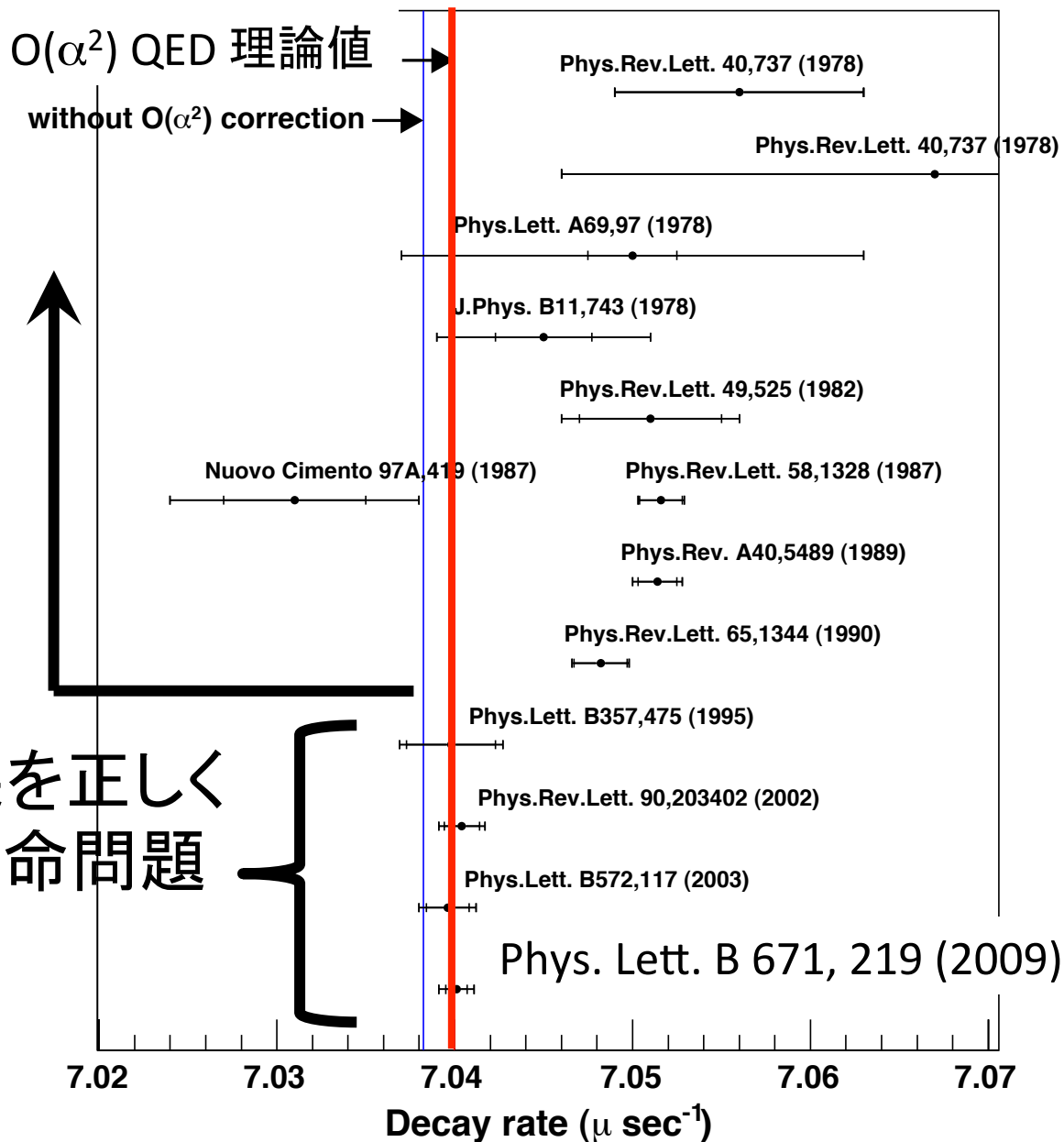


パラメーターは、
 $\sigma_m = 13.0 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 、
 $E_0 = 2.07 \text{eV}$ を使用

「オルソポジトロニウムの寿命問題」の解決

Ps の熱化が正しく
考慮されてい
なかった。
実験値と理論値に
有意な差があった。

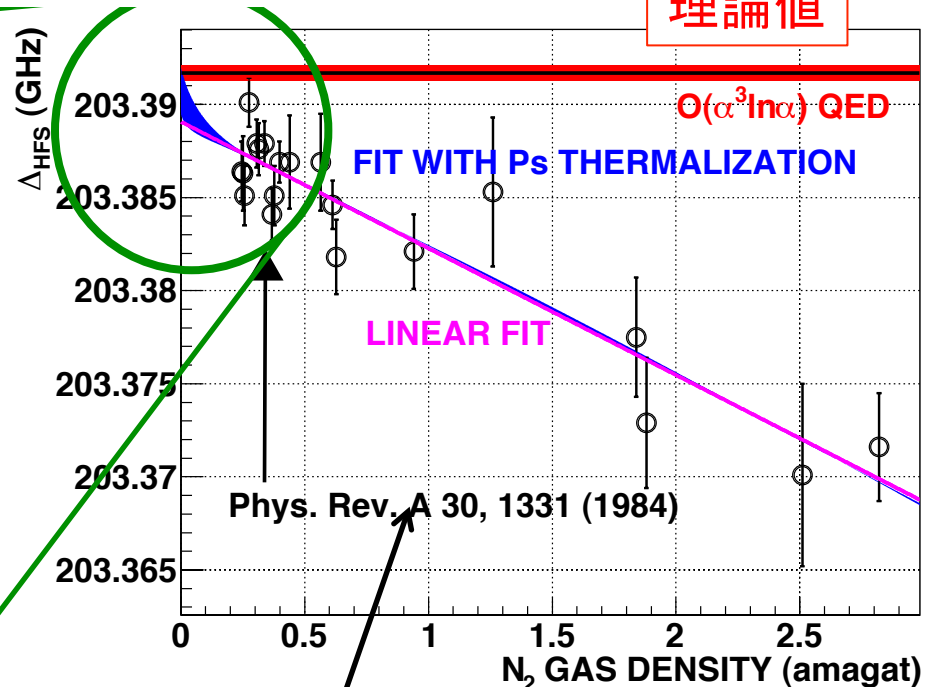
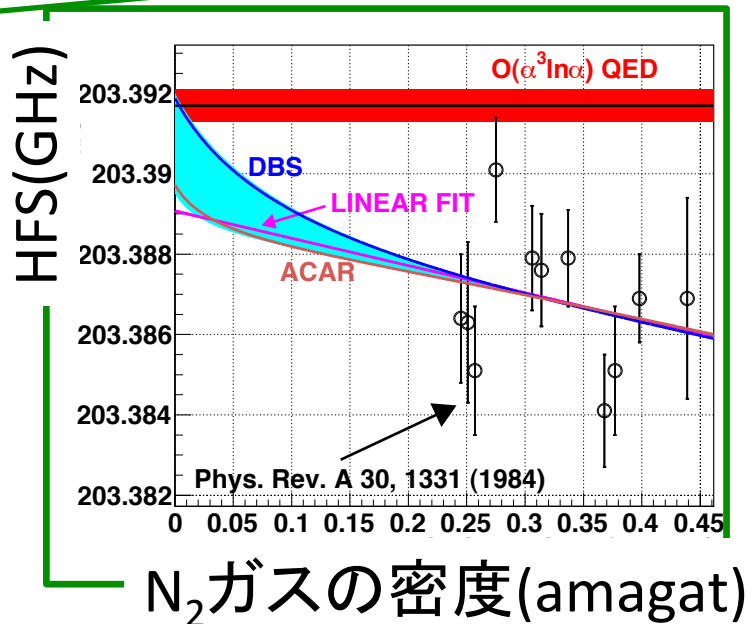
Ps の熱化による効果を正しく
取り入れることで、寿命問題
は解決した。



圧力＋熱化を含めた物質の効果がHFSへ及ぼす影響

＜圧力と熱化によるHFS補正のシミュレーション＞

理論値



N_2 でO(10ppm)の補正：

- 実験値と理論値の差を埋める向き
- 目標精度に対して、無視できない大きな補正
- 熱化測定手法による差が大きい
 - 系統誤差の要因
 - **独自に測定を行う**

$(\sigma_m, E_0) =$
 DBS: $(13.0 \times 10^{-16} \text{cm}^2, 2.07 \text{eV})$
 ACAR: $(37 \times 10^{-16} \text{cm}^2, 2.07 \text{eV})$
 RF周波数=2.32GHz、
 RF振動磁場=10Gauss、静磁場=0.78Tesla
 実験値はHughes et al. (1984)、
 理論値はKniehl et al. (2000)

イソブタンを用いる長所

- 我々の実験では、 N_2 ではなくイソブタンを使用する。

長所1: ポジトロニウムの生成率が N_2 の1.5倍程度良い。
(N_2 で生成率20%、イソブタンでは30%)

長所2: 陽電子がガス中で静止しやすい。

長所3:

低速陽電子を速やかに対消滅させる働きが大きい。

運動エネルギーが小さすぎてPsを作れない陽電子

N_2 中で寿命170ns

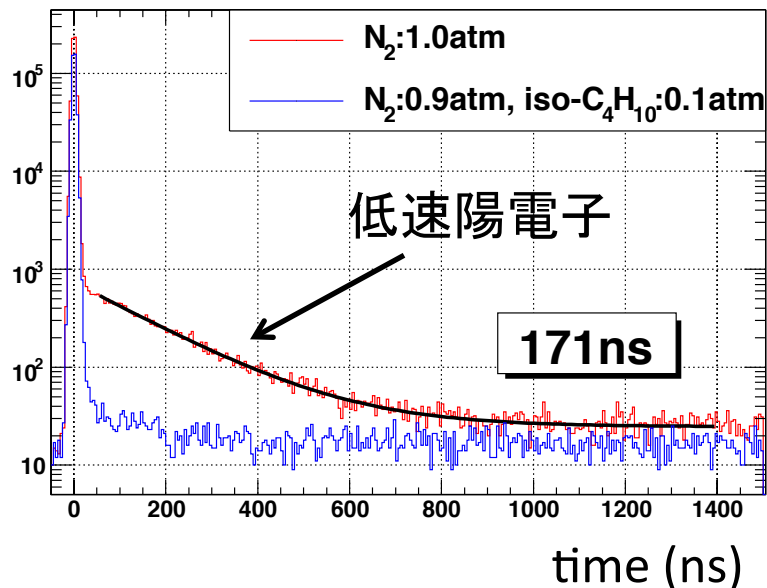
2 γ 崩壊なのでBGとなる

右図:

511 \pm 3keVでカットをした、
Ps崩壊タイミングスペクトラム

赤: イソブタンなし(N_2 のみ)

青: イソブタンあり

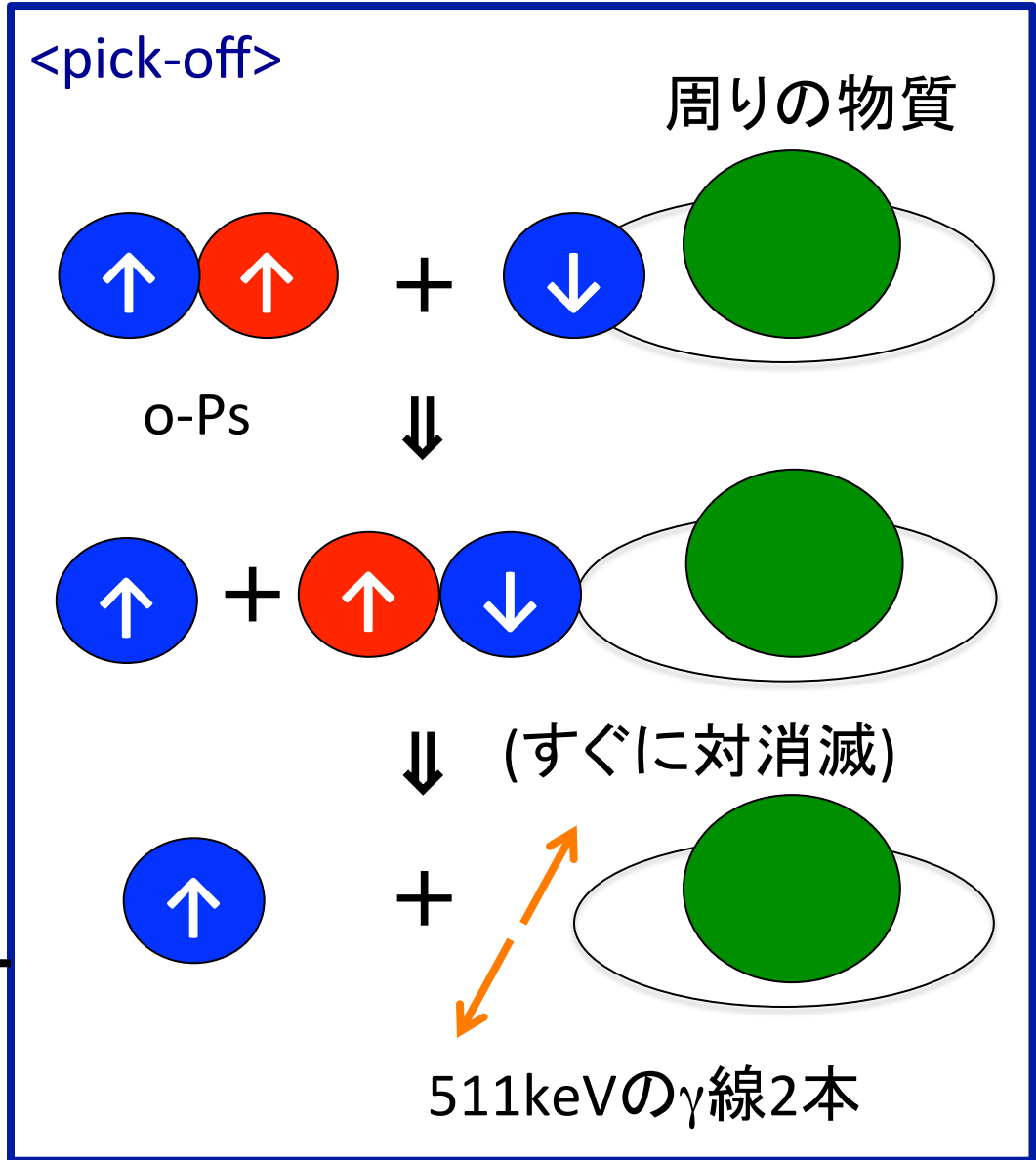


どのようにしてポジトロニウムの $v(t)$ を測定するか？

- o-Psの pick-off を用いて測定

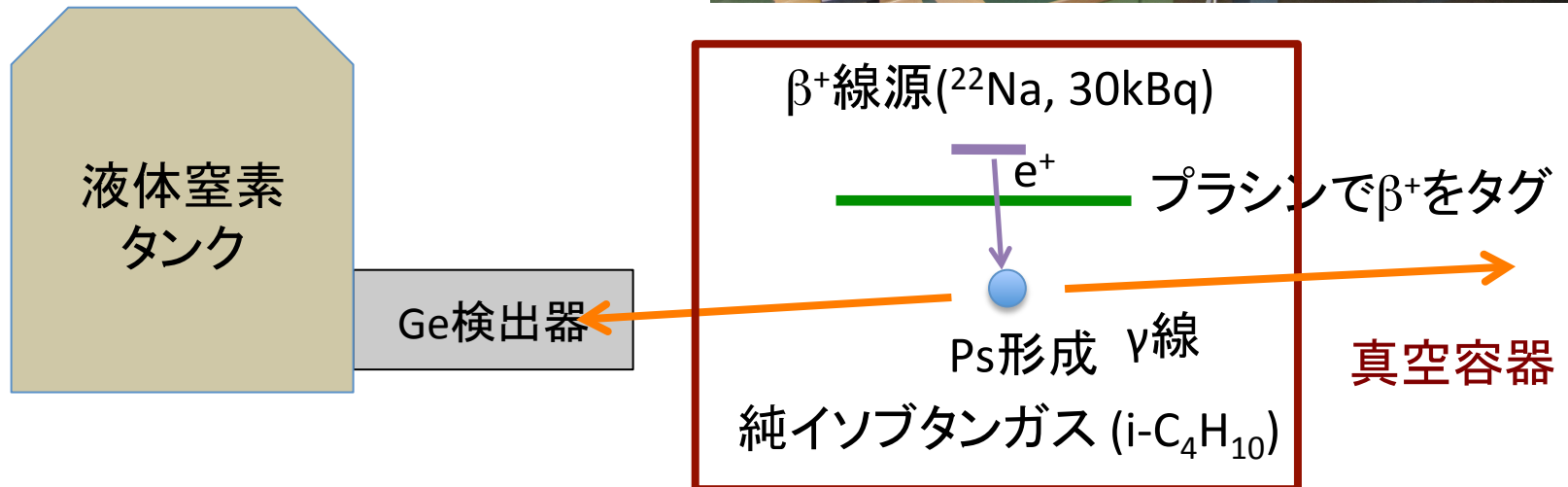
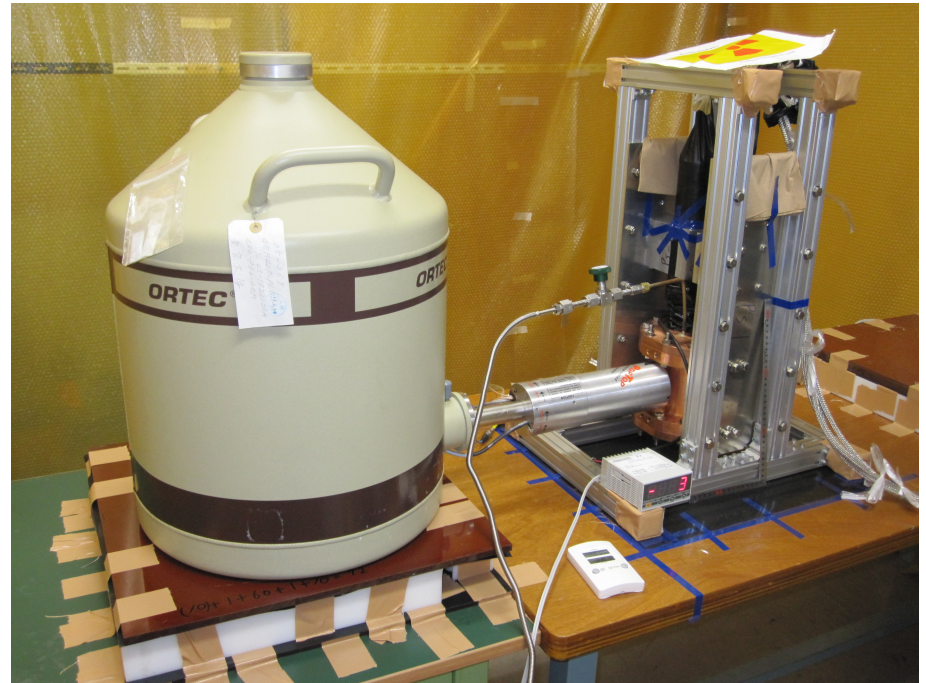
- pick-off の量(t)
 = pick-offの断面積
 × 物質の密度
 × o-Psの量(t)
 × $v(t)$

$v(t)$
 pick-offの量(2 γ 崩壊)
 \propto o-Psの量(3 γ 崩壊)



セットアップ(全体の様子)

- タイミング: プラシんでスタート、Geでストップ
- シリカエアロゲルで e^+ を止めてPsを作る
- ソース周りは真空容器に入れてある
- ガス圧を変化させて測定を行う

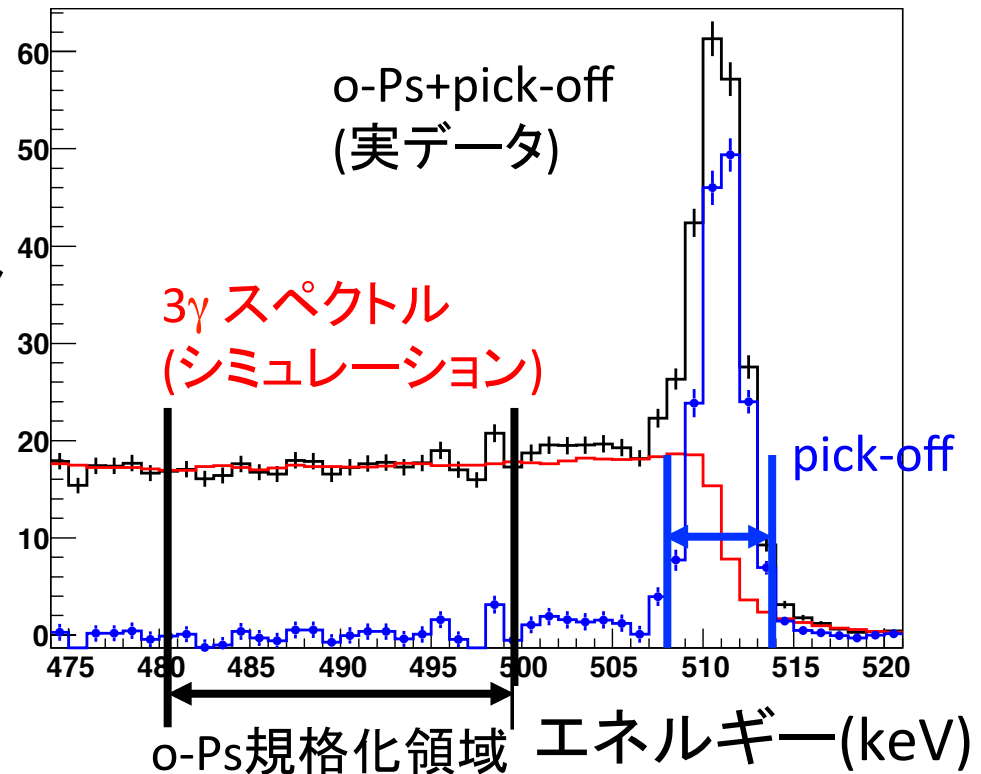


o-Ps、pick-off量の見積もり方

- 1, 時間を区切ってエネルギースペクトラムを作る
- 2, o-Psはスペクトラムの連続部分(480~500keV)で規格化
- 3, pick-offは 511 ± 3 keV
- 4, o-Ps, Pick-off量の efficiency、なだれ込みの量はシミュレーションで補正

$$v(t) = \frac{\text{pick-offの量}(2\gamma\text{崩壊})}{\text{o-Psの量}(3\gamma\text{崩壊})}$$

現在測定中



まとめ

本測定 of 途中結果

$$\text{HFS} = 203.3951 \pm 0.0024 \text{ (stat., 12 ppm)} \\ \pm 0.0019 \text{ (sys., 9.5 ppm) GHz}$$

- 我々の新しい精密測定は、過去の実験において考えられる共通の系統誤差 (磁場の非一様性・Ps の熱化による効果) を小さくする。
- O(ppm) の結果が1年程度で得られる見込み。これによって HFS のずれの検証を行う。

Backup

ポジトロニウムの熱化問題

生成された o-Ps は、1 eV 程度の運動エネルギーを持っている。

o-Ps は、周りの物質とぶつかって、エネルギーを落とし、室温 (1/30 eV) に下がる (熱化)。

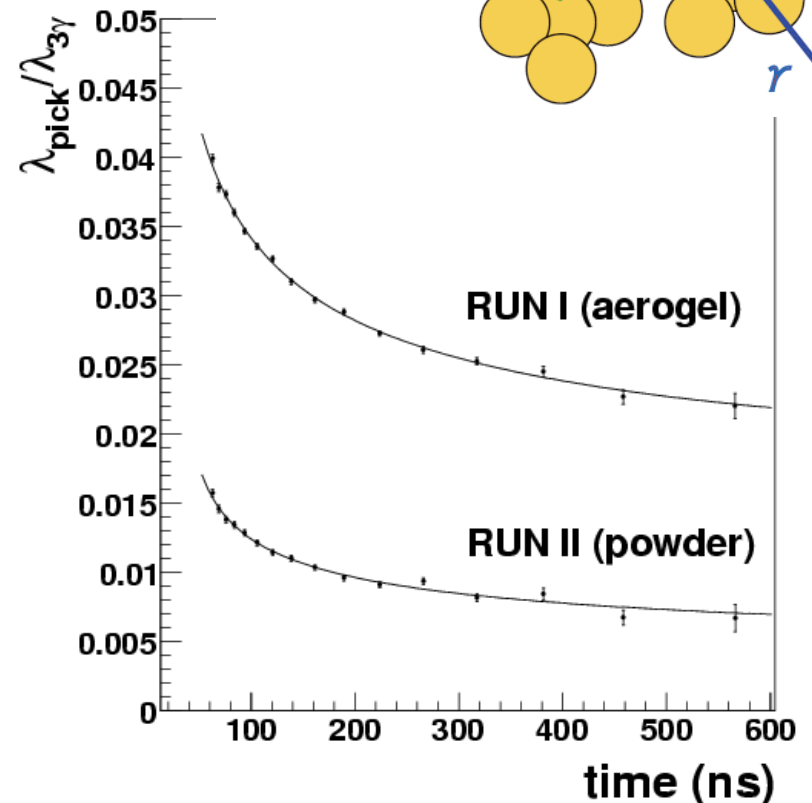
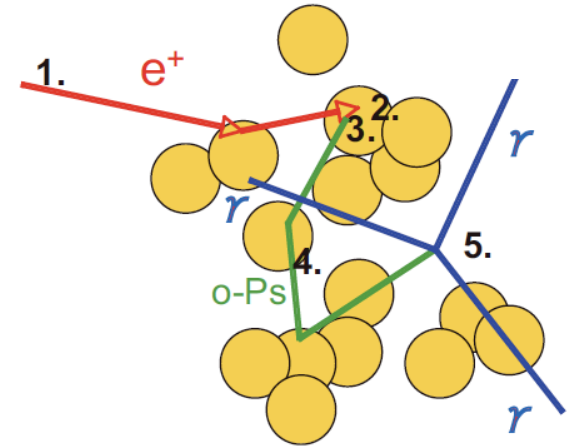
昔は、熱化はすぐに起こるとされていた。

しかし、熱化に時間がかかると、

物質の効果 (\propto 衝突頻度) は、**密度に比例しない**。

実際、1990年代の「オルソポジトロニウムの寿命問題」で、熱化には時間がかかり、これが**深刻な系統誤差**となることが分かった。

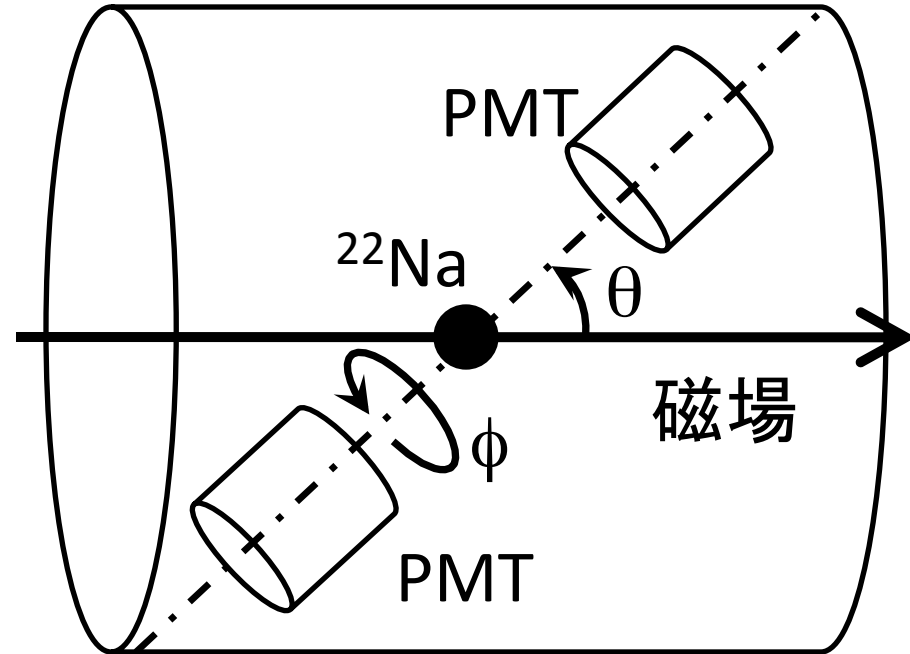
→HFSでも、深刻な系統誤差となっている可能性がある
(低圧では、より熱化に時間がかかり、大きな効果)。



磁場中でのファインメッシュ PMT



MRI Magnet (@ KEK)



0.866 T 磁場中に
LaBr₃(Ce) シンチレータ(1 inch)
ファインメッシュ PMT

1.5 inch HAMAMATSU R7761

2.0 inch HAMAMATSU R5924

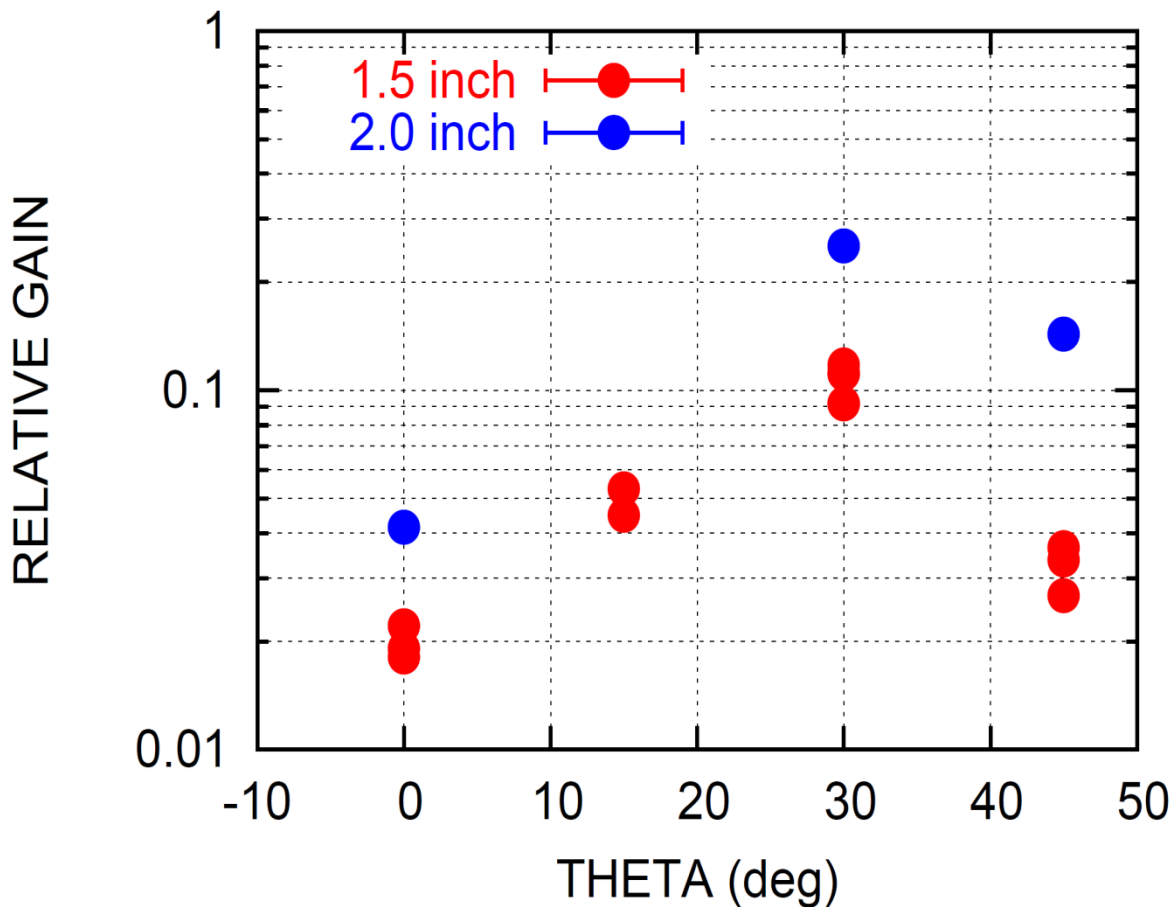
を back-to-back に配置

²²Na 線源

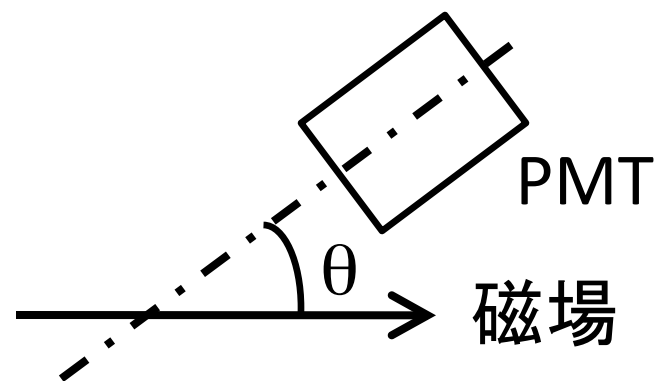
(511 keV 2γ back-to-back, 1275 keV γ)

を用いて測定。

PMT ゲインの角度(θ)依存性

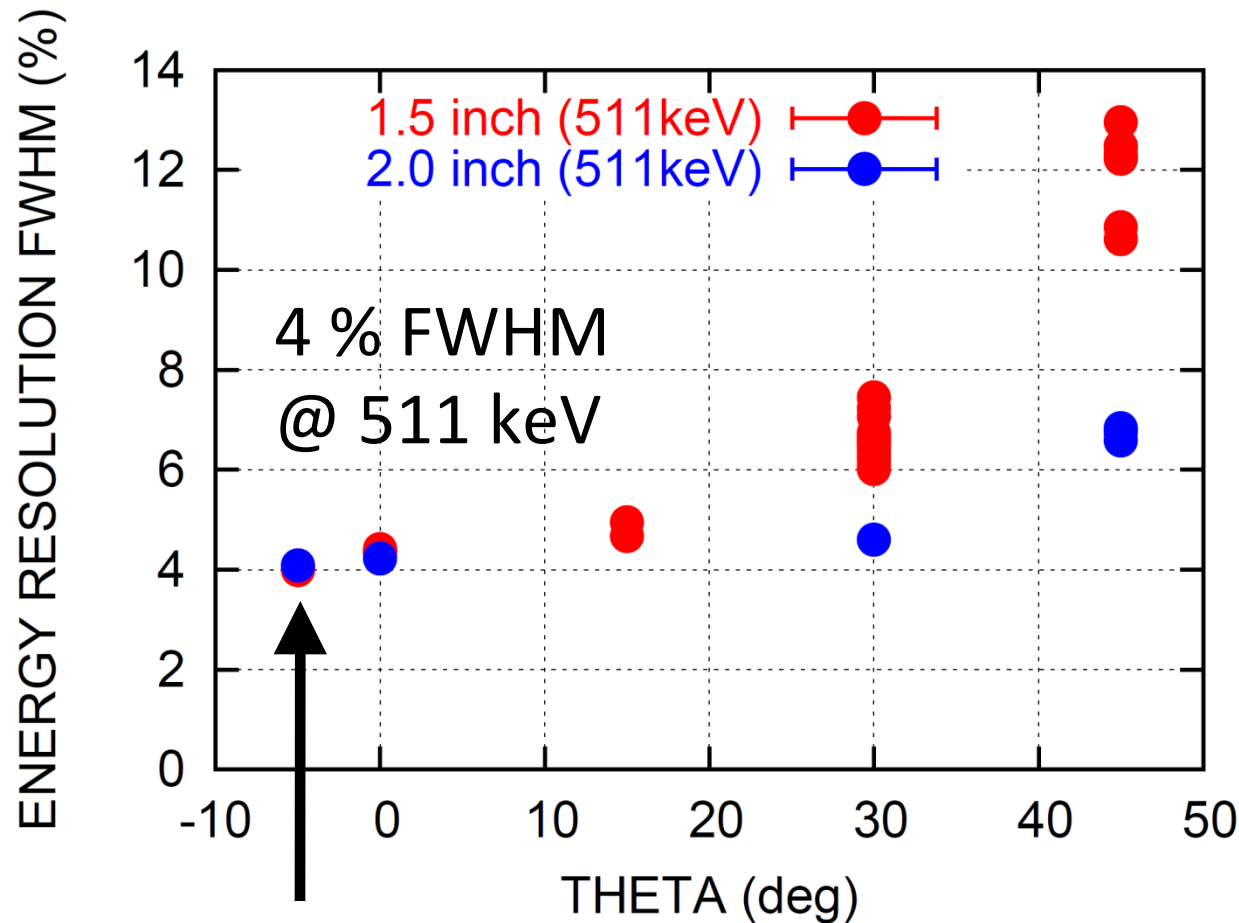


60°以上では、 10^{-4} 以下。
(測定不可)



- 1.5 インチの方が影響が大きい。
- 30°のとき、影響が小さい。
- 2 インチ PMT では、45°でも影響は小さい。

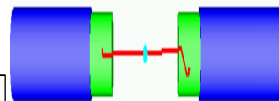
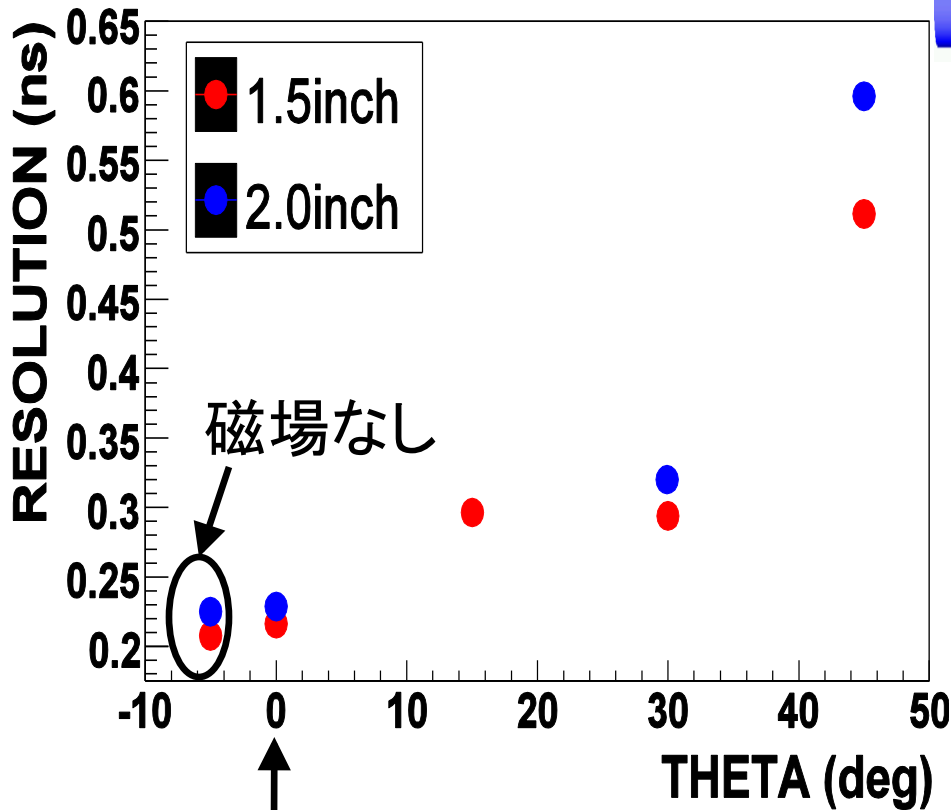
エネルギー分解能の角度(θ)依存性



- 0°のときは悪化していない。
- 光電面から出た光電子は、磁場に巻きつきながら増幅され、陽極へ向かう。
- 0°のときが最も効率よく光電子を集められる(初段)
-> 分解能がよい。

時間分解能の角度(θ)依存性

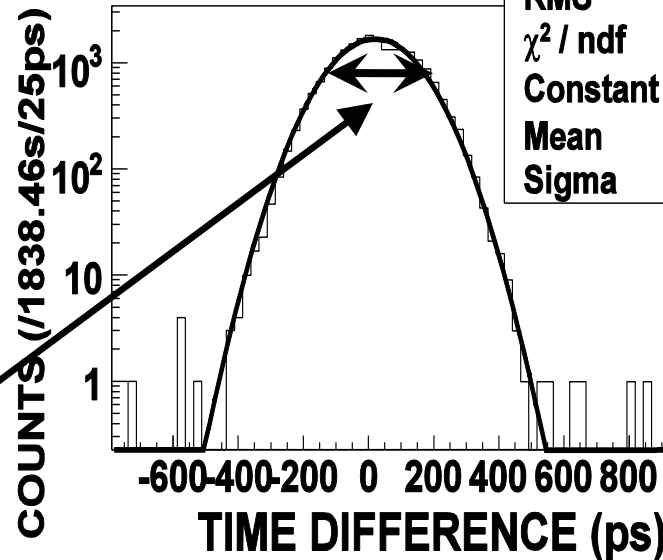
FWHM @ 511 keV



511 keV back-to-back

↓ 磁場なしの時の時間差
スペクトル (1.5 inch +
2.0 inch coincidence)

TIMING SPECTRUM

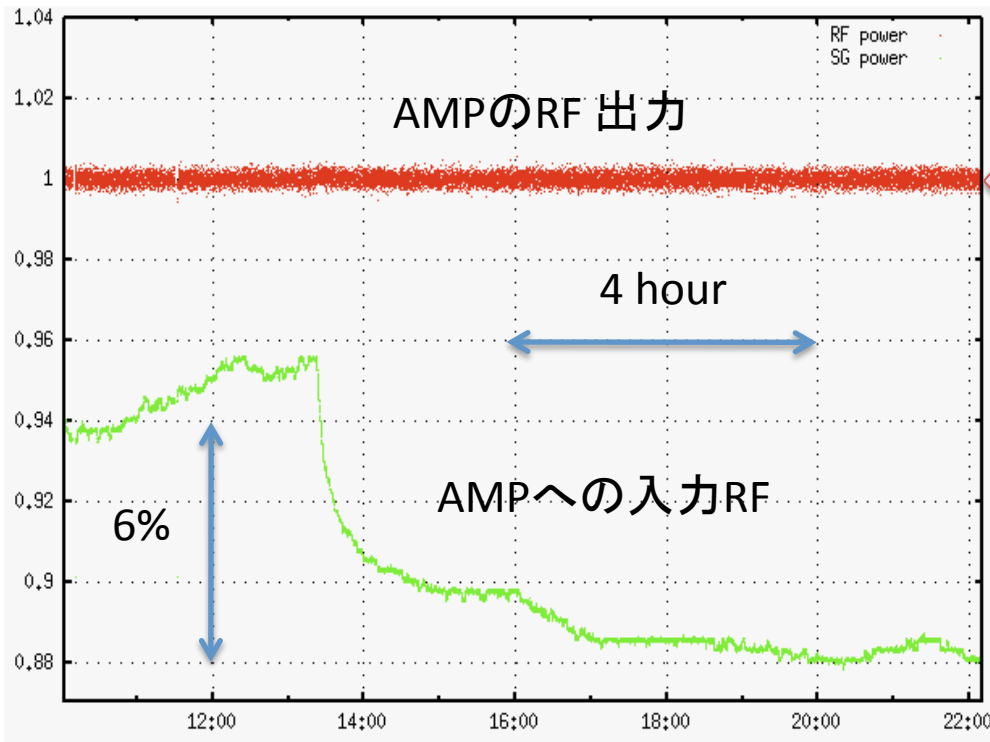


pmt1_511keV_pmt2_511keV	
Entries	21312
Mean	20.86
RMS	125.2
χ^2 / ndf	203.1 / 43
Constant	1692 ± 13.9
Mean	20.67 ± 0.86
Sigma	124.4 ± 0.6

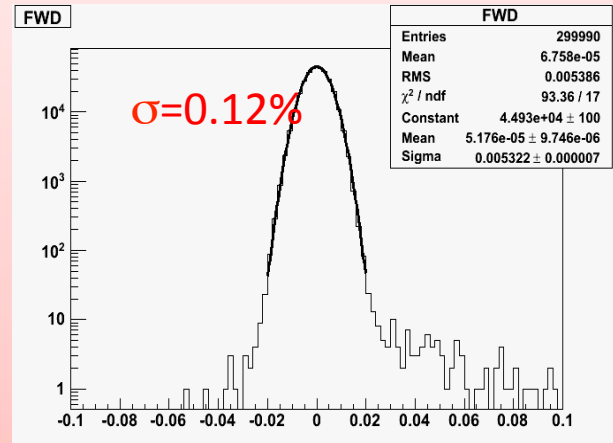
0°のとき悪化していない。

FWHM 293 ps @ 511 keV

遷移RFの安定化 //Power Feedback



Forward Power Meter [dB]

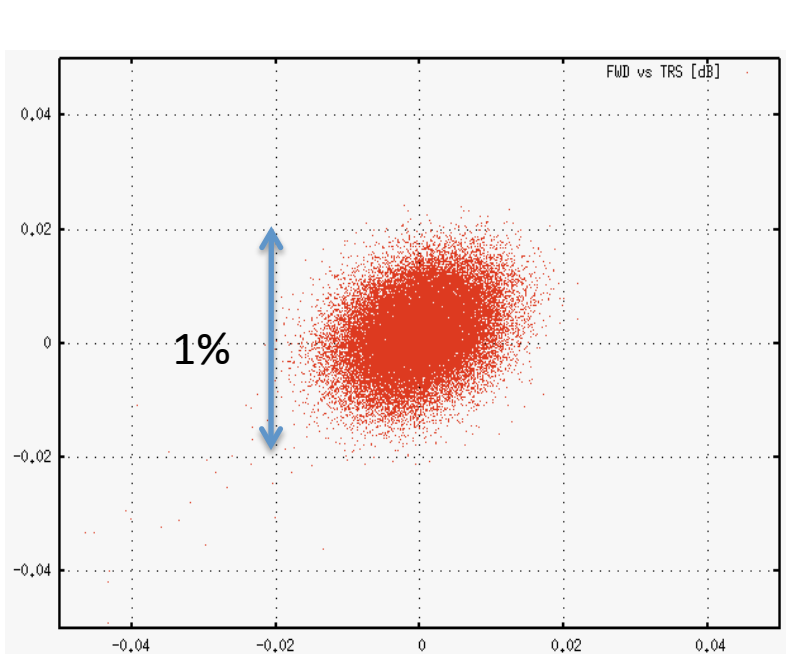


Gauss関数でFit

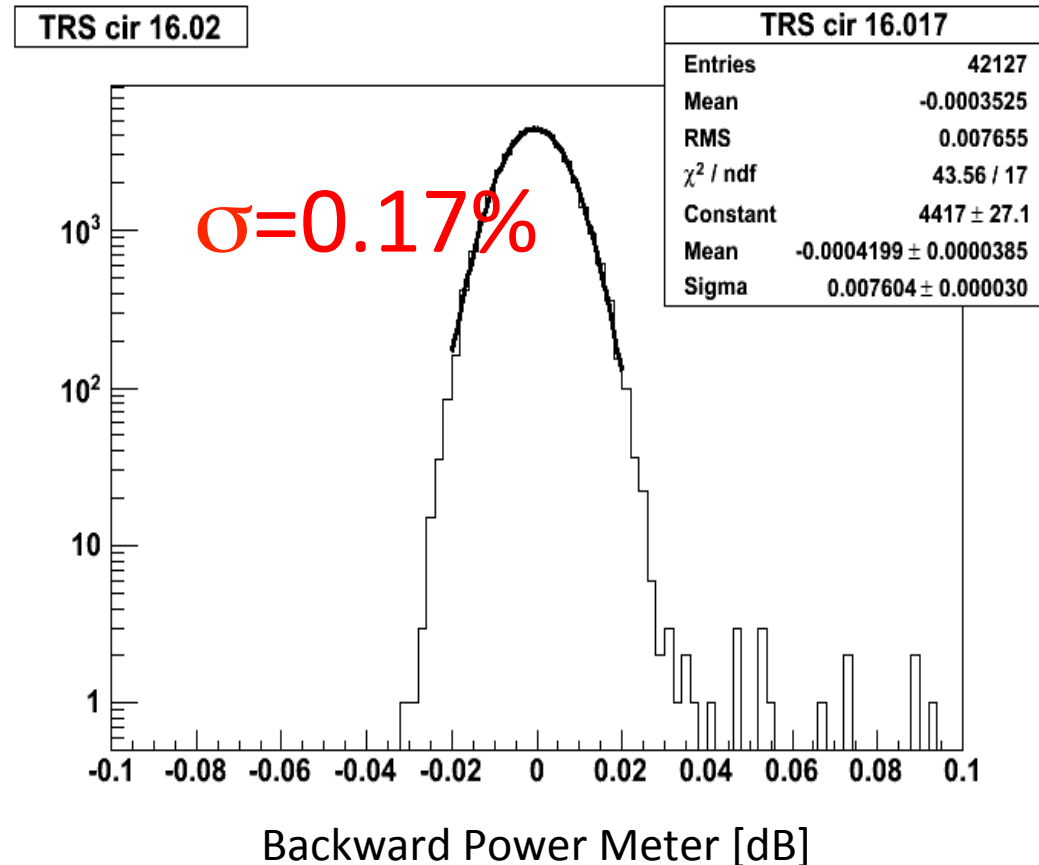
AMPのGainは室温の変化に伴って大きく変動する。遷移RFのPowerが不安定になるとHFSの測定精度が低下する。出力FeedbackでリアルタイムでAMPに入れるRFの量を調整することでAMP出力を一定に保つ。

AMPは長期にわたって、安定したPowerを維持した。瞬間値のばらつきは0.12%であり、1時間平均は0.02%以下のばらつきに収まっている。(正常に機能)

遷移RFのモニター精度と長期安定性



Cavity前後の2つのPower Meter
の相関

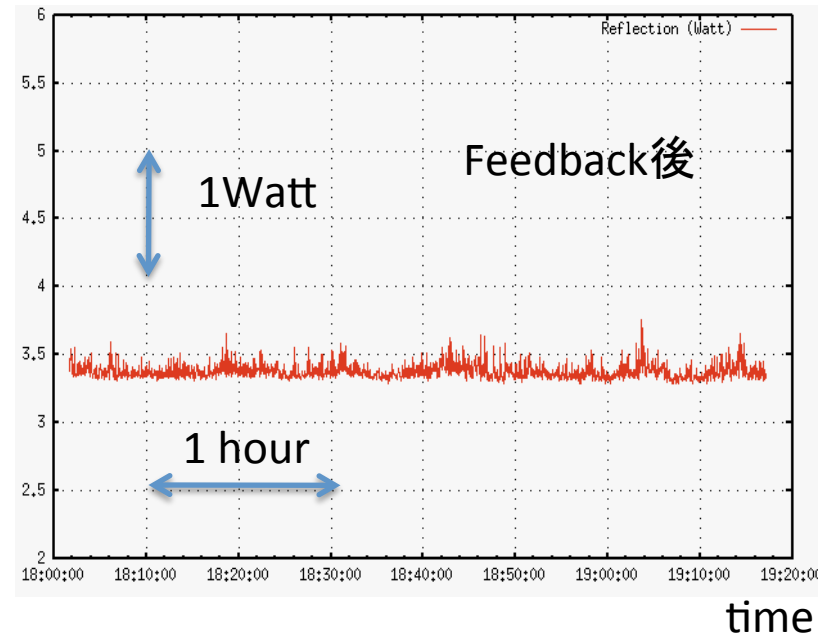
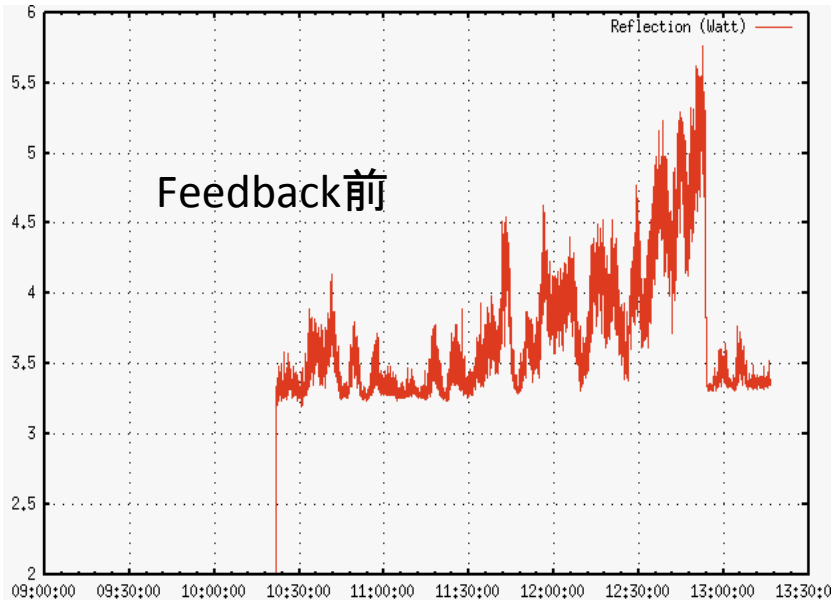


回路の安定性と遷移RFの精度評価は、Forward Power Meterと Transmit Power Meterを比較することで行っている。Transmit Power MeterもGaussianで分布しており、瞬間値のばらつきは0.17%である。

RUN毎のPower積分は十分な精度(長時間平均0.1%以下を要請)で制御できている。

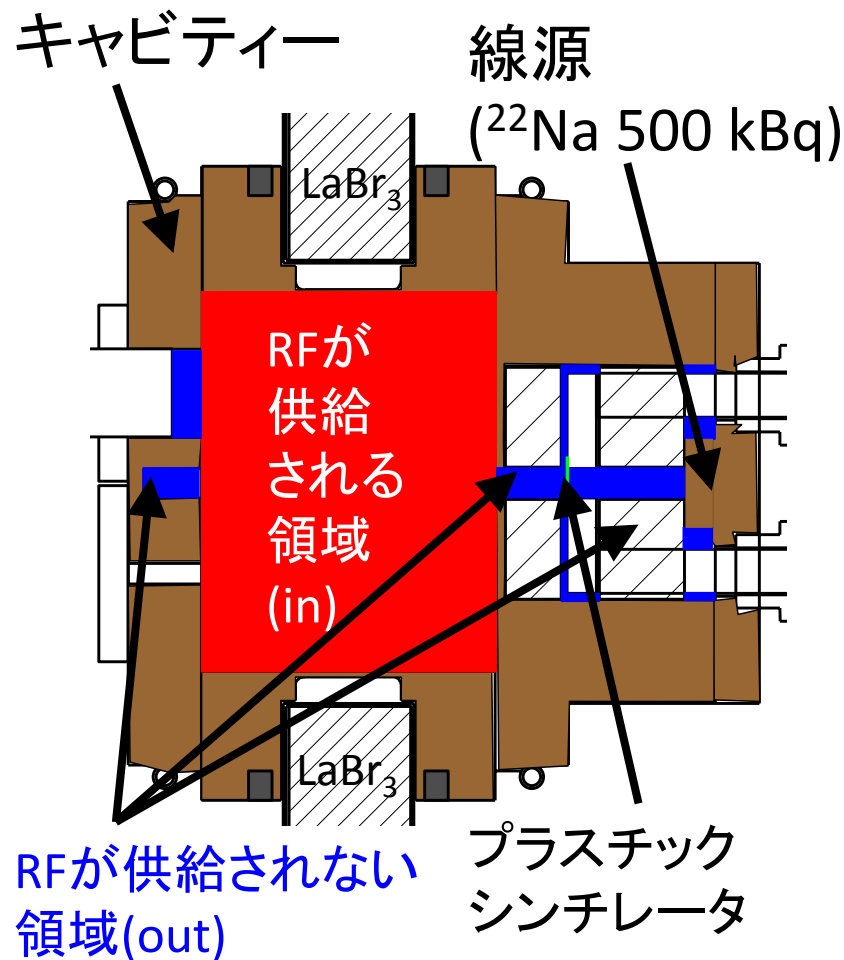
周波数 Feedback の安定性

Cavity反射量 [1div=0.5W]



1. HFSの測定は印加磁場と遷移周波数の対応関係を測定するため、Cavityに印加する周波数は本来うごかすべきではない。
2. Cavityの共振周波数と供給するRFの周波数がずれると、インピーダンスのミスマッチによりRFがCavityに入らず反射されるようになる。
3. Cavity内に入るRFの強度が不安定になり、また、大強度のRFが逆流すると**測定回路やAMPを破壊する恐れ**があるため、周波数Feedbackを行った。

エネルギースペクトルのフィット



- ・RFキャビティーには、RFが供給される領域と、RFが供給されない領域がある。
- ・ポジトロニウムは、そのどちらの領域でも生成・崩壊する。
- ・RF-OFFでは、どちらの領域でも、 $2\gamma/3\gamma$ 崩壊比は変わらないので、

OFFのスペクトル

$$S_{OFF} = A_{OFF} \left(S_{3\gamma MC, out} + \beta S_{2\gamma MC, out} \right) + A_{OFF} \left(S_{3\gamma MC, in} + \beta S_{2\gamma MC, in} \right)$$

Lifetimeでノーマライズ

RFが供給されない領域

RFが供給される領域

- ・RF-ONでは、RFが供給される領域のみ、 $2\gamma/3\gamma$ 崩壊比がRF-OFFと異なり、

ONのスペクトル

$$S_{ON} = A_{OFF} \left(S_{3\gamma MC, out} + \beta S_{2\gamma MC, out} \right) + A_{ON} \left(S_{3\gamma MC, in} + \Gamma S_{2\gamma MC, in} \right)$$

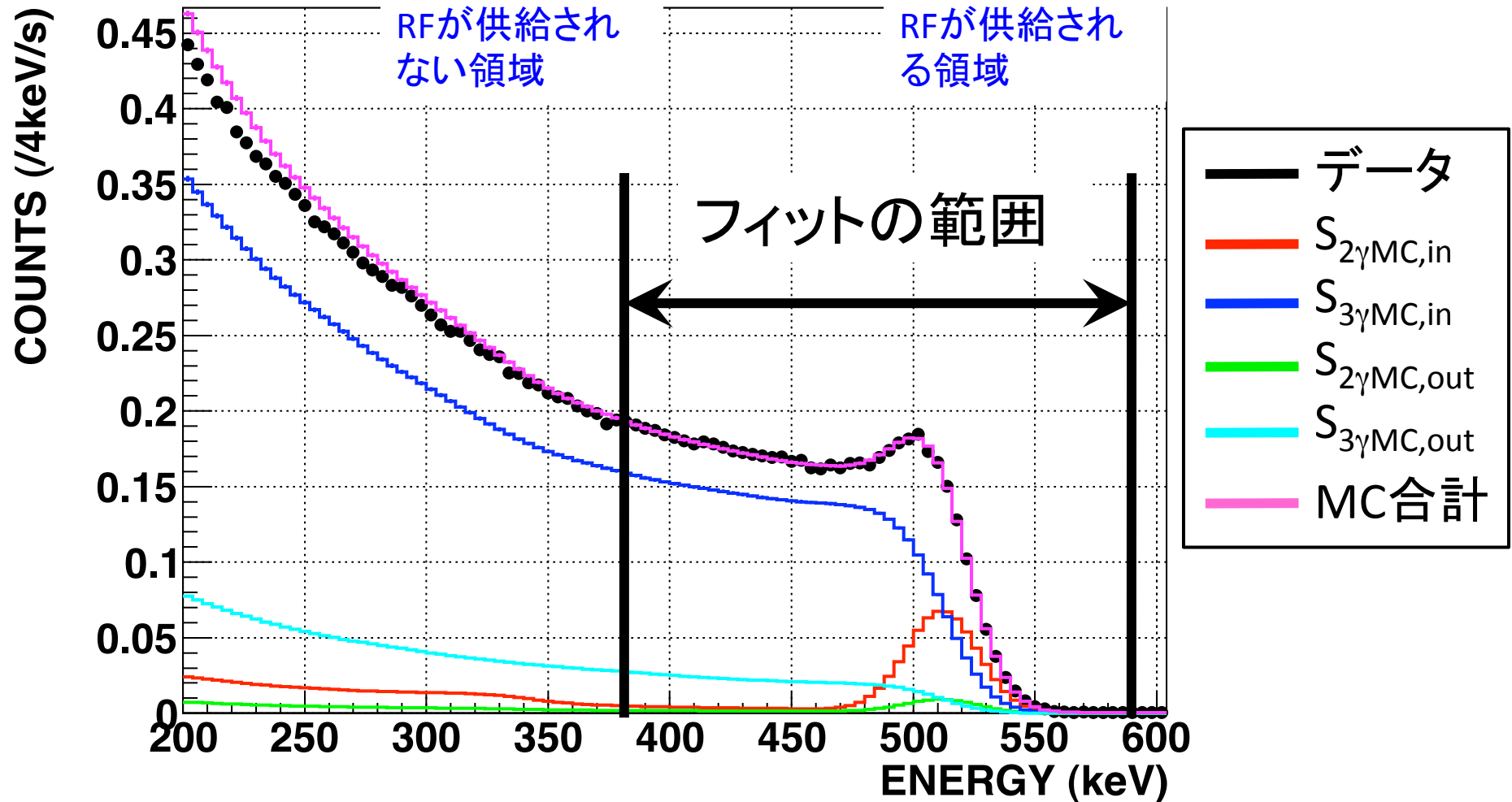
RFが供給されない領域

RFが供給される領域

A_{OFF} , A_{ON} 3γ 崩壊確率
 β , Γ $2\gamma/3\gamma$ 崩壊比
 $S_{3\gamma MC}$, $S_{2\gamma MC}$ MCスペクトル

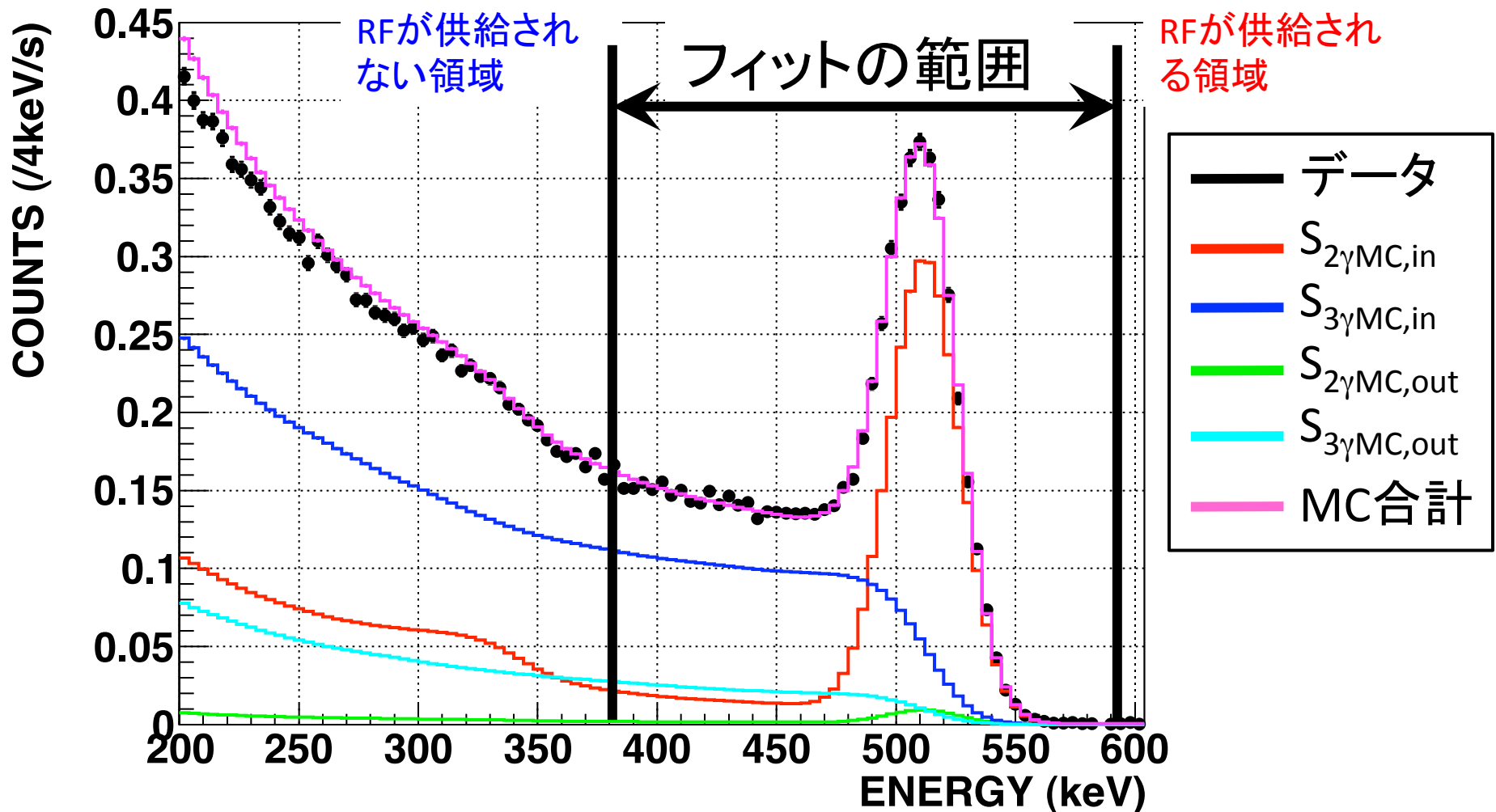
モンテカルロ・シミュレーションによる エネルギースペクトルのフィット (RF-OFF)

$$S_{OFF} = A_{OFF} \left(S_{3\gamma MC, out} + \beta S_{2\gamma MC, out} \right) + A_{OFF} \left(S_{3\gamma MC, in} + \beta S_{2\gamma MC, in} \right)$$



モンテカルロ・シミュレーションによる エネルギースペクトルのフィット (RF-ON)

$$S_{ON} = A_{OFF} \left(S_{3\gamma MC, out} + \beta S_{2\gamma MC, out} \right) + A_{ON} \left(S_{3\gamma MC, in} + \Gamma S_{2\gamma MC, in} \right)$$



Ps-HFS の理論

項	比率 (ppm)	HFS (GHz)	年
Leading Order ((7/12)m α^4)	1 000 000	204.386 63	1947-1951
O(α) 補正	- 4 919.6	-1.005 50	1952
O(α^2) 補正	57.7	0.011 80	1966-2000
O(α^3) 補正	-6.1(2.0)	-0.001 24(41)	1993-2001
合計	995 132.1(2.0)	203.391 69(41)	

$$\Delta\nu^{\text{th}} = \Delta\nu_0^{\text{th}} \left\{ 1 - \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{32}{21} + \frac{6}{7} \ln 2 \right) + \frac{5}{14} \alpha^2 \ln \frac{1}{\alpha} + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \left[\frac{1367}{378} - \frac{5197}{2016} \pi^2 + \left(\frac{6}{7} + \frac{221}{84} \pi^2 \right) \ln 2 - \frac{159}{56} \zeta(3) \right] - \frac{3}{2} \frac{\alpha^3}{\pi} \ln^2 \frac{1}{\alpha} + C \frac{\alpha^3}{\pi} \ln \frac{1}{\alpha} + D \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 \right\}, \quad (3)$$

PRL 85, 5094 (2000)

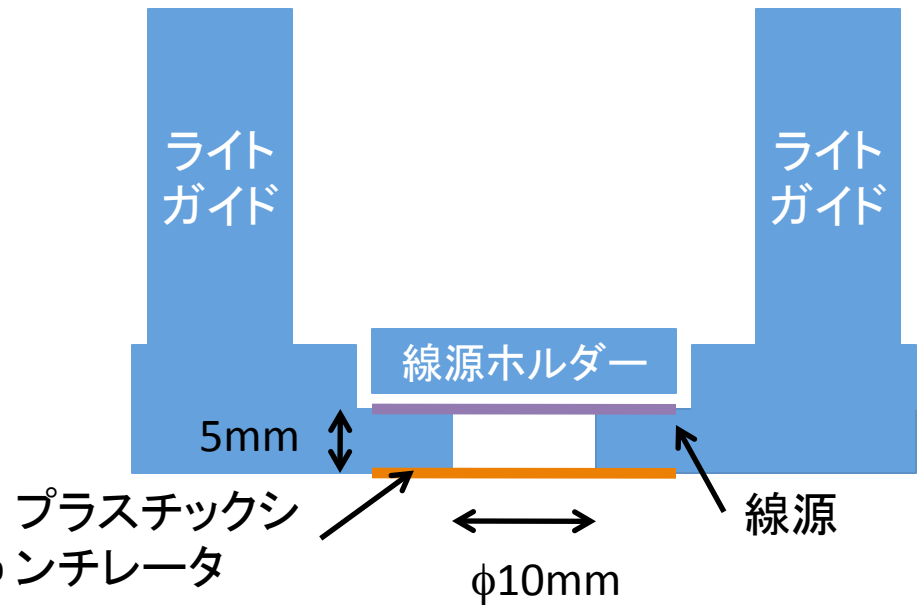
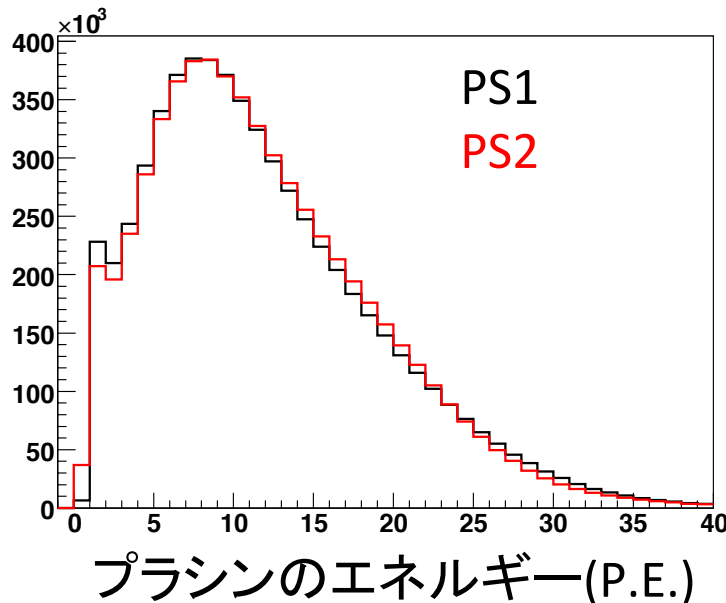
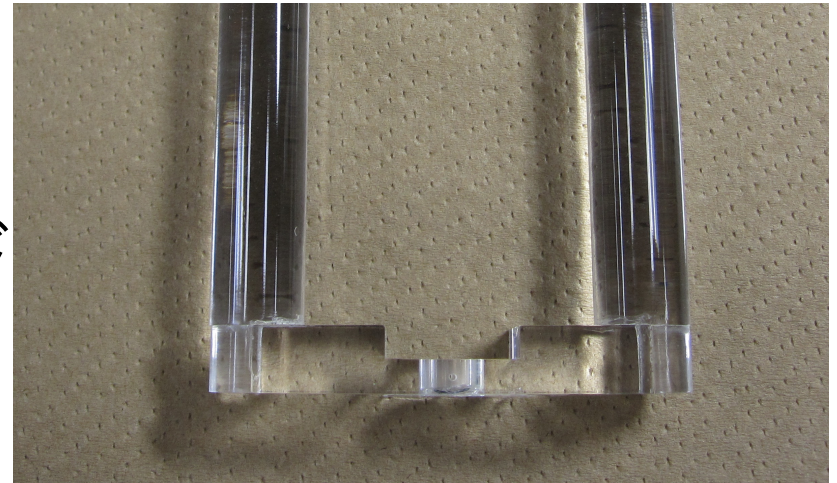
過去の実験における系統誤差

TABLE III. Uncertainties in $\Delta\nu$ measurement (ppm).

	1977	1983	All
Counting statistics	5.0	4.4	2.8
Magnetic field inhomogeneities	2.4	1.0	1.6
Magnetic field offset and reproducibility	1.4	0.8	1.0
Nuclear magnetic resonance (NMR) calibration	0.4	0.4	0.4
Microwave power and frequency uncertainty	0.5	0.5	0.5
Density uncertainty	0.3	0.3	0.3
Line-shape corrections	1.1	0.6	0.7
Quadrature sum	5.9	4.7	3.6

Ps 熱化測定 実験セットアップ (β⁺系)

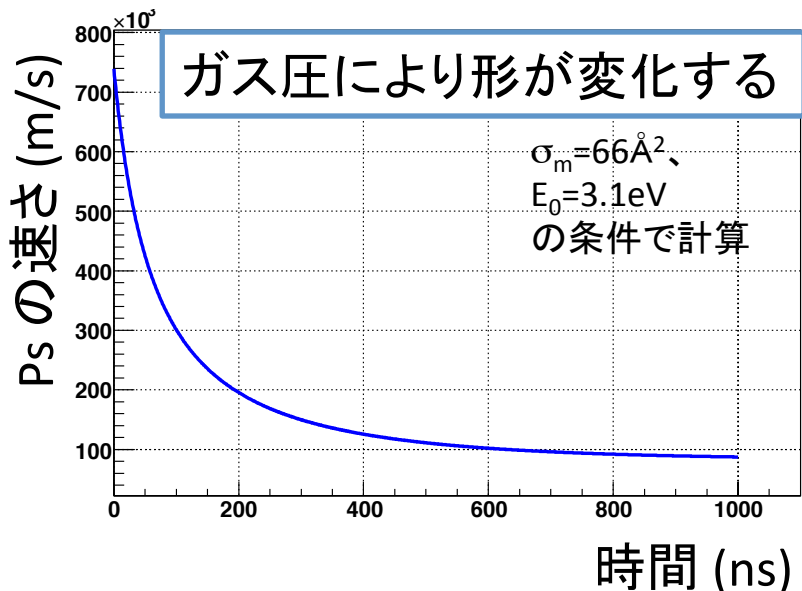
- 線源 : ²²Na (30kBq、Ti ホイル)
 - β⁺ : プラスチックシンチレータ (200μm厚) で検出
 - シンチレーション光は、ライトガイドを通して2本の R329 へ運ばれる。
- 時間のスタートは、2つのPMT シグナルのコインシデンス



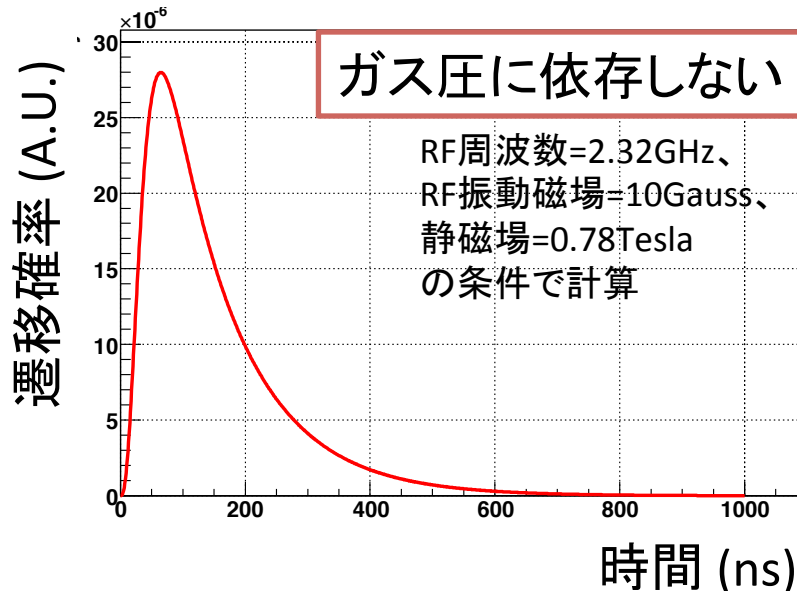
熱化パラメータからHFS補正量への焼き直し

- 測定した σ_m の値からシュタルク効果補正量の計算を行った。

<熱化曲線@0.05atm>



<遷移曲線>



- シュタルク効果の大きさは (Psの速さ) \times (ガス圧力) に比例。
- 2γ への遷移への影響は、さらに o- $\text{Ps} \rightarrow 2\gamma$ の遷移確率が掛かる。

$$\text{HFS補正量} = (\text{Psの速さ}) \times (\text{ガス圧力}) \times (\text{遷移確率}) \text{の全時間積分}$$

ACAR

Angular Correlation of Annihilation Radiation

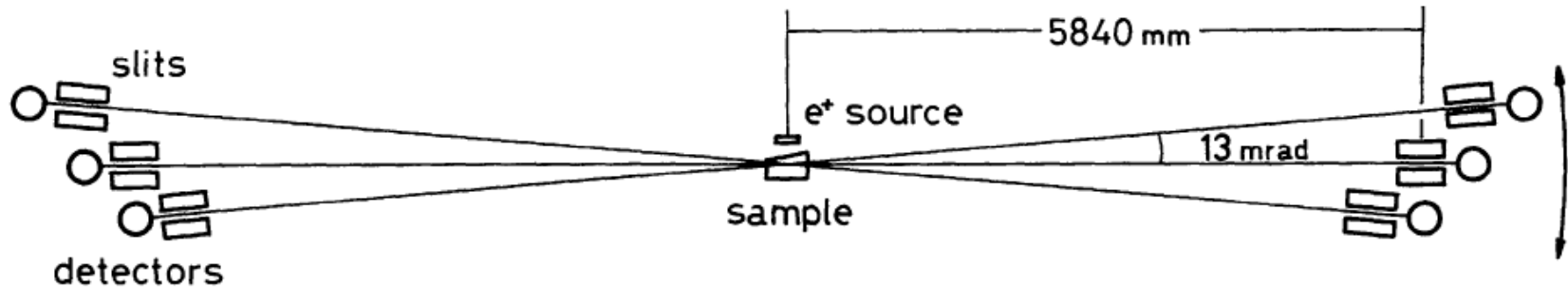


Fig. 1. One dimensional angular correlation apparatus having three pairs of long (800 mm) NaI(Tl) scintillation detectors. Adjacent pairs are separated by 13 milliradians.

Phys. Rev. A 52, 258 (1995)
J. Phys. B 31, 329 (1998)
J. Phys. B 36, 4191 (2003)

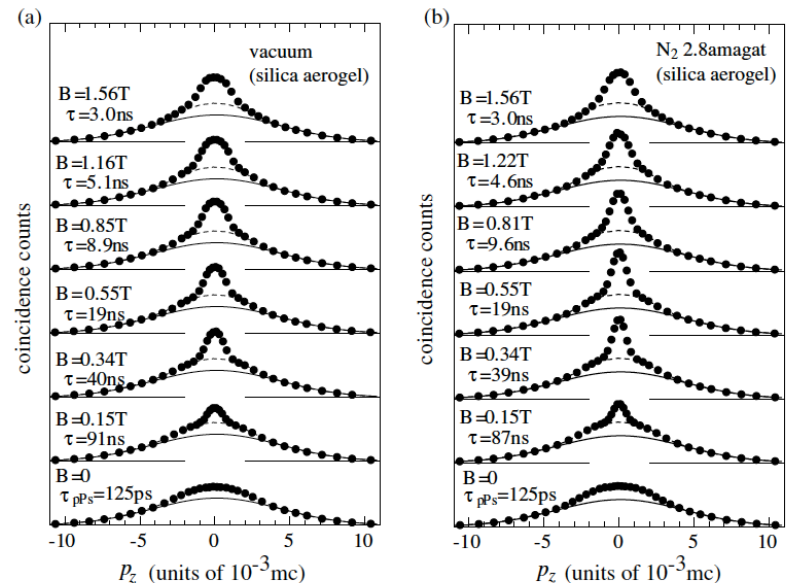


Figure 1. ACAR data for silica aerogel (a) in vacuum and (b) in 2.8 amagat of N₂. The full and broken curves indicate the broad component and the *p*-Ps component, respectively. The data are normalized to the broad component intensity. The magnetic flux density and the mean lifetime of *o*'-Ps, τ , are indicated in the figure. The mean lifetime of *p*-Ps, τ_{pPs} , is also indicated for the case of no magnetic field.

DBS

Doppler-Broadening Spectroscopy

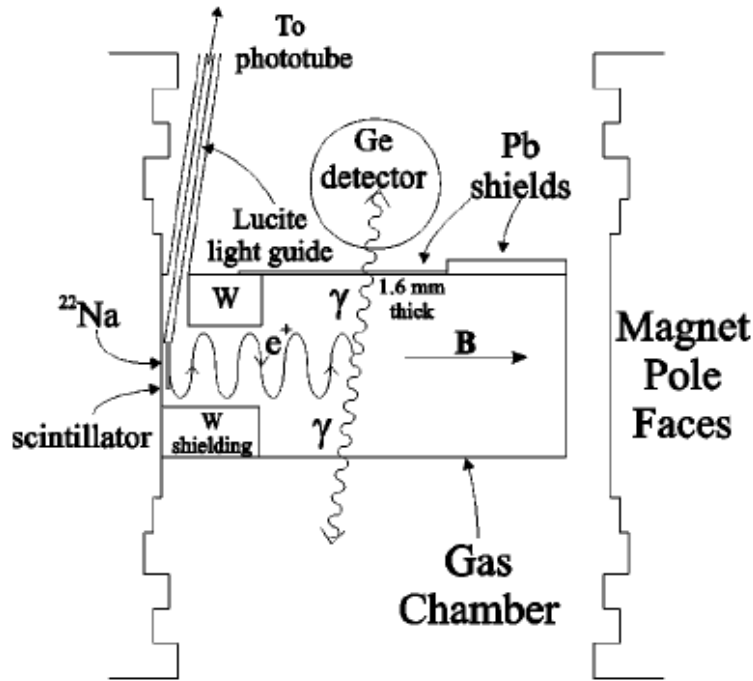


FIG. 2. Experimental apparatus. Positrons from ^{22}Na decay pass through a thin scintillator and enter a gas chamber. A magnetic field confines the trajectories near the axis. Positrons that stop in the gas can form Ps. Annihilation γ rays are detected in a Ge crystal.

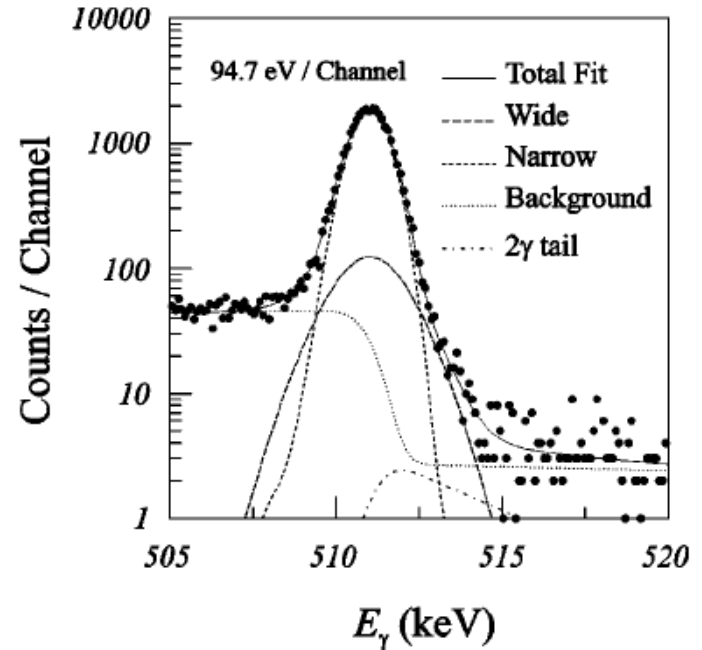


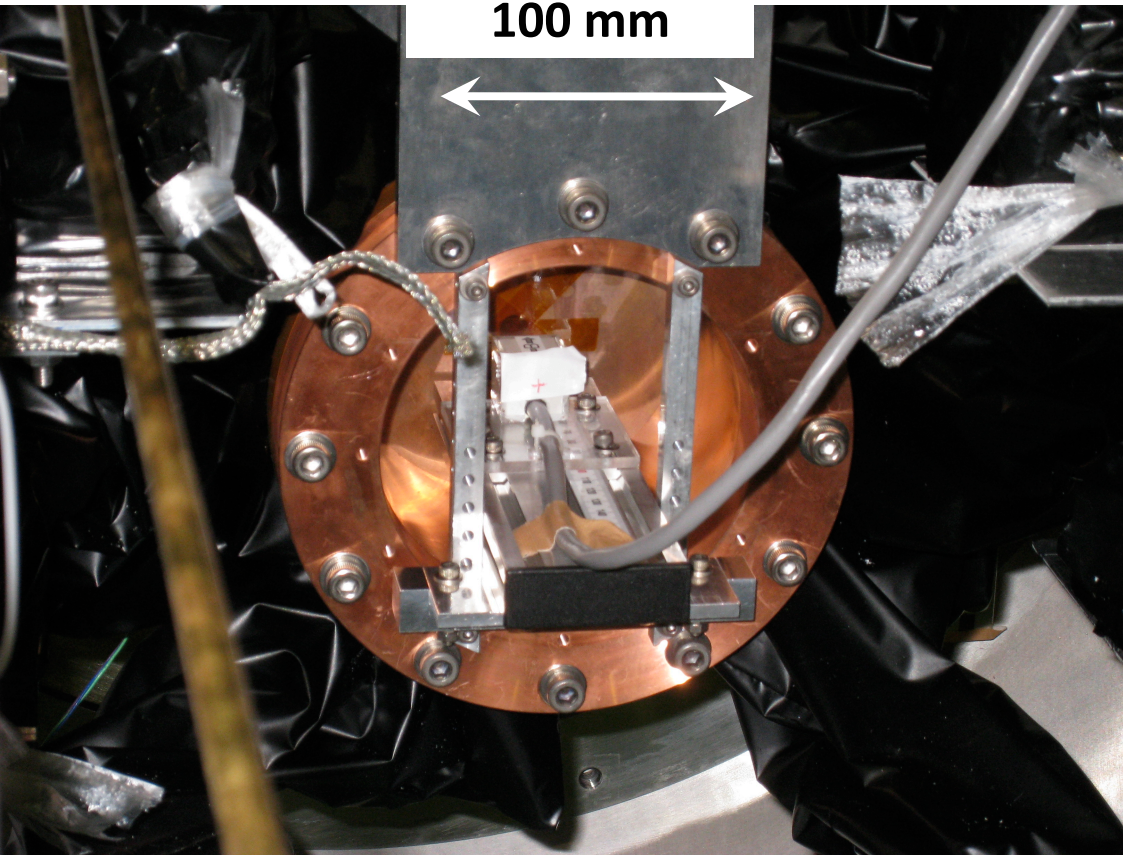
FIG. 3. Typical thermalization data. The Doppler-broadened 511-keV photopeak is resolved into two Gaussians, a step background, and a 2γ tail. The first three components are shown convoluted with the intrinsic detector resolution; the 2γ tail is also convoluted with the narrow Gaussian.

Phys. Rev. Lett. 80, 3727 (1998)

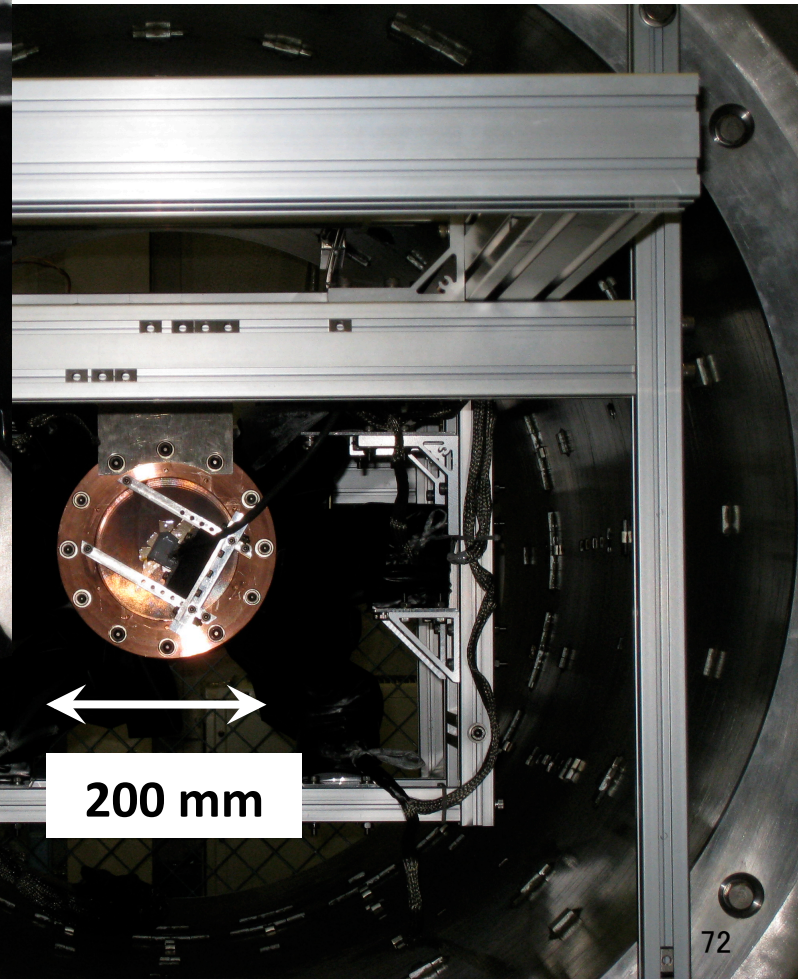
Phys. Rev. A 67, 022504 (2003)

磁場測定

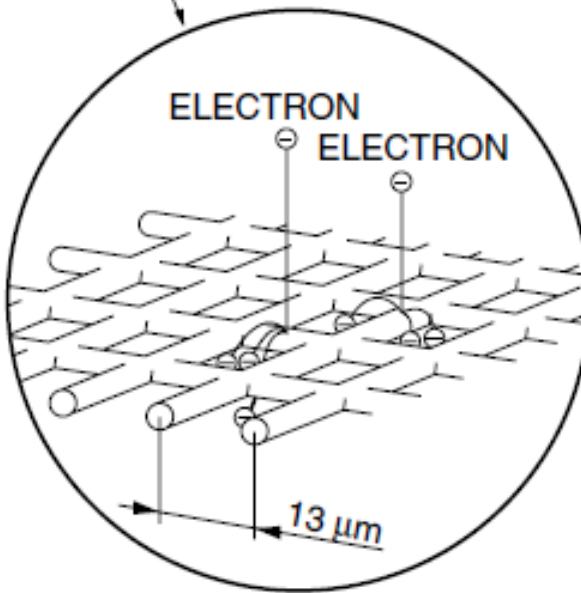
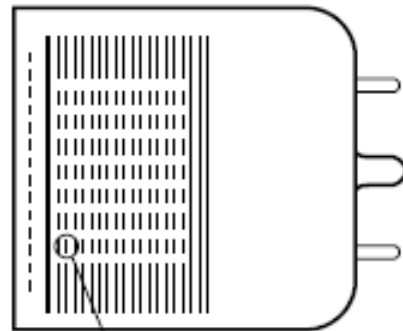
磁場を精密に測定した。
キャビティー内で310点
測定。NMRプローブ



治具やPMTなどの
効果も含めた、
磁場分布を作成。



ファインメッシュ PMT



コバール (Kovar;
合金。

主にFe, Ni, Co
磁性体)

を含むため、
磁場に影響

KEK で行った
測定では、
磁石の中心から
数cm

→ 100 ppm

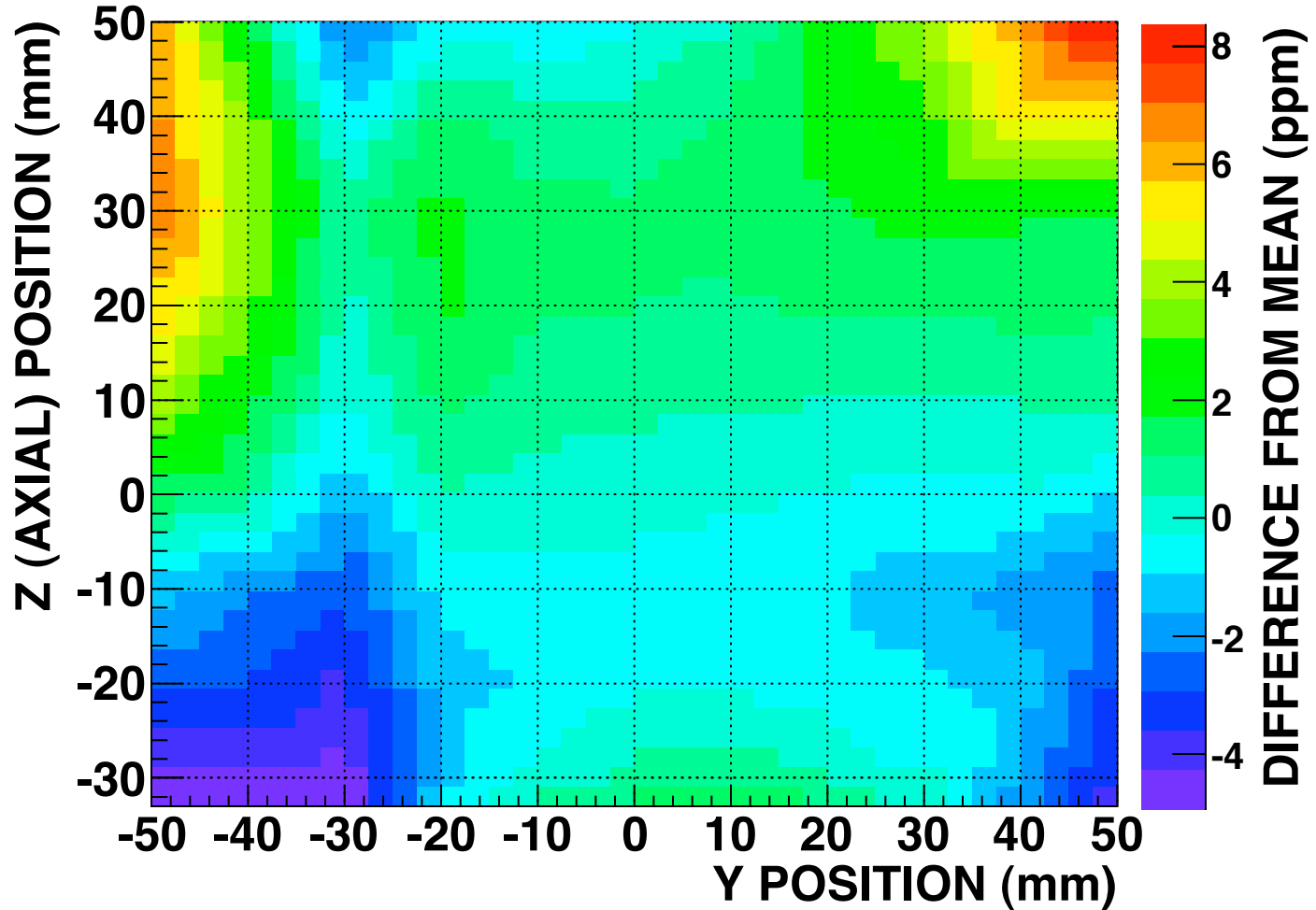
10 cm

→ 10 ppm

FINE-MESH TYPE

補償磁石

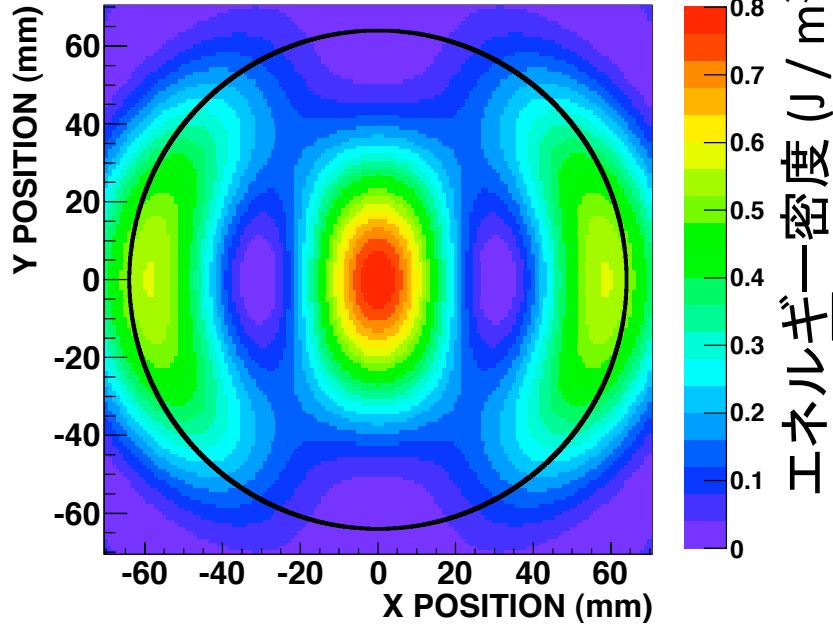
MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION



RF 磁場の強度

RFによる磁場のエネルギー分布(TM₁₁₀ モード)

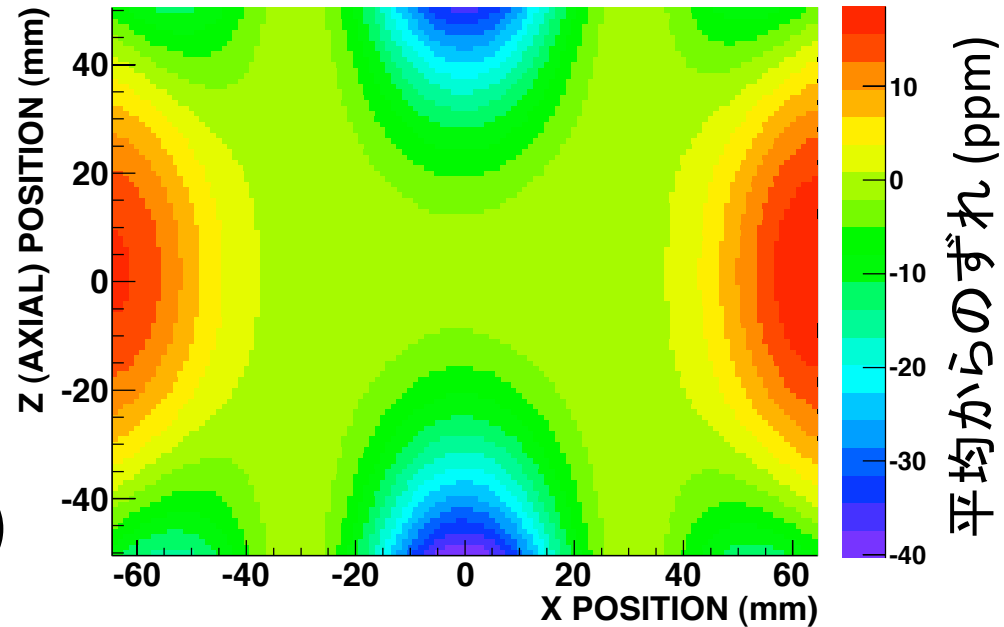
RF POWER OF MAGNETIC FIELD (TM₁₁₀ MODE, J/m³)



RF 磁場エネルギーの
重みをかけた後

Y=0 平面での磁場分布
(キャビティーの中心が原点)

RF POWER WEIGHTED MAGNETIC FIELD (ppm FROM MEAN VALUE)



一様性は、14.2 ppm (RMS)
に改善する。

遷移曲線の理論 (1)

The experimental resonance line shape is obtained using density matrix. We use the basis for four spin eigenstates of P_s as $(\psi_0, \psi_1, \psi_2, \psi_3) \equiv (|0, 0\rangle, |1, 0\rangle, |1, 1\rangle, |1, -1\rangle)$. We apply a magnetic field

$$\mathbf{B}(t) = B\hat{\mathbf{z}} + B_0\hat{\mathbf{x}} \cos(\omega t) , \quad (2)$$

where $\hat{\mathbf{z}}$, $\hat{\mathbf{x}}$ are the unit vectors for z, x direction respectively, B_0 is magnetic field strength of microwaves, and ω is the frequency of microwaves.

遷移曲線の理論 (2)

Then the Hamiltonian

H including Ps decay becomes

$$H = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} - \frac{i}{2}\gamma_s & -x & y & -y \\ -x & \frac{1}{2} - \frac{i}{2}\gamma_t & 0 & 0 \\ y & 0 & \frac{1}{2} - \frac{i}{2}\gamma_t & 0 \\ -y & 0 & 0 & \frac{1}{2} - \frac{i}{2}\gamma_t \end{pmatrix} h\Delta_{\text{HFS}}, \quad (3)$$

where $y = \frac{g'\mu_B B_0}{\sqrt{2}h\Delta_{\text{HFS}}} \cos(\omega t)$, $\gamma_s = \frac{\Gamma_{\text{p-Ps}}}{2\pi\Delta_{\text{HFS}}}$, $\gamma_t = \frac{\Gamma_{\text{o-Ps}}}{2\pi\Delta_{\text{HFS}}}$, $\Gamma_{\text{p-Ps}}$, $\Gamma_{\text{o-Ps}}$ are the decay rate of p-Ps, o-Ps respectively. The most recent and precise experimental values are $\Gamma_{\text{o-Ps}} = 7.040\,1(7)\,\mu\text{s}^{-1}$ [4] and $\Gamma_{\text{p-Ps}} = 7.990\,9(17)\,\text{ns}^{-1}$ [8].

遷移曲線の理論 (3)

From the time-dependent Schrödinger equation, the 4×4 density matrix $\rho(t)$ is given by

$$i\hbar\dot{\rho} = H\rho - \rho H^\dagger, \quad (4)$$

where the i, j -element of $\rho(t)$ is defined as $\rho_{ij}(t) \equiv \langle \psi_i | \psi(t) \rangle \langle \psi(t) | \psi_j \rangle$. If we take the initial state to be unpolarized, $\rho(0) = \text{diag} \left(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4} \right)$.

遷移曲線の理論 (4)

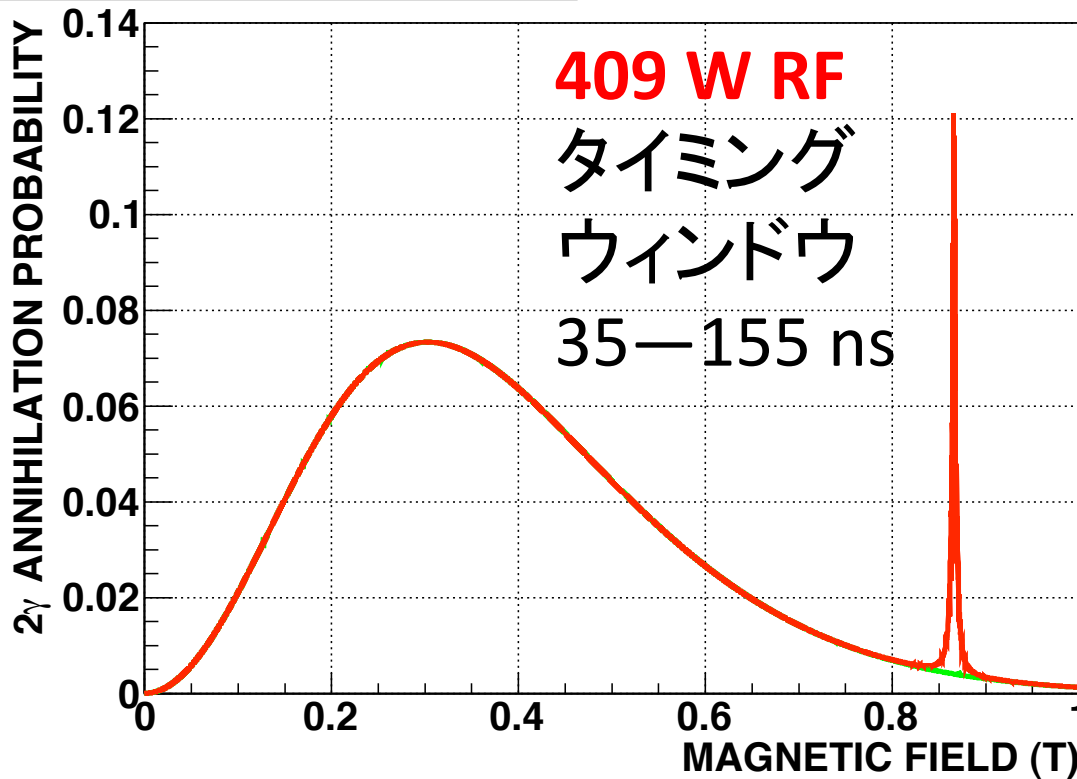
The 2γ -ray annihilation probability $S_{2\gamma}$ and 3γ -ray annihilation probability $S_{3\gamma}$, between $t = t_0$ and $t = t_1$, are obtained by

$$S_{2\gamma} = \Gamma_{\text{p-Ps}} \int_{t_0}^{t_1} \rho_{00}(t) dt, \quad (5)$$

$$S_{3\gamma} = \Gamma_{\text{o-Ps}} \int_{t_0}^{t_1} (\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t) + \rho_{33}(t)) dt. \quad (6)$$

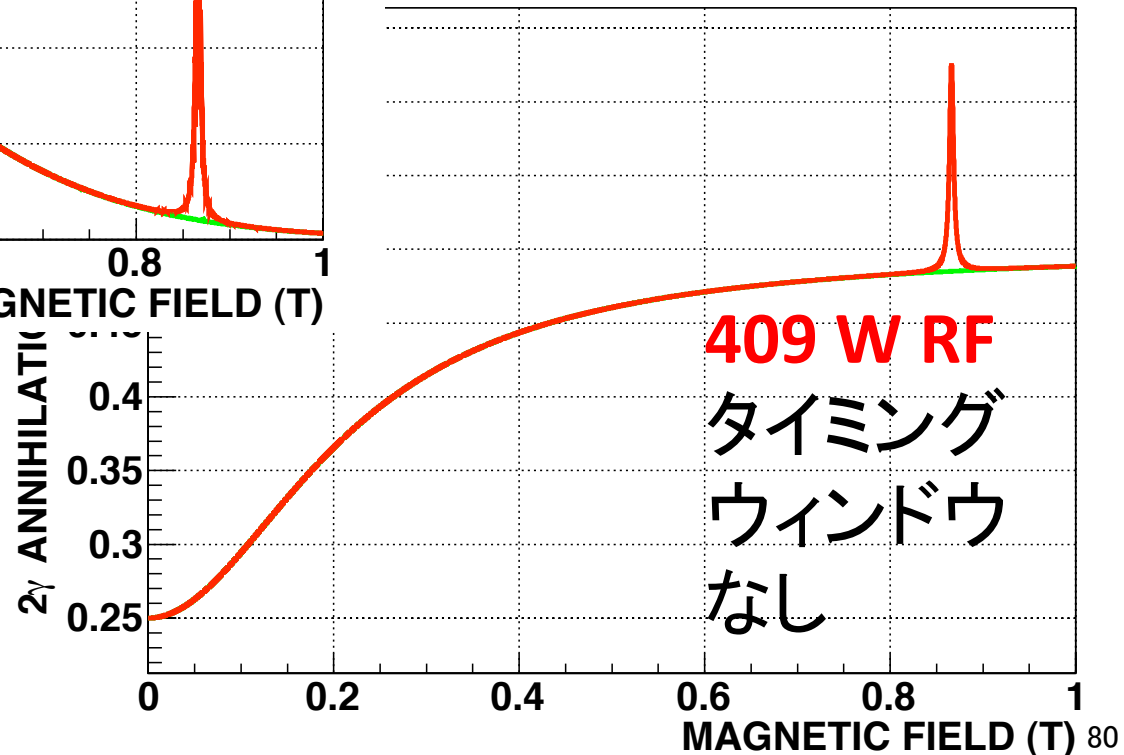
2 γ 崩壊確率

WITH TIMING CUT 35--155 ns

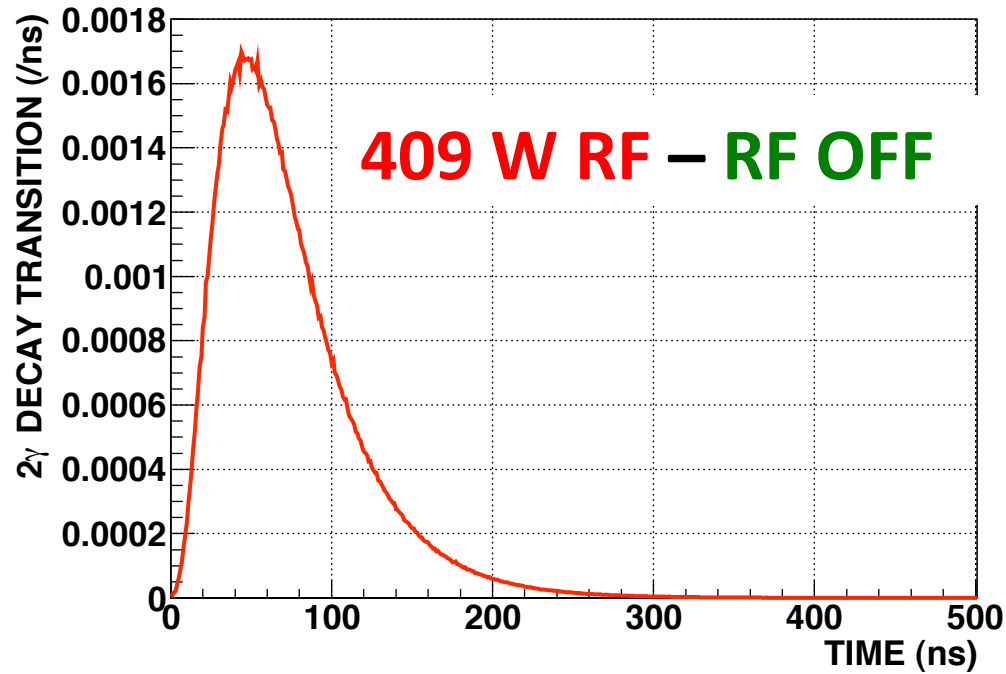
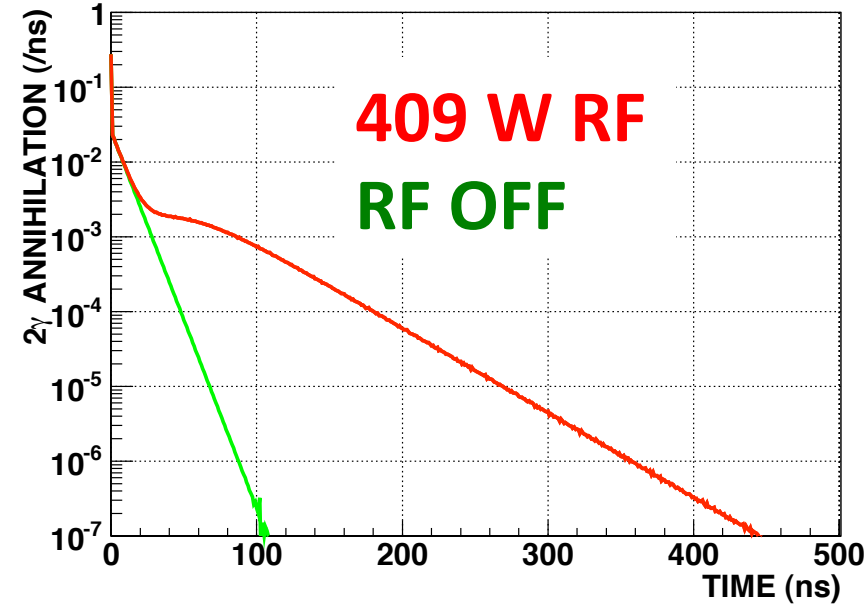


タイミングウィンドウによる
2 γ 崩壊確率の違い。
タイミングウィンドウによっ
て
BGを減らすことができる。
(図は $Q_L=14700$ の理論値)

INDOW

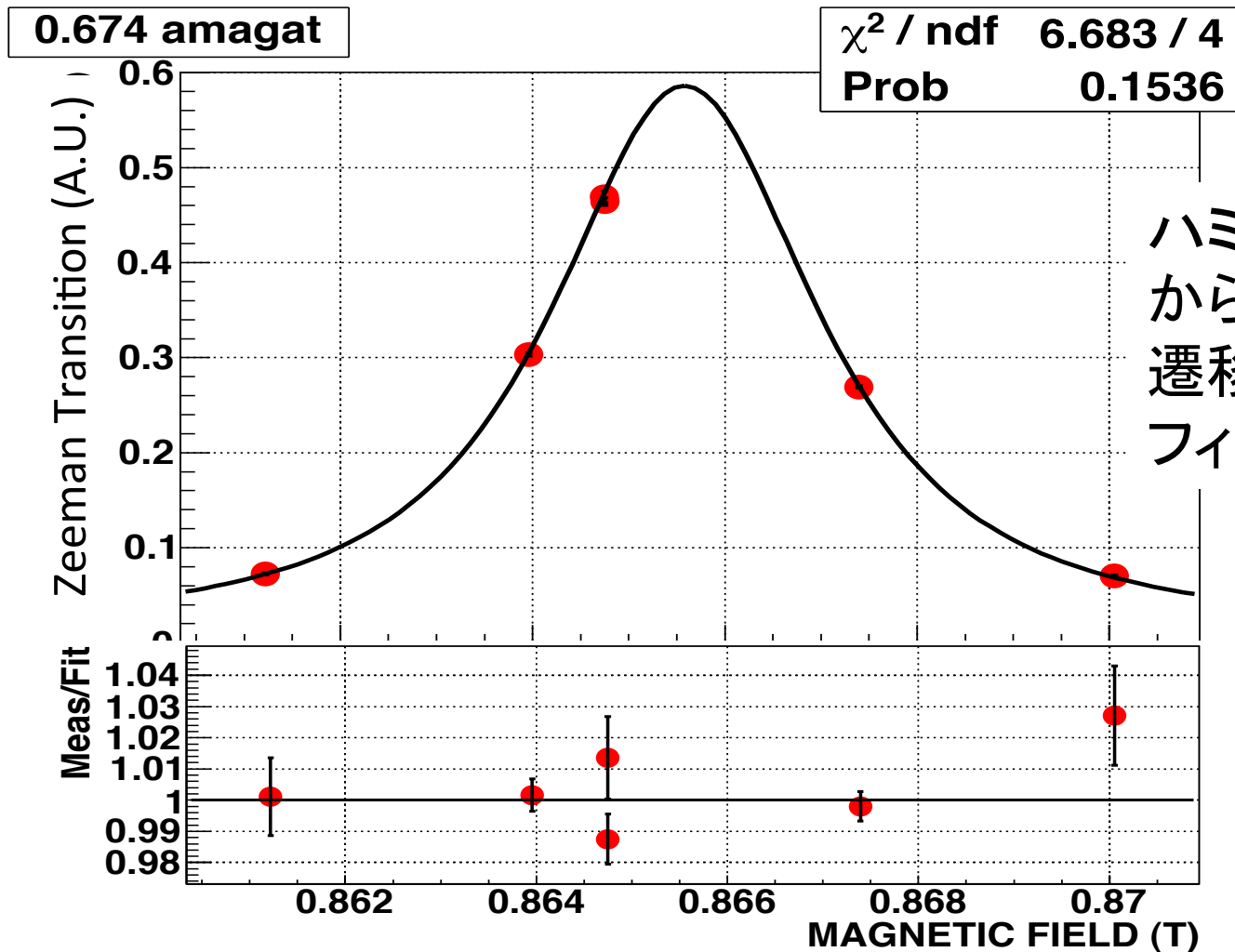


タイミングウィンドウの選び方



遷移曲線 (0.674 amagat)

RF の周波数、パワーを固定して、**磁場でスキャン**。



$\Delta_{\text{HFS}} = 203.3593(25) \text{ GHz (12 ppm) (MC統計, P, Qのエラー含む)}$

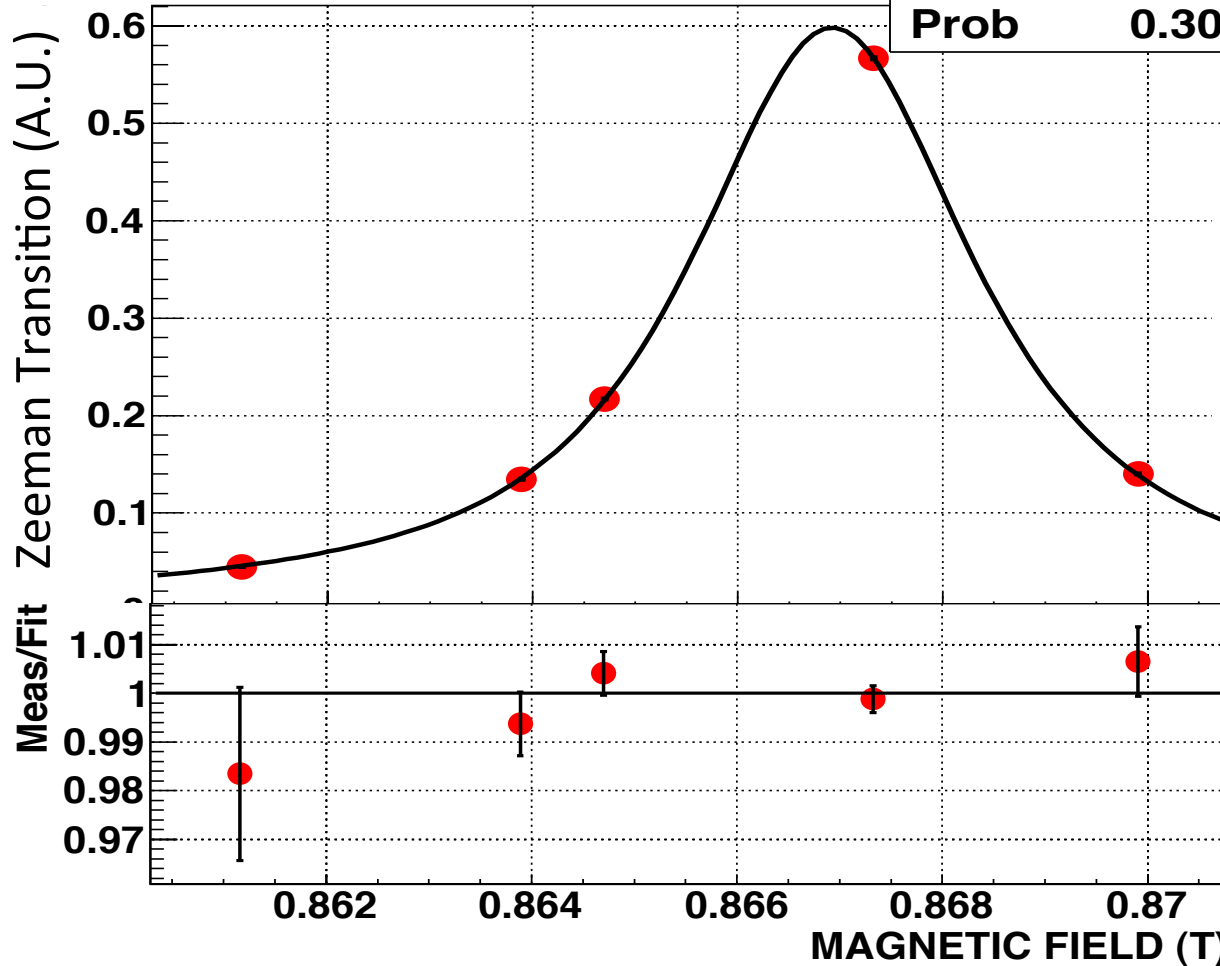
→ 密度依存性の補正をして、真空での値を求める。

遷移曲線 (0.235 amagat)

RF の周波数、パワーを固定して、**磁場でスキャン**。

0.235 amagat

χ^2 / ndf 3.66 / 3
Prob 0.3006



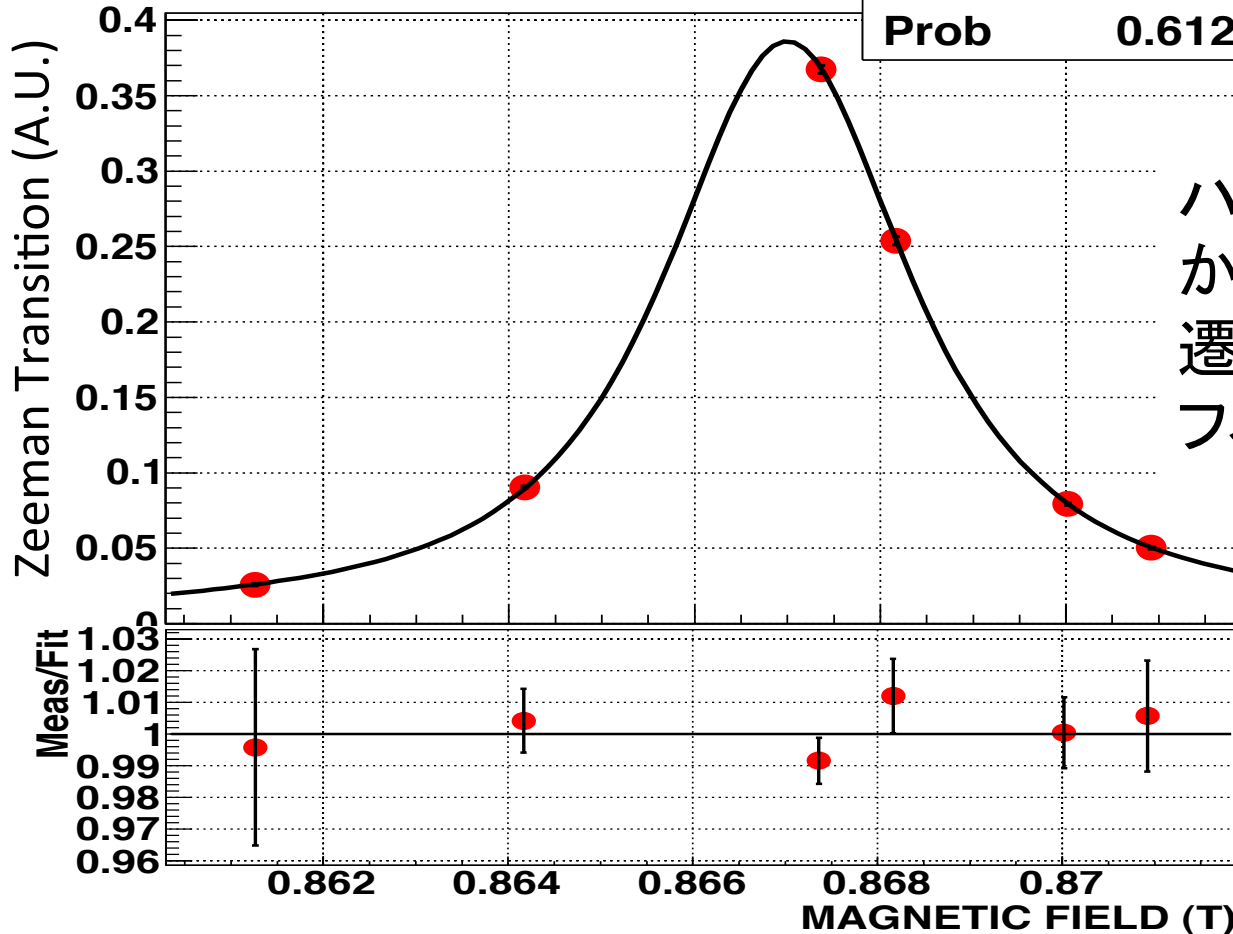
$\Delta_{\text{HFS}} = 203.3846(24) \text{ GHz (12 ppm) (MC統計, P, Qのエラー含む)}$
→ 密度依存性の補正をして、真空での値を求める。

Resonance Line (0.168 amagat)

RF の周波数、パワーを固定して、**磁場でスキャン**。

0.168 amagat

χ^2 / ndf 2.681 / 4
Prob 0.6125



ハミルトニアン
から求めた
遷移曲線で
フィット

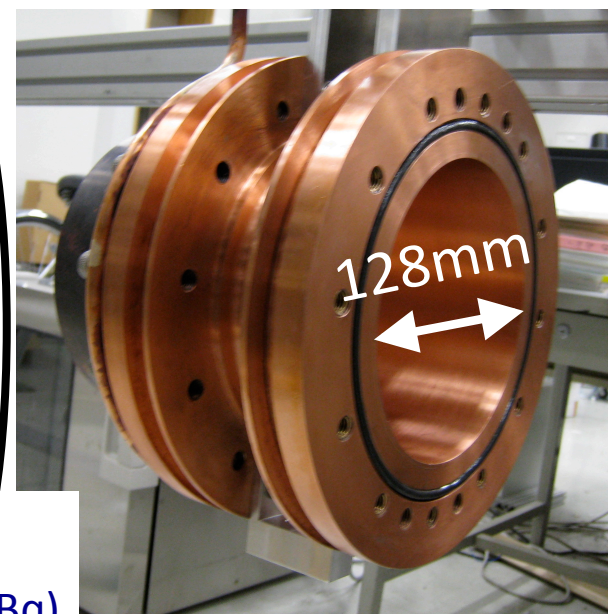
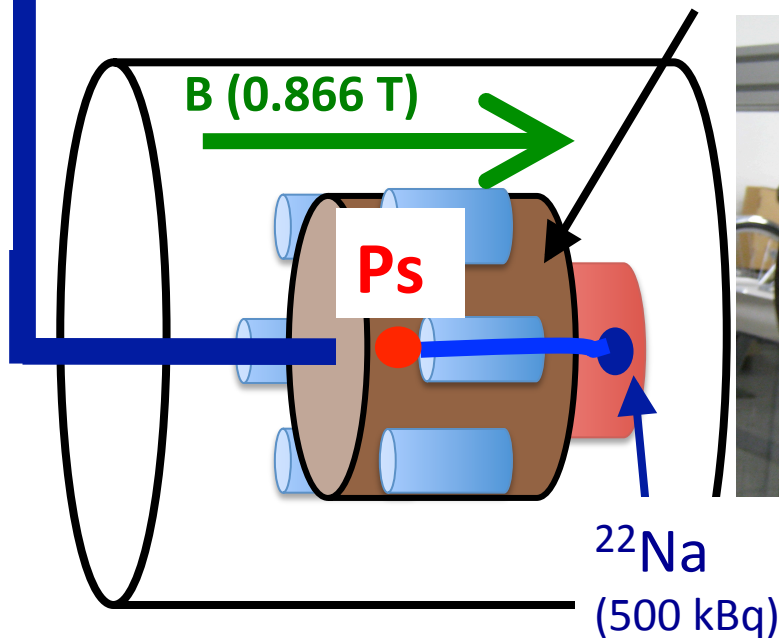
$\Delta_{\text{HFS}} = 203.3833(51) \text{ GHz (25 ppm)}$ (MC統計,P,Qのエラー含む)
→ 密度依存性の補正をして、真空での値を求める。

我々の新しい実験セットアップ

RF SG +
GaN アンプ
2.9 GHz
500 W CW

導波管

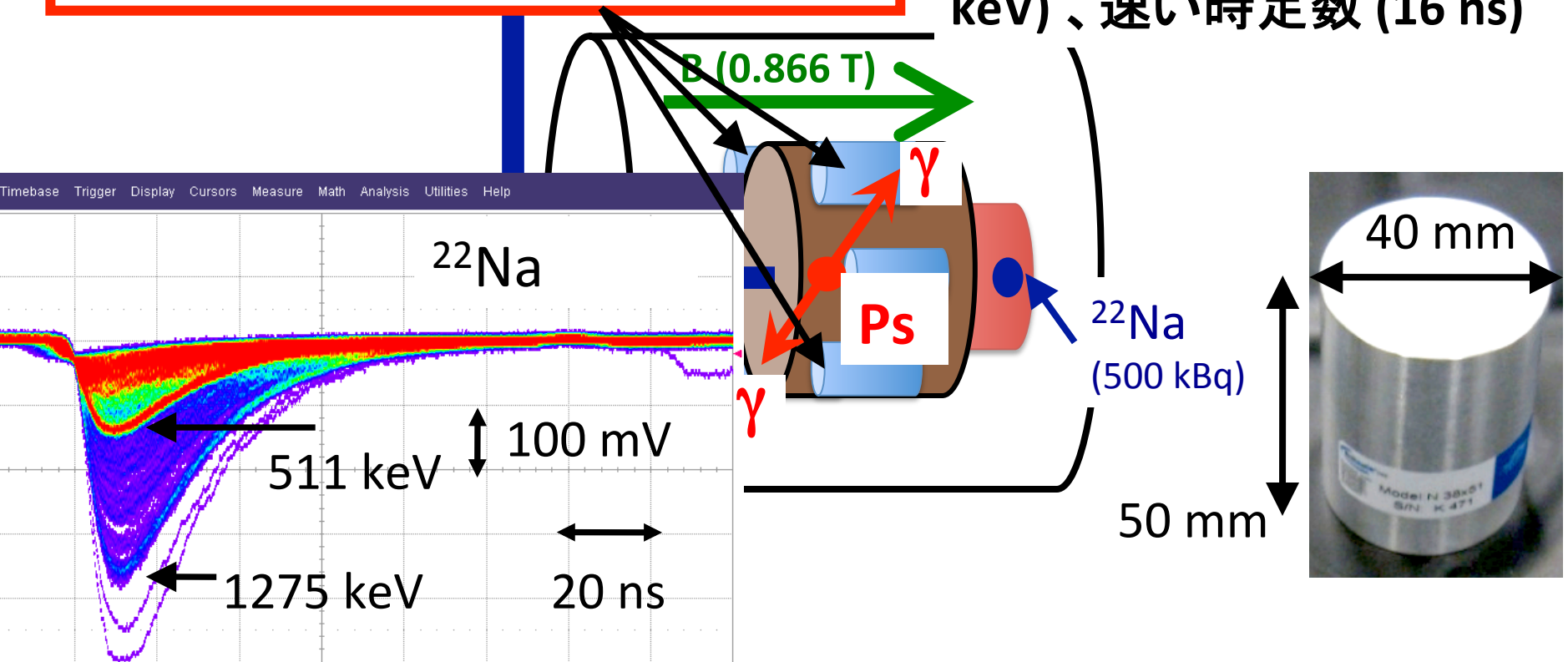
RF キャビティー
TM₁₁₀ モード, $Q_L \sim 13,000$
ガスを充填
(イソブタン 100%)



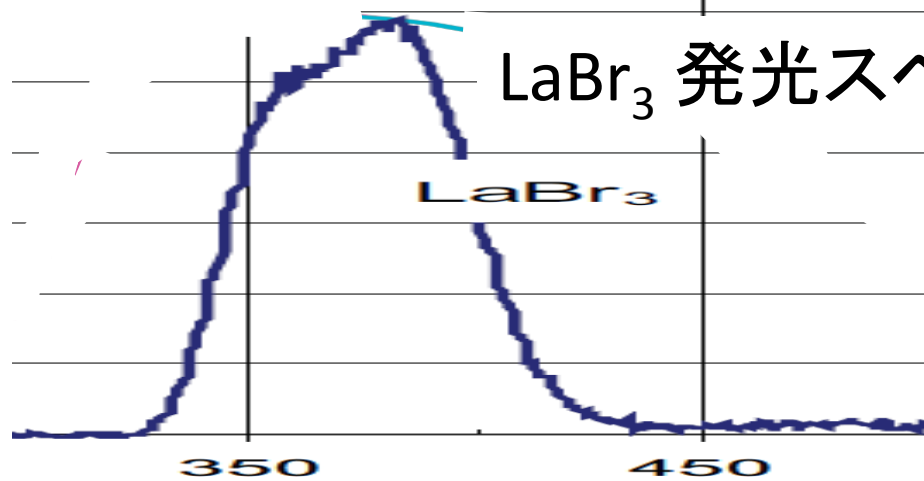
我々の新しい実験セットアップ

高性能 (速い時定数、高いエネルギー分解能)
 γ 線検出器

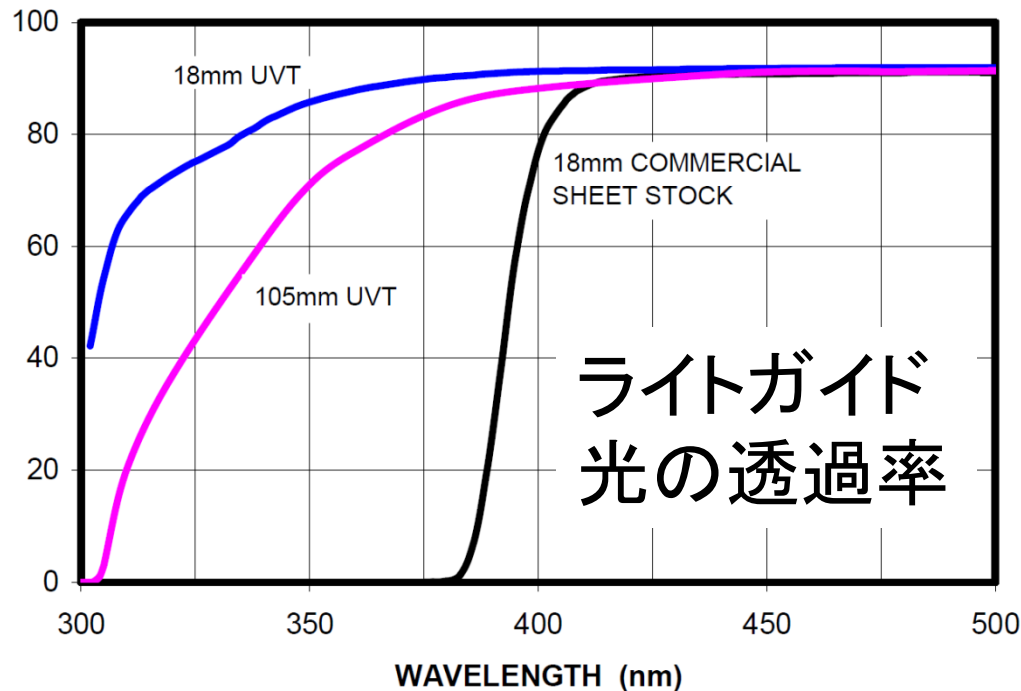
-LaBr₃(Ce) シンチレータ x 6
-高いエネルギー分解能(4% FWHM @ 511 keV)、時間分解能 (200 ps FWHM @ 511 keV)、速い時定数 (16 ns)



UVT ライトガイド

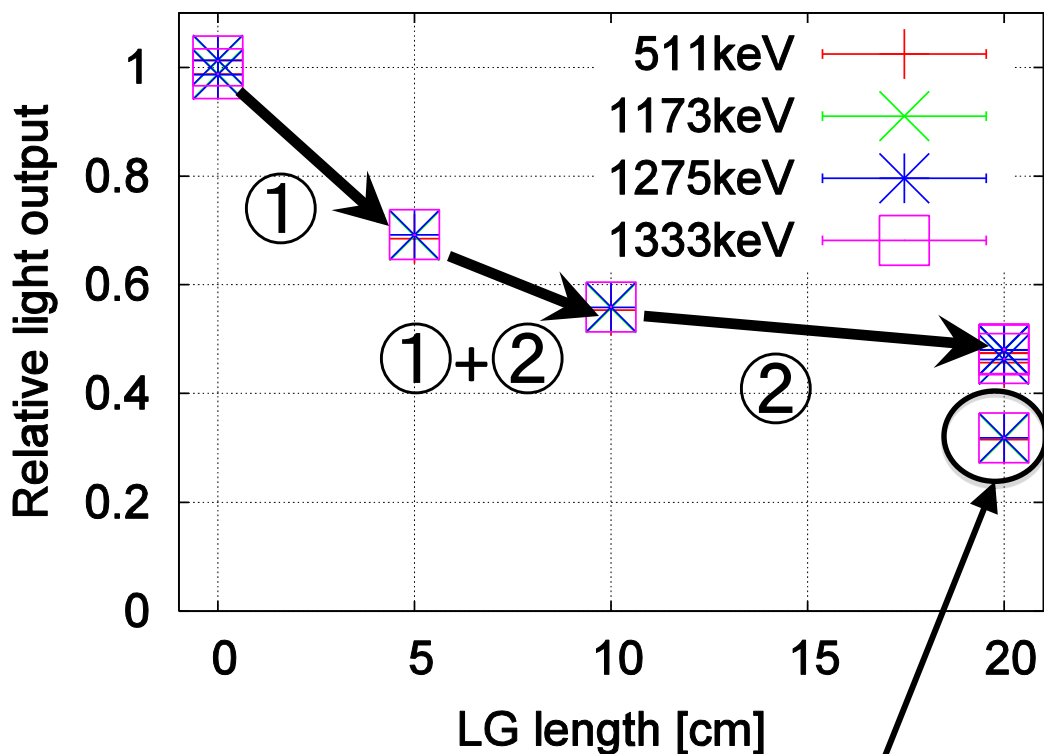


LaBr₃ は、
シンチレーション光の
波長が $\lambda=380$ nm のため

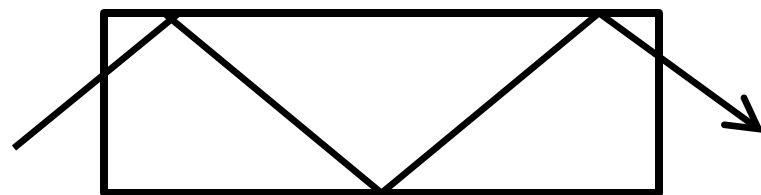


UVT
(Ultra-Violet Transmitting)
ライトガイド
を使う。

ライトガイドの長さによる光量の変化



① 全反射条件で失う。

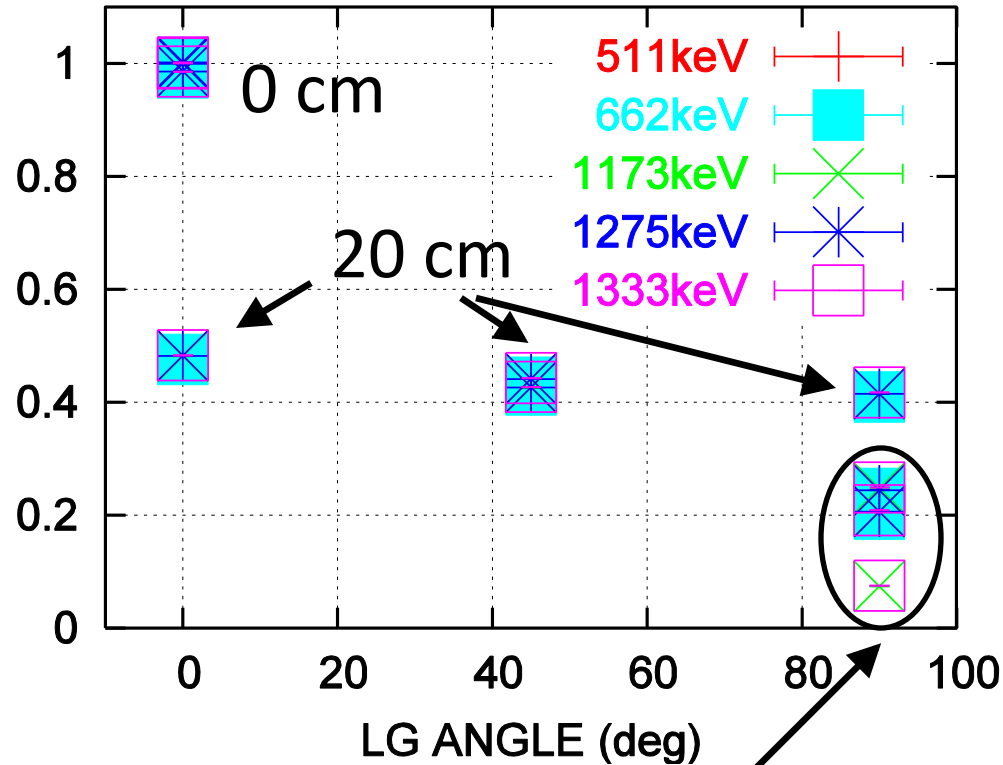


② 吸収による減少。
(影響は小さい)

20 cm で半分弱になるが、
そこで既にほぼ一定。

PMT 面から
LG はがれてた

角度(曲げ)依存性



- 20 cm では、
0°も 45°も 90°も
ほとんど変化なし。
- 曲げによる効果は
ほとんどない。

各種シンチレータの特性

シンチレータ	密度	屈折率	Photons per MeV	最大発光 波長	時定数	Radiation Length
	g / cm ³			nm	ns	cm
NaI (Tl)	3.67	1.85	38000	415	230	2.59
CsI (Tl)	4.51	1.79	59000	565	1000	1.86
LYSO	7.25	1.81	32000	420	40	1.15
YAP (Ce)	5.55	1.93	19700	347	28	2.7
LaBr ₃ (Ce)	5.08	1.9	63000	380	16	1.88