بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

بررسی پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از کره پلاسمایی تحت تابش چشمه دوقطبی نقطه ای

زینب حاجی جمالی آرانی، بهرام جزی

گروه لیزر و فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان

چکیده – این در این مقاله با استفاده از یک تابع گرین مناسب، پراکندگی امواج الکترومغناطیسی با طول موج بلند از یک کره پلاسمایی بررسی می شود. کره پلاسمایی به وسیله یک چشمه دو قطبی نقطه ای که در فاصله محدود از آن قراردارد، تحت تابش قرارگرفته است. توزیع پتانسیل و میدان ها در فواصل دور و نزدیک محاسبه گردیده است. به علاوه الگوی خطوط میدان و الگوی پراکندگی در فواصل دور ارائه شده است.

کلید واژه- امواج دامنه بلند، پراکندگی، چشمه دوقطبی نقطه ای، کره پلاسمایی

Study of the Electromagnetic Waves Scattering from the plasma sphere Irradiated by the dipole point source

Zeinab Hajijamali-Arani, Bahram Jazi

Department of Laser and Photonics, Faculty of Physics, University of Kashan
Email:ze.hajijamali@grad.kashanu.ac.ir

Abstract- In this work using the suitable Green's function the scattering phenomena of electromagnetic waves with long wave-length from a plasma sphere will be investigated. The plasma sphere with a dipole point source located in finite distance is irradiated. Therefor the fluctuation of potential, far field and near field distribution is presented. In addition, the electromagnetic field line pattern and the pattern of scattering for far distance have been simulated.

Keywords: dipole point source, long wavelength waves, plasma sphere, scattering

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از اجسام پلاسمایی مورد توجه زیادی قرار گرفته است. زیرا این پدیده در موارد زیادی از جمله در رادار و آنتن با اهمیت می باشد[۱-۴]. علاوه بر آن با بررسی الگوهای پراکندگی امواج می توان فرآیندهای تشخیصی موثر را درک نمود[۵]. و مطالعه امواج پراکنده شده از یک هدف پلاسمایی فهم فرآیندهای مختلفی را میسر می کند که بواسطه آن دستیابی به پارامترهای ماکروسکوپی سیستم را فراهم می نماید. با توجه به نظریه پراکندگی امواج الکترومغناطیسی، با تابش یک چشمه الکترومغناطیسی به یک کره پلاسمایی می توان اثرات پراکندگی را مشاهده نمود[۶-۸].

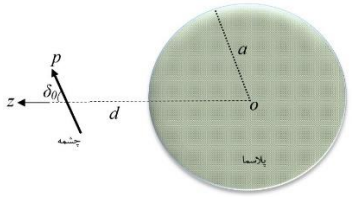
در ساختار مفروض، مدلی از پلاسمایی سرد در نظر گرفته شده است که در یک کره توزیع شده است و به وسیله چشمه دوقطبی قرار گرفته در فاصله محدود از آن تحت تابش می باشد. معادلات اساسی حاکم بر پلاسمای سرد، توزیع میدان های موجود در ساختار را برای طول موج های بلند، بیان می کنند[۹،۱۰]. این ساختار یک سیستم شبیه سازی شده کاربردی است[۶،۷] که به موجب آن می توان پراکندگی امواج الکترومغناطیس با طول موج بلند از کره پلاسمایی را مدلسازی نمود[۱۱،۱۲]. از طرف دیگر مطالعات صورت گرفته در این مقاله میتواند منجر به اندرکنش یک پلاسمای گرد و غباری در مجاورت مولکول هایی با گشتاور دو قطبی غیر دائمی وابسته به زمان را دریافت. در این مدل ذرات گرد و غبار پلاسمایی به صورت بار الکتریکی در نظر گرفته میشوند که در مقابل آنها مولکول هایی با گشتاور دو قطبی وابسته به زمان قرار گرفته است. این مقاله در چهار بخش ارائه شده است که در ابتدای آن، مقدمه ارائه شد. و در قسمت دوم معادلات اساسی حاکم بر سیستم بیان شده و در بخش سوم پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از کره پلاسمایی ناشی از حضور چشمه نقطه ای الکترومغناطیسی به صورت پتانسیل و میدان الکتریکی ارائه می شود. در پایان نیز نتیجه گیری از تجزیه و تحلیل ها ارائه شده بیان می شود.

۲- پیکربندی اساسی

همانگونه که در شکل۱ نشان داده شده است، چشمه نقطه ای الکترومغناطیسی با گشتاور دوقطبی

$$p(\vec{r},t) = p[cos\delta_0\hat{z} + sin\delta_0\hat{y}]e^{-i\omega t}$$

به فاصله d از مرکز کره پلاسمایی و با زاویه δ_0 نسبت به محور کره قرار گرفته است. چنانکه شعاع کره a و مبدا مختصات در مرکز کره می باشد.



شکل۱: کره پلاسمایی تحت تابش چشمه الکترومغناطیسی.

سرعت و چگالی مختل شده ذرات درون پلاسما را با تقریب خطی از معادله سیالی

$$(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_\alpha.\vec{\nabla})\vec{V}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha}\vec{E} \qquad (۱)$$

و معادله پیوستگی

$$\frac{\partial}{\partial t}N_\alpha + N_0\vec{\nabla}.\vec{V}_\alpha = 0 \qquad (۲)$$

می توان به دست آورد[۱۳]. به طوریکه E افت و خیز میدان الکتریکی و q_α و m_α، به ترتیب بار و جرم در حال سکون ذرهα می باشند. N_0 چگالی تعادلی ذرات پلاسما و N_α و V_α به ترتیب چگالی و سرعت مختل شده ی ذره α است. همچنین در این روابط اندیس α مربوط به نوع ذره پلاسمایی(الکترون و یون) می باشد. در تقریب خطی، همه کمیت های مختل شده را می توان به صورت یک موج تک رنگ تخت با فرکانس موج ω نوشت:

$$\psi(\vec{r},t) = \psi(\vec{r})e^{-i\omega t} \qquad (۳)$$

از انجاییکه طول موج امواج تولید شده توسط چشمه الکترومغناطیسی نسبت به سطح مقطع کره پلاسما بسیار بزرگ تر است($\lambda \gg a$)، لذا برای این امواج غیر چرخشی می توان از معادله پواسون برای این سیستم بهره گرفت:

$$\nabla^2\varphi(\vec{r}) = -4\pi\sum q_\alpha N_\alpha \qquad (۴)$$

لذا با استفاده از معادلات (۱) تا (۴) می توان معادله پواسون درون کره پلاسمایی را استخراج کرد:

$$\varepsilon_p\nabla^2\varphi_{in}(\vec{r}) = 0 \qquad (۵)$$

چنانکه $\varepsilon_p = 1 - \sum_\alpha \frac{{\omega_{p\alpha}}^2(r)}{\omega^2}$، گذردهی دی الکتریکی پلاسمای سرد غیر برخوردی می باشد. با توجه به تقارن سیستم در مختصات کروی،قسمت فضایی φ_{in} تنها به (r,θ) وابسته می باشد لذا جواب عمومی زیر برای معادله پواسون (۵) قابل ارائه می باشد:

$$\varphi_{in}(\vec{r},t) = \sum_{k=0}^{\infty} A_k r^k P_k(cos\theta)e^{-i\omega t} \qquad (۶)$$

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]

جاییکه P_k چندجمله ای لژاندر از مرتبه k می باشد. با عنایت به رابطه فوق مستقیما معادله میدان الکتریکی داخل کره نتیجه می شود:

$$\vec{E}_{in}(\vec{r},t) = -\sum_{k=1}^{\infty} A_k r^{k-1} \begin{bmatrix} \hat{r}_0\, kP_k(cos\theta) \\ - \\ \hat{\theta}_0\, sin\theta P'_k(cos\theta) \end{bmatrix} e^{-i\omega t} \qquad (۷)$$

۳- پراکندگی از کره پلاسمایی

چگالی توزیع بار چشمه نقطه ای چنانچه مبدا در مرکز کره و زاویه θ نسبت به محور کره سنجیده شود را می توان برحسب تابع دلتای دیراک به صورت تابعی از (r,θ,t) در مختصات کروی بیان کرد:

$$\rho(\vec{r},t) = \vec{p}(\vec{r},t).\vec{\nabla}\left[\frac{\delta(r-d)\delta(cos\theta-1)\delta(\varphi)}{r^2}\right] \qquad (۸)$$

با وجود چشمه الکترومغناطیسی با چگالی توزیع بار ρ در محیط، پتانسیل در بیرون کره پلاسما معادله پواسون را برآورده می کند:

$$\nabla^2\varphi_{out}(\vec{r},t) = -\frac{\rho(\vec{r},t)}{\varepsilon_0} \qquad (۹)$$

و برای حل آن می توان از شکل پتانسیل برحسب تابع گرین استفاده نمود:

$$\varphi_{out}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_V \rho(r')G(r,r')\,dV' - \frac{1}{4\pi}\oint_S \varphi(r')\frac{\partial G}{\partial n'}dS' \qquad (۱۰)$$

چنانکه تابع گرین به صورت زیر قابل تعریف است[۱۰]:

$$G(r,r') = \sum_{k=0}^{\infty}\frac{P_k(cos\theta)P_k(cos\theta')}{\left[1-\left(\frac{a}{b}\right)^{2k+1}\right]}\left(\frac{1}{r_>^{k+1}} - \frac{r_>^k}{b^{k+1}}\right)\left(r_<^k - \frac{a^{2k+1}}{r_<^{k+1}}\right) \qquad (۱۱)$$

لذا با توجه به روابط (۸) تا (۱۱)، پتانسیل و میدان الکتریکی شعاعی برای ناحیه بین چشمه و کره پلاسمایی به صورت زیر حاصل می شود:

$$\varphi_{out}(\vec{r},t) = \sum_{k=0}^{\infty}\begin{bmatrix}\frac{-pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^2}(k-1)\left(1-\left(\frac{a}{r}\right)^{2k+1}\right)\left(\frac{r}{d}\right)^k \\ + \\ A_k a^k\left(\frac{a}{r}\right)^{k+1}\end{bmatrix} P_k(cos\theta)e^{-i\omega t} \qquad (۱۲)$$

$$E_{outr}(\vec{r},t) = \sum_{k=1}^{\infty}\begin{bmatrix}\frac{-pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^3}(k-1)\left[(k+1)\left(1+\left(\frac{a}{r}\right)^{2k+1}\right)-1\right]\left(\frac{r}{d}\right)^{k-1} \\ + \\ (k+1)A_k a^{k-1}\left(\frac{a}{r}\right)^{k+2} \\ \times P_k(cos\theta)e^{-i\omega t}\end{bmatrix} \qquad (۱۳)$$

برای کامل شدن جواب نیاز به ضریب ثابت A_k داریم. برای این منظور از شرط مرزی زیر میتوان استفاده نمود:

$$D_{out}^n - D_{in}^n = \sigma \;\;,\;\; \sigma = 0 \qquad (۱۴)$$

با این وجود، ضریب ثابت A_k برابر است با:

$$A_k = \frac{-pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^{k+2}}\left(\frac{(2k+1)(k-1)}{1+k(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0})}\right) \qquad (۱۵)$$

و در نهایت پتانسیل داخل کره پلاسمایی به شکل رابطه زیر می شود:

$$\varphi_{in}(\vec{r},t) = \frac{-pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^2}\times \sum_{k=0}^{\infty}\frac{(2k+1)(k-1)}{1+k\left(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)}\left(\frac{r}{d}\right)^k P_k(cos\theta)e^{-i\omega t} \qquad (۱۶)$$

و میدان الکتریکی داخل کره پلاسما نیز برابر است با:

$$\vec{E}_{in}(\vec{r},t) = \frac{pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^3}e^{-i\omega t} \sum_{k=1}^{\infty}\left[\frac{(2k+1)(k-1)}{1+k(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0})}\left(\frac{r}{d}\right)^{k-1}\right] \times\left[\hat{r}_0\, kP_k(cos\theta) - \hat{\theta}_0\, sin\theta P'_k(cos\theta)\right] \qquad (۱۷)$$

با استفاده از رابطه (۱۲)، (۱۳) و (۱۵)، پتانسیل و میدان الکتریکی برای ناحیه بین چشمه و کره پلاسمایی برابر است با:

$$\varphi_{out}(\vec{r},t) = \frac{-pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^2}\times \sum_{k=0}^{\infty}(k-1)\left[1-\frac{k(1-\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0})}{1+k\left(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)}\left(\frac{a}{r}\right)^{2k+1}\right]\left(\frac{r}{d}\right)^k P_k(cos\theta)e^{-i\omega t} \qquad (۱۸)$$

$$\vec{E}_{out}(\vec{r},t) = \frac{pcos\delta_0 e^{-i\omega t}}{4\pi\varepsilon_0 d^3}\times \sum_{k=1}^{\infty}(k-1)\left(\frac{r}{d}\right)^{k-1}\begin{bmatrix}\hat{r}_0\left[\frac{1}{+}\left[(2k+1)\frac{(1-\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0})}{1+k\left(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)}\left(\frac{a}{r}\right)^{2k+1}\right]\right]kP_k(cos\theta) \\ - \\ \hat{\theta}_0\left(1-\frac{k(1-\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0})}{1+k\left(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)}\left(\frac{a}{r}\right)^{2k+1}\right)sin\theta P'_k(cos\theta)\end{bmatrix} \qquad (۱۹)$$

همچنین پتانسیل و میدان الکتریکی برای فواصل دور از کره به صورت زیر می باشد:

$$\varphi_{out}(\vec{r},t) = \frac{pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^2}\times \sum_{k=0}^{\infty}\begin{bmatrix}\left(3+(k-1)\left(1-\left(\frac{a}{d}\right)^{2k+1}\right)\right)\left(\frac{d}{r}\right)^{k+1} \\ - \\ \frac{d}{a}\frac{(2k+1)(k-1)}{1+k(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0})}\left(\frac{a^2}{rd}\right)^{k+1}\end{bmatrix}P_k(cos\theta)e^{-i\omega t} \qquad (۲۰)$$

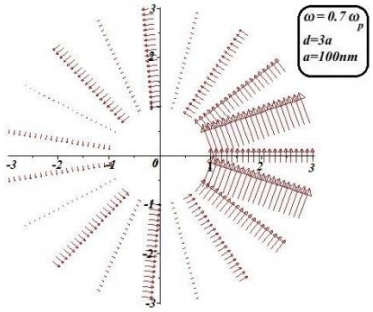
$$\vec{E}_{out}(\vec{r},t) = \frac{pcos\delta_0}{4\pi\varepsilon_0 d^3}\times \sum_{k=1}^{\infty}\begin{bmatrix}\left(3+(k-1)\left(1-\left(\frac{a}{d}\right)^{2k+1}\right)\right)\left(\frac{d}{r}\right)^{k+2} \\ - \\ \frac{d}{a}\frac{(2k+1)(k-1)}{1+k\left(1+\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}\right)}\left(\frac{a^2}{rd}\right)^{k+2}\end{bmatrix} \times\left(\hat{r}_0(k+1)P_k(cos\theta) + \hat{\theta}_0 sin\theta P'_k(cos\theta)\right)e^{-i\omega t} \qquad (۲۱)$$

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]

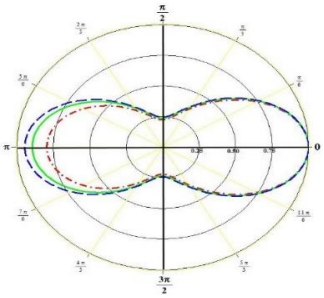
همانطور که مشاهده می شود طیف تابش پراکنده شده به ابعاد و چگالی پلاسما وابسته می باشد، لذا کنترل پارامترهای پلاسما امکان دستیابی به یک توزیع دلخواه از قدرت پراکندگی را فراهم می نماید. که این فرآیند برای طراحی لنزهایی با پوشش پلاسما[۱۵-۱۴] می تواند مفید باشد بطوریکه افزایش یا کاهش قدرت پراکندگی با پارامترهای پلاسما کنترل شود.

نمایی از بردارهای میدان دور را میتوان در شکل۲ مشاهده نمود:



شکل۲: نمودار برداری میدان دور امواج الکترومغناطیسی با طول موج بلند پراکنده شده از کره پلاسمایی در مجاورت یک چشمه نقطه ای.

همانطور که شکل(۲) نشان می دهد در اطراف چشمه نقطه ای بردارهای میدان قویتر است و در محدوده مقابل چشمه بردارهای میدان ضعیف تر می باشد. همچنین نمودار پراکندگی میدان در فواصل دور به ازای نقاط مشاهده متفاوت در شکل (۳) ارائه شده است.



شکل۳: پراکندگی امواج الکترومغناطیسی با طول موج بلند از کره پلاسمایی در مجاورت یک چشمه نقطه ای.

این نکته قابل ذکر است که میدان پراکنده شده (۱۹) و (۲۱) در صورتیکه به ازای $\delta_0 = 0$ و p=qd بررسی شود، سازگاری خوبی با الگوی پراکندگی ناشی از یک چشمه تک قطبی متغیر با زمان در مجاورت کره پلاسمایی دارد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله پاسخ کره پلاسمایی به حضور چشمه نقطه ای الکترومغناطیسی بررسی شده است. یک چشمه نقطه ای الکترومغناطیسی در فاصله محدود از کره پلاسمایی قرار گرفته و پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از کره پلاسمایی به وضوح بیان شده است. الگوی برداری و الگوی پراکندگی میدان در فواصل دور نیز ارائه شده است. فهم الگوهای پراکندگی در این ساختارها برای یافتن سایر کمیات ماکروسکوپی مانند نیرو می تواند مفید واقع شود. از طرف دیگر با توجه به وابستگی توزیع پراکندگی به کمیات کره پلاسما، با استفاده از پارامترهای هدف پلاسمایی می توان قدرت پراکندگی را کنترل نمود.

مراجع

[1] Alessandro Battagliaa, b, Simone Tanellic, Satoru Kobayashid, Dusan Zrnice, Robin J. Hoganf, ; “ Clemens Simmer Multiple-scattering in radar systems”; *Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Volume 111, Issue 6, April (2010) , Pages 917–947.

[2] R. G. Newton; “Scattering Theory of Waves and Particles”; *McGraw Hill* (1966).

[3] Daniel J. Cecil ; “Relating Passive 37-GHz Scattering to Radar Profiles in Strong Convection”; J. Appl. Meteor. Climatol, 50,(2011) , 233–240.

[4] Oleg I. Sukharevsky; “Electromagnetic Wave Scattering by Aerial and Ground Radar Objects”; *CRC Press*, 2014.

[5] J.Sheffield. *Plasma scattering of electromagnetic radiation* New York, (NY): Academic Press. p. 410, 1975.

[6] B. R. Johnson, "Light scattering by a multilayer sphere", Appl. Opt., vol. 35, no. 18, (1996),3286 -3296

[7] Haiying, W.Zhensen, S.Mao and C.Huang; “Scattering of Hermite -Gaussian beam by plasma sphere”; *ICMMT Proceedings*, (2010) Pages 1405–1408.

[8] Z. S. Wu and Y. P. Wang ; “Electromagnetic scattering for multilayered sphere: Recursive algorithms”; *Radio Sci*., vol. 26, (1991) 1393-1401.

[9] N.A. Krall and A.W. Trivelpiece; “*Principles of Plasma Physics*”; McGraw–Hill, New York. (1973).

[10] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. third ed., Wiley, New York, (1999).

[11] Qing Chao Shang, Zhen Sen Wu, Tan Qu, Zheng Jun Li; “Rayleigh Model for Electromagnetic Scattering from a Chiral Sphere”; *Procedia Engineering*, Vol. 102, 2015.

[12] Daran, F. ; Lab. de Phys. des Interactions Ondes-Matiere, CNRS, Talence, France ; Vigneras-Lefebvre, V. ; Parneix, J.P., “Modeling of electromagnetic waves scattered by a system of spherical particles”, *Magnetics, IEEE Transactions on* , Volume 31, Issue 3, May 1995.

[13] Andrej F. Alexandrov and L. S. Bogdankevich and A. A. Rukhadze, *Principles of Plasma Electrodynamics*, Springer Berlin Heidelberg, 1984.

[14] R.J.Vidmar. On the use of atmospheric pressure plasmas as electromagnetic reflectors and absorbers. *IEEE Trans. Plasma Sci*. **18**,733–741, 1990.

[15]W.W.Destler,J.E.Degrange,H.H.Fleischmann,J.Rodgers,Z.Se galv. Experimental studies of high-power microwave reflection, transmission, and absorption from a plasma-covered plane conducting boundary. *J. Appl. Phys.* **69**, 6313–6318, 1991.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]