بهرهٔ انرژی الکترون در کانال یونی لیزری تحت تأثیر پتانسیل بار فضایی و میدانهای مغناطیسی ویگلر مارپیچی و یکنواخت خارجی

آمنه کارگریان*؛ پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، پژوهشکدهٔ پلاسما و گداخت هستهای _{دریافت: ۹۸/۲/}۲۱

چکیدہ

در این مقاله بهرهٔ انرژی الکترون و دینامیک نسبیتی آن در یک کانال یونی تشکیل شده در اثر عبور پالس لیزر تحت تأثیر پتانسیل بار فضایی کانال یونی و موج پلاسمایی در حضور میدانهای مغناطیسی ویگلر مارپیچی و یکنواخت خارجی به صورت تحلیلی بررسی شده است. معادلات در نظر گرفته شده برای بررسی دینامیک الکترون، معادلات نیروی لورنتس سهبعدی میباشند. برای تحلیل عددی معادلات بهدست آمده، از یک کد تکذرهٔ نسبیتی سهبعدی استفاده شده است. نتایج نشان میدهند بهرهٔ انرژی الکترون و مسیر حرکت آن در کانال به طور قابل توجهی تحت تأثیر بار فضایی یون و ویگلر مارپیچی و همچنین میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی قرار می-گیرند. نتایج بهدست آمده در این مقاله میتواند در انتخاب پارامترهای مناسب برای طراحی شتابدهندههای پلاسمایی حائز اهمیت باشند.

واژهگان كليدى: بهرهٔ انرژى الكترون، ديناميك نسبيتى، ميدان مغناطيسى ويگلر مارپيچى، كانال يونى

مقدمه

اساس کار شتابدهندههای پلاسمایی، شتاب ذرات در اثر اندر کنش ذرات پلاسما با موج ایجاد شده در پلاسما در اثر عبور یک پالس لیزری قوی و یا یک بیم ذرات پرانرژی است. پالس لیزر با وارد کردن نیروی گرانروی^۱ به ذرات پلاسما، باعث ایجاد اختلال در چگالی پلاسما میشود. بنابراین ردی از امواج طولی در پلاسما و پشت پالس لیزر برانگیخته میشود که موج ردپا^۲ نامیده میشود و با سرعت فازی برابر سرعت گروه امواج الکترومغناطیسی در پلاسما حرکت می-کند [۱،۲]. در شدتهای نسبیتی لیزر دامنهٔ این میدان طولی میتواند به دامنهٔ شکست موج برسد. در این دامنه جمعیت قابل توجهی از الکترونها میتوانند تا انرژیهای بالا شتاب بگیرند [۳،۴]. یک موج پلاسمایی میتواند در اثر عبور یک بیم از درات پلاسما را که جمعیت قابل توجهی از الکترونها میتوانند تا انرژیهای بالا شتاب بگیرند [۳،۴]. یک موج پلاسمایی میتواند در اثر عبور یک بیم از ذرات پرانرژی از درون پلاسما نیز ایجاد شود. در این حالت میدان بیم، الکترونهای پلاسما را که جمعیت قابل توجهی از الکترونها میتوانند تا انرژیهای بلا شتاب بگیرند [۳،۴]. یک موج پلاسمایی میتواند در اثر عبور یک بیم از ذرات پرانرژی از درون پلاسما نیز ایجاد شود. در این حالت میدان بیم، الکترونهای پلاسما را که سبکتر از یونها میباشند از مرکز دور میکند و یک کانال یونی در مرکز شکل میگیرد [۵] و سپس موج پلاسمایی در اثر سبکتر از یونها میار ناشی از بیم ایجاد میشود (شکل ۱).

*نويسندهٔ مسئول: akargarian@aeoi.org.ir

¹ Pondermotive Force

² Wake Field



شکل ۱: تشکیل موج پلاسمایی در اثر عبور بیم الکترونی قوی از محیط پلاسما

در برهم کنش پالس لیزری با پلاسما مکانیسم تشکیل کانال یونی کاملاً متفاوت میباشد. مکانیسم در شکل ۲ نشان داده شده است. مؤلفهٔ شعاعی نیروی گرانروی، الکترونهای پلاسما را به خارج از مرکز هدایت کرده و در نتیجه کانال یونی شکل می گیرد و مؤلفهٔ محوری نیروی گرانروی الکترونهای پلاسما را بانچ کرده و یک موج پلاسمایی در عقب پالس لیزری ایجاد می شود.



شکل ۲: تشکیل موج پلاسمایی در اثر عبور پالس لیزر

در سالهای اخیر بررسیهای زیادی بر روی بهرهٔ انرژی الکترون در کانال یونی پلاسما انجام شده است و فاکتورهای مؤثر بر روی بهرهٔ انرژی الکترون و رفتار آن در حین عبور از کانال یونی و تحت تأثیر بار فضایی یون بررسی شدهاند [۶–۱۵]. در این مقاله اثرات همزمان پتانسیل بار فضایی یون، موج پلاسمایی، میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی و میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت بر روی میزان بهرهٔ الکترون و مسیر حرکت آن در کانال یونی بررسی شده است. در بخش دوم مقاله، معادلات مربوط به حرکت الکترون نسبیتی در حضور ویگلر مارپیچی، میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی، موج پلاسمایی و بار فضایی یون بهدست آورده شدهاند و بخش سوم به تحلیل عددی، بحث و نتیجه گیری اختصاص داده شده است.

تحلیل نسبیتی دینامیک الکترون در کانال یونی

در پلاسمای رقیق، با توجه به چگالی محیط، پس از یونش، چگالی الکترونی بسیار پایین از چگالی بحرانی $n_c = \left(\varepsilon_0 m_e \omega_L^2 / e^2\right)^{1/2}$ است. هنگامی که این نوع پلاسما در معرض پالسهای لیزری قوی از مرتبهٔ $I \ge 10^{18} \, \mathrm{W/cm^2}$ مرتبهٔ $I \ge 10^{18} \, \mathrm{W/cm^2}$ قرار می گیرد، پلاسمای نسبیتی ایجاد می شود. معادلات حاکم بر حرکت الکترون نسبیتی به صورت زیر هستند:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} + e\nabla\varphi + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{C}$$
(1)

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{-e}{m_0 C^2} (\mathbf{E} - \nabla \varphi) \cdot \mathbf{V}$$
(7)

که در این رابطه
$$\mathbf{B}_{1} = \mathbf{B}_{0} \hat{z}$$
 است جایی که $\hat{z}_{0} = \mathbf{B}_{0} \hat{z}$ میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت و میدان ویگلر مارپیچی به
صورت $(\bar{y}_{0})\hat{x} + \cos(2\pi z/\lambda_{\omega})\hat{x} + \cos(2\pi z/\lambda_{\omega})\hat{y})$ صورت $(\bar{y}_{0})\hat{x} + \cos(2\pi z/\lambda_{\omega})\hat{y} + \cos(2\pi z/\lambda_{\omega})\hat{y})$
 $\varphi = \varphi_{0}(1 - (x^{2} + y^{2})/r_{0}^{2})$
 $\varphi = \varphi_{0}(1 - (x^{2} + y^{2})/r_{0}^{2})$
 z_{0} نظر گرفته شده است.
 $\mathbf{E} = \hat{x}A \exp(-(x^{2} + y^{2})/r_{p}^{2})\frac{2x}{kr_{p}^{2}}\sin(\omega t - kz + \theta)$
 $+\hat{y}A \exp(-(x^{2} + y^{2})/r_{p}^{2})\frac{2y}{kr_{p}^{2}}\sin(\omega t - kz + \theta)$
 $+\hat{z}A \exp(-(x^{2} + y^{2})/r_{p}^{2})\cos(\omega t - kz + \theta)$
 $+\hat{z}A \exp(-(x^{2} + y^{2})/r_{p}^{2})\cos(\omega t - kz + \theta)$

در اینجا r_p شعاع موج رد پا و heta فاز اولیه میباشد. با جایگذاری میدان مغناطیسی، بار فضایی یون و میدان الکتریکی موج پلاسمایی در روابط (۱) و (۲) معادلات حاکم بر حرکت الکترون در کانال یونی مغناطیده به دست میآیند:

$$\frac{dp_x}{dt} = -eA \exp(-(x^2 + y^2)/r_p^2) \frac{2x}{kr_p^2}$$
(f)

$$\sin(\omega t - kz + \theta) - e\varphi_0 \frac{2x}{r_0^2} - \frac{eV_y B_0}{c} + \frac{eV_z B_\omega}{c} \cos(2\pi z / \lambda_\omega)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -eA \exp(-(x^2 + y^2) / r_p^2) \frac{2y}{kr_p^2}$$
(Δ)

$$\sin(\omega t - kz + \theta) - e\varphi_0 \frac{2y}{r_0^2} - \frac{eV_x B_0}{c} - \frac{eV_z B_\omega}{c} \sin(2\pi z / \lambda_\omega)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -eA \exp(-(x^2 + y^2) / r_p^2) \times \cos(\omega t - kz + \theta)$$

$$-\frac{eV_x B_\omega}{c} \cos(2\pi z / \lambda_\omega) + \frac{eV_y B_\omega}{c} \sin(2\pi z / \lambda_\omega)$$
(7)

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{-eA v_z}{m_0 c^2} \exp(-(x^2 + y^2) / r_p^2) \cos(\omega t - kz + \theta)$$

$$-\frac{eA v_x}{m_0 c^2} \exp(-(x^2 + y^2) / r_p^2) \frac{2x}{kr_p^2} \sin(\omega t - kz + \theta)$$

$$-\frac{eA v_y}{m_0 c^2} \exp(-(x^2 + y^2) / r_p^2) \frac{2y}{kr_p^2} \sin(\omega t - kz + \theta)$$

$$-e \varphi_0 \frac{2x v_x}{m_0 c^2 r_0^2} - e \varphi_0 \frac{2y v_y}{m_0 c^2 r_0^2}$$
(Y)

که در اینجا فاکتور نسبیتی
$$\gamma$$
 به صورت زیر میباشد:

$$\gamma = (1 + \frac{x^2 + y^2 + z^2}{m_0^2 c^2})$$
(۸)

به منظور تبدیل معادلات تحلیلی بالا به فرم ساده تر پارامترهای بدون بعد را بصورت زیر تعریف می کنیم: x' = kx, $\mathbf{t'} = \omega \mathbf{t}$, $\mathbf{k'} = \mathbf{kc} / \omega$, $a_p = eA / m_0 \omega c$, z' = kz, $r_1^2 = k^2 r_0^2$, $r_2^2 = k^2 r_p^2$, $\varphi'_0 = e \varphi_0 / m_0 c^2$, $\omega_c = eB_0 / m_0 \omega c$, $\chi_\omega = eB_\omega / m_0 \omega c$, $\mathbf{p'} = \mathbf{p} / mc$.

با استفاده از این پارامترها روابط (۴) تا (۷) به صورت زیر تبدیل به روابط بدون بعد خواهند شد:

$$\frac{dp'_{x}}{dt'} = -a_{p} \exp(-(x'^{2} + y'^{2}) / r_{2}^{2}) \frac{2x'}{kr_{2}^{2}}$$

$$\sin(t' - z' + \theta) - k' \varphi'_{0} \frac{2x'}{r_{1}^{2}} + \frac{ep'_{y} \omega_{c}}{\gamma} + \frac{ep'_{z} \chi_{\omega}}{\gamma} \cos(k_{\omega} z')$$
(9)

$$\frac{dp_{y}}{dt'} = -a_{p} \exp(-(x'^{2} + y'^{2})/r_{2}^{2}) \frac{2x'}{kr_{2}^{2}}$$

$$\sin(t'-z'+\theta) - k'\varphi_{0}' \frac{2y'}{r_{1}^{2}} - \frac{ep'_{x}}{\gamma} \frac{\omega_{c}}{-\frac{ep'_{z}}{\gamma}} \frac{ep'_{z}}{\gamma} \frac{\chi_{\omega}}{\omega_{c}} \sin(k_{\omega}z')$$
(1.)

$$\frac{dp'_z}{dt'} = -a_p \exp(-(x'^2 + y'^2) / r_2^2) \cos(t' - z' + \theta)$$

$$-\frac{ep'_x \chi_{\omega}}{\gamma} \cos(k_{\omega} z') + \frac{ep'_y \chi_{\omega}}{\gamma} \sin(k_{\omega} z')$$
(11)

$$\frac{d\gamma}{dt'} = \frac{-a_p p'_z}{\gamma} \exp(-(x'^2 + y'^2) / r_2^2) \frac{2x'}{kr_2^2}$$

$$\cos(t'-z'+\theta) - \frac{a_p}{\gamma} p'_x \exp(-(x'^2 + y'^2) / r_2^2)$$

$$\sin(t'-z'+\theta) - \frac{a_p}{\gamma} p'_y \exp(-(x'^2 + y'^2) / r_2^2)$$

$$\sin(t'-z'+\theta) - k' \varphi'_0 \frac{2p'_x x'}{\gamma r_1^2} - k' \varphi'_0 \frac{2p'_y y'}{\gamma r_1^2}$$
(17)

این روابط تحلیلی بیبعد با استفاده از روشهای عددی قابل تجزیه و تحلیل می باشند که در بخش بعدی مقاله با استفاده از این معادلات و به کمک روشهای عددی و شبیه سازی به بررسی دینامیک الکترون پرداختهایم.

نتايج عددى

در این بخش برای تحلیل رفتار الکترون تحت تاثیر بار فضایی یون و میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی و یکنواخت خارجی با استفاده از معادلات به دست آمده در بخش قبل، از روش رانگ-کوتای مرتبه چهار و کد تک ذره نسبیتی سه جعدی استفاده شده است. این معادلات برای پارامترهای مشخص 2.50 م $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$, $q_p = 0.5$, k = 1.04, $\theta = \pi/2$, $a_p = 0.8$ methods be the set of the set



شکل ۳. مسیر نوسان الکترون در کانال یونی برای مقادیر متفاوت بزرگی میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی در $\chi_{\omega}=0.3$

شکل ۴ نمای سهبعدی مسیر الکترون در حضور میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی ($z_{\omega} = 0.5$) و عدم حضور ویگلر را نشان میدهد. الکترون حول مسیر انتشار لیزر (محور z) حرکت کرده و انرژی لیزر را جذب می کند. پارامترهای اولیه به صورت $z_{0} = 0, z_{0} = 0, z_{0} = 0$ ، $\omega_{c} = 0.1$, $a_{p} = 0.85$, $x_{0} = -0.4$, $y_{0} = 0, z_{0} = 0$, صورت $z_{0} = 0, z_{0} = 0, z_{0} = 0$, میباشند. میدان متناظر با موج پلاسمایی باعث می شود نوسانات الکترون شکل سینوسی و متقارن خود را از دست بدهند. همان گونه که مشاهده می شود میدان مغناطیسی ویگلر باعث یکنواختی بیش تر نوسانات حرکت ذره در طی انتشار آن می شود.



شکل ۴. نمای سه بعدی مسیر الکترون در حضور میدان مغناطیسی ویگلر(نمودار قرمز رنگ) و عدم حضور $\omega_c = 0.1 \ a_p = 0.85 \ \cdot x_0 = -0.4, \ y_0 = 0, \ z_0 = 0, \ p_0 = 0.5 \ p_0 = 0.5 \ p_0 = 0.5$ و $\phi_0 = 0.5 \ p_0 = 1.04$

بنابراین یک مقدار بهینه برای شدت میدان مغناطیسی یکنواخت وجود دارد. با تغییر میدان مغناطیسی مقدار بیشینهٔ ψ نیز تغییر میکند و مقدار این بیشینه برای هر سه نمودار در یک π اتفاق میافتد. نمودارهای رسم شده نشان میدهند مقدار ψ بزرگ تر از یک می باشد، بنابراین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی، انرژی الکترون افزایش می یابد. در یک دامنهٔ ثابت میدان مغناطیسی خارجی، با افزایش سرعت الکترون در اثر اندرکنش با موج پلاسما، الکترون تا زمانی که در فاز مناسب نسبت به موج پلاسمایی قرار دارد می تواند از میدان متناظر با آن انرژی موج پلاسمای الکترون افزایش می یابد. در یک دامنهٔ ثابت میدان مغناطیسی خارجی، با افزایش سرعت الکترون در اثر اندرکنش با موج پلاسمایی قرار دارد می تواند از میدان متناظر با آن انرژی کسب کرده و با رسیدن به قلهٔ موج پلاسمایی به بیشینهٔ انرژی خود می رسد. پس از آن با قرار گرفتن در فاز مخالف نسبت به موج انرژی خود می از دست میدهد [۱۷] و این روند تکرار میشود. اندازهٔ فاصلهٔ طولی که بیشینهٔ انرژی اکترون در آن اتفاق می افتد (به عنوان مثال حدود 100 = π)، بستگی به پارامترهای اولیه در نظر گرفته شده و به ویژه فرکانس موج پلاسمایی این روند تکرار می شود. اندازهٔ فاصلهٔ طولی که بیشینهٔ انرژی اکترون در آن اتفاق می افتد (به عنوان مثال حدود 100 = π)، بستگی به پارامترهای اولیه در نظر گرفته شده و به ویژه فرکانس موج پلاسمایی ایجاد شده در اثر نیروی پاندرمتیو لیزری دارد. با افزایش دامنهٔ میدان مغناطیسی (تا مقدار 3.6 – q) و در نتیجه افزایش فرکانس سیکلوترونی تا زمانی که این فرکانس در ناحیهٔ فرکانسی مناسب (در و به ویژه فرکانسی مناظر با نیروی پاندرمتیو که عامل ایجاد موج پلاسمایی است) قرار داشته باشد، ماکسیم انرژی مقدون افزایش و پس از آن کاهش می میابد [۱۸].



شکل ۵. بهرهٔ انرژی الکترون در کانال یونی برای مقادیر متفاوت بزرگی میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی

برای بررسی اثرات میدان مغناطیسی ویگلر در شتاب دهی الکترون، نمودار انرژی الکترون براساس تغییرات بزرگی میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی در شکل ۶ نشان داده شده است. پارامترهای اولیه به صورت 0.5 = 0.8، $x_0 = 0.8$ ، میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی در شکل ۶ نشان داده شده است. پارامترهای اولیه به صورت 0.5 = 0.8، $x_0 = 0.8$ ، میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی در شکل ۶ نشان داده شده است. پارامترهای اولیه به صورت 0.5 = 0.8، $a_p = 0.1$ میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی در شکل 9 میباشند. در این شکل مشاهده میشود که در مسافتهای کوتاه افزایش دامنهٔ میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون و در مسافتهای دورتر این افزایش باعث کاهش انرژی الکترون میشود. در مسافتهای کوتاه افزایش دامنه میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون و در مسافتهای دورتر این افزایش باعث کاهش انرژی الکترون میشود. در مسافتهای کوتاه میدان میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون و در مسافتهای دورتر این افزایش باعث کاهش انرژی الکترون میشود. در مسافتهای کوتاه میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون و در مسافتهای دورتر این افزایش باعث کاهش انرژی الکترون میشود. در معنان میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون میشود. در مسافتهای کوتاه میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون و در مسافتهای دورتر این افزایش میابد. در واقع هر چقدر دامنه میدان معناطیسی ویگلری افزایش یابد شتاب الکترون در مسافتهای کوتاه، افزایش مییابد در حالیکه برای zهای بزرگتر این نتیجه برعکس میباشد. این امر میتواند در طراحی شتاب دهندههای پلاسمایی با ابعاد مشخص بسیار حائز اهمیت باشد.



شکل ۶. انرژی الکترون برای مقادیر متفاوت بزرگی میدان مغناطیسی ویگلر مارپیچی. پارامترهای اولیه به صورت k =1.04 ، $\omega_c=0.1$ ، $a_p=0.85$ ، $x_0=0.5$

برای بررسی اثرات بار فضایی یون بر روی دینامیک الکترون در کانال یونی، نمودار شتاب الکترون در سه موقعیت اولیهٔ آن نسبت به محور کانال یونی را بررسی کردیم. در شکل ۷ نمودار انرژی الکترون برای مقادیر بهینه $0.6 = \omega_c = 0.6$ و $\chi_{\omega} = 0.3$ در فواصل عمودی مختلف از محور کانال نشان داده شده است. با توجه به این شکل با افزایش x_0 انرژی الکترون افزایش می یابد. به عبارتی دیگر انرژی به دست آمده توسط الکترون در فواصل دورتر از مرکز کانال بیش تر می باشد که این به دلیل افزایش تاثیرات بار فضایی یون می باشد که در فواصل دورتر از محور z بیش تر است.



شکل ۷. نمودار انرژی الکترون برای $\omega_c = 0.6$ و $\omega_c = 0.3$ در فواصل عمودی مختلف از محور کانال

نتيجهگيرى

در این مقاله بهرهٔ انرژی الکترون و دینامیک نسبیتی آن در یک کانال یونی تشکیل شده در اثر عبور پالس لیزر قوی از درون پلاسما، با در نظر گرفتن اثرات مربوط به پتانسیل بار فضایی کانال و در حضور ویگلر مارپیچی و یک میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت مورد بررسی قرار گرفته است. الکترون در کانال یونی ایجاد شده، حول مسیر انتشار لیزر حرکت کرده و انرژی لیزر را جذب میکند. میدان متناظر با موج پلاسمایی باعث میشود نوسانات الکترون شکل سینوسی و متقارن خود را از دست بدهند و حضور میدان مغناطیسی ویگلر باعث یکنواختی بیشتر نوسانات حرکت ذره در طی انتشار آن میشود. نمودار بهرهٔ انرژی الکترون نشان میدهد افزایش میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی تا یک مقدار بهینه موجب افزایش انرژی الکترون و پس از آن باعث کاهش بهرهٔ انرژی الکترون میشود. پتانسیل بار فضایی یون انرژی الکترون افزایش میابد. علاوه بر این، در مسافتهای محوری کوتاه افزایش دامنهٔ میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون افزایش میابد. علاوه بر این، در مسافتهای محوری کوتاه افزایش دامنهٔ میدان ویگلری باعث افزایش انرژی الکترون و در مسافتهای محوری کوتاه افزایش دامنهٔ میدان دست آمده میتواند در انتخاب پارامترهای مناسب در طراحی شتابدهندههای پلاسمایی با ابعاد محدود حائز اهمیت باشند.

منابع

1. Litos M., Adli E., An W., Clarke C. I., et al. "High-efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator", Nature, 515 (2014) 92.

2. Schollmeier M., Arefiev A.V., Khudik, V.N., "Enhancement of laser-driven electron acceleration in an ion channel", Physics of Plasmas, 21 (2014) 033104.

3. Akhiezer A. I., Polovin R. V., "Theory of wave motion of an electron plasma", *Soviet Phys. JETP*, 3 (1956).

4. Esarey E., Pilloff M., "Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves", *Physics of Plasmas*, 2 (1995) 1432-1436.

5. Wang Z., Chang-Jian T., and Xiao-Dong P., "Cherenkov electromagnetic instability excited by an oscillating relativistic electron beam in ion channel", Physics of Plasmas, 17 (2010) 083114.

6. Mehdian H., Kargarian A., Hasanbeigi A., "Numerical study of electron acceleration by plasma wave in an ion channel under obliquely applied magnetic field", *Optik* 126 (2015) 3299-3302.

7. Kargarian A., Mehdian H., Hasanbeigi A., "Electron acceleration in an ion channel by a magnetized plasma wave", Iranian Journal of Physics Research, 14 (2014)1.

8. Sadegzadeh S., Hasanbeigi A., Mehdian H., Alimohamadi M., "Linear theory of magnetized ion-channel free-electron laser", Physics of Plasmas 19 (2012) 023108.

9. Mehdian H., Hasanbeigi A., Jafari S., "Dispersion relation and growth rate in electromagnetically pumped free-electron lasers with ion-channel guiding", Physics of Plasmas 15 (2008) 073103.

10. Su D., Tang CJ., "The interaction of electromagnetic wave and plasma wave in an electron beam-ion channel system", Physics of Plasmas, 18 (2011) 023104.

11. Hasanbeigi A,, Abasirostami S,, Mehdian H., "Kinetic description of a wiggler-pumped ionchannel free-electron laser by applying the Einstein coefficient technique", Journal of Plasma Physics 79 (2013) 853,

12. Mehdian H., and Jafari S., "A comparison between electron orbits for both an axial magnetic field and an ion-channel guiding in a FEL with an electromagnetic wave wiggler", Journal of Plasma Physics, 74 (2008) 187

13. Yang S. P., Zhou Q., Gong Y. B., Tang C. J., "The instability in the radially non-uniform electron beam-ion channel system", Physics of Plasmas 22 (2015) 103

14. Ouyang Z., Zhang S. C., "Focusing peculiarities of ion-channel guiding on a relativistic electron beam in a free-electron laser with a three-dimensional wiggler", Laser Physics, 24 (2014) 105002

15. Kumar S., Yoon M., "Electron acceleration in a warm magnetized plasma-filled cylindrical waveguide", Journal of Applied Physics 104 (2008) 073303

16. Kumar N., Tripathi V. K., "Effect of betatron resonance on plasma wave acceleration of electrons in an ion channel", Europhysics Letters, 75 (2006) 260

17. A. Modena et al., "Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves," Nature, 377, (2002) 606-608

18. K. Nishikawa M. Wakatani, Plasma Physics Basic Theory with Fusion Applications, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, Chapter 3: Individual Particle Motion.