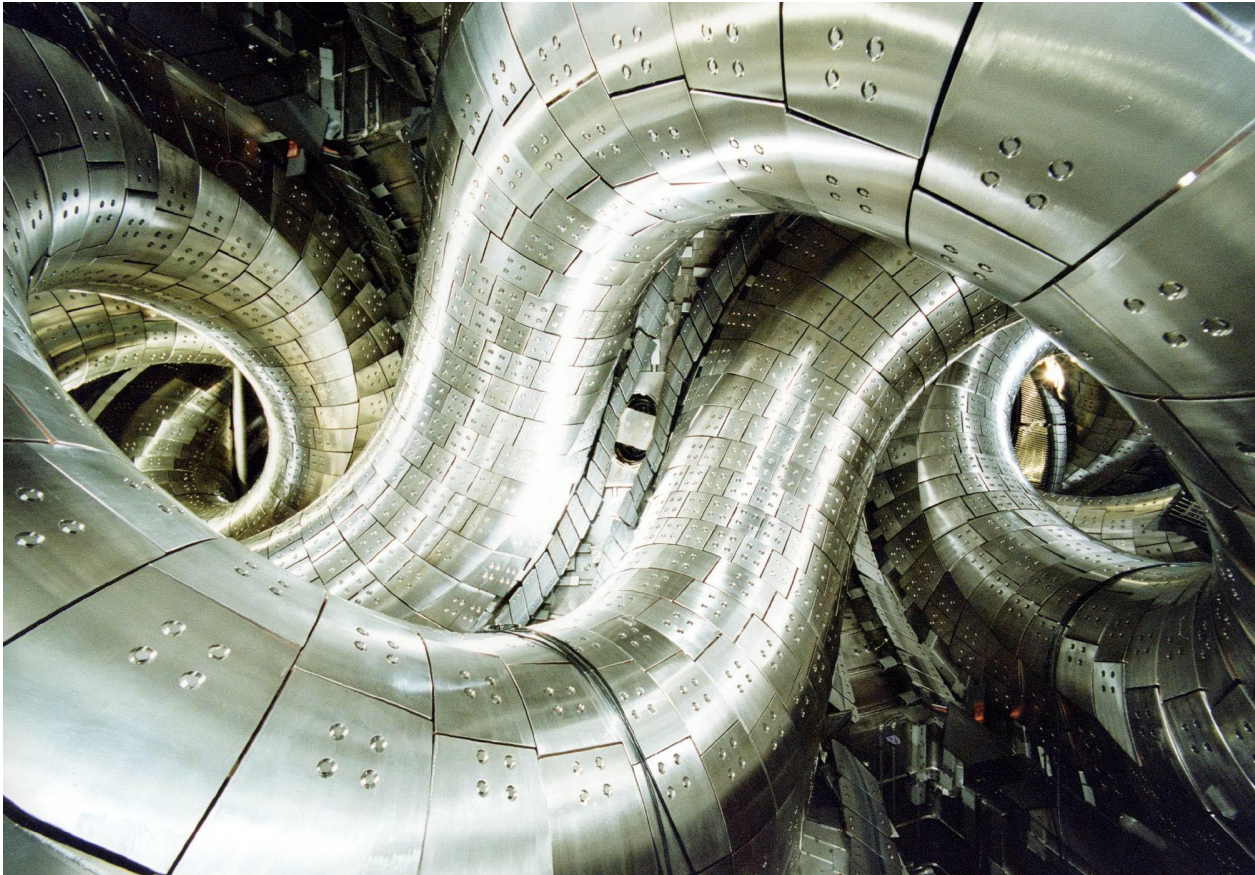


LHD実験における最近の研究成果

核融合科学研究所・長壁正樹



0.アウトライン



- I. はじめに(LHDについて)
- II. LHDにおける第7サイクルの成果
 - 1. 高 β 実験
 - 2. 高イオン温度実験
 - 3. 定常実験
- III. 燃焼プラズマに関わる研究のトピック
 - 高エネルギー粒子閉じ込め-
 - 1. 古典的な振る舞いの評価
 - 2. AEとの相互作用
- IV. まとめ

I. はじめに



➤ 世界最大の超伝導ヘリカル装置

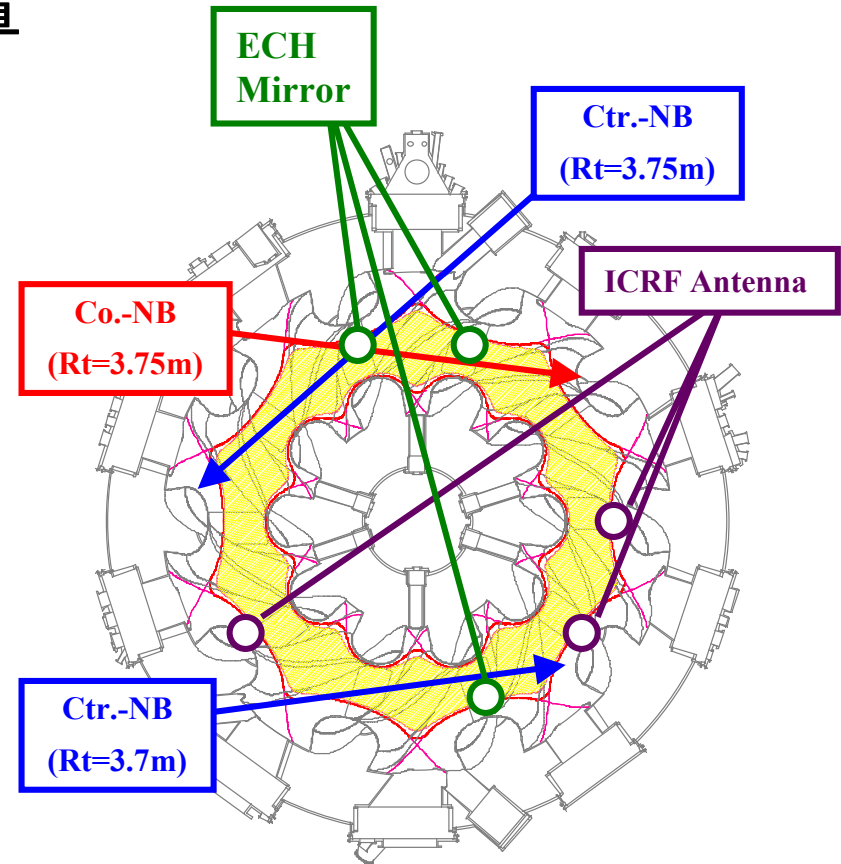
- ◇ Magnetic energy 1 GJ
- ◇ Cryogenic mass (-269°C) 850t

➤ 装置サイズ

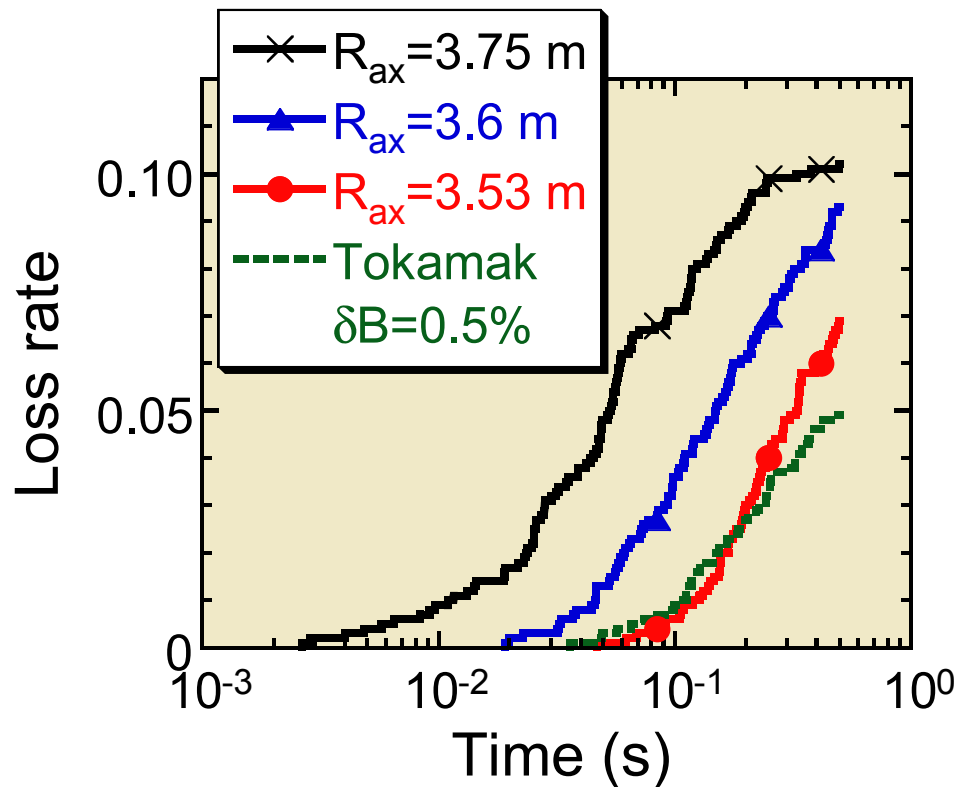
- ◇ External diameter 13.5 m
- ◇ Plasma major radius 3.9 m
- ◇ Plasma minor radius 0.6 m
- ◇ Plasma volume 30 m³
- ◇ Magnetic field 3 T
- ◇ Total weight 1,500 t

➤ 加熱パワー

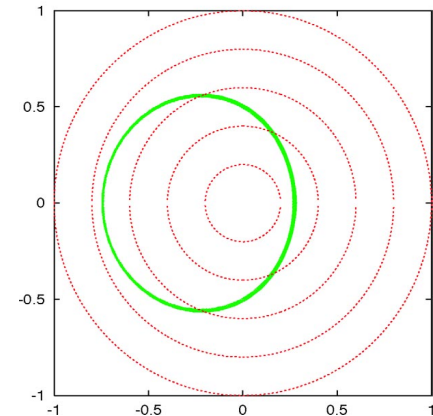
- ◇ NBI 3 tangential N-NB./~13MW
- ◇ ECH 84 – 168 GHz/~2MW
- ◇ ICH 25-100 MHz/~3MW



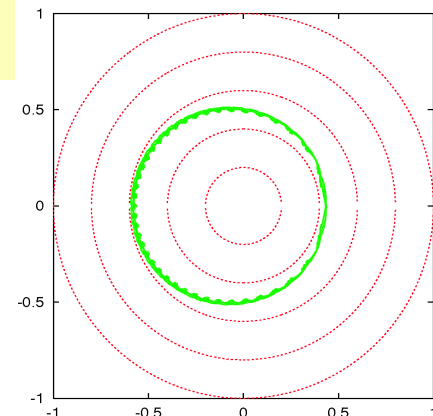
LHDにおいては、磁気軸の位置によって、プラズマの性質が変わる。



$R_{ax} = 3.75$ m



$R_{ax} = 3.6$ m



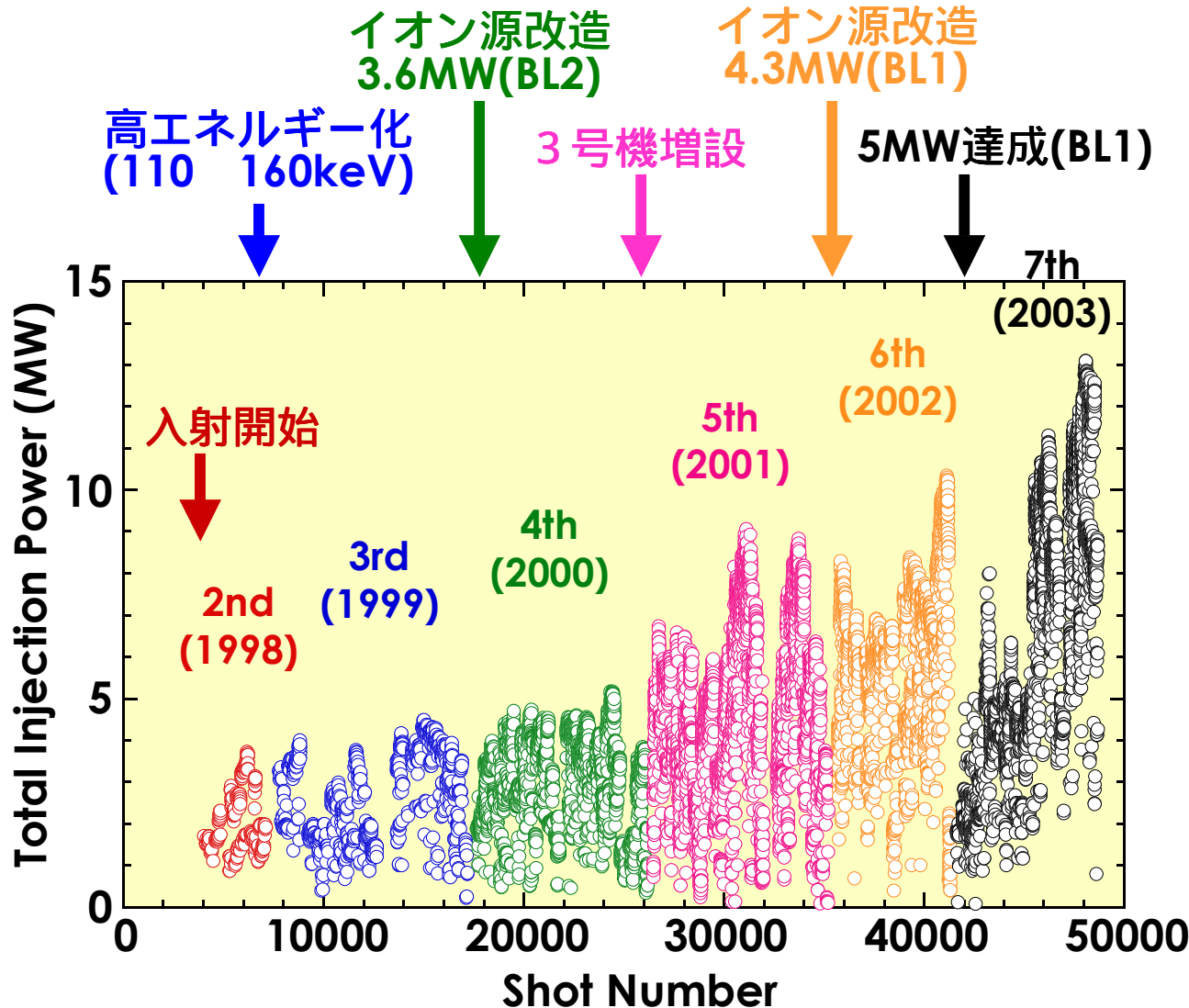
$R/a = 12 / 2$ m, $B = 5$ T での α 粒子の閉じ込めシミュレーション。 $R_{ax} = 3.53$ m の磁場配位は 0.5% のリップルトカマク (ITER 基本設計) と同レベル

II. LHDにおける第7サイクルの成果



- 蓄積エネルギー1.3MJの達成。
- 平均 β 値4%(diamag.)の達成。(中心部では~6%)
- 高密度の達成($2.2 \times 10^{20} \text{ [m}^{-3}\text{]}$)。
- 中心イオン温度 10keV(Ar)の達成。
(中心電子温度10keVは既に達成。)
- ECHによる756s放電の達成。

LHD負イオンNBIシステムの入射電力の進展



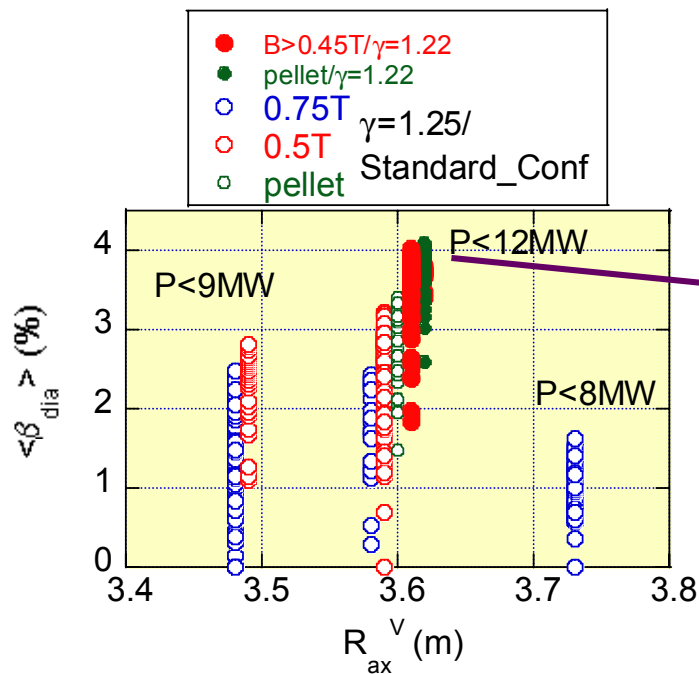
世界初の負イオン源のみによるNBIであるLHD-NBIシステムは、年々改良されて、入射電力が増大している。

- ・合計入射電力13MWの達成
- ・入射エネルギー仕様値180keVの達成
- ・入射電力(1インジェクター)仕様値5MWの達成

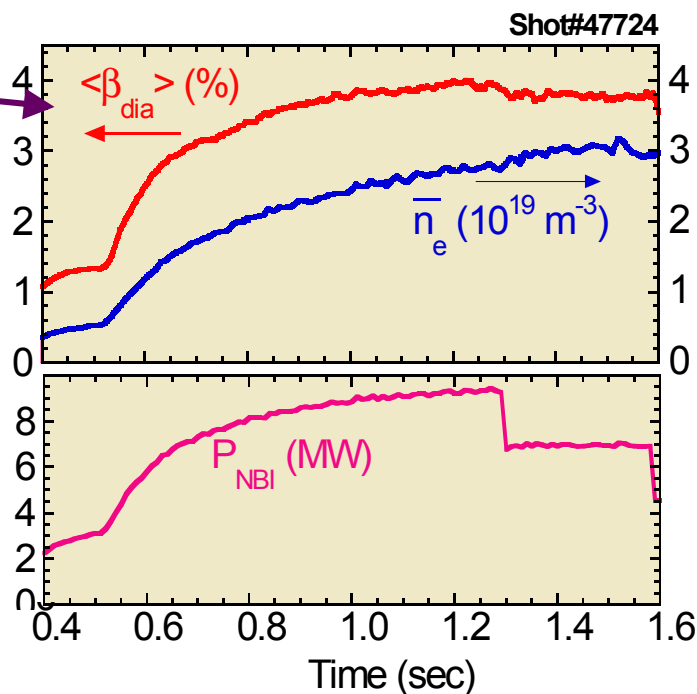
II-1. NBIの入射パワーの増加(9MW=>12MW)と新しい配位 ($R_{ax}=3.6m/\gamma=1.22$)の採用によって、体積平均 β 値が4%まで増加した。



γ ; pitch parameter of helical coil winding
 γ decreases; plasma aspect ratio increases.

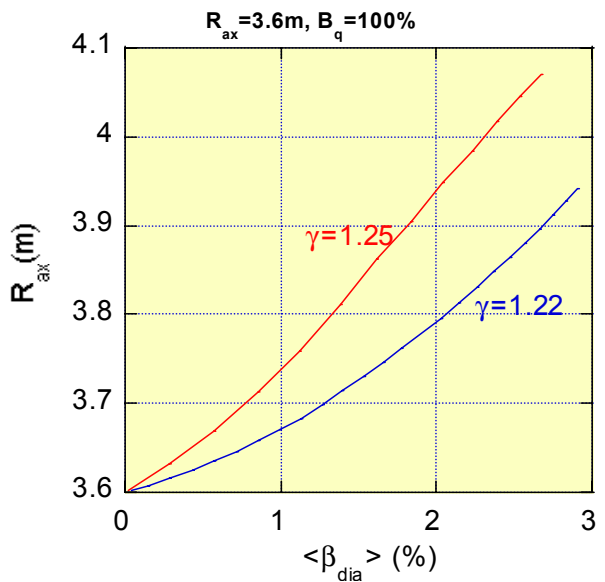
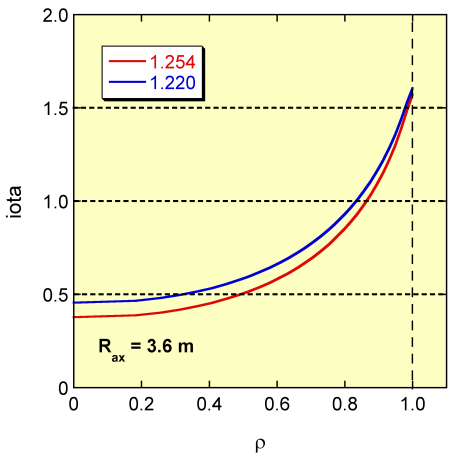


Achieved beta value based on Diamag. flux for various magnetic configurations



3.6m
 0.45T
 $\gamma = 1.22$

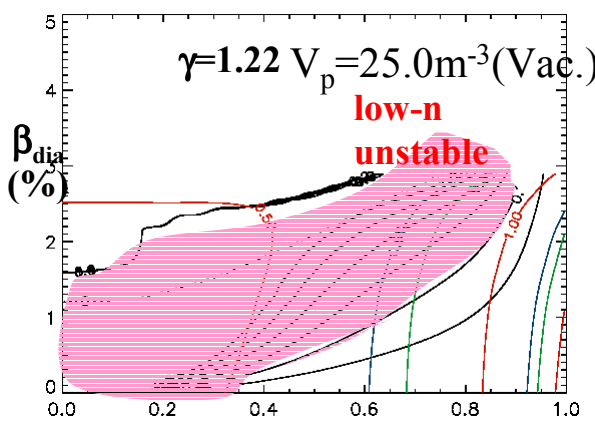
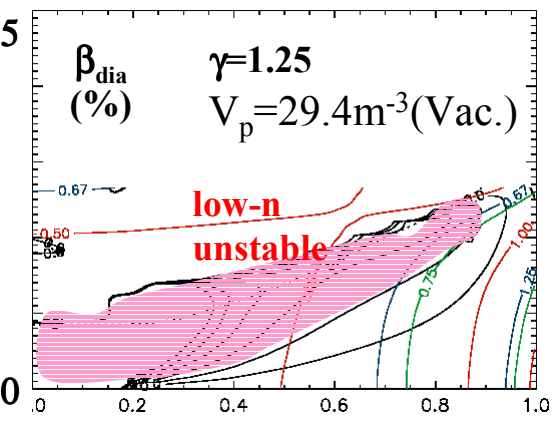
新しい配位($\gamma=1.22$)は従来の配位より、MHD特性は悪いが高 β 時の高エネルギー閉じ込め特性が良い。



$\gamma=1.25$ (standard)
 $\gamma=1.22$ (high aspect ratio)
 V_p of $\gamma=1.22$ is *smaller* by 20% than $\gamma=1.25$.

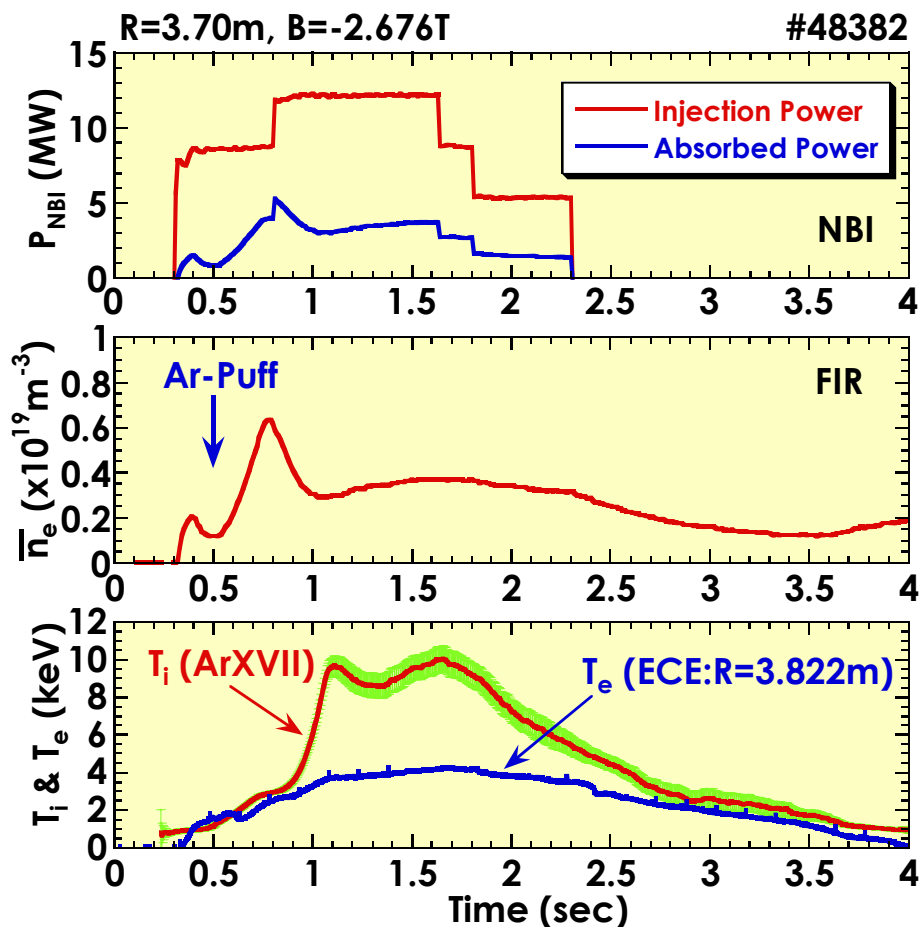
Shafranov shift of $\gamma=1.22$ is *smaller*.
 \Rightarrow Better fast ion confinement in high β .

Low-n *MHD stability* property of $\gamma=1.22$ is *worse*.



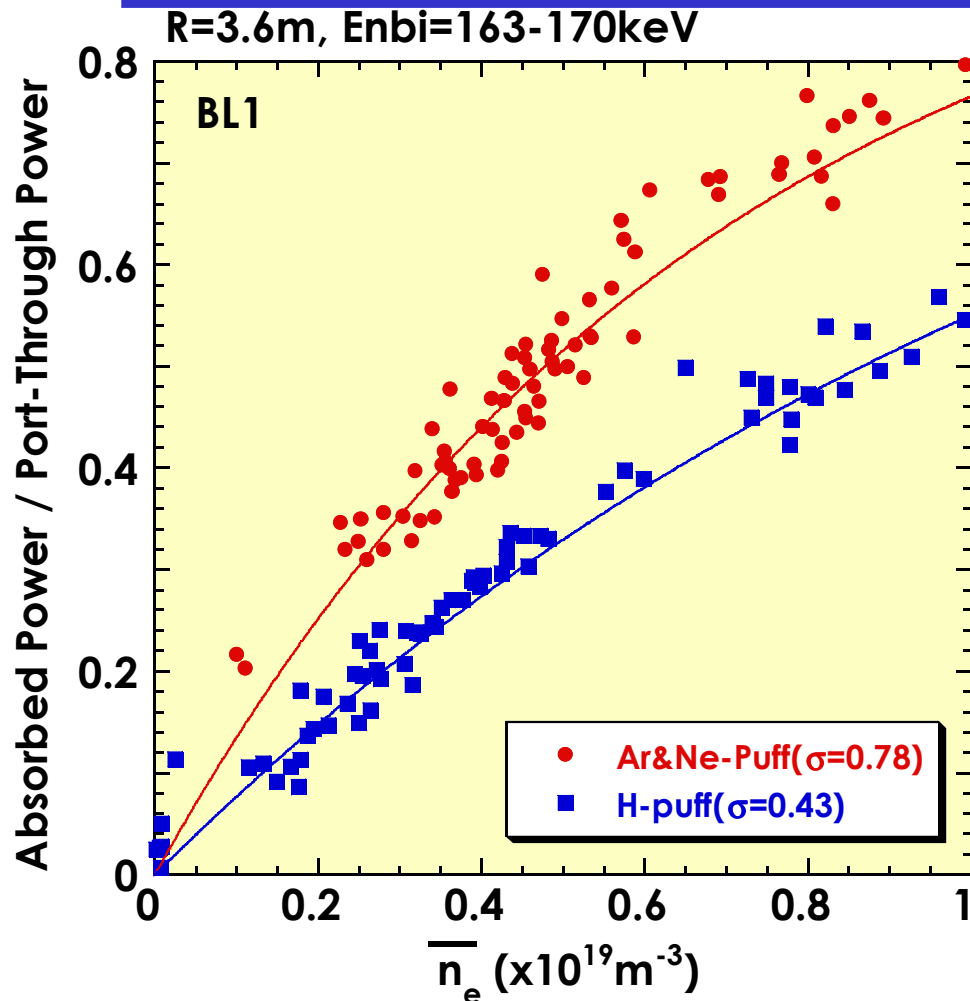
LHDのMHD特性の詳細に関しては
 NIFS 成嶋氏の発表を参照。

II-2. 低密度アルゴン放電によって $Ti(0)=10\text{keV}$ を達成した。



- Ne and Ar glow discharge cleaning is effective to realize a high-Z and low density plasma.
- ECE electron temperature is 4.2 keV, much lower than the ion temperature.
- Appropriate range of the electron density is $(0.3-0.4)\times 10^{19} \text{m}^{-3}$ for high-ion temperatures.
- Beam slowing-down time is extremely long, and both T_e and T_i slowly decrease after the beam-off.
- Toroidal rotation is observed to be correlated with an increase in the ion temperature.

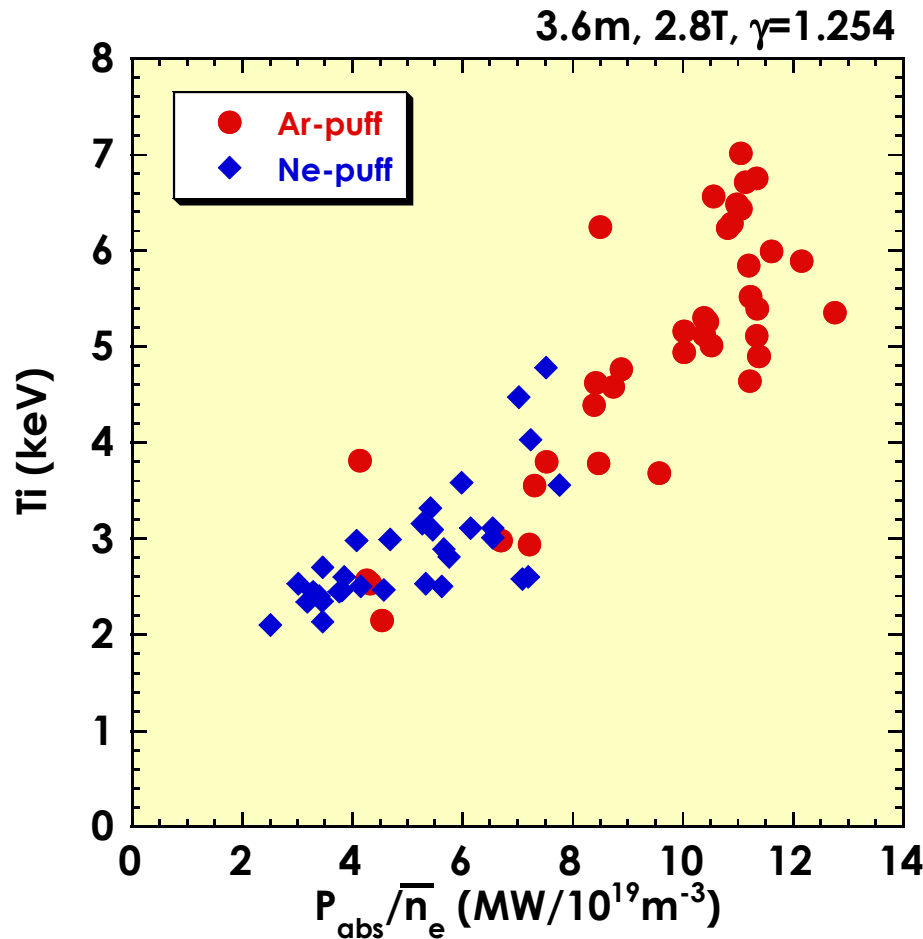
Ne/Arプラズマのビームイオン化断面積は水素プラズマの断面積よりも大きい。



Fitted by $P_{\text{abs}}/P_{\text{port}} = 1 - \exp(-\sigma_{\text{eff}} n_e l)$

- Shine-through power measurement shows that the ionized beam power is enhanced in the Ne- and Ar-seeded plasmas.
- Effective cross-section σ for the beam ionization is about 2 times larger in the Ne- and Ar-seeded plasmas.
- Z_{eff} of the Ne- and Ar-seeded plasmas is thought to be 2 – 3 times higher than that of the hydrogen plasmas, and the ion density be less than 1/3 of the electron density.
- Difference between the Ne- and Ar-seeded plasmas is not clear.

イオン温度は密度規格化吸収パワー に対して、線形の依存性を示す。



- With Ar gas puff, Density-normalized power is extended to higher values due to both an increase in the NBI power and realization of high-Z discharges in lower densities.
- P_{abs}/n_e roughly corresponds to P_i/n_i (ion-density normalized ion heating power).
- Ion temperature is thought to be increased linearly to the direct ion heating power.

(Note) Assuming $Z_{\text{eff}} = 10$ and $n_i = 0.3 n_e$, the ion heating power is about 40% of the NBI absorbed power. Thus, P_{abs}/n_e is the same order of P_i/n_i .

II-3.ECH によって756 sec秒の長時間放電 を達成した。(Shot#48821)



$$R_{\text{axis}} = 3.5 \text{ m}$$

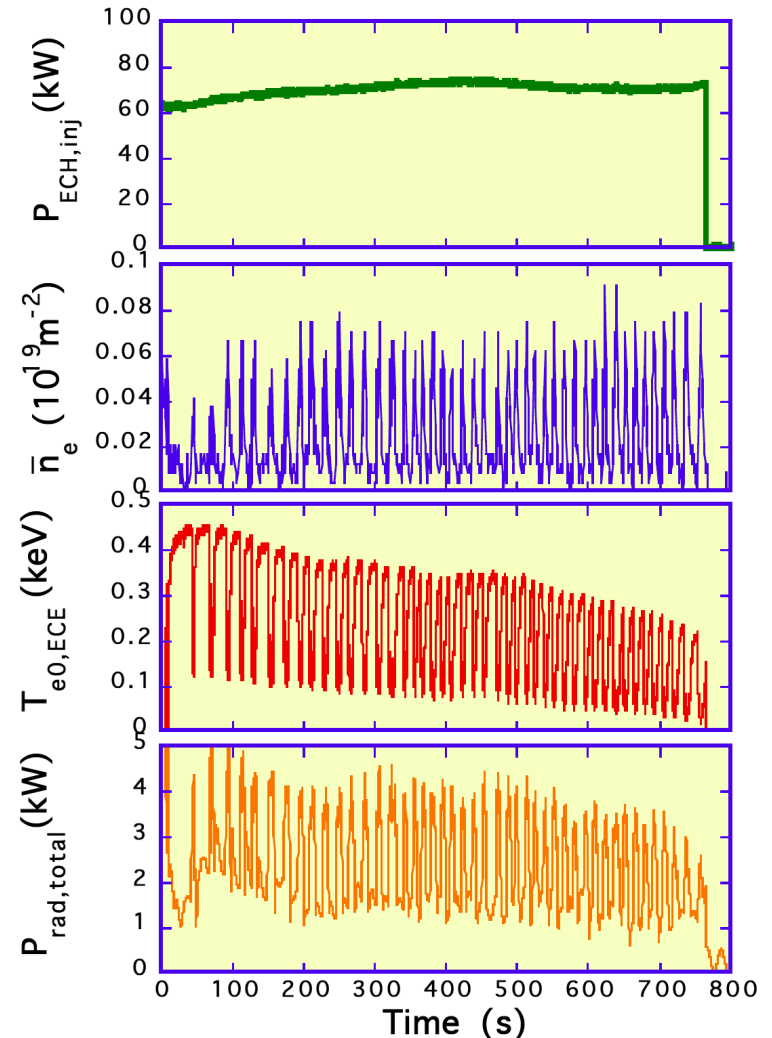
$$B_{\text{axis}} = 2.829 \text{ T}$$

$$P_{\text{ECH,in}} = 72 \text{ kW (84GHz)}$$

$$n_{\text{e,av}} = 2.4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$$

$$T_{\text{e0,ECE}} = 240 \text{ eV}$$

1. repetitive gas puff
2. Stopped by pressure rise of ECH transmission line



III. 燃焼プラズマに関連した研究のトピック

-高エネルギー粒子の閉じ込め-



燃焼プラズマ実験の目的:

⇒ α 粒子による燃焼の維持の実証。

- i. α 粒子による加熱。
- ii. α 粒子による炉壁の損傷。

⇔ LHDでは重水素等を燃料にした実験は行われていない。

⇒ ICRF加熱やNBI加熱によって生じた高エネルギー粒子によって α 粒子閉じ込めを模擬。

⇒ 重水素等は使用していないので中性子計測は使用できない。主に、中性粒子計測を使用して高エネルギー粒子の閉じ込めを評価する。

重水素実験計画については、NIFS・磯部氏の発表を参照。

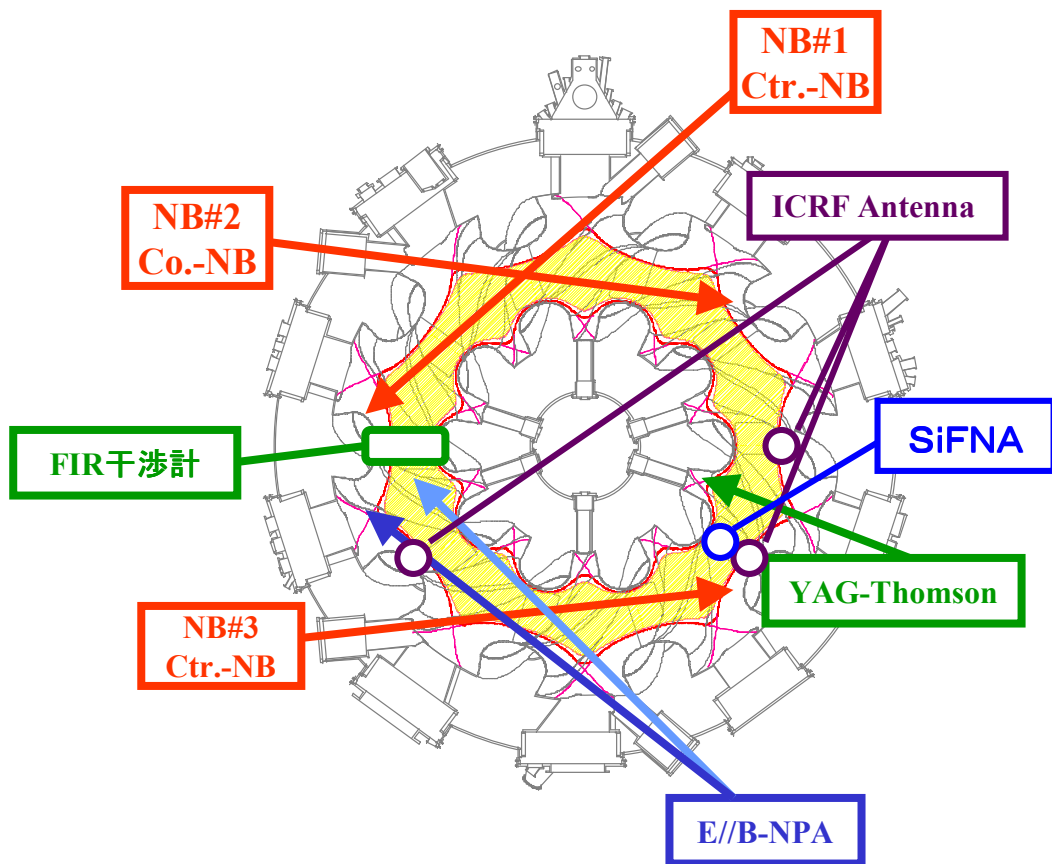
LHDにおける高エネルギー粒子 閉じ込め研究の課題



LHDなどのヘリオトロン型磁場閉じ込め装置においてはトロイダルリップルとヘリカルリップルが共存する為、高エネルギー粒子の粒子軌道は複雑。

- 高エネルギー粒子の古典的な振る舞い
- 高エネルギー粒子と波・MHD揺動との相互作用
- 高エネルギー粒子と電場との相互作用

高エネルギー粒子閉じ込め実験に関わる実験装置



加熱装置(高エネルギー粒子源)

ICRF: 25-100 MHz/~3MW

NBI: 180keV/5MW x3

計測装置

高エネルギー粒子:

接線E//B-NPA,垂直SiFNA

電子温度:トムソン散乱計測

電子密度:FIR干渉計

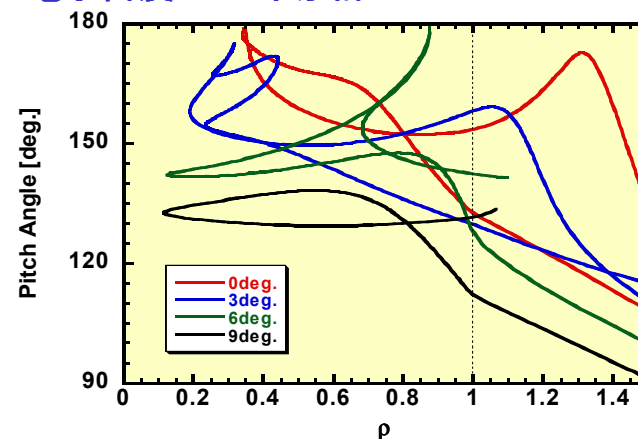
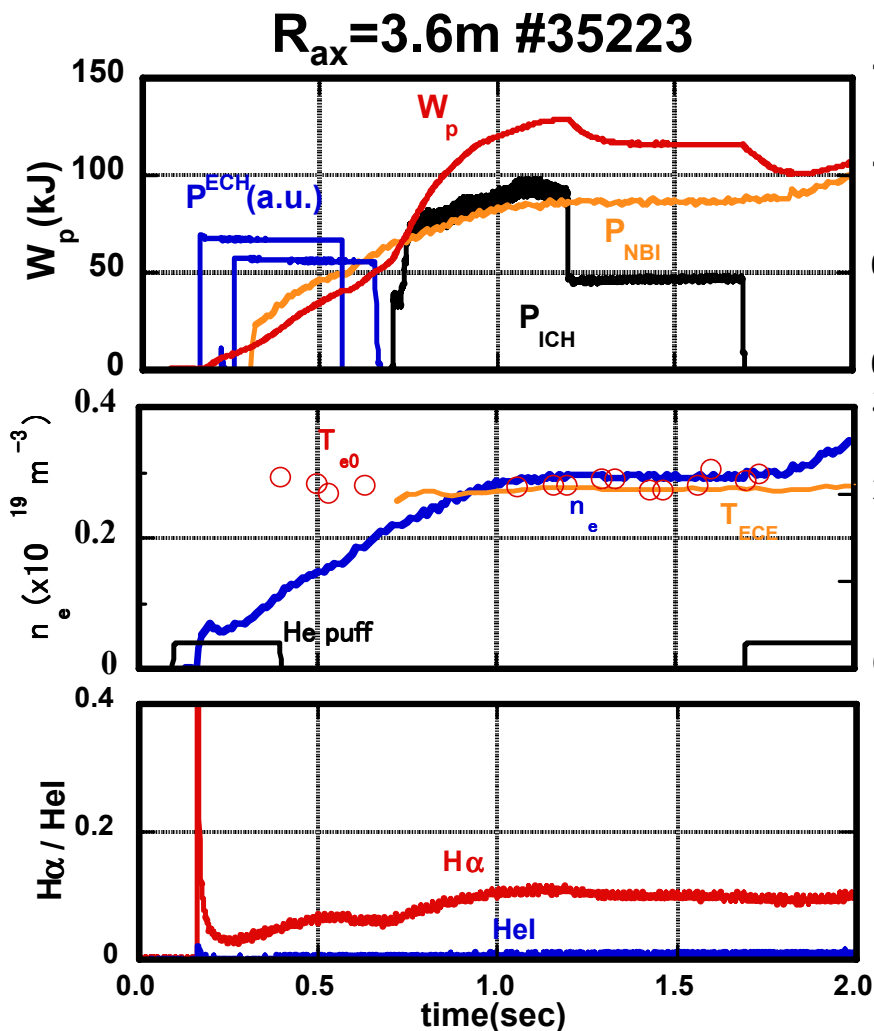


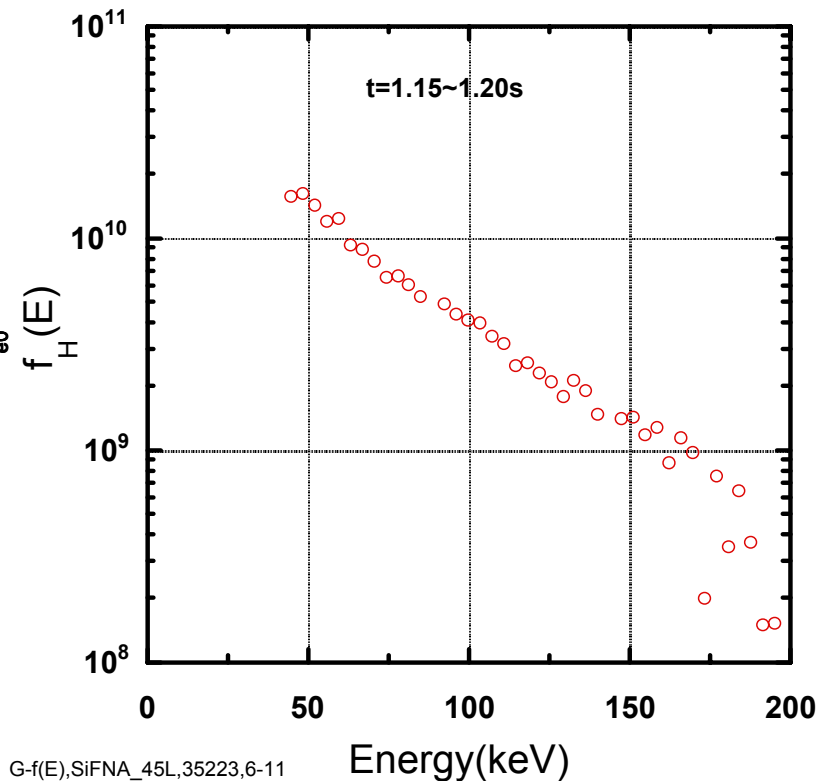
Fig. Pitch Angle distribution on the E//B-NPA line of sight. (5th-cycle)

III-1. ICRF加熱によって生成した高エネルギー粒子を使用して閉じ込め特性を調べる。



T_{tail} ; measured by Si-diode detector

using $^+H+He \Rightarrow H^{2+}+He$
(Krashilnikov A.V. NF42 759)



ICRF加熱によって生成したテール温度から LHD配位の閉じ込め特性を評価する。



T_{tail} ; measured by
Si-diode detector

T_{eff} ; from Stix's formula

$$T_{eff} = T_e \left(1 + \frac{P_{abs} \tau_s / 2}{3n_H T_e} \right) \approx \frac{P_{abs} \tau_s / 2}{3n_H T_e}$$

$$\approx A \frac{\eta_0 (n_H / n_e) P_{cal}(\rho) T_e^{3/2}}{(n_H / n_e) n_e^2}$$

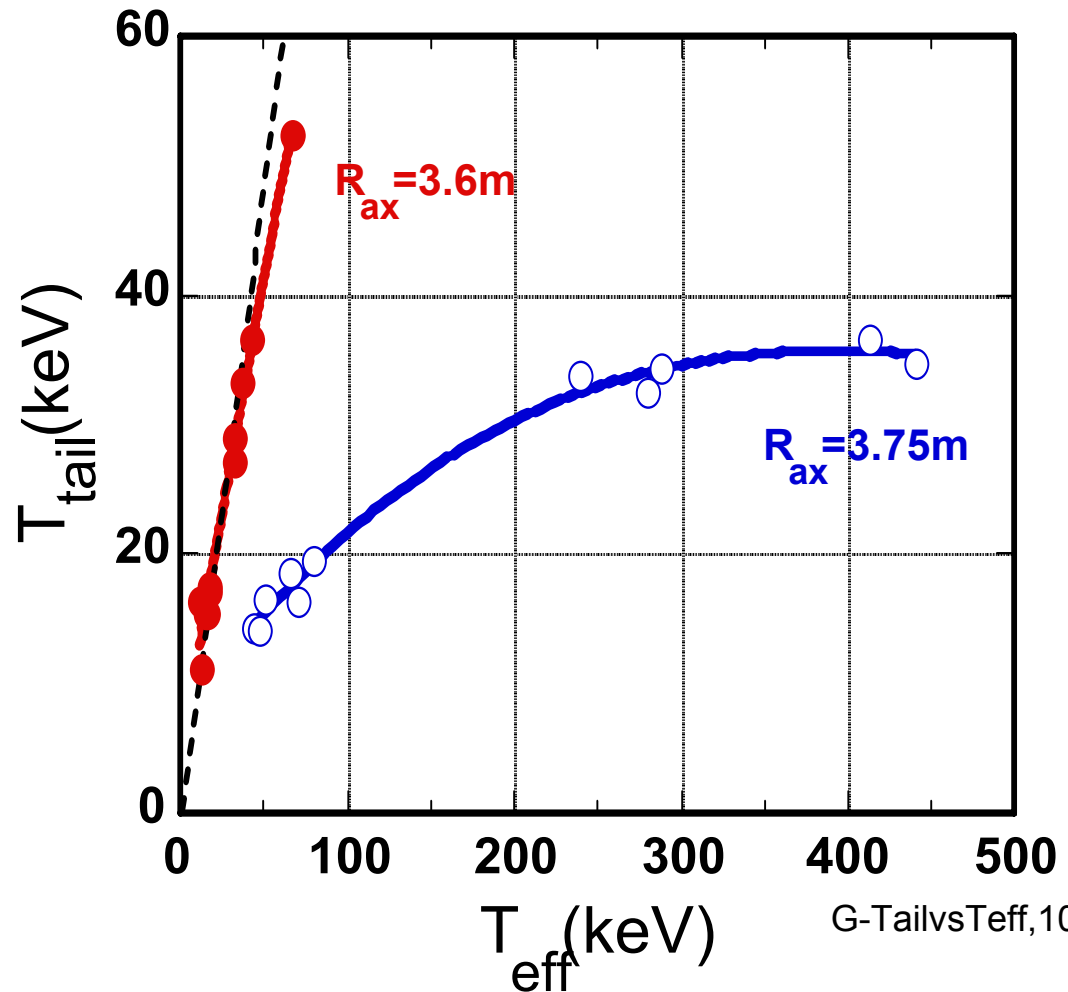
$$P_{abs} = \eta_0 (n_H / n_e) P_A (MW) P_{cal}(\rho)$$

η_0 : heating efficiency depends
on minority ratio n_H/n_e

P_A (MW): radiated RF power
from antenna

$P_{cal}(\rho)$: radial distribution
of absorbed RF power
via cyclotron damping

A: numerical factor of $\tau_s/2$



Transfer Efficiencyの P_{abs} 及びプラズマ パラメータ依存性を比較する。



Transfer efficiency is a ratio of τ_E^{tail} to $\tau_s/2$, which is the same as T_{tail}/T_{eff} .

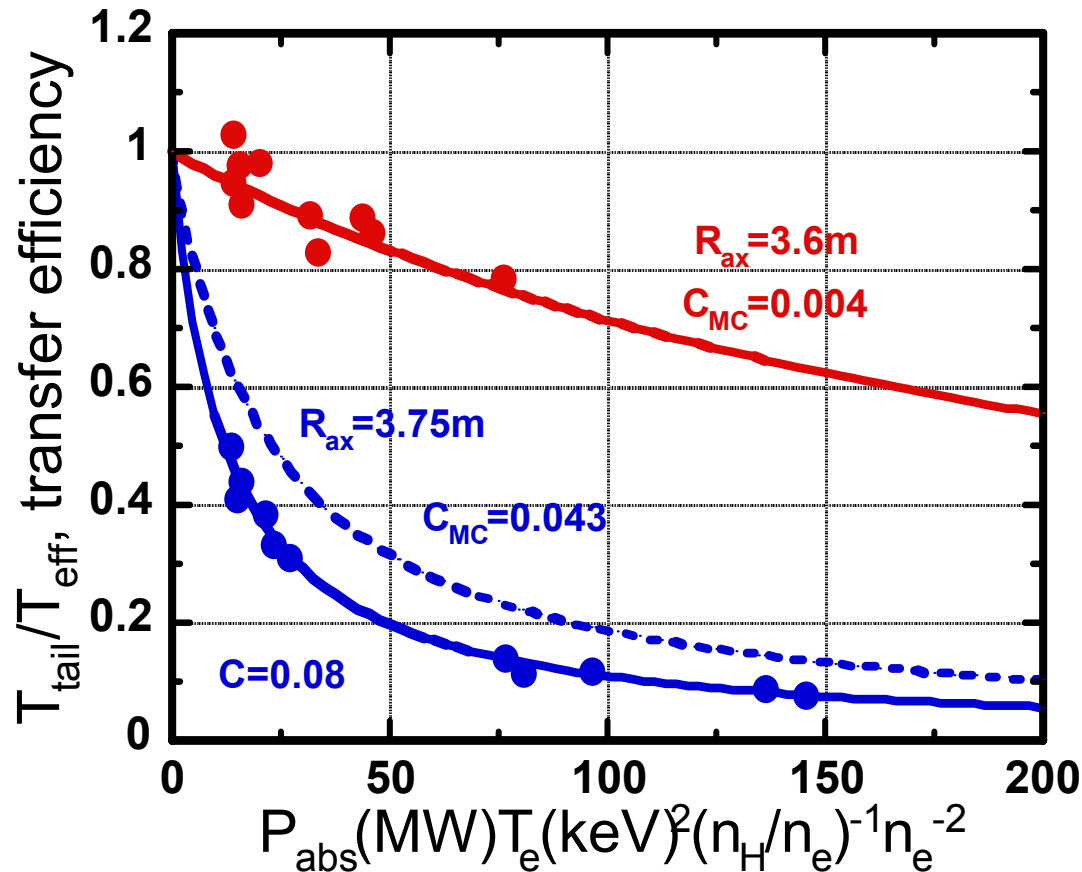
$$\frac{T_{tail}}{T_{eff}} = \frac{\tau_E^{tail}}{\tau_s/2}$$

$$\eta_{trns} = \frac{P_{trns}}{P_{abs}} = \frac{W_{tail}}{\tau_s/2} \left(\frac{W_{tail}}{\tau_E^{tail}} \right)^{-1} = \frac{\tau_E^{tail}}{\tau_s/2}$$

$$= \frac{1}{1 + CP_{abs} T_e^2 (n_H/n_e)^{-1} n_e^{-2}} :$$

Monte Carlo Simulation

C; numerical factor to determine a transfer efficiency depending on **B**, R_{ax} etc.

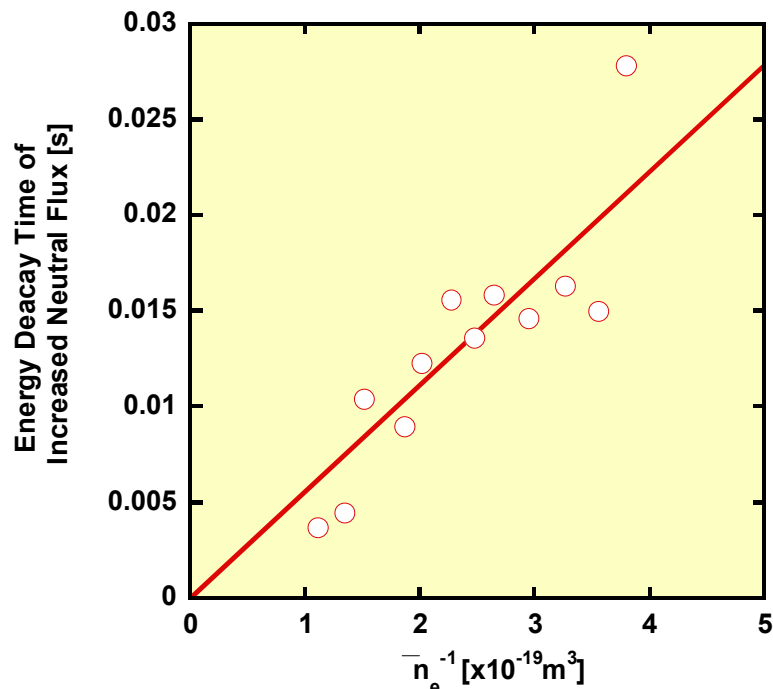
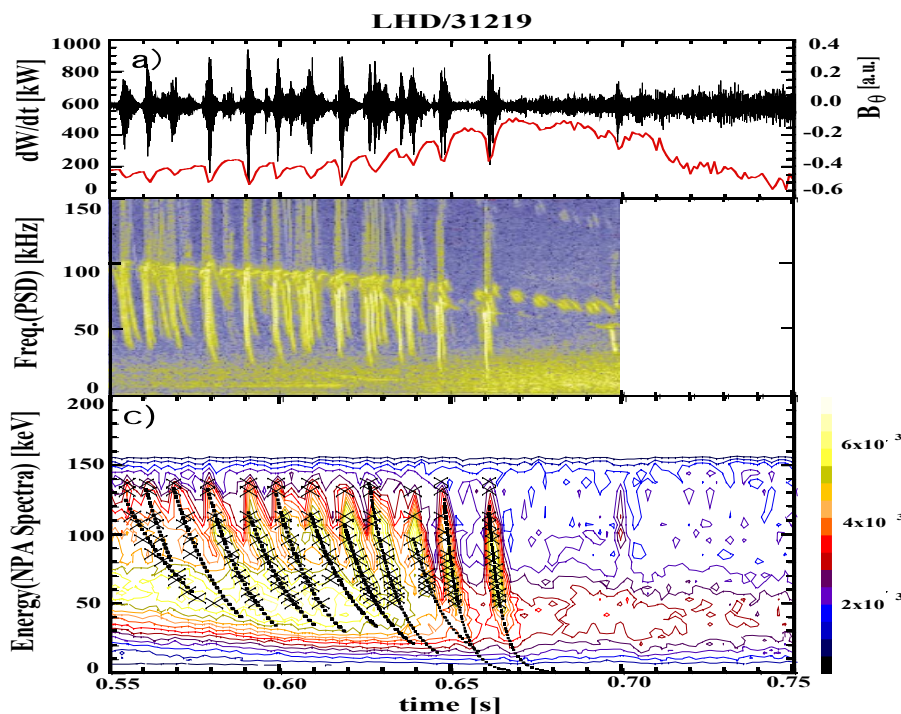


III-2. MHD不安定性と高エネルギー粒子との相互作用

MHDバーストに伴い接線NPAの信号が変化する現象が観測されている。



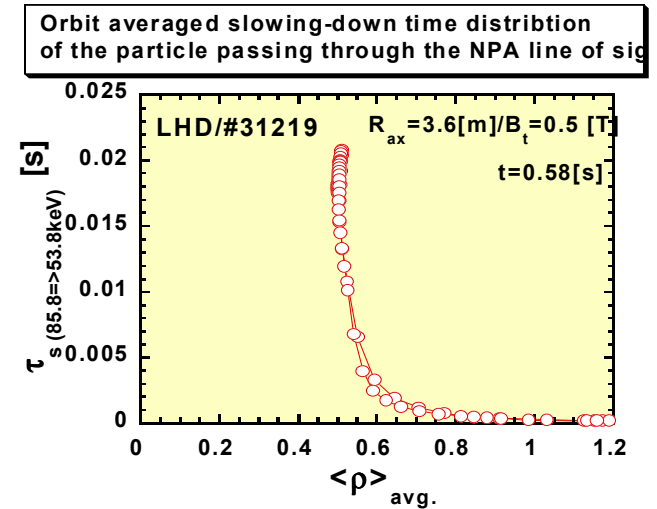
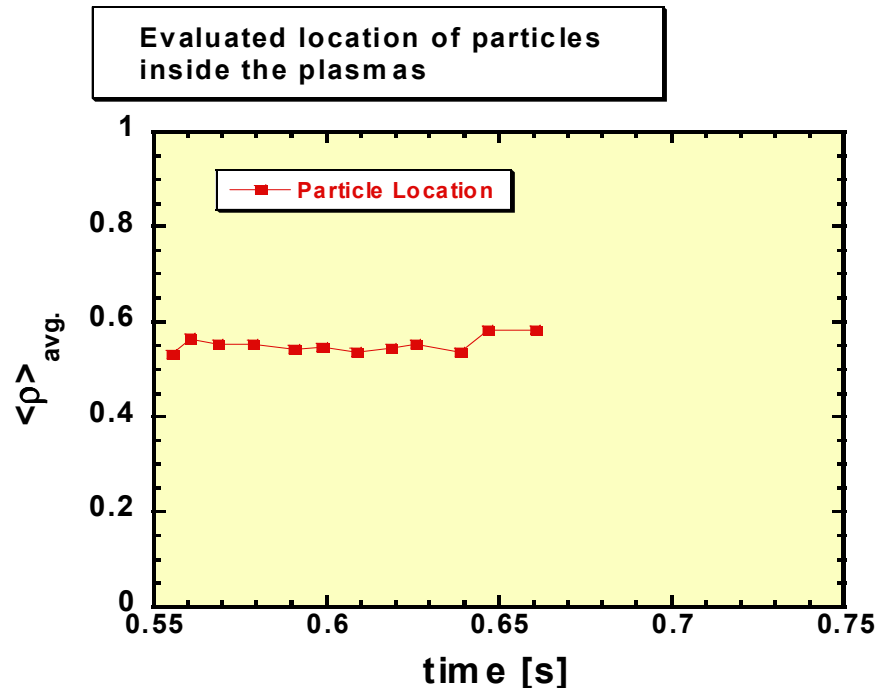
- ✓ 現象は低磁場(0.5-0.75[T])放電においてよく観測され、磁場が低いほど顕著である。
- ✓ バーストと共に高エネルギーのフラックスが増加し、低エネルギー成分の増加には時間遅れがある。(Time Delayは線平均電子密度の逆数に比例。=>エネルギー減速時間を反映している。)
- ✓ 反転磁場配位において顕著に観測され、NPAを0度視線近傍にて観測される。(co.粒子をNPAが観測する時に、現象は顕著に観測される。)
- ✓ $n=2/m=3\sim 4$ のモードのTAEと相関がある。



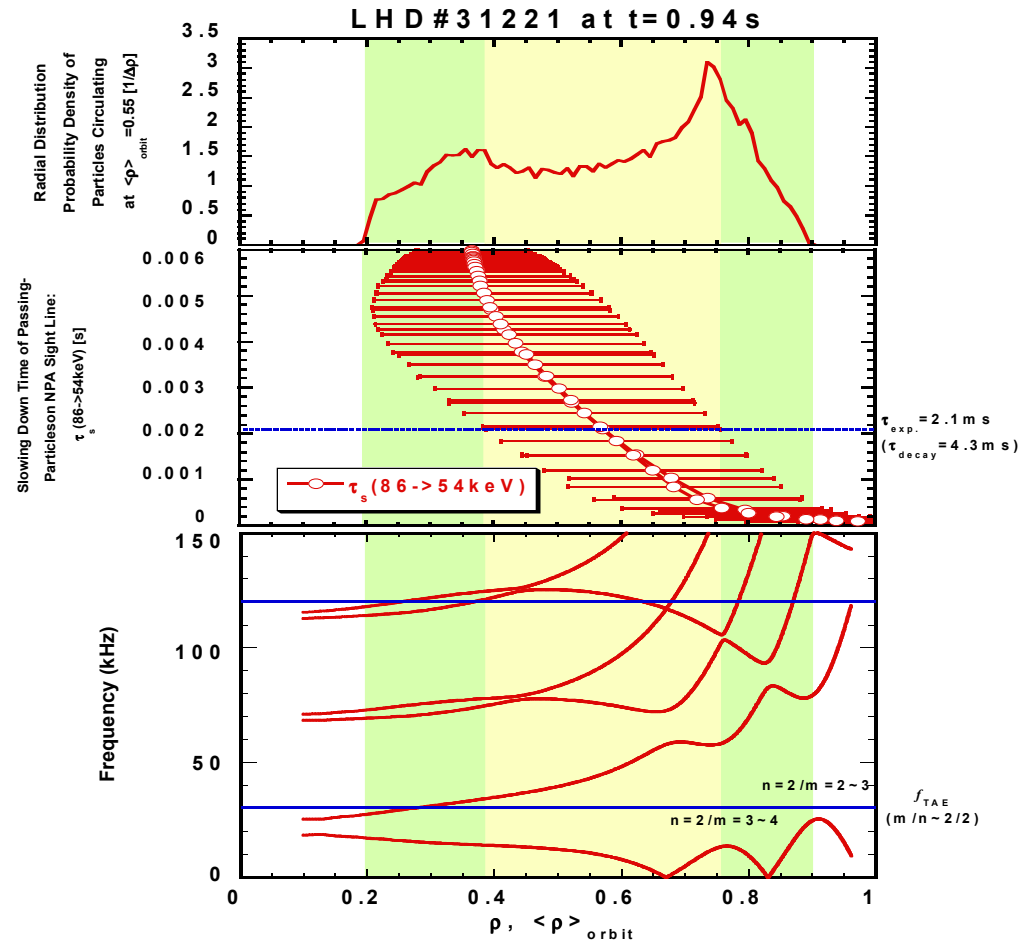
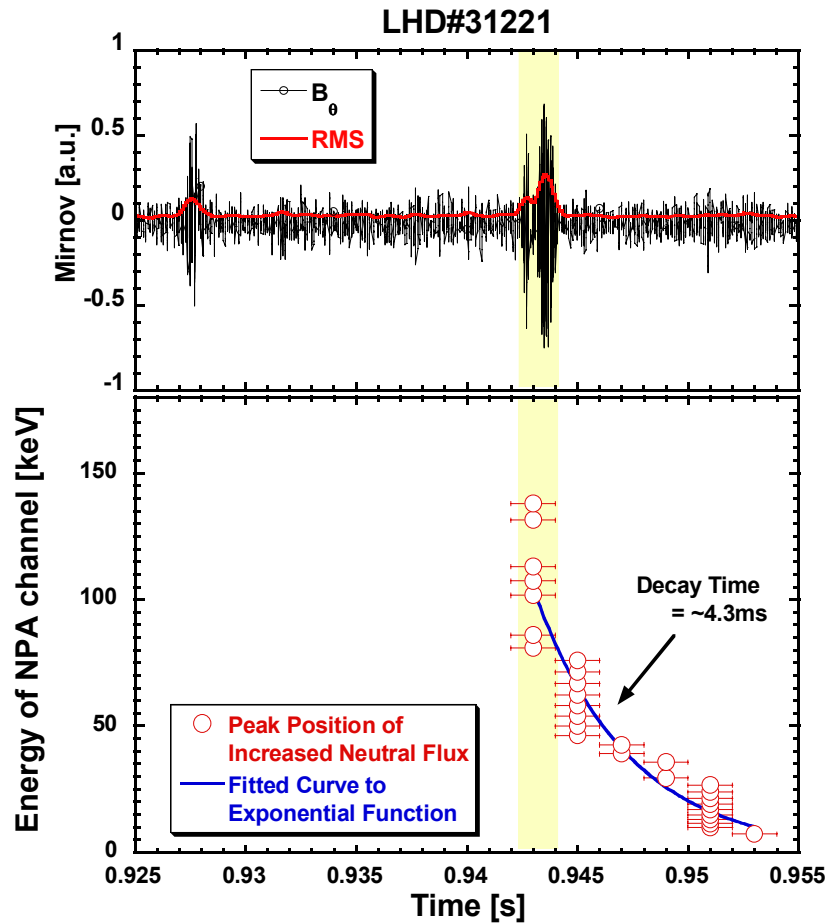
観測された減衰時間をNPAの視線上を通過する軌道上のエネルギー減速時間と比較するとバーストによって影響を受けた粒子の位置は $\rho \sim 0.55$ となる。



Series of orbit-following calculation was performed for $R_{ax}=3.6[m]/B_t=-0.5[T]$ by taking the launching point on the sight line of E//B-NPA to evaluate the orbit averaged slowing-down time with the plasma parameters during $t=0.54-0.68[s]$.



バーストによる影響を受けた粒子は $n=2/m=3\sim 4$ のアルフベンギャップ周辺に高い存在確率を持つ。



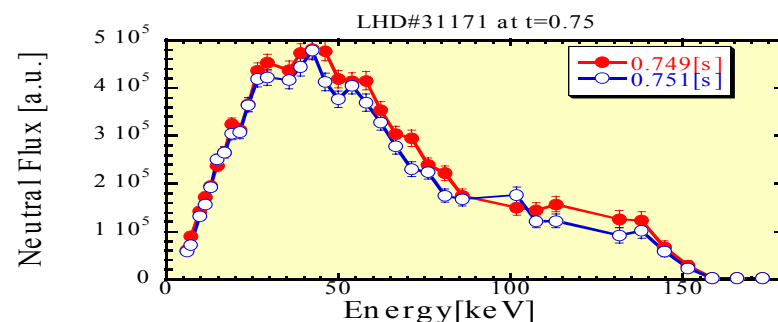
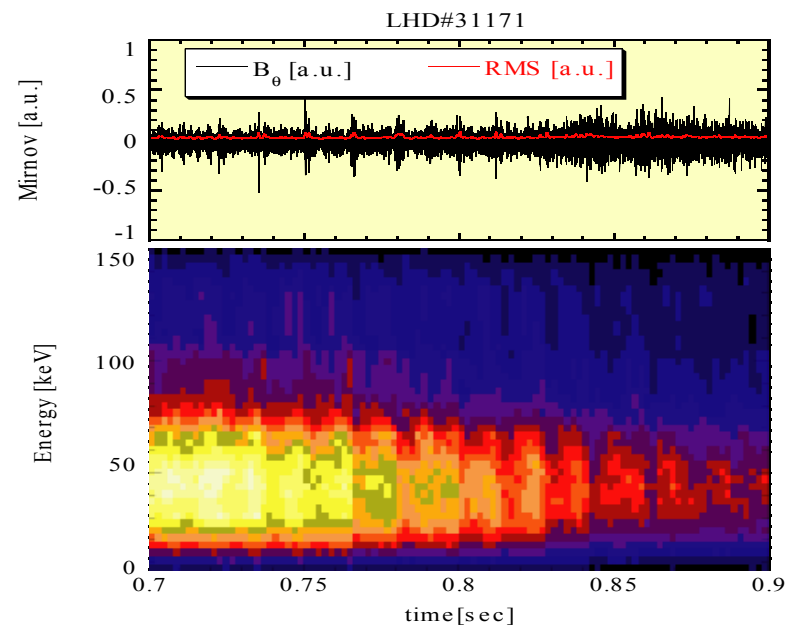
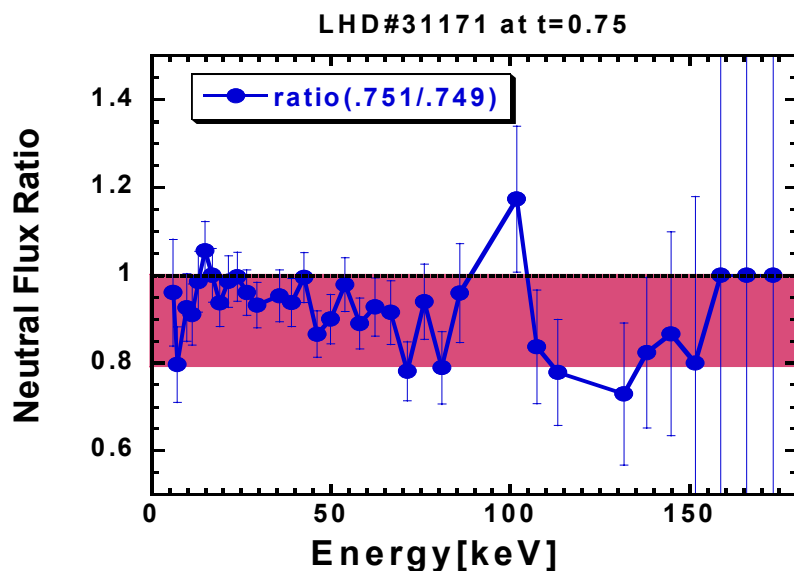
Ctr.粒子に対しても、中性粒子フラックスの変化が観測された。(＃31171, $t=0.7\sim 1.0\text{s}$) at $B_t=0.5\text{T}$.



✓ Increase was less significant compared to the co-pariticles case.

⇒ Signals mainly drop with the MHD-burst.

⇒ Effect of drift-orbit difference between co.- and ctr.- particles?

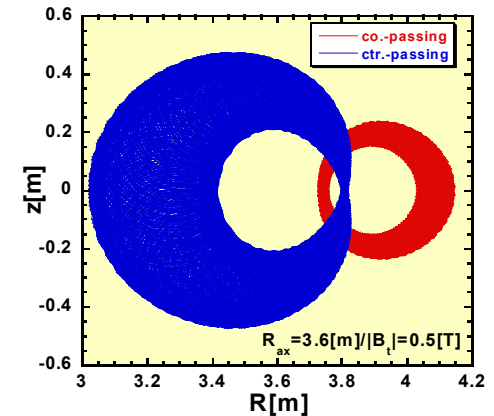


Co./Ctr.粒子に対する影響の違いは粒子軌道効果によって説明出来る。

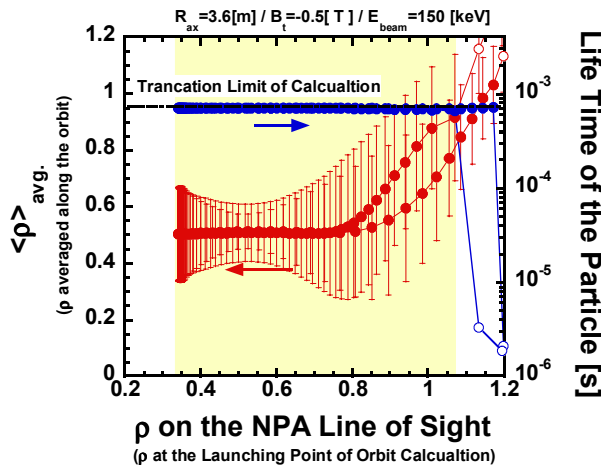


Since the magnetic field strength is weak, the orbit deviation from the flux surface becomes large. The counter-passing particle which passing the NPA line of sight suffers this effect significantly. Large fraction of the NPA Line of sight becomes the prompt loss region for ctr.-rotating particles. This could be one of the reason for the preference of the flux increase in the rotational direction of the particles.

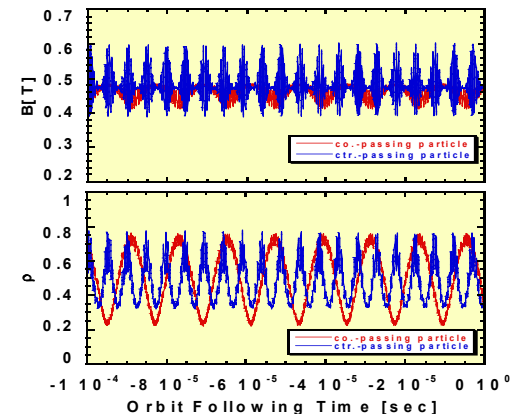
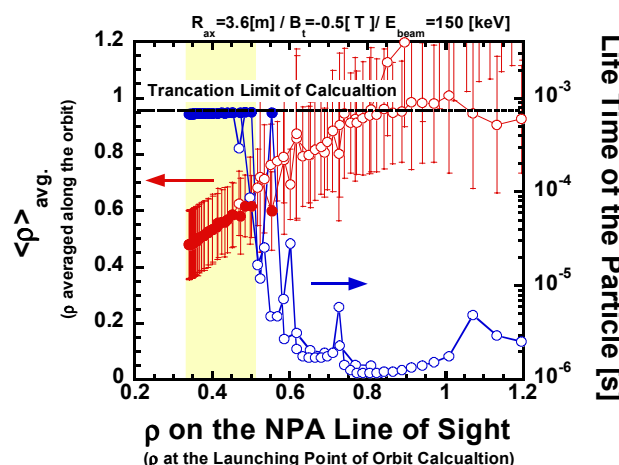
Example of co./ctr.-passing particle which rotates on the NPA Line of Sight.



Co.-passing particle



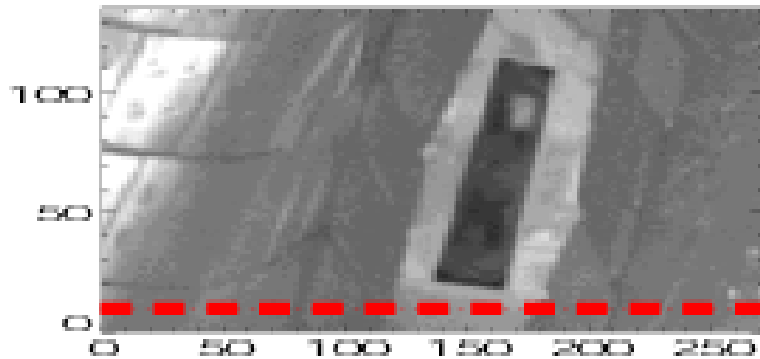
Ctr.-passing particle



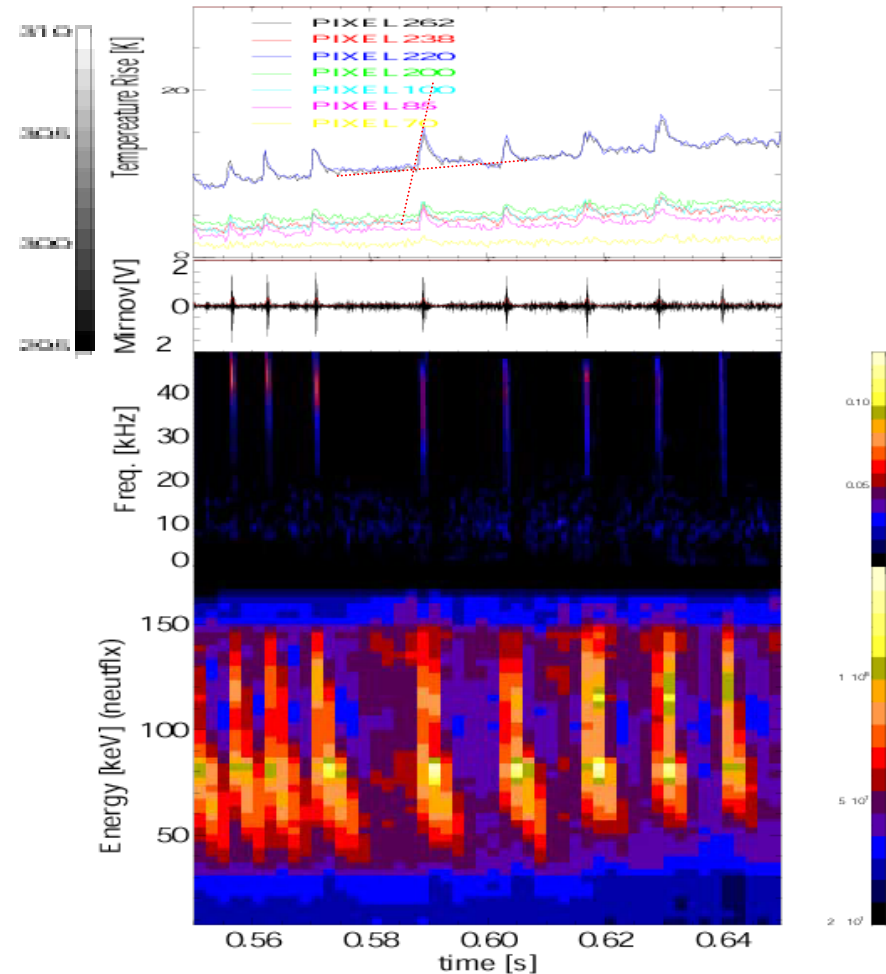
ダイバータ領域のIRカメラによる熱負荷の観測はMHDバーストにともなって温度上昇を観測。 =>高エネルギー粒子の損失が示唆される。



Ref. shot#38325



shot#38127



The right-hand side diverter region has larger temperature rise than the left-hand side region. This tendency agrees with the fast-ion loss calculation by Prof. Watanabe.

The temperature gradient with MHD-burst (4000[K/s]) is 80 times higher larger than that without burst (50[K/s]).

まとめ



- I. LHDの第7サイクルにおいて、
 - 蓄積エネルギー1.3MJ、
 - 平均 β 値4%(diamag.)、
 - 密度(2.2×10^{20} [m⁻³])、
 - 中心イオン温度 10keV(Ar)、及び
 - ECHによる756s放電 を達成した。
- II. 体積平均 β 値4%はアスペクト比の高い粒子閉じ込めの良い配位 ($R_{ax}=3.6\text{m}/\gamma=1.22$)によって実現された。この配位は高 β 時におけるシャフラノフシフトが抑制された配位であり、高 β 時の加熱効率の劣化を抑制したことが効いていると考えられる。
- III. 密度規格化加熱パワー($P_{\text{abs}}/n_{\text{e avg}}$)を最大にするシナリオで高イオン温度放電行われている。オペレーション領域では、中心イオン温度は密度規格化加熱パワーとリニアな相関を保っている。
- IV. 定常ジャイロトロンを導入によって、ECHによる756秒長時間放電を達成した。放電時間は現在のところ、真空導波管の真空度上昇によって制限されている。

まとめ -続き-



V. LHDでは重水素等を利用した燃焼プラズマ実験は行っていないので、ICRF加熱やICRF加熱などによって生じた高エネルギー粒子を使って、 α 粒子を模擬する実験を行っている。

- ICRFのテール温度の磁場配位依存性は、モンテカルロシミュレーションが示唆する高エネルギー粒子の閉じ込め特性とよい一致を示す。
- LHDの弱磁場放電(<1T)において、MHDバーストによって高エネルギー粒子の輸送が変化する現象が観測された。この現象はCo.粒子を観測している時に顕著に観測され、Co./Ctr.粒子を観測している場合にそれぞれ振る舞いが異なる。Co./Ctr.粒子の振る舞いの違いは、LHD弱磁場配位でのCo./Ctr.粒子の軌道の違いによって説明できる。