

# キロテスラ級磁場下における超高強度レーザープラズマ相互作用の物理

## Acknowledgement

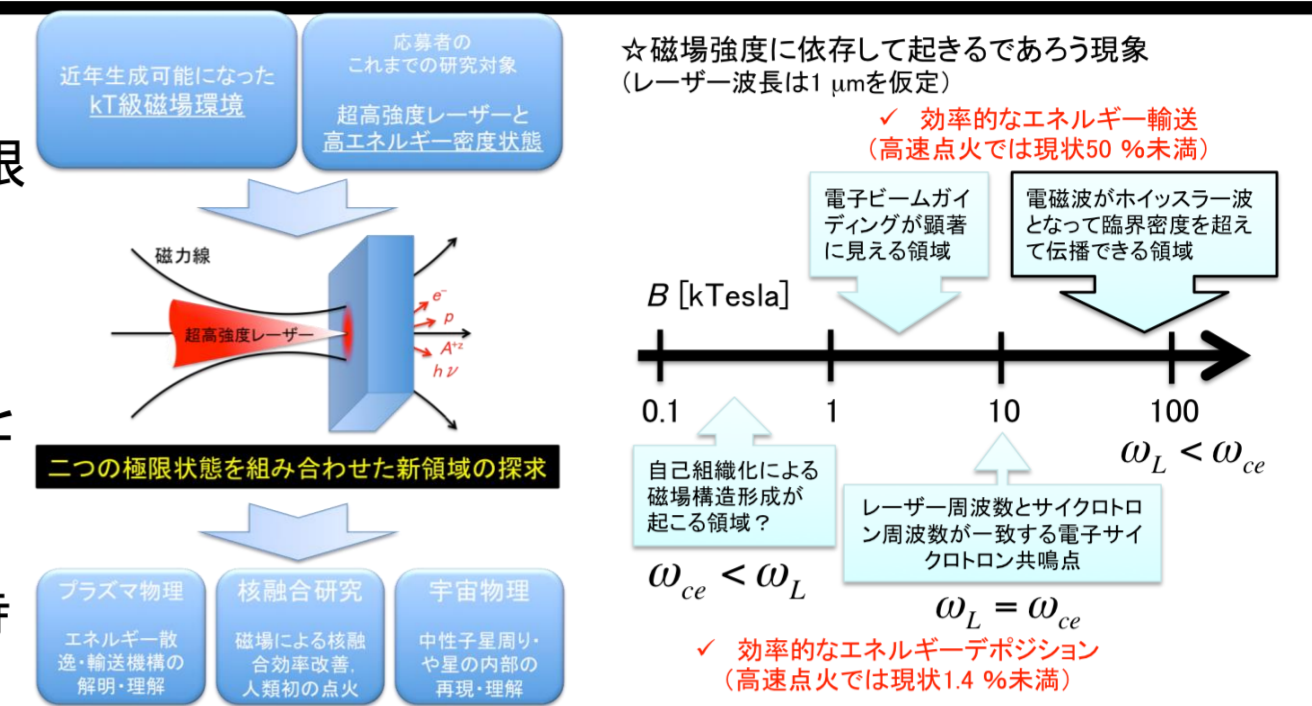
This work was partially supported by "Joint Usage/Research Center for Interdisciplinary Large-scale Information Infrastructures" in Japan and JSPS KAKENHI Grant Number JP15K17798 and JP17J02020 and NIFS Collaboration Research program NIFS12KUGK057 and NIFS17KNSS090.



## 研究目的・内容

本研究では、近年生成可能になった超強磁場環境と我々の今日までの研究対象である高エネルギー密度状態の二つの極限状態を組み合わせた新領域の探求を行う。kT(キロテスラ)から数十kT程度までの外部磁場印加時の超高強度レーザープラズマ相互作用を二次元電磁粒子コードで計算し、高エネルギー密度プラズマ中への多種多様なエネルギー輸送および散逸機構の物理を明らかにする。

磁場に依存してドラスティックに変化する超高強度レーザープラズマ相互作用を、注目すべき現象に焦点を当て磁場強度ごとに分類することで、体系的な研究展開を計る。本研究の成功によるエネルギー輸送・散逸機構の深い理解は、プラズマ物理学の発展に貢献するだけでなく、各機構の積極的な利用により核融合学の発展にも資する。さらに、kT級の強磁場は中性子星周りの環境に、高いエネルギー密度は星の内部のパラメータに近く、本研究の成果は宇宙物理学の発展にも影響を及ぼすと期待される。

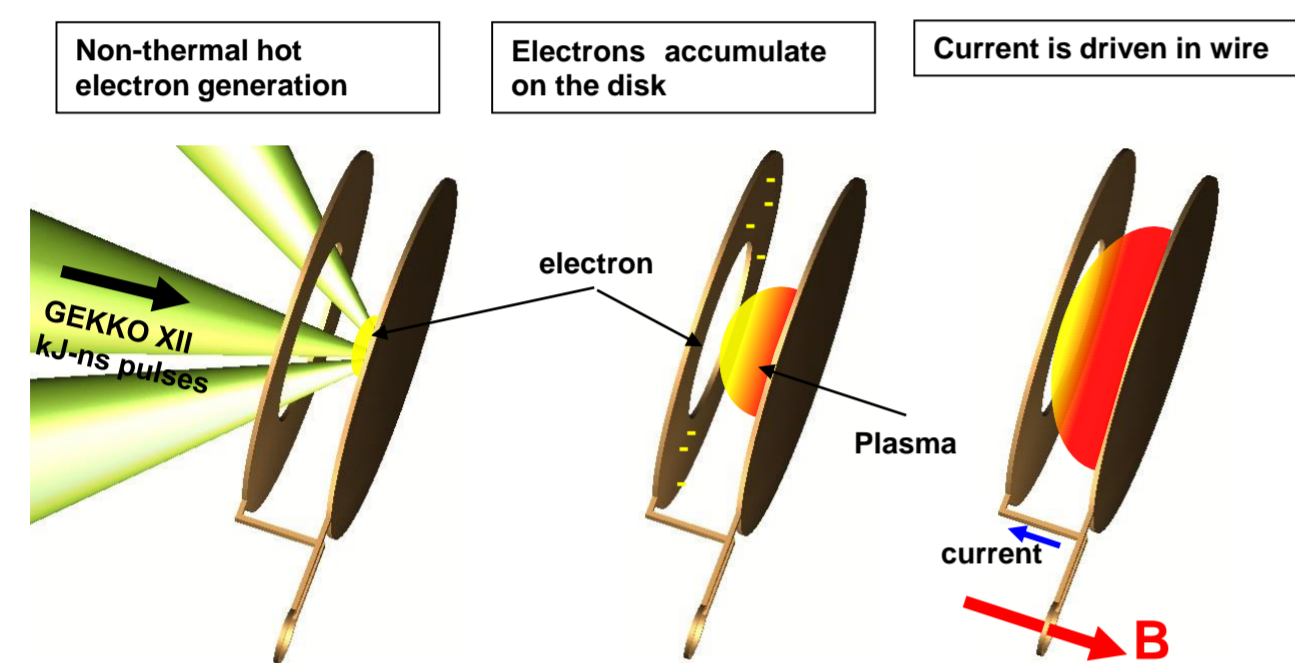


## 研究背景

\*1 S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013).

\*2,3 H. Yoneda et al., Phys. Rev. Lett., 109, 125004 (2012), M. Hohenberger et al., Phys. Plasmas 19, 056306 (2012).

### 1. kJ-nsレーザーとキャパシターコイルターゲットによる1 kT磁場生成\*1



### 2. kJ-nsレーザーを用いた磁場圧縮によるkT磁場生成\*2,3

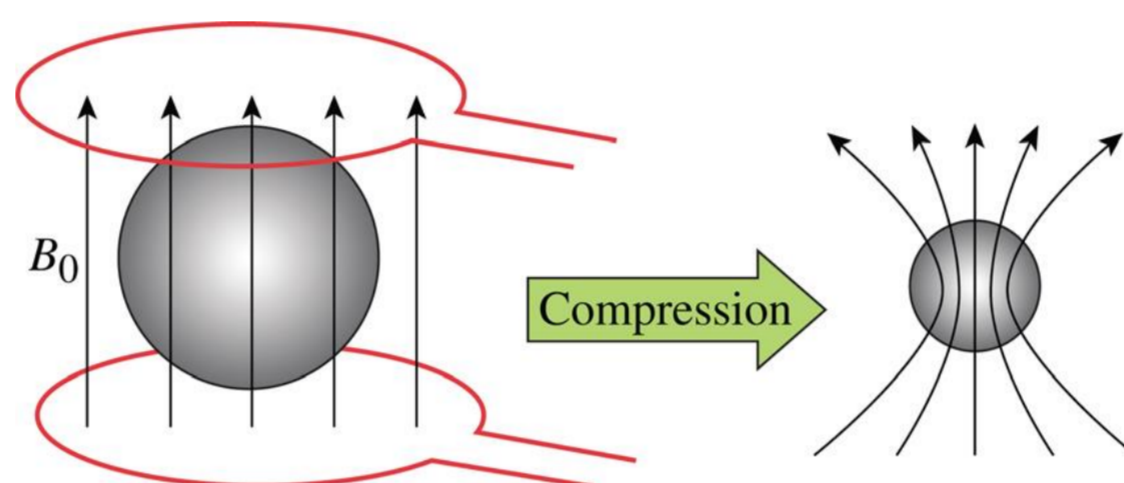
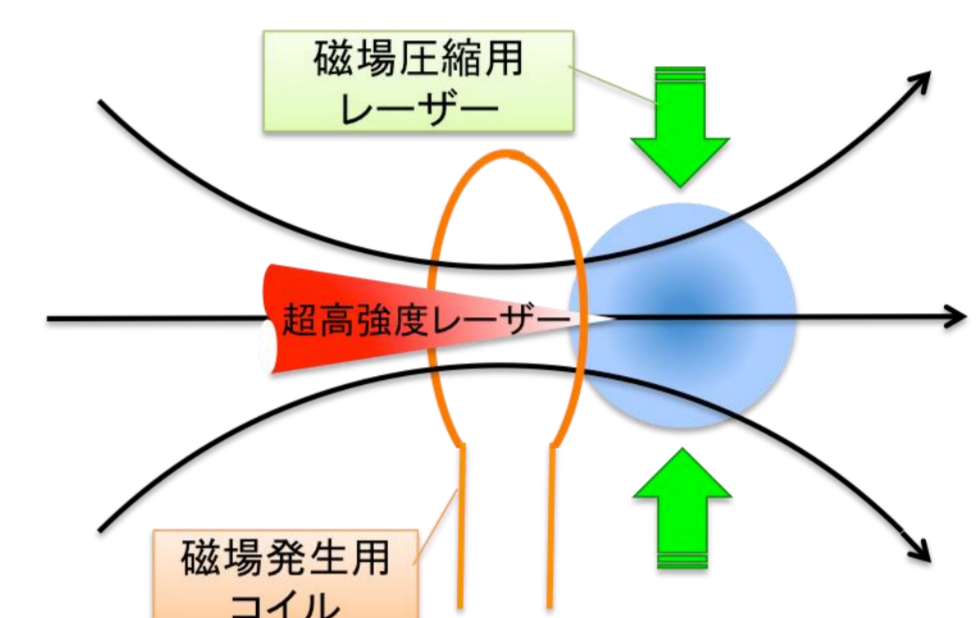


FIG. 6. The compression of a spherical target with initially straight magnetic seed field lines adds a strong radial component to the magnetic-field topology.

### 3. レーザーによる磁場生成と磁場圧縮を組み合わせた超強磁場生成の可能性

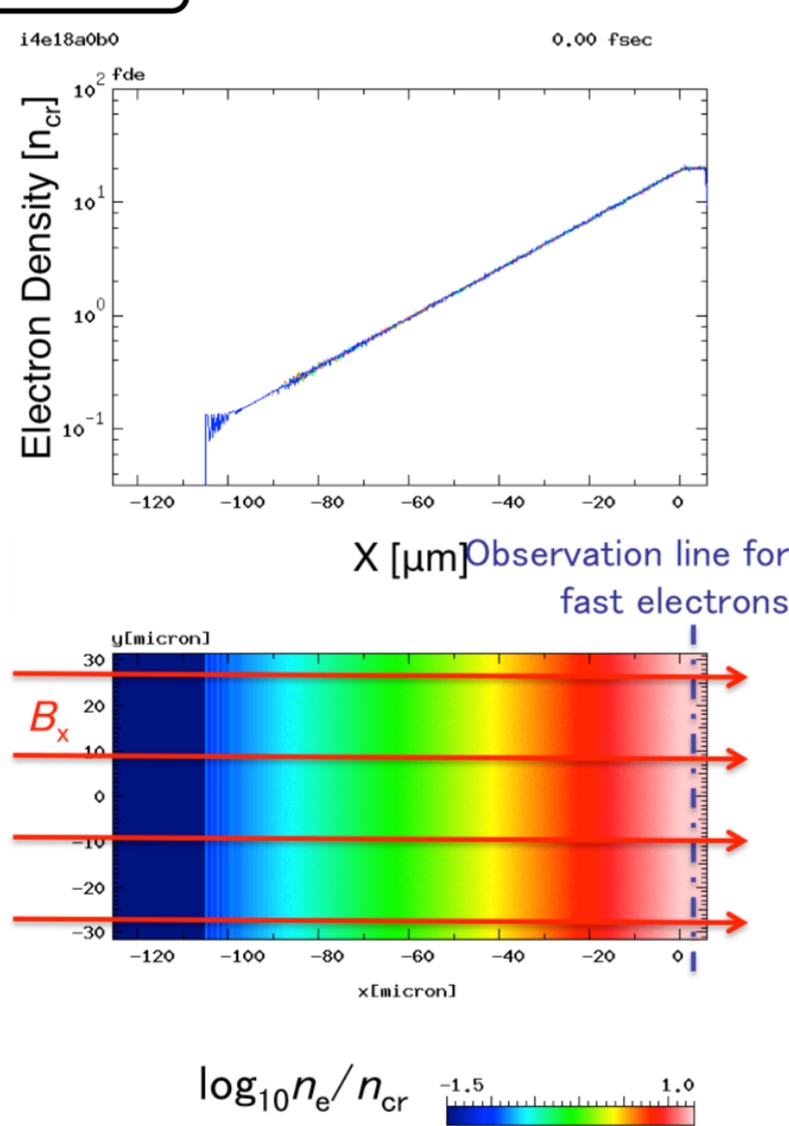


⇒ kT級の外部磁場下における超高強度レーザープラズマ相互作用実験が今後展開されていく。

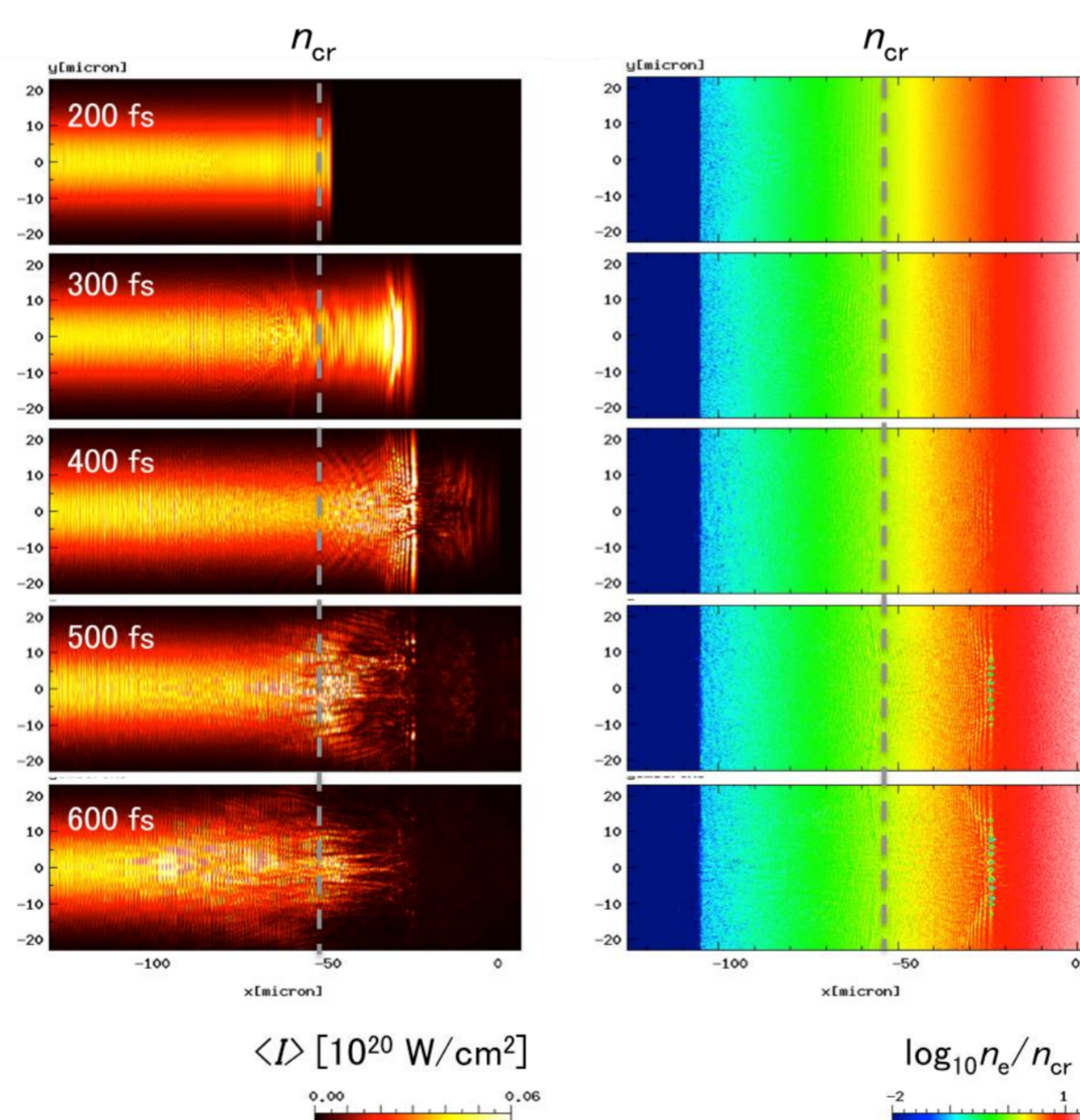
## 研究成果

### 二次元電磁粒子コードによる計算条件

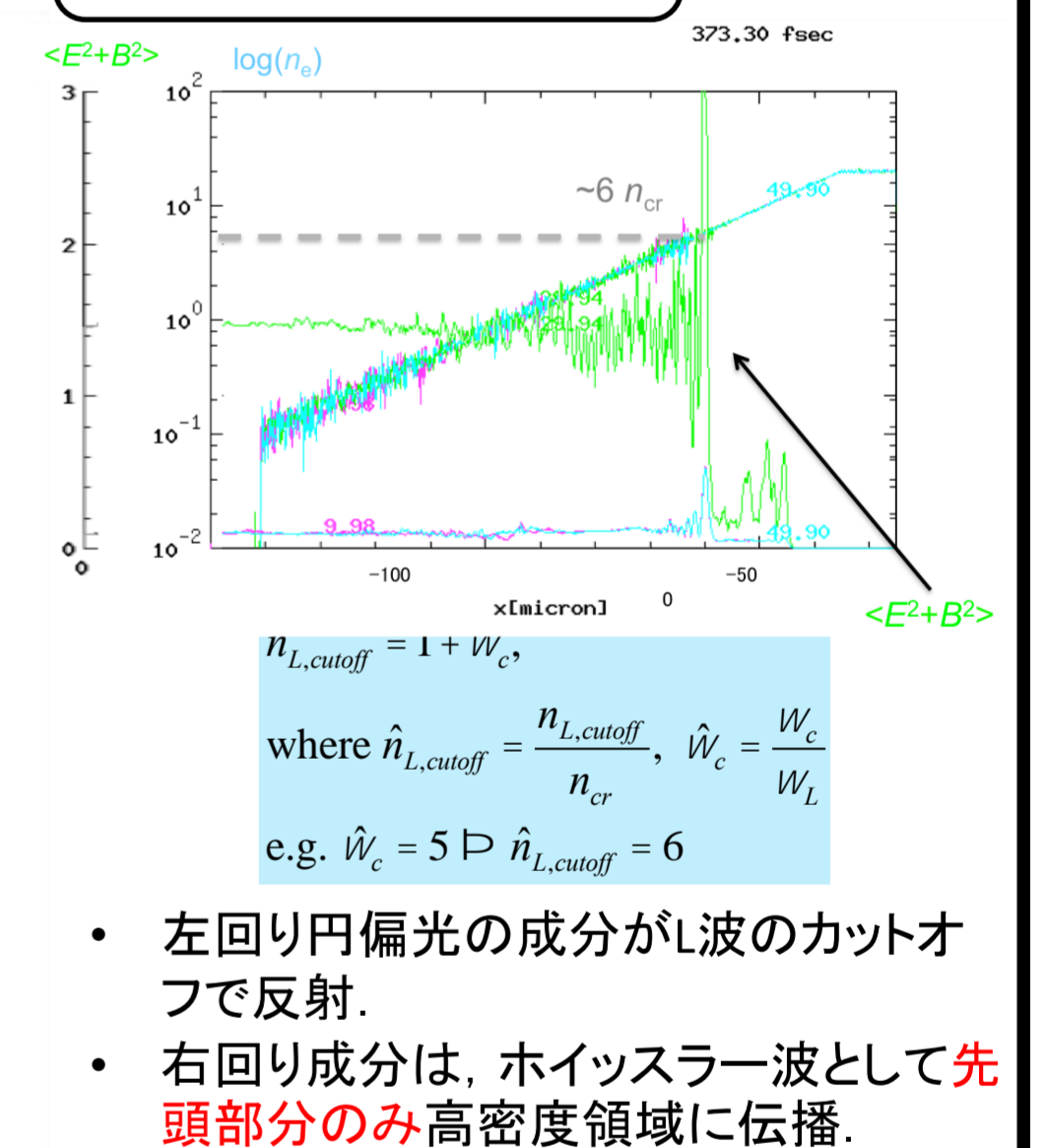
- レーザー
    - $I_L: 4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0 = 1.71$ )
    - $\lambda_L: 1.06 \mu\text{m}$
    - $\phi_L: 20 \mu\text{m}$  (FWHM)
    - $\tau_L: \text{無限}$
    - 直線偏光 ( $E_L \parallel y$ )
  - 外部磁場
    - $B_{\text{ext},x}: 50 \text{ kTesla}$  (\*1 kT = 10 MG)
    - ( $\omega_{ce} \gg \omega_{\text{Laser}}$ ;  $B_{\text{ECR}} \sim 10 \text{ kTesla}$ )
  - プラズマ
    - CH ( $Z=3.5, A=6.5, n_{\text{max}} = 20 n_{cr}$ )
    - $L_{\text{preplasma}}: 20 \mu\text{m}$
- 以上の条件で600 fsの計算を実行。



### レーザー電磁場と電子密度の時間発展



### 電磁場エネルギーと電子密度の断面図

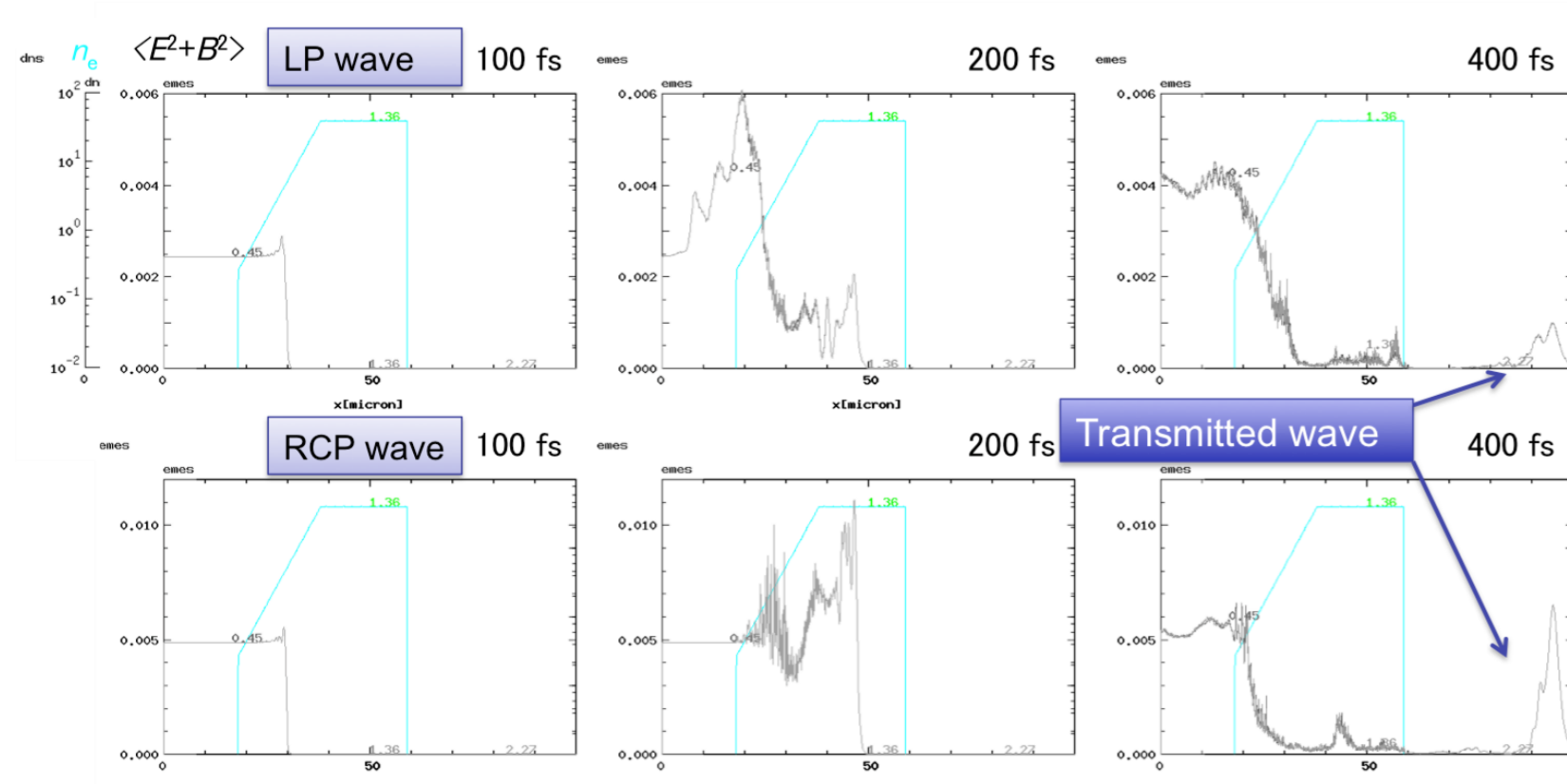


- 左回り円偏光の成分がL波のカットオフで反射。
- 右回り成分は、ホイッスラー波として先頭部分のみ高密度領域に伝播。

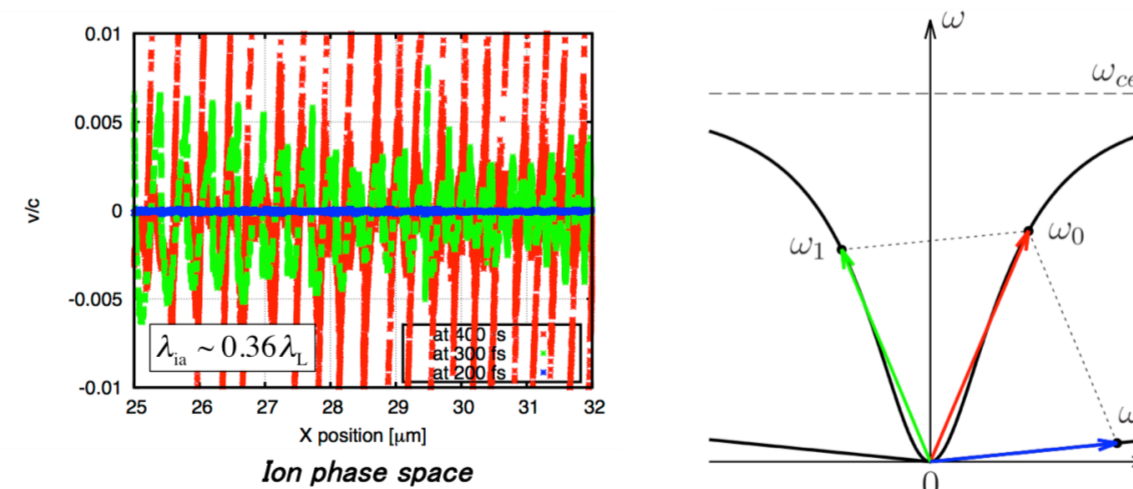
### なぜホイッスラー波の伝播が阻害されるのか？

- 原因究明のため、簡単な条件で次元計算
  - レーザー強度:  $1.37 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0 = 0.1$ )
  - 小さいプラズマ:  $L_{\text{pre}} = 4 \mu\text{m}$
  - 入射レーザー: 直線偏光(LP) or 右回り円偏光(RCP)

### 次元計算の結果: 電磁場エネルギーと電子密度

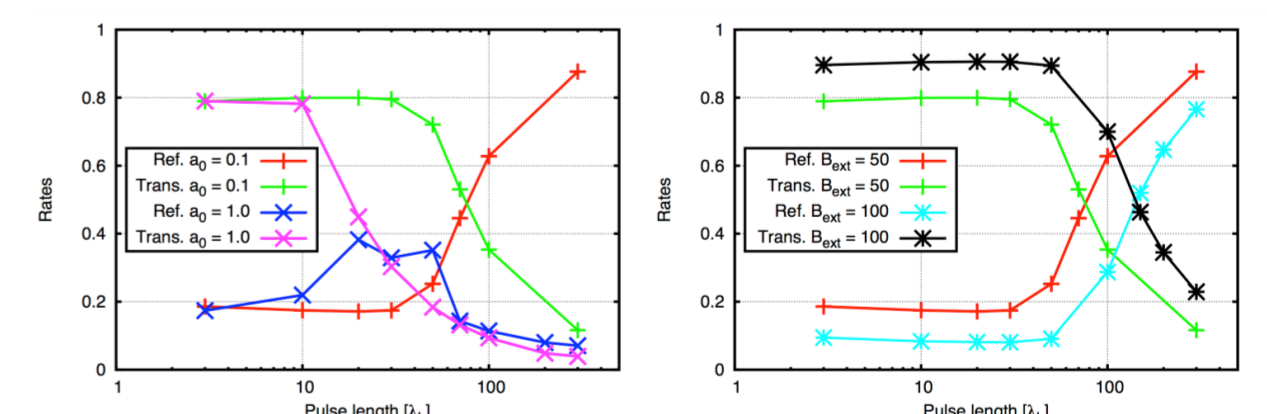


### イオン音波励起とホイッスラー波の反射



- RCP波が高密度領域を伝播できなくなるタイミングで、当該位置にイオン音波が発生していた。
- ホイッスラー波( $\omega_0$ )がイオン音波( $\omega_{ia}$ )と反射ホイッスラー波( $\omega_1$ )とにdecayする。

### 反射率・透過率のパルス幅依存性



- 短パルスRCP波は透過可能で、その透過できるパルス幅はレーザー強度に依存する。
  - 透過パルス幅の最大値は、イオン音波の成長率で制限されると考えられる。
- 透過できるパルス幅はレーザー強度だけではなく、外部磁場の強さにも依存し、磁場が強いほど透過パルス幅が長くなる。

### まとめ

- 長パルスRCP波は、パルスの先頭部分のみ高密度領域への伝播が可能であるが、誘導ブリュリアン散乱(ホイッスラー波 → 後方散乱ホイッスラー波 + イオン音波)によって、後続のパルスは伝播できなくなる。
- 短パルスRCP波は、イオン音波が十分に成長する時間がないため透過できる。
- レーザーの反射率・透過率のパルス幅依存性から、レーザー強度が弱く、外側磁場が強いほど、透過パルス幅が長くなることがわかった。