

Fizyka rozbłysków słonecznych

- wykład nr XII

skrót wybranych slajdów

Krzysztof Radziszewski

Instytut Astronomiczny, Uniwersytet Wrocławski

Kinematyka cząstek

Określając promień ruchu cząstek (R) użyliśmy prędkości prostopadłej (v_{\perp}) równoważnej prędkości termicznej dla elektronów i jonów:

$$v_{T_e} = \frac{k_B T_e}{m_e} \quad v_{T_i} = \frac{k_B T_i}{\mu m_p}$$

Można zatem zapisać:

$$R_e = \frac{v_{T_e}}{2\pi f_{ge}} = 2.21 \times 10^{-2} \frac{\sqrt{T_e}}{B} \quad [cm]$$

$$R_i = \frac{v_{T_i}}{2\pi f_{gi}} = 9.49 \times 10^{-1} \frac{\sqrt{T_i} \sqrt{\mu}}{ZB} \quad [cm]$$

gdzie: $Z = q/e$

Kinematyka cząstek

Co dla warunków koronalnych ($T_e \approx T_i \approx 1.0$ MK, $B = 10-100$ Gs) daje:

$$R_e = 0.2 - 2 \text{ cm}$$

$$R_i = 0.1 - 1 \text{ m}$$

Zatem przy braku pola elektrycznego, ruch cząstek (naładowanych elektrycznie) odbywa się wokół linii pola magnetycznego [*gyromotion*] po okręgu lub spirali, przy czym kierunki obiegu elektronów i jonów są przeciwne.

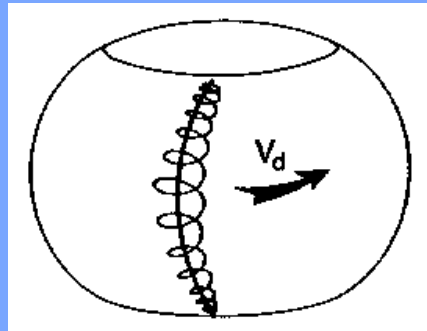
Gdy siła Lorenz'a jest prostopadła do kierunku pola magnetycznego i wektora prędkości cząstek, pole magnetyczne **nie może przyspieszać cząstek!**

W celu przyspieszenia cząstek, niezbędne jest, aby siła działa równolegle (\mathbf{F}_{\parallel}) lub poprzecznie/prostopadle (\mathbf{F}_{\perp}) do pola magnetycznego. Siła równoległa przyspiesza cząstkę tylko wzdłuż pola magnetycznego, bez ingerencji w jej ruch obiegowy [*gyromotion*] wokół pola magnetycznego.

Kinematyka cząstek

Prostopadła siła (\mathbf{F}_\perp) wytwarza jednak **dryf** naładowanych cząstek, który jest prostopadły zarówno do pola magnetycznego \mathbf{B} , jak i do kierunku siły \mathbf{F}_\perp .

$$\mathbf{v}_{drift} = \frac{c}{q} \frac{\mathbf{F}_\perp \times \mathbf{B}}{B^2} = \frac{1}{\Omega_g} \left(\frac{\mathbf{F}_\perp}{m} \times \frac{\mathbf{B}}{B} \right)$$



Kinematyka cząstek

Prostopadła siła (\mathbf{F}_\perp) wytwarza jednak **dryf** naładowanych cząstek, który jest prostopadły zarówno do pola magnetycznego \mathbf{B} , jak i do kierunku siły \mathbf{F}_\perp .

$$\mathbf{v}_{drift} = \frac{c}{q} \frac{\mathbf{F}_\perp \times \mathbf{B}}{B^2} = \frac{1}{\Omega_g} \left(\frac{\mathbf{F}_\perp}{m} \times \frac{\mathbf{B}}{B} \right)$$

a ruch cząstek może być reprezentowany przez superpozycję ruchu wzdłuż pola magnetycznego (\mathbf{v}_\parallel), ruch obiegowy pola magnetycznego [*gyromotion*] (\mathbf{v}_{gyro}) oraz dryf (\mathbf{v}_{drift}):

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_\parallel + \mathbf{v}_{gyro} + \mathbf{v}_{drift}$$

Kinematyka cząstek

Siła prostopadła (\mathbf{F}_\perp) może pochodzić od różnych typów sił. Może być to zatem:

- siła elektryczna (\mathbf{F}_E)
- siła polaryzacyjnego dryfu (\mathbf{F}_P)
- siła grawitacyjna (\mathbf{F}_g)
- siła gradientu pola magnetycznego ($\mathbf{F}_{\nabla B}$)
- siła wynikająca z krzywizny ruchu (\mathbf{F}_R):

Jeśli użyjemy definicji tych sił, możemy otrzymać następujące równania:

$$\mathbf{F}_E = q\mathbf{E}$$

$$\mathbf{F}_P = m(d\mathbf{E}/dt)$$

$$\mathbf{F}_g = m\mathbf{g}$$

$$\mathbf{F}_{\nabla B} = (mv_\perp^2/2B)\nabla\mathbf{B}$$

$$\mathbf{F}_R = (mv_\parallel^2/R^2)\mathbf{R}$$

$$\mathbf{v}_{drift} = (c/B^2)(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{v}_{drift} = (mc/qB^2)(d\mathbf{E}/dt \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{v}_{drift} = (mc/qB^2)(\mathbf{g} \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{v}_{drift} = (mcv_\perp^2/2qB^3)(\mathbf{B} \times \nabla\mathbf{B})$$

$$\mathbf{v}_{drift} = (mcv_\parallel^2/qR^2B^2)(\mathbf{R} \times \mathbf{B})$$

Proces przyśpieszania cząstek

W przypadku gdy cała grupa cząstek (elektronów) uzyskuje energię i pozostaje w przybliżeniu w rozkładzie Maxwellowskim, czas przyśpieszania cząstek do energii E_{kin} jest krótszy niż czas zderzeń $\tau_{coll}(E_{kin})$. *Czas utraty energii dla elektronów z prędkością v_T^3 wynosi:*

$$\tau_{coll}(E_{kin}) = 3.1 \times 10^{-20} \frac{v_T^3}{n_e} = 0.31 \left(\frac{v_T}{10^{10} \text{ cm s}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{10^{11} \text{ cm}^{-3}}{n_e} \right)$$

Benz, 2008

gdzie n_e (gęstość elektronowa) dla koronalnych źródeł może osiągać wartości do 10^{12} cm^{-3} .

Na podstawie powyższej zależności otrzymujemy, że **czas przyśpieszania cząstek jest krótszy niż 1 sekunda.**

Jednocześnie wyklucza to sprawne przyśpieszanie cząstek przy dużych gęstościach (elektronowych), jeśli ma ono odbywać się w krótkim (skończonym) czasie.

Proces przyśpieszania cząstek

Cząstki „w pobliżu” rezonansu Czerenkowa są odbijane przez fale. Proces ten jest znany jako Transit-Time Damping of waves.

Działa on jak proces dyfuzji rozkładu cząstek $f(p)$ w przestrzeni pędu i jest opisany przez **równanie Fokkera-Plancka**:

$$\frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial t} = \left(\frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial p_i \partial p_j} D_{ij} - \sum_i \frac{\partial}{\partial p_i} F_i \right) f(\mathbf{p})$$

gdzie współczynniki dyfuzji D_{ij} i F_i odnoszą się do przyśpieszających fal i hamujących zderzeń Coulombowskich.

Kinematyka cząstek

Mechanizmy przyśpieszania cząstek w rozbłyskach słonecznych

Acceleration Mechanisms	Electromagnetic fields
<p><i>DC electric field acceleration:</i></p> <ul style="list-style-type: none"> – Sub-Dreicer fields, runaway acceleration¹ – Super-Dreicer fields² – Current sheet (X-point) collapse³ – Magnetic island (O-point) coalescence⁴ – (Filamentary current sheet: X- and O-points) – Double layers⁵ – Betatron acceleration (magnetic pumping)⁶ 	$E < E_D$ $E > E_D$ $E = -u_{inflow} \times B$ $E_{conv} = -u_{coal} \times B$ $E = -\nabla V$ $\nabla \times E = -(1/c)(dB/dt)$
<p><i>Stochastic (or second-order Fermi) acceleration:</i></p> <p>Gyroresonant wave-particle interactions (weak turbulence) with:</p> <ul style="list-style-type: none"> – whistler (R-) and L-waves⁷ – O- and X-waves⁸ – Alfvén waves (transit time damping)⁹ – Magneto-acoustic waves¹⁰ – Langmuir waves¹¹ – Lower hybrid waves¹² 	$k \parallel B$ $k \perp B$ $k \parallel B$ $k \perp B$ $k \parallel B$ $k \perp B$
<p><i>Shock acceleration:</i></p> <p>Shock-drift (or first-order Fermi) acceleration¹³</p> <ul style="list-style-type: none"> – Fast shocks in reconnection outflow¹⁴ – Mirror-trap in reconnection outflow¹⁵ <p>Diffusive-shock acceleration¹⁶</p>	

Kinematyka cząstek – relatywistyczne prędkości

Podczas rozbłysków nietermiczne cząstki są przyspieszane do wysokich (relatywistycznych) prędkości. Trzeba zatem pamiętać o podstawowych zasadach zapisów relatywistycznych. Energię cząstek relatywistycznych odnosimy do masy spoczynkowej elektronu, którą możemy zapisać:

$$m_e c^2 = 511 \text{ keV}$$

Całkowita energia relatywistycznych elektronów składa się z ich masy spoczynkowej ($m_e c^2$) i energii kinetycznej ε :

$$\varepsilon_{total} = m_e c^2 + \varepsilon = m_e c^2 \gamma$$

która może być również określona przez relatywistyczny współczynnik Lorentz'a:

Kinematyka cząstek – relatywistyczne prędkości

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

– relatywistyczny
współczynnik
Lorentz'a

Gdzie β jest bezwymiarową wartością określającą prędkość: $\beta = \frac{v}{c}$

UWAGA – nie mylić czasami z β - plazmową!!!