

2024年8月: YITP Workshop

磁化された電子・陽電子プラズマ における高速電波バーストの 誘導コンプトン散乱

西浦怜 (D2)

(京都大学物理学第2教室)

上島翔真; 岩本昌倫; 井岡邦仁

(京都大学基研宇宙)

Outline

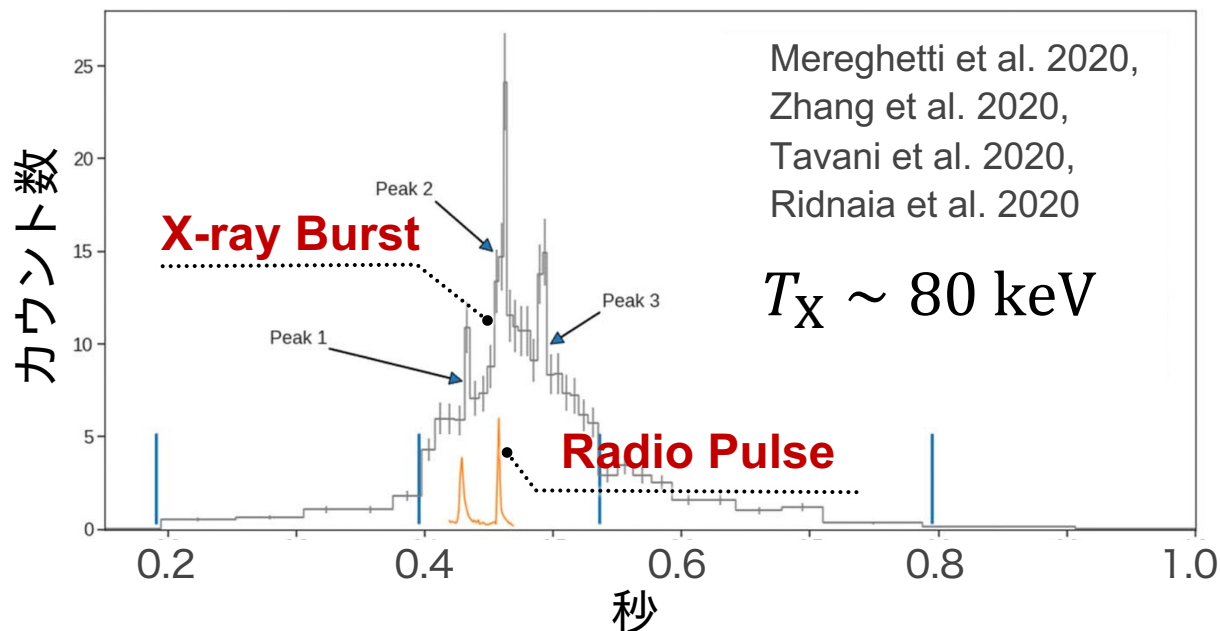
- 1. Introduction**
2. Research contents
3. Discussion
4. Conclusion

高速電波バースト (Fast Radio Burst ,FRB)とは

2007年に初めて発見された電波で最も明るい突発天体

Lorimer et al. 2007

- ほとんどが銀河系外から来ており起源天体や発生原理は未解明
- 2020年に初めて**銀河系内のマグネター**で観測された CHIME/FRB et al. 2020, Bochenek et al. 2020



起源天体の1つが
明らかになった

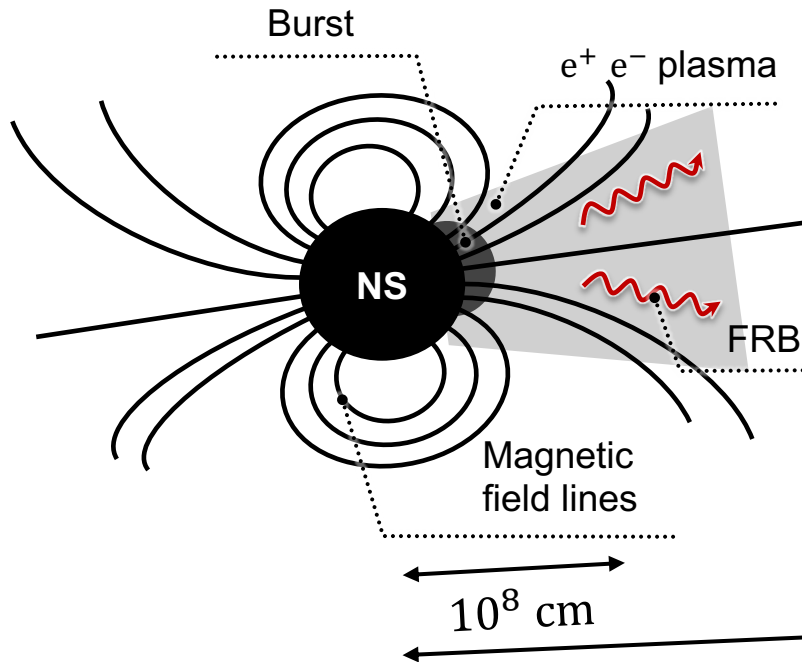
マグネターにおけるFRB発生原理の解明をしたい

マグネターにおけるFRBの発生モデル

マグネターでの発生場所は大きく2種類のモデルが考えられている

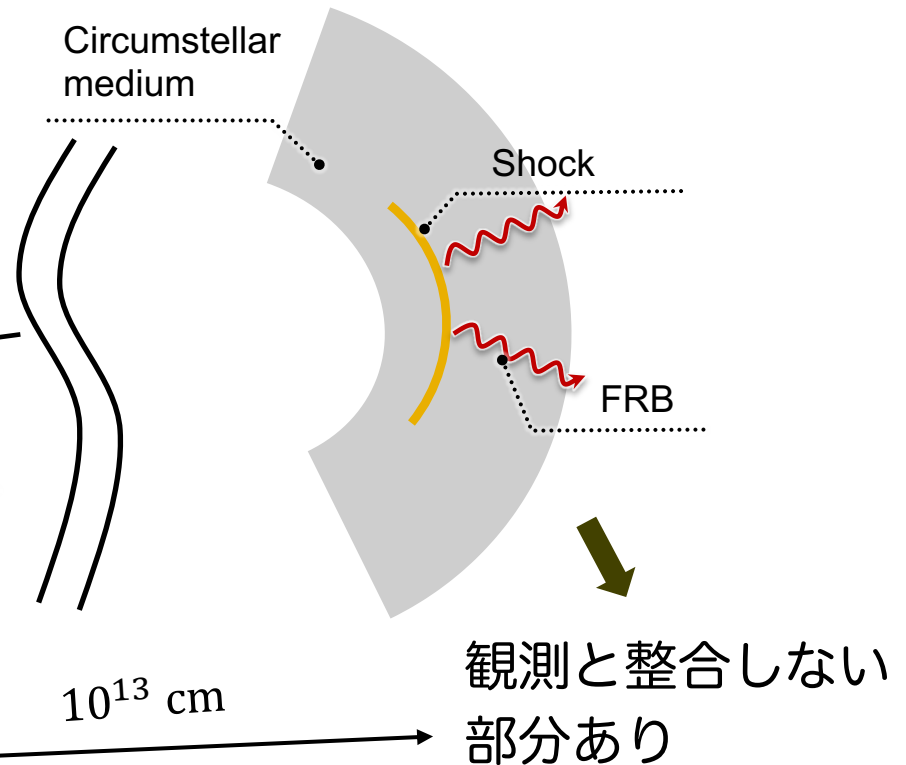
磁気圏モデル

Katz 2014; Lyutikov et al. 2016; Lu and Kumar 2018; Yang and Zhang 2018; Kumar and Bošnjak 2020; Cooper and Wijers 2021



磁気圏から離れたモデル

Lyubarsky 2014; Murase et al. 2016; Waxman 2017; Margalit et al. 2020; Beloborodov 2020



磁気圏モデルにおける散乱の議論

コヒーレント光 (FRB, パルサー放射) がマグネター磁気圏を通る時、**誘導コンプトン散乱**で強く減衰しうる

Blandford and Scharlemann 1975; Wilson and Rees 1978;
Wilson 1982; Lyubarskii and Petrova 1996; Lyubarsky 2008

$$t_{\text{dyn}}^{-1} = \frac{c}{r} \sim 3.0 \times 10^2 \text{ sec}^{-1} r_8^{-1} \quad r : \text{FRBの発生場所}$$



$$\underbrace{t_C^{-1}} = \sqrt{\frac{\pi}{32e} \frac{\omega_p^2 a_e^2 m_e c^2}{\omega_0 k_B T_e}}$$

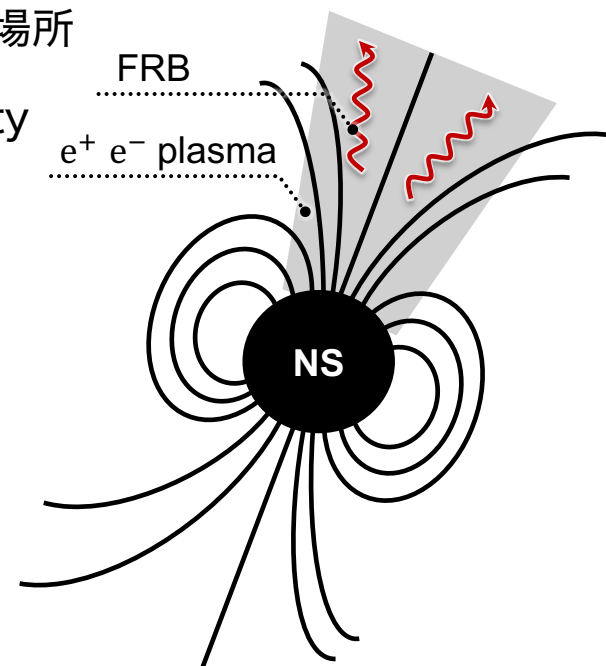
\mathcal{M} : multiplicity

$$a_e \equiv \frac{2eE}{m_e c \omega_0}$$

Drake et al. 1974;
Ghosh et al. 2022

誘導コンプトン散乱の線形成長率

$$\sim 4.3 \times 10^{20} \text{ sec}^{-1} \frac{B_{p,14} \mathcal{M}_6 L_{38} R_{NS,6}}{P_{\text{sec}} r_8^5 v_9^3 T_{80\text{keV}}} \gg t_{\text{dyn}}^{-1}$$

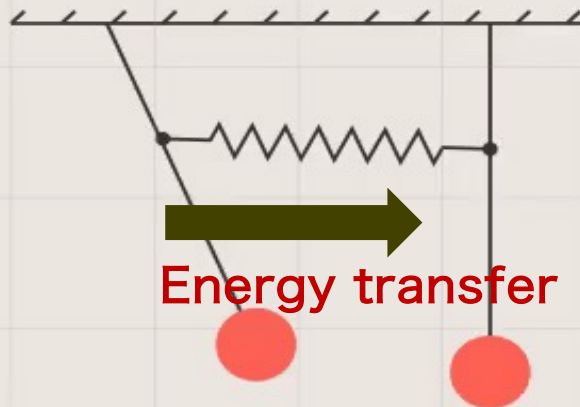


モード間結合 (ばねで結合された2つの振り子)

一方の振り子を強く揺らすと、ばねを通じてもう一方の振り子にエネルギーが伝わる

Copyright (c) 2021 sparshg.

Full license details: [<https://github.com/sparshg/animations/tree/main>]

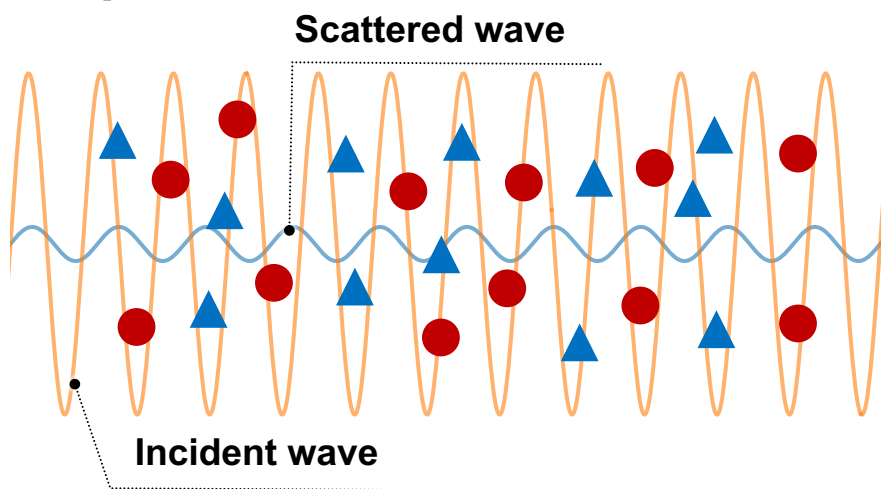


振り子 (横波) → ばね振動 (縦波) + 振り子 (横波)

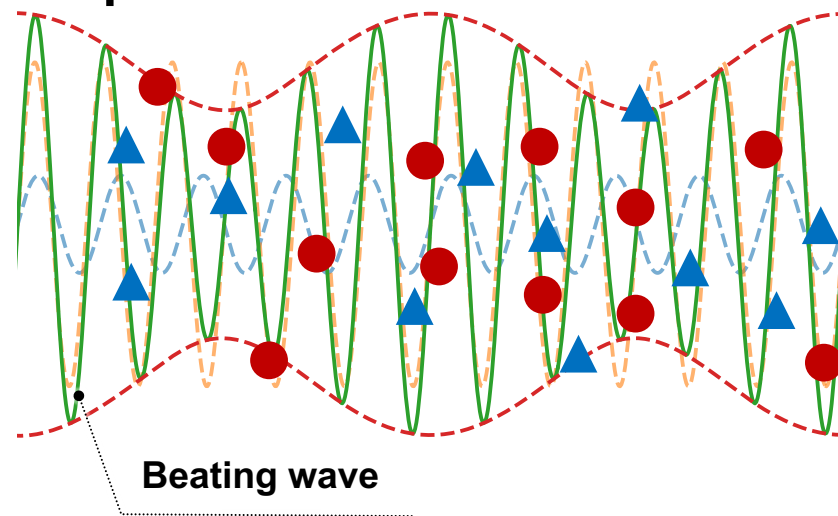
パラメトリック崩壊不安定 (1)

プラズマに電磁波が入射すると、散乱波とうなりが生じる

Step 1



Step 2



● : positron

▲ : electron

- 散乱波は、background wave あるいは熱的粒子からのトムソン散乱で生じる

磁場無しポンデロモーティブ力

振幅がゆっくり変動する電磁波中で、荷電粒子は
振幅の小さい方向に力を受ける

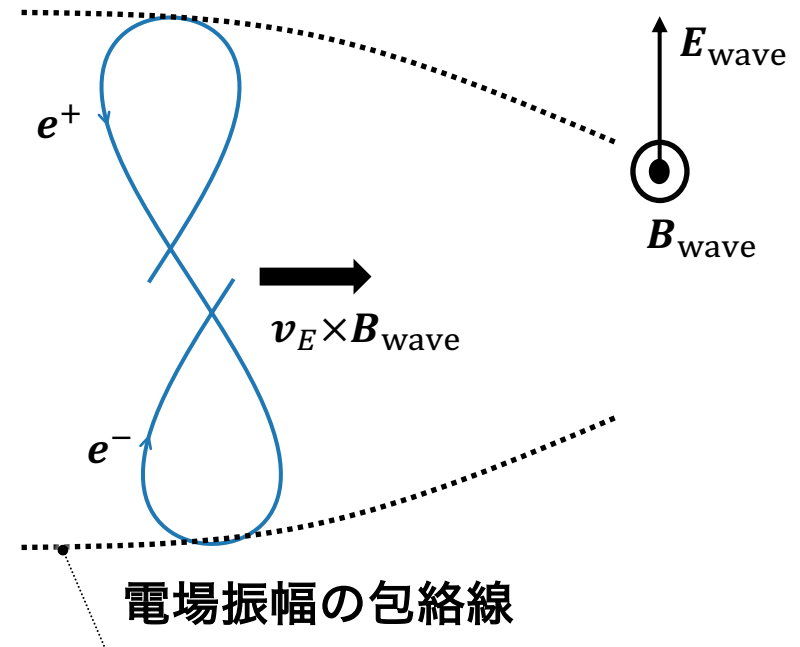
$$m_e \ddot{\mathbf{r}}_{0\pm} = -\nabla \phi_p$$

粒子の振動中心

$$\phi_p = \frac{e^2}{m_e \omega_0^2} \left\langle \frac{|E(\mathbf{r}_{0\pm}, t)|^2}{2} \right\rangle_{\text{time}}$$

Ponderomotive potential

- ポンデロモーティブ力は電荷符号
に依存しない (磁場無し)

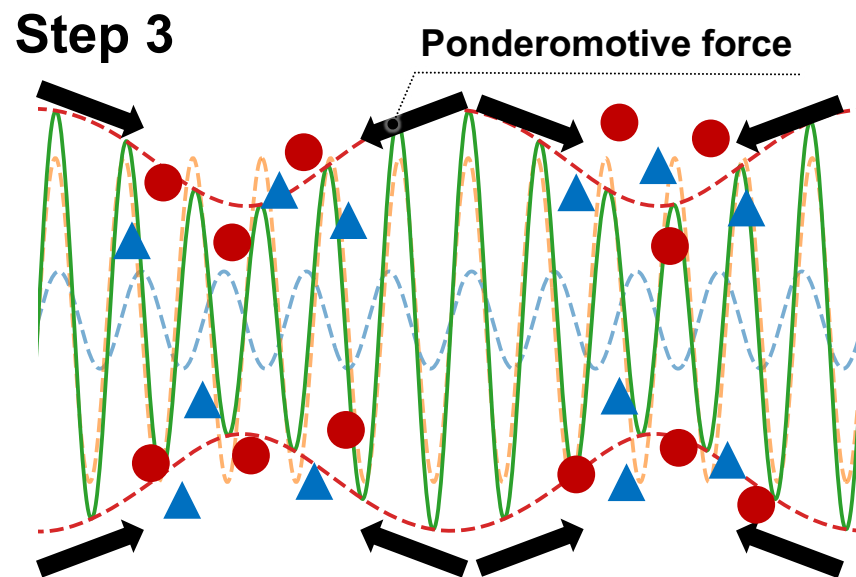


パラメトリック崩壊不安定 (2)

荷電粒子が振幅の小さい方にポンデロモーティブ力を受け
密度揺らぎが生じる

- 様々なパラメトリック崩壊不安定が存在する

誘導ブリルアン散乱、
誘導ラマン散乱、
フィラメント不安定、 e.t.c.



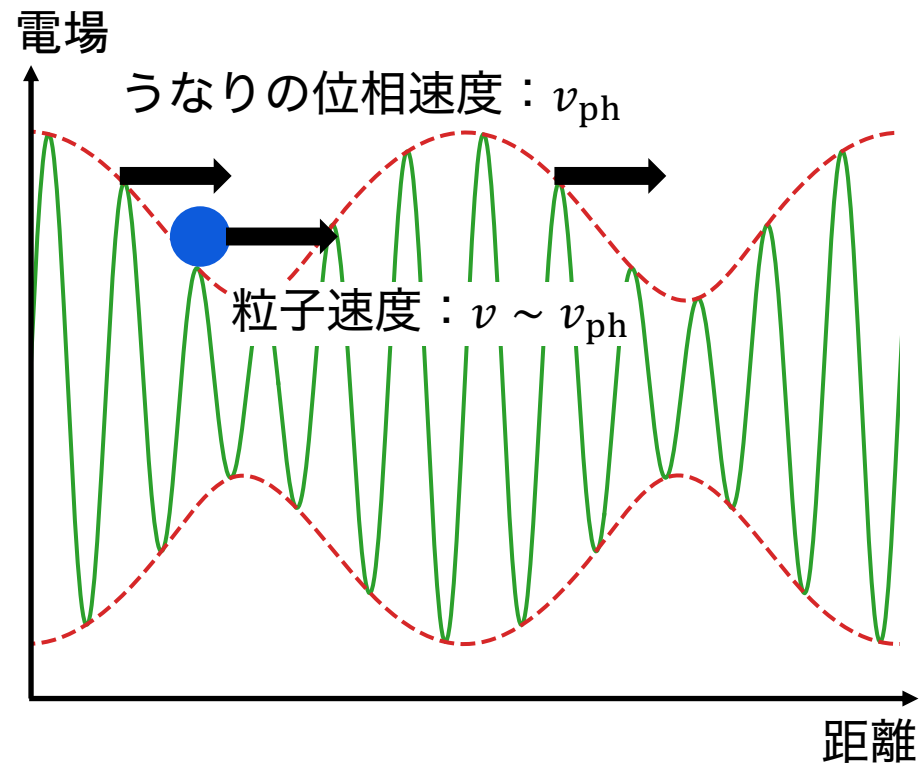
ω_0 = ω + ω_1
入射電磁波 (横波) → 密度揺らぎ (縦波) + 散乱電磁波 (横波)

c.f. 振り子 (横波) → ばね振動 (縦波) + 振り子 (横波)

ランダウ減衰と誘導コンプトン散乱

誘導コンプトン散乱は、うなりの位相速度と同程度で運動する粒子とのランダウ減衰で記述される

- 通常のランダウ減衰：**波の位相速度**程度で運動する粒子が波からエネルギーをもらう
- 誘導コンプトン散乱：
うなりの位相速度程度で運動する粒子が波からエネルギーをもらって電磁波が減衰



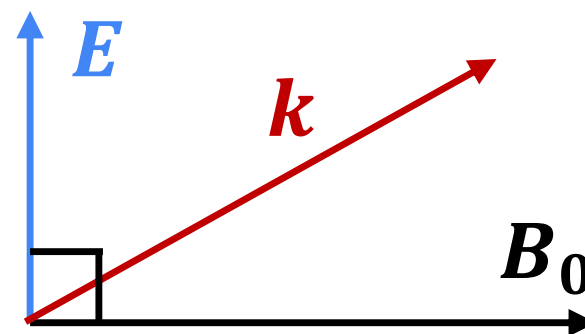
磁気圏モデルにおける散乱の議論

強磁場下では、磁場に垂直に偏光した電磁波のトムソン散乱が大きく抑制される

Canuto et al. 1971; Herold 1979; Ventura 1979; Meszaros 1992; Gonthier et al. 2000

$$\sigma_X = \frac{1}{2} \sigma_T \left[\left(\frac{\omega_0}{\omega_0 + \omega_c} \right)^2 + \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega_c} \right)^2 \right]$$
$$\sim \sigma_T \left(\frac{\omega_0}{\omega_c} \right)^2, \quad \omega_c \equiv \frac{eB_0}{m_e c}$$

X-mode waves



Blandford and Scharlemann 1976;
Kumar and Lu 2020;

RN and Ioka 2024

$$t_C^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{32e}} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \frac{\omega_p^2 a_e^2 m_e c^2}{\omega_0 k_B T_e}$$
$$\sim 5.3 \times 10^9 \text{ sec}^{-1} \frac{r_8 L_{38} \mathcal{M}_6 R_{NS,6}^3}{B_{p,14} v_9 P_{\text{sec}} T_{80\text{keV}}} \gg t_{\text{dyn}}^{-1} \sim 3.0 \times 10^2 \text{ Hz}$$

誘導コンプトン散乱でも本当に同じ抑制効果なのか？

Outline

1. Introduction
- 2. Research contents**
3. Discussion
4. Conclusion

電子・陽電子プラズマのVlasov方程式

磁場無しかつイオン・電子プラズマ理論のDrake et al. (1974) に対して、粒子が受けるローレンツ力も新たに考慮する

$$\frac{\partial f_{\pm}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{\pm}}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_{\pm}}{\partial \mathbf{p}} = 0$$

$$\mathbf{F} = \pm e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0}{c} \right) - \nabla \phi_{\pm}$$

本研究で新しく入れた項

密度揺らぎがプラズマ
に及ぼすローレンツ力

磁場中の
ポンデロモーティブ力

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho = \sum_{q=\pm e} 4\pi q n_{e0} \int d^3\mathbf{v} \delta f_{\pm} \quad : \text{Maxwell equation}$$

$$f_{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_{0\pm}(\mathbf{v}) + \delta f_{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

背景磁場中のうなり波で作られる密度揺らぎ

密度揺らぎが非線形電流を生成し、これが波動方程式のソース項に加わることで不安定を引き起こす

$$\begin{aligned} \widetilde{\delta n}_{\pm} &= n_{e0} \int d^3v \widetilde{\delta f}_{\pm} & \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) &\equiv e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \widetilde{\delta f}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) + \text{c. c.} \\ &= -\frac{n_{e0}}{m_e} \left\{ \widetilde{\phi}_{\pm} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int d^3v \frac{J_l^2(k_{\perp} r_{L\pm}) \mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}^*}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \mp l\omega_c} \right\} & H: &\text{縦電気感受率} \\ &\pm \frac{n_{e0} H_{\pm}}{m_e \varepsilon_L} \left\{ \widetilde{\phi}_{+} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int d^3v \frac{J_l^2(k_{\perp} r_{L+}) \mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}^*}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\omega_c} - \widetilde{\phi}_{-} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int d^3v \frac{J_l^2(k_{\perp} r_{L-}) \mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}^*}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} + l\omega_c} \right\} & \varepsilon_L: &\text{縦誘電率} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{j}}_{\text{nonlinear}} &= e \underbrace{\widetilde{\delta n}_{+} \mathbf{v}_{0+}^*}_{\text{}} - e \underbrace{\widetilde{\delta n}_{-} \mathbf{v}_{0-}^*}_{\text{}} \\ & \qquad \qquad \qquad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{}} \\ & \qquad \qquad \qquad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{}} \end{aligned} \qquad \begin{aligned} \mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}^*} &\equiv k_{\parallel} \frac{\partial f_{0\pm}}{\partial v_{\parallel}} \pm \frac{l\omega_c}{v_{\perp}} \frac{\partial f_{0\pm}}{\partial v_{\perp}} \\ r_{L\pm} &\equiv \pm \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \end{aligned}$$

電子・陽電子が入射電磁波で揺らされる運動

磁場中のポンドロモーティブカ：charged mode

強磁場下では電荷符号に依存するポンドロモーティブカ
が支配的である

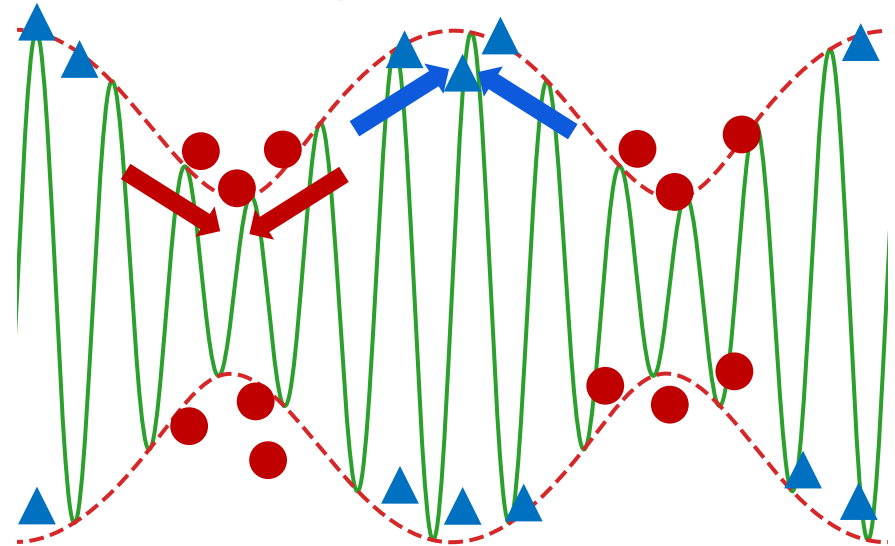
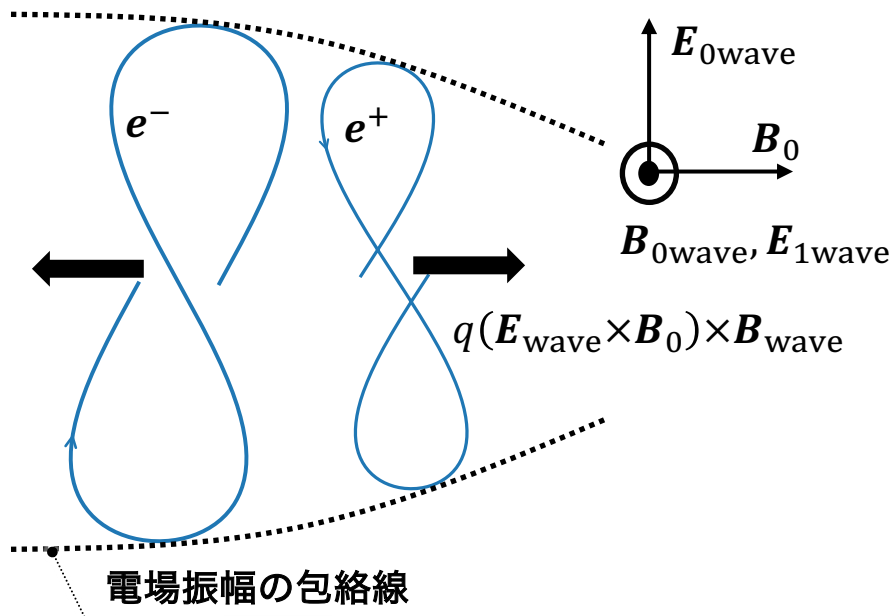
Cary and Kaufman 1977; Hatori and Washimi 1981; Lee and Parks 1983;
Lee and Parks 1996

$$\phi_{\pm} = \frac{e^2}{2m_e} \left\langle \frac{E_{\parallel}^2}{\omega_0^2} - \frac{E_{\perp}^2}{\omega_c^2 - \omega_0^2} \pm i \frac{\omega_c(E_z^* E_y - E_y^* E_z)}{\omega_0(\omega_c^2 - \omega_0^2)} \right\rangle$$

Charged mode $\sim \mathcal{O}(\omega_0/\omega_c)$

● : positron

▲ : electron



磁場中のポンデロモーティブカ：neutral mode

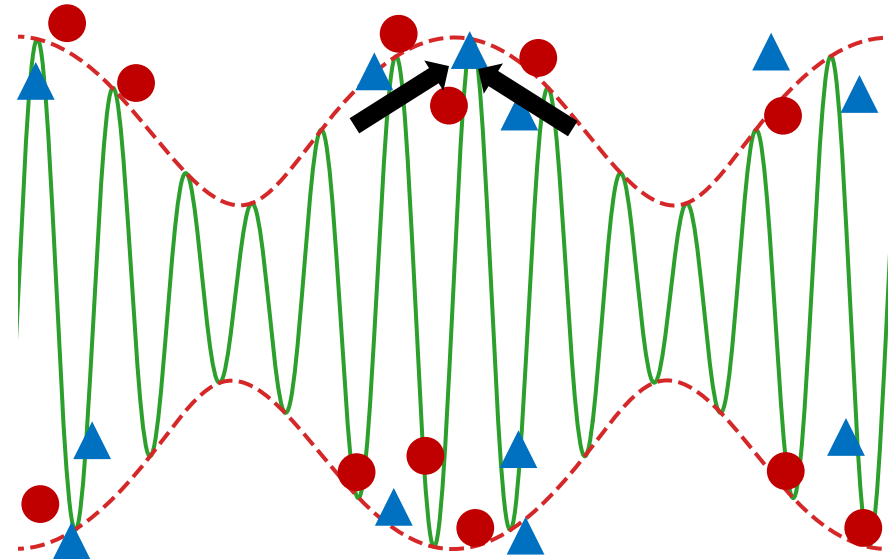
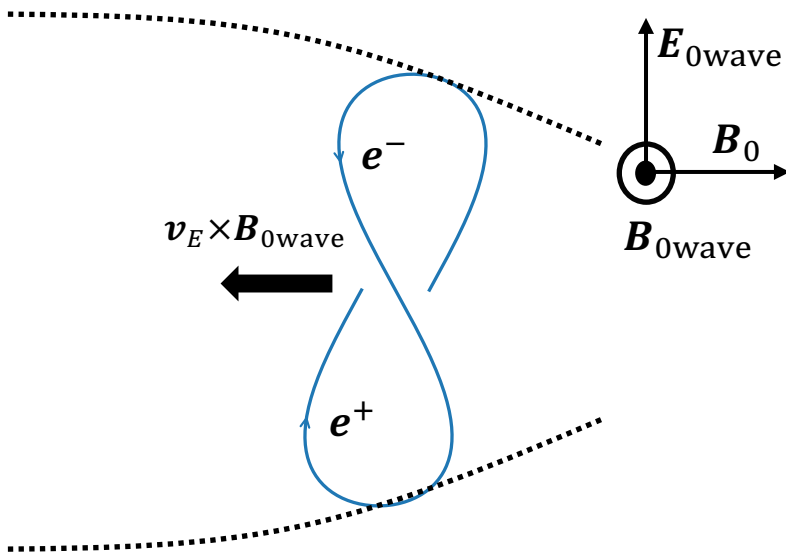
電荷符号に依存しないポンデロモーティブカは次に支配的

Cary and Kaufman 1977; Hatori and Washimi 1981; Lee and Parks 1983; Lee and Parks 1996

$$\phi_{\pm} = \frac{e^2}{2m_e} \left\langle \frac{E_{\parallel}^2}{\omega_0^2} - \underbrace{\frac{E_{\perp}^2}{\omega_c^2 - \omega_0^2}}_{\text{Neutral mode}} \pm i \frac{\omega_c (E_z^* E_y - E_y^* E_z)}{\omega_0 (\omega_c^2 - \omega_0^2)} \right\rangle$$

Neutral mode $\sim \mathcal{O}(\omega_0/\omega_c)^2$

$\omega_c > \omega_0$



垂直偏波に対する最大線形成長率

プラズマ密度が大きい or 温度が小さい場合 charged mode
の散乱が磁場効果に加えてさらに抑制される

$$t_C^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{32e}} \underbrace{\left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2}_{\text{Magnetic effects}} \frac{\omega_p^2 a_e^2 m_e c^2}{\omega_0 k_B T_e}$$

Magnetic effects

$$\times \max \left\{ \underbrace{\frac{32e}{\pi} \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^4 \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)^2}_{\text{Charged mode}}, \underbrace{\left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2}_{\text{Neutral mode}} \right\}$$

Charged mode

Neutral mode

※一様分布はマクスウェル分布
を仮定

$$\frac{8k_B T_e}{m_e c^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 \ll 1$$

$$t_C^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{32e}} \underbrace{\left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2}_{\text{Magnetic effects}} \frac{\omega_p^2 a_e^2 m_e c^2}{\omega_0 k_B T_e}$$

Magnetic effects

$$\frac{8k_B T_e}{m_e c^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 \geq 1$$

従来考えられていた線形成長率

Outline

1. Introduction
2. Research contents
- 3. Discussion**
4. Conclusion

Induced Compton scattering with Debye screening

Charged mode 由来の誘導コンプトン散乱はデバイ遮蔽で反応が抑制される

$$t_{\text{charged}}^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{32e}} \left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2 \frac{\omega_p^2 a_e^2 m_e c^2}{\omega_0 k_B T_e} \times \underbrace{\frac{32e}{\pi} \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^4 \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)^2}_{\left(\frac{\lambda_{\text{Debye}}}{\lambda_0}\right)^2} \left(\frac{\lambda_{\text{Debye}}}{\lambda_0}\right)^2 \ll 1$$
$$\lambda_{\text{Debye}} \equiv \left(\frac{k_B T_e}{8\pi e^2 n_e}\right)^{\frac{1}{2}}$$

- デバイ遮蔽：プラズマ中で発生する電場が、周囲の粒子の応答により遮蔽される現象

➡ 電荷分離を引き起こす charged mode は
デバイ遮蔽の影響を受ける

マグネター磁気圏におけるオーダー評価

FRBは磁気圏の伝搬時間中に、charged modeの誘導コンプトン散乱を支配的に受けうる

$$t_{\text{dyn}}^{-1} \sim 3.0 \times 10^2 \text{ sec}^{-1} r_8^{-1}$$

$$t_{\text{charged}}^{-1} \sim 1.9 \times 10^2 \text{ sec}^{-1} \frac{P_{\text{sec}} r_8^7 v_9^3 L_{38}}{B_{\text{p},14}^3 \mathcal{M}_6 T_{80\text{keV}} R_{\text{NS},6}^3} \sim t_{\text{dyn}}^{-1}$$

$$t_{\text{neutral}}^{-1} \sim 6.5 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1} \frac{r_8^7 v_9^3 L_{38} \mathcal{M}_6 R_{\text{NS},6}^3}{B_{\text{p},14}^3 P_{\text{sec}} T_{80\text{keV}}} \ll t_{\text{dyn}}^{-1}$$

$$\text{c.f. } t_{\text{traditional}}^{-1} \sim 5.3 \times 10^9 \text{ sec}^{-1} \frac{r_8 L_{38} \mathcal{M}_6 R_{\text{NS},6}^3}{B_{\text{p},14} v_9 P_{\text{sec}} T_{80\text{keV}}} \gg t_{\text{dyn}}^{-1}$$

従来の見積もりはoverestimateしている場合がある

Outline

1. Introduction
2. Research contents
3. Discussion
- 4. Conclusion**

背景磁場中の誘導コンプトン散乱を初めて定式化した

- 強磁場下・垂直偏波に対する、誘導コンプトン散乱の線形成長率の
従来予想は過大評価である

$$t_{C,\text{traditional}}^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{32e}} \left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2 \frac{\omega_p^2 a_e^2 m_e c^2}{\omega_0 k_B T_e}$$



$$t_C^{-1} = \sqrt{\frac{\pi}{32e}} \left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2 \frac{\omega_p^2 a_e^2 m_e c^2}{\omega_0 k_B T_e}$$

$$\frac{8k_B T_e}{m_e c^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 \ll 1$$

$$\times \max \left\{ \underbrace{\frac{32e}{\pi} \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^4 \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right)^2}_{\text{Charged mode}}, \underbrace{\left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2}_{\text{Neutral mode}} \right\} \ll t_{C,\text{traditional}}^{-1}$$

Charged mode

Neutral mode

将来展望

- マグネター磁気圏におけるFRB伝搬のより詳細なパラメーター依存性
誘導コンプトン散乱のマグネター中心からの距離、プラズマ密度依存性
など...
 - 強磁場下における他のパラメトリック崩壊不安定の線形成長率の導出
誘導ブリルアン散乱、誘導ラマン散乱、フィラメント不安定、e.t.c.
 - そもそも本研究で導出した線形成長率は正しいか？
 - 非線形成長段階や成長の飽和段階はどうなっているか？
- ➡ Particle-in-Cell (PIC) シミュレーションによる検証が必要

予備スライド：マグネター磁気圏のプラズマ密度

電子・陽電子プラズマ密度はGoldreich-Julian densityよりも十分大きくなりうる

- マグネター磁気圏におけるFRB伝搬のより詳細なパラメーター依存性

予備スライド

予備スライド

予備スライド

予備スライド