

بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونيک ايران و چهاردهمين کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ايران. 14.1 بهمن 14-17



# تاثیر میدان مغناطیسی بر گرادیان شتاب الکترون درون موجبر پر از پلاسما با استفاده از يالس موج الكترومغناطيس تويست

بهرام برزگر، علی حسن بیگی، حسن مهدیان

فنزىك يلاسما دانشگاه خوارزمى تهران

b barzegar@yahoo.com , hbeigi@khu.ac.ir , mehdian@khu.ac.ir

چکیده- ما در این مقاله یک مدل تک ذرهای را در نظر گرفتهایم، در این مدل گرادیان شتاب الکترون در یک موجبر یر از یلاسما با استفاده از برهمکنش امواج الکترومغناطیس تویست با پلاسمای مغناطیسی محاسبه میشود. در این شبیه سازی گرادیان شتاب الکترون با استفاده از محاسبات عددی انجام می شود. نتایج عددی نشان می دهد که در در حین عبور الکترون در طول موجبر امواج الكترومغناطيس توبست و ميدان مغناطيسي استاتيكي بر گراديان شتاب الكترون تاثير گذار است.

کلید واژه « امواج تویست، گرادیان شتاب الکترون، موجبر استوانهای پلاسما، مدهای TM »

# Effect of magnetic field on electron acceleration gradient in a plasmafilled waveguide by twisted electromagnetic waves

B.Barzegar, A. Hasanbeigi, H. Mehdian

Department of Physics and Institute for Plasma Research, Kharazmi University, Tehran

b barzegar@yahoo.com, hbeigi@khu.ac.ir, mehdian@khu.ac.ir

Abstract-In this paper, we consider a single-particle model, in this model, the electron acceleration gradient in a plasma-filled waveguide is calculated using the interaction of twist electromagnetic waves with magnetic plasma. In this simulation, the electron acceleration gradient is performed using numerical calculations. Numerical results show that during the passage of electrons along the waveguide, twist electromagnetic waves and static magnetic field affect on the electron acceleration gradient.

Keywords - electron acceleration gradient, magnetized plasma , plasma waveguide, TM mode ,twisted electromagnetic waves.

در این راستا، مکانیزم شتاب الکترون در اثر برهمکنش امواج الكترومغناطيسي تويست با يلاسما و ارتباط آن با کاربردهای فراوان عملی مرزهای جدیدی از تحقیقات را برای بشر گشوده است[۷الی ۱۰].

تاكنون،

۱

برای اولین بار در دهه ۱۹۹۰ آلن و همکارانش گزارش دادند [۷] که پرتوهای نوری با جبهه فاز هلیکالی حامل تکانه زاویهای مداری (OAM) هستند (پرتوها تویست). از جمله کاربرد امواج تویست میتوان از سیستمهای میکروسکوپ نوری[۱۸،۱۹]، دستگاههای نوری[۱۳،۱۴]. پلاسمای نامحدود ایدهآل[۱۵،۱۶] و امواج پالس لیزری پلاریزه خطی [۱۵،۱۶] نام برد.

ما در این مقاله، شتاب الکترونی نسبیتی را در برهمکنش امواج الکترومغناطیسی تویست با یک موجبر پر از پلاسمای مغناطیده سرد و با استفاده از روش محاسبات عددی مورد بحث قرار دادهایم. در این روش دامنه و فاز متغییر امواج الکترومغناطیسی تویست موجب می شود که الکترون با انرژی اولیه KeV در طول حدودا ac f

## مدل فیزیکی و آنالیزهای نظری

یک موجبر استوانهای پر از پلاسمای یکنواخت با مقطع دایرهای که در احاطه میدان مغناطیسی محوری ثابت  $\overline{B}_{ext}=B_0 2$  میباشد مورد نظر ماست ، برای این سیستم داریم:

$$\vec{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & i\varepsilon_{12} & 0\\ -i\varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}$$
(1)  
$$= \frac{|(1)|}{|(1)|} \cdot \frac{|$$

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_{ce}^2 - \omega^2)}, \quad \varepsilon_{12} = \frac{(\omega_{ce}) \cdot (\omega_{pe}^2)}{\left[\omega \cdot (\omega_{ce}^2 - \omega^2)\right]}, \quad \varepsilon_{33} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (\Upsilon)$$

در این رابطه  $\omega_c = e B_0 / m_e c$  فرکانس سیکلوترونی و  $\omega_c = e B_0 / m_e c$  فرکانس  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ 

#### مولفه های مد TM

شکل ۱ برهمکنش امواج الکترومغناطیسی تویست با موجبر استوانهای دایرهای پر از پلاسما را نشان میدهد.



شکل ۱ . برهمکنش امواج الکترومغناطیسی تویست با موجبر استوانهای دایرهای پر از پلاسما.

مولفه میدان الکتریکی مد TM به صورت زیر است:

$$\nabla^{2} E_{z} + \frac{\omega^{2}}{c^{2}} \left[ \vec{\varepsilon} \cdot \vec{E} \right]_{z} - \left[ \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) \right]_{z} = 0 \qquad (\Upsilon)$$

با بسط این رابطه در مختصات استوانهای داریم :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{33} E_z + \frac{i}{r} \frac{\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \frac{\partial E_{\theta}}{\partial z}$$
$$+ \frac{i\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial E_{\theta}}{\partial z} - \frac{i\varepsilon_{12}}{r\varepsilon_{11}} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} + \frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = 0$$
(°)

،  $E_z \sim A(z)J(\mu r)e^{iz_1}$  به صورت TM به TM شکل مد TM به  $q(z) = z_1 = -\omega t + n\theta + k_z z + \varphi(z)$  استفاده از رابطه (۴) برای مد تویست TM داریم:

$$E_{r}(r,\theta,z) = \sum_{n} \mu f(z) J_{n}(\mu r) e^{i(-\omega t + n\theta)}$$
(4)

$$E_{\theta}(r,\theta,z) = \sum_{n} \frac{\dot{f}(z)}{r} J_{n}(\mu r) e^{i(-\omega t + n\theta)}$$
(<sup>7</sup>)

$$E_{z}(r,\theta,z) = \sum_{n} \mu^{2} f(z) J_{n}(\mu r) e^{i(-\omega t + n\theta)}$$
(<sup>Y</sup>)

در اینجا 
$$J_n(\mu r)$$
 مین تابع بسل است  
 $f(z)=A(z)e^{ik_z z+i\varphi(z)}$   $(2J'_n(\mu r)=J_{n-1}(\mu r)-J_{n+1}(\mu r))$   
 $J_n/\partial(\mu r)=J'_n(\mu r)$   $J_n(\mu r)/(\mu r)=J_{n-1}(\mu r)+J_{n+1}(\mu r))$   
و  $J_n(\mu r)/(\mu r)=J_{n-1}(\mu r)+J_{n+1}(\mu r)$   
مغناطیسی به شکل زیر به دست میآید،

$$B_{\theta}(r,\theta,z) = \sum_{n} \frac{ic\mu J_{n}(x)}{\omega} A(z) \left(\mu^{2} + k_{z}^{2} + \frac{b}{c}\right) e^{iz_{1}}$$
(9)

$$B_{r}(r,\theta,z) = \sum_{n} \frac{ncJ_{n}(x)}{r\omega} A(z) \left(\mu^{2} + k_{z}^{2} + \frac{b}{c}\right) e^{iz_{1}} \qquad (1 \cdot)$$

در اینجا  $J'_n(x)=dJ_n(x)/dx$  و  $k_r=\mu$ ،  $x=\mu r$  است توجه داریم که در اینجا میدانهای الکتریکی طولی  $E_z$  نقش غالب را ایفا می کنند[۲۱] لذا داریم:

$$A'' = \frac{d^2 A}{dz^2} = \left[ -b_1 A(z) / c_1 + 2k_z A \phi' + A \phi'^2 \right]$$
(11)

$$\varphi'' = \frac{-[2k_z A' + 2A' \varphi']}{A(z)}$$
(17)

، A'=dA/dz، b<sub>1</sub>=-  $\mu^4$ -[ $\frac{k_z^2 \mu^2 \epsilon_{33}}{\epsilon_{11}}$ ]+[( $\omega^2 \epsilon_{33} \mu^2$ )/c<sup>2</sup>] اینجا c<sub>1</sub>=( $\mu^2 \epsilon_{33}$ )/ $\epsilon_{11}$ 

# توان انتقالی درون موجبر

$$\overline{\mathbf{p}} = \left[\frac{c}{8\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R (\mathbf{E}_r \mathbf{B}_{\theta}^* - \mathbf{E}_{\theta} \mathbf{B}_r^*) \, r dr\right] \tag{17}$$

$$\bar{p} = \frac{c^2 A^2}{8\omega} \left[ \left( k_z^2 + \mu^2 + \frac{b}{c} \right) \left( k_z + \phi' \right) R^2 \mu^2 J_n^{\prime 2}(\mu R) \right] \quad (1\%)$$

$$(k_z + \phi') A^2 = (k_z + \phi'_0) A_0^2$$
 (13)

$$\overline{p} = \frac{c^2 A_0^2}{8\omega} \left[ \left( k_z^2 + \mu^2 + \frac{b}{c} \right) \left( k_z + \phi_0' \right) R^2 \mu^2 J_n'^2(\mu R) \right] \quad (\uparrow \hat{\tau})$$

$$A_0^2 = \frac{(8\omega\bar{p})}{\left[c^2 \left(k_z^2 + \mu^2 + \frac{b}{c}\right) (k_z + \phi'_0) R^2 \mu^2 J'_n^2(\mu R)\right]}$$
(1Y)

### شرايط مرزى

$$E_{z}(r=R)=0$$
 (1A)

$$J_n(\mu R)=0, \mu R=p_{nm}$$
 (19)

.در اینجا ریشه m مین تابع بسل مرتبه n ام می<br/>باشد  $p_{nm}$ 

# انرژی دریافتی و گرادیان شتاب الکترون

$$\frac{d}{dt} (m_e \gamma_e \vec{v}_e) = -e \left[ \vec{E} + \vec{v}_e \times (\vec{B} + \vec{B}_{ext}) / c \right]$$
(1.1)

$$\frac{dU}{dt} = -e\vec{v_e} \cdot \vec{E}$$
(1)

در اینجا 
$$\left(m_{e}\gamma_{e}ec{v}_{e}
ight)$$
 تکانه نسبیتی الکترون،  $U=(\gamma_{e}-1)m_{e}c^{2}$  انرژی و  $ec{v}_{e}$  سرعت الکترون است پس:

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_{\mathrm{r}}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} = \frac{\mathbf{v}_{\theta}^{2}}{\mathrm{r}} - \frac{\mathbf{v}_{\mathrm{r}}}{\gamma_{\mathrm{e}}} \frac{\mathrm{d}\gamma_{\mathrm{e}}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} - \frac{\mathrm{e}\mathrm{E}_{\mathrm{r}}}{\gamma_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}} - \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{c}\gamma_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}} \left[ \mathbf{v}_{\theta} (\mathbf{B}_{z} + \mathbf{B}_{0}) - \mathbf{v}_{z} \mathbf{B}_{\theta} \right] \qquad (\Upsilon\Upsilon)$$

$$\frac{dv_{\theta}}{dt} = -\frac{v_{\theta}v_{r}}{r} - \frac{v_{\theta}}{\gamma_{e}}\frac{d\gamma_{e}}{dt} - \frac{eE_{\theta}}{\gamma_{e}m_{e}} + \frac{e}{c\gamma_{e}m_{e}} \left[ v_{r}(B_{z}+B_{0})-v_{z}B_{r} \right] (\Upsilon\Upsilon)$$

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_{z}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathbf{v}_{z}}{\gamma_{e}}\frac{\mathrm{d}\gamma_{e}}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{e}\mathbf{E}_{z}}{\gamma_{e}m_{e}} - \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{c}\gamma_{e}m_{e}} \left[ \mathbf{v}_{r}\mathbf{B}_{\theta} - \mathbf{v}_{\theta}\mathbf{B}_{r} \right]$$
(79)

اينجا  $v_r = dr/dt = v_{\theta} \circ v_z = \dot{v}_{\theta}$  مىباشد. و لذا:

$$\frac{dU}{dz} = -e \left[ \frac{dr}{dz} E_r + r \frac{d\theta}{dz} E_\theta + E_z \right]$$
(73)

#### نتايج عددى

در این بخش بر اساس مدل فیزیکی شبیه سازی شده در بخش ۳ نتایج به دست آمده از محاسبات عددی را با استفاده از روش Runge- Kutta مرتبه چهار و به زبان فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، فرترن توصیف میکنیم. در شبیه سازی مورد مطالعه ما، چگالی پلاسما  $^{-10}$  cm<sup>-10</sup> مرکانس پلاسما پلاسما  $\bar{p}=18.53$  GHz (erg/sec)  $\omega_p=18.53$  GHz  $\bar{p}=14\times 10^{13}$  (erg/sec) (erg/sec) و انرژی اولیه شعاع موجبر استوانهای R=2.1cm و انرژی اولیه شعاع موجبر استوانهای R=2.1cm و انرژی اولیه شعاع موجبر استوانهای است. الکترونی تزریق شده در موجبر شعاع موجبر استوانهای R=2.1cm و انرژی اولیه در نقطهای با مشخصات R=2.1cg و انرژی و فاز اولیه در نقطهای با مشخصات  $\omega_p=0.55$  c  $\omega_0=\pi/6$ ,  $z_0=0$ ,  $v_{0r}=0$ ,  $v_{00}=0$  بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شهید چمران اهواز، خوزستان، ایران، ۱۲– ۱۴ بهمن ۱۴۰۰

- [1] C. Rubbia, Nucl. Phys. A, 553, 375 (1993).
- [2] Y. F. Ivanov , Surf. Coat. Technol, 125, 251 (2000).
- [3] S. Hao, Methods Phys. Res. B, 240, 3, 646 (2005).
- [4] L. R. Grisham, and J. W. Kwan, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 606, 1, 83 (2009).
- [5] T. Kase, H. Harada, and T. Takahashi, Nucl. Energy, 29, 335 (1995).
- [6] Z. Sun, and R. Karppi, J. Mater. Process. Technol, 59, 3, 257 (1996).
- [7] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, Phys. Rev.A45, 8185 (1992).
- **[8]** H. Hora, Nature 333, 337 (1988).
- [9] M. A. Gashti, and S. Jafari, The European Physical Journal Plus, 131, 210 (2016).
- [10] S. P. D. Mangles, B. R. Walton, Z. Najmudin, A. E. Dangor, K. Krushelnick, V. Malka, M. Manclossi, N. Lopes, C. Carias, G. Mendes, and F. Dorchies, Laser Part Beams 24, 185 (2006).
- [11]Z.Gong, F. Mackenroth, T. Wang , X. Q.Yan, T. Toncian, and A.V. Arefiev , Phys. Rev. E.102, 013206 (2020).
- [12] N. Iwata, Y. Sentoku, T. Sano and K. Mima, Nuclear Fusion, 59,086035 (2019).
- [13] H. He, M. Friese, N. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, Phys. Rev.Lett. 75, 826 (1995).
- [14] D. G. Grier, Nature 424, 810 (2003).
- [15] T. W. Huang, C. T. Zhou, A.P.L. Robinson, B. Qiao, A. V. Arefiev, P.A. Norreys, X. T. He, and S. C. Ruan, Physics of Plasmas 24, 043105 (2017).
- [16] M.Vaziri, M. Golshani, S. Sohaily, and A. Bahrampour, Physics of Plasmas 22, 033118 (2015)
- [17] D. Nobahar, K. Hajisharifi, and H. Mehdian, Laser and Particle Beams, 35, 543 (2017).
- [18] A. Jesacher, S. Furhapter, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, Phys. Rev. Lett. 94, 233902 (2005).
- [19] C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, Laser Photonics Rev. 5(1), 81 (2011).
- [20] N. A. Krall, and A. W. Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, p. 178 (McGraw-Hill, New York, 1973).
- [21] Yin Shi, David Blackman, Dan Stutman, and Alexey Arefiev, Phys. Rev. Lett. 126, 234801 – Published 11 June (2021).

امواج الکترومغناطیسی ورودی به موجبر f=6GHz و بنابراین فرکانس زاویهای ω=2πf=37.68 GHz میباشد، با این تفاصیل φ<sub>p</sub>=۵۵ شده و لذا موج میتواند در موجبر انتشار یابد



شکل۲ . گرادیان شتاب الکترون در طول موجبر برای تغییرات میدان مغناطیسی استاتیکی B<sub>0</sub> ، B=42.701(GHz) و n =5 را نشان میدهد.

شکل ۲ . نتایج عددی گرادیان شتاب الکترون را در طول موجبر برای تغییرات میدان مغناطیسی استاتیکی  $B_0$  و  $B_0$  (GHz)  $B_0$  و 5= n نشان میدهد. افزایش میدان مغناطیسی استاتیکی اعمال شده به موجبر پر از پلاسما موجب کاهش گرادیان شتاب الکترون میشود. علت این این است که الکترون یک نیروی الکتریکی عرضی را تجربه میکند و برهمکنش بین میدان مغناطیسی عرضی موج تویست نیرویی  $\overrightarrow{B} \times_{\overrightarrow{p}} \sqrt{r}$  را در جهت محوری ایجاد میکند که موجب شتاب گرادیان بالایی خواهد شد.

#### نتيجه گيرى

نتایج نشان میدهد که گرادیان شتاب الکترون به طور قابل توجهی در هنگام عبور الکترون در موجبر در اثر برهمکنش با امواج تویست مخصوصا برای 4<n بالا می-رود.

