



بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان
زاهدان، ایران
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹



کد مقاله : ۱-۴-۲۵۰-۱۰-A

تولید تابش تراهرتز در نانو لوله های کربنی توسط برهمکنش لیزر چیرپ و پلاسما در حضور میدان مغناطیسی باریک شونده خارجی

زینب قایم منیری، ربابه نعمتی سیاهمزگی، ساعد جعفری^۱

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان

چکیده - در این مقاله به تاثیر میدان مغناطیسی باریک شونده بر تابش تراهرتز در نانو لوله های کربنی می پردازیم. با زنش دو لیزر (ω_1, k_1) و (ω_2, k_2) در آرایه های یک نانولوله که بر روی بستر دی الکتریک قرار گرفته اند، می توان تابش تراهرتز تولید کرد. الکترونهای آزاد نانولوله ها دارای سرعت نوسانی بزرگی می شوند. در حضور میدان مغناطیسی باریک شونده، لیزر یک نیروی پاندرموتیو بر الکترونهای آزاد نانولوله کربنی وارد می کند. این نیرو باعث ایجاد چگالی جریان غیر خطی می شود. هر نانولوله به صورت یک دو قطبی الکتریکی نوسانی عمل می کند و در فرکانس زنش، یعنی در $\omega_1 - \omega_2$ ، تولید تابش تراهرتز می کند. حضور میدان مغناطیسی باریک شونده، توان تابش تراهرتز را در تشدید پلاسمون $\omega_T \approx 0.7\omega_p$ به صورت تشدید می افزایش می دهد.

کلید واژه- تابش تراهرتز، چگالی جریان غیر خطی، میدان مغناطیسی باریک شونده، نانولوله کربنی، نیروی پاندرموتیو

THz generation via the interaction of chirped laser pulse with plasma in presence of the external tapered magnetic field in carbon nanotubes

Zeynab Ghayemmoniri, Robabeh Nemati Siahmazgi, Saed Jafari

z.moniri1327@gmail.com, comsjafari@guilan.ac.ir, rnemati@phd.guilan.ac.ir

Abstract- In this paper, we discuss the effect of a tapered magnetic field on terahertz generation in carbon nanotubes. Terahertz radiation is generated by beating of two lasers (ω_1, k_1) and (ω_2, k_2) in nanotube array on a dielectric substrate. The free electrons of nanotubes acquire a large oscillatory velocity. In the presence of a tapered magnetic field, the laser exerts a ponderomotive force on the free electrons of carbon nanotubes. This force causes a nonlinear current density. Each nanotube acts as an oscillating electric dipole to produce terahertz radiation at beat frequency, i.e. $\omega_1 - \omega_2$. Our numerical simulations reveal that terahertz generation power noticeably increases at plasmon resonance $\omega_T \approx 0.7\omega_p$ in the presence of a tapered magnetic field.

Keywords: Terahertz generation, Nonlinear current density, Tapered magnetic field, Carbon nanotubes, Ponderomotive forces.

مقدمه

تابش تراهرتز محدوده طیف الکترومغناطیسی است که بین نواحی مادون قرمز و میکروویو قرار دارد بنابراین خواصی از هر دو ناحیه را شامل می‌شود. یکی از مهم ترین وظایف محققان ایجاد یک منبع فشرده از تابش تراهرتز است که بدلیل کاربردهای گسترده نظیر فنآوری اطلاعات و ارتباطات، رویدادهای غیرمخرب، امنیت داخلی، کنترل کیفیت محصولات غذایی و کشاورزی، مونتورینگ محیطی، تصویربرداری بافتهای بیولوژیکی و مخصوصا طیفسنجی حوزه زمانی می‌باشد [۱-۳]. تابش تراهرتز می‌تواند با مکانیسمهایی نظیر تابش سیکلوترونی، تابش گزار، لیزر الکترون آزاد و ... تولید شود. در این روشها تابش تراهرتز بوسیله‌ی شتاب دادن باریکه های الکترونی حاصل می‌شود. اما در روش تولید تراهرتز با استفاده از برهمکنش پالس لیزر با محیط پلاسمایی، می‌توان شدت لیزر را به هر میزان بالا برد و تراهرتز قویتری تولید کرد، بدون این که ماده آسیب ببیند.

نانو لوله های کربنی مولکول های کربن استوانه ای شکل اند که دارای قطر نانومتر و طول میکرومتر هستند. نانولوله های کربنی دارای فرکانس پلاسمای الکترونی در محدوده تراهرتز هستند. بنابراین می‌توانند محیط مناسبی برای تولید تابش تراهرتز از طریق جفت شدگی غیر خطی با لیزر باشند. همچنین استفاده از نانو لوله های کربنی (CNT) به خاطر ابعاد نانو بسیار موثر و قابل اعتماد است [۴ و ۵].

تولید تابش تراهرتز

دو پالس لیزر چیرپ با فرکانس های $\omega_j = \omega_{0j}(1 - \beta t)$ را تحت زاویه θ در صفحه $y-z$ به نانولوله های کربنی به طول l_c و شعاع r_c می تابانیم. β پارامتر چیرپ شدگی لیزر است.

پالس لیزر در برهمکنش با محیط گازی، این محیط را یونیده می‌کند. به دلیل اینکه پالس لیزر دارای ماندگاری

پایین در حد فمتوثانیه است، میزان یونیده شدن مولکول های محیط گازی به اندازه ای است که محیطی پلاسمایی تولید می‌شود.

دامنه میدان الکتریکی باریکه های لیزری به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\vec{E}_j = E_j e^{i(k_j \cos \theta x - k_j \sin \theta y - \omega_j t)} \hat{z} \quad (1)$$

سرعت خطی پالس های لیزری در چنین محیطی به صورت زیر بدست می آید:

$$\vec{v}_{\omega_1} = \frac{\omega_0 e E_1 [1 - 2\beta t + \alpha\beta] [-i(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha\beta)^2 - \frac{\omega_p^2}{2}) + 4\omega_0 \beta]}{m(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha\beta)^2 - \frac{\omega_p^2}{2})^2} e^{i\omega_1(\alpha-t)} \hat{z}$$

$$\vec{v}_{\omega_2} = \frac{\omega_0 e E_2 [1 - 2\beta t + \alpha\beta - \frac{\omega_r}{\omega_0}] [-i(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha\beta - \frac{\omega_r}{\omega_0})^2 - \frac{\omega_p^2}{2}) + 4\omega_0 \beta]}{m(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha\beta - \frac{\omega_r}{\omega_0})^2 - \frac{\omega_p^2}{2})^2} e^{i(\omega_1 - \omega_r)(\alpha-t)} \hat{z} \quad (2)$$

که در آن $\omega_T = \omega_1 - \omega_2$ فرکانس تراهرتز و فرکانس پلاسمای برابر با $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m)^{1/2}$ است. m و e به ترتیب بار و جرم الکترون هستند. همچنین $\alpha = \frac{x \cos \theta}{c} - \frac{y \sin \theta}{c}$ در نظر گرفته شده است.

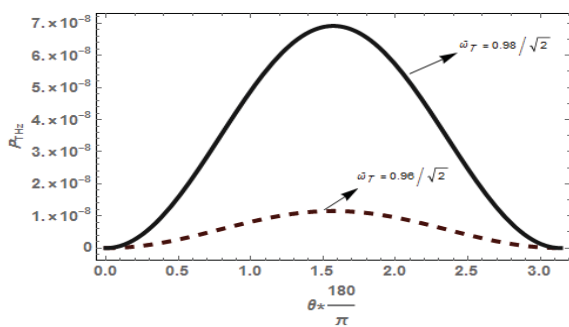
یک میدان مغناطیسی باریک شونده (میدان مغناطیسی غیریکنواخت محوری) به صورت $B \cong B_0(1 + \delta x)\hat{x}$ در نظر می‌گیریم [۶] و سپس نیروی پاندرموتیو موازی با الکترون های نانو لوله های کربنی ناشی از میدان مغناطیسی باریک شونده را بدست می‌آوریم:

$$\vec{F}_p = -\frac{e}{2c} [\vec{v}_j \times \vec{B}] = -\frac{e}{2c} B_0 (1 + \delta x)$$

$$(A_1 E_1 e^{i\omega_1(\alpha-t)} + A_2 E_2 e^{i(\omega_1 - \omega_r)(\alpha-t)}) \hat{y} \quad (3)$$

که در این رابطه A_1 و A_2 را به صورت زیر تعریف کرده ایم:

کنیم. فرکانس اولیه پالس های لیزر را $\bar{\omega}_1 = 0.061$ و $\bar{\omega}_2 = 0.066$ در نظر می گیریم. $\omega_p r_c / c = 0.002$ و $a = 0.03$ و $l_c / r_0 = 0.016$ برای پارامتر باریک شوندگی $\delta = 0.09$ و $x = 200$ و لیزر چیرپ در مدت زمان فمتوثانیه و فاصله بین نانولوله ها $\bar{b} = 0.11$ ، $\bar{d} = 0.1$ و $N_1 = 20$ و $N_2 = 60$ و $\bar{r} = 10$ است. شکل (۱) نمودار نسبت توان تراهرتز به زاویه θ در $\theta' = 90^\circ$ را نشان می دهد. نمودار خط پر برای $\bar{\omega}_T = 0.98 / \sqrt{2}$ و نمودار خط چین برای $\bar{\omega}_T = 0.96 / \sqrt{2}$ است.



شکل (۱): نمودار توان تابش تراهرتز در زوایای مختلف

توان با زاویه افزایش می یابد. در زاویه $\theta \approx 90^\circ$ بیشترین مقدار توان را برای تابش تراهرتز داریم. سپس به تدریج برای مقادیر بالاتر، کاهش می یابد. قدرت توان تراهرتز بیشترین مقدار را در جهاتی دارد که در شرط زیر صادق باشند:

$$\psi_1 = \frac{\omega_T d}{c} \cos \theta' = 2m_1 \pi \quad m_1 = 1, 2, 3, \dots$$

$$\psi_1 = \frac{\omega_T b}{c} (\sin \theta + \sin \theta' \sin \phi) = 2m_2 \pi \quad m_2 = 1, 2, 3, \dots$$

و این حالت زمانی است که $S = N_1^2 N_2^2$ برای $\psi_1 = 0$ و $\psi_2 = 0$ و یا اینکه ψ_1 و ψ_2 مضربی از 2π باشند. **Bookmark not defined.**

شکل (۲) تغییرات توان تراهرتز به فرکانس نرمال شده ی تراهرتز را نشان می دهد. برای سه زاویه $\theta = 90^\circ$ (نمودار خط پر) و $\theta = 45^\circ$ (نمودار خط چین) و $\theta = 160^\circ$

$$A_1 = \frac{\omega_0 e [1 - 2\beta t + \alpha \beta] [-i(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha \beta)^2 - \frac{\omega_p^2}{2}) + 4\omega_0 \beta]}{m(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha \beta)^2 - \frac{\omega_p^2}{2})^2}$$

$$A_2 = \frac{\omega_0 e [1 - 2\beta t + \alpha \beta - \frac{\omega_T}{\omega_0}] [-i(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha \beta - \frac{\omega_T}{\omega_0})^2 - \frac{\omega_p^2}{2}) + 4\omega_0 \beta]}{m(\omega_0^2 (1 - 2\beta t + \alpha \beta - \frac{\omega_T}{\omega_0})^2 - \frac{\omega_p^2}{2})^2}$$

با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی لیزر و محاسبه نیروی پاندرموتیو برای $(\omega_T = \omega_1 - \omega_2)$ چگالی جریان غیر خطی بدست می آید:

$$\vec{j}_{\omega_T}^M = \frac{-e^3 n_0 \omega_T}{4m^2 c^2} E_1 E_2^* B_0 (1 + \delta x) \sin \theta * \frac{1}{(\omega_T^2 - \frac{\omega_p^2}{2})} \quad (4)$$

$$\left[\frac{\omega_1}{\left(\omega_1^2 - \frac{\omega_p^2}{2}\right)} A_1 - \frac{\omega_2}{\left(\omega_2^2 - \frac{\omega_p^2}{2}\right)} A_2 \right] e^{i\omega_T (\alpha - t) z}$$

نوسان الکترون ها در نانولوله های کربنی باعث ایجاد دو قطبی مغناطیسی می شود. برای نقطه بسیار دور p که نقطه قابل مشاهده است با در نظر گرفتن مختصات کروی (r, θ', ϕ) در راستای $y-z$ برای دو نقطه $(n_1 d, n_2 b)$ پتانسیل برداری و بردار پوئین تینگ را محاسبه کرده و در نهایت نسبت توان تابش تراهرتز به توان لیزر به صورت زیر حاصل می شود:

$$\frac{P_{THz}}{P_{laser}} = \frac{\bar{S}_{\omega_T} A \pi^2}{244c^2 \pi^2} = \frac{\omega_1^4 \omega_2^4 \bar{a}^2}{16(\omega_T^2 - \frac{1}{2})^2} \left(\frac{\omega_{lc}^2 l_c}{c^2 r_0}\right)^2 (1 + \delta x)^2 \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \times S^2(\psi) \quad (5)$$

$$\times \left[\frac{\bar{a}_1}{\left(\bar{\omega}_1^2 - \frac{1}{2}\right)} \bar{A}_{1, \frac{r_N}{c}} - \frac{\bar{a}_2}{\left(\bar{\omega}_2^2 - \frac{1}{2}\right)} \bar{A}_{2, \frac{r_N}{c}} \right] \left[\frac{\bar{a}_1}{\left(\bar{\omega}_1^2 - \frac{1}{2}\right)} \bar{A}_{1, \frac{r_N}{c}}^* - \frac{\bar{a}_2}{\left(\bar{\omega}_2^2 - \frac{1}{2}\right)} \bar{A}_{2, \frac{r_N}{c}}^* \right]$$

در رابطه بالا $a = \frac{eE_2}{m\omega_2 c}$ و $\omega_c = \frac{eB_0}{mc}$ فرکانس

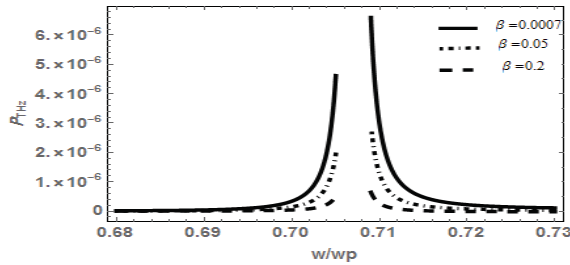
سیکلوترونی است. همچنین داریم:

$$S(\psi) = \frac{\sin(N_1 \psi_1 / 2)}{\sin(\psi_1 / 2)} \frac{\sin(N_2 \psi_2 / 2)}{\sin(\psi_2 / 2)}$$

تحلیل نتایج حاصل از حل عددی

با توجه به رابطه (۵) برای مقادیر $\bar{\omega}_T = 0.98 / \sqrt{2}$ و $\bar{\omega}_T = 0.96 / \sqrt{2}$ و $\bar{\omega}_0 = 0.065$ نمودارها را رسم می-

کاهش می‌یابد.



شکل (۴) تغییرات توان تراهرتز به ازای مقادیر پارامتر چیرپ شدگی β

نتیجه‌گیری

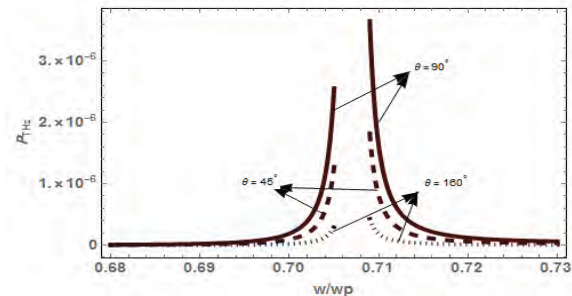
تولید تابش تراهرتز در نانولوله های کربنی توسط برهمکنش پالس لیزر و پلاسما روش مناسبی است. نوسان الکترون ها در نانولوله های کربنی باعث ایجاد دو قطبی مغناطیسی می‌شود و تابش تراهرتز در $\omega_T = \omega_1 - \omega_2$ حاصل می‌شود. حضور میدان مغناطیسی باریک شونده، توان تابش تراهرتز را افزایش می‌دهد. تغییرات عمده در توان تراهرتز با زاویه تابش لیزر حاصل می‌گردد. به طوری که در $\theta \approx 90^\circ$ بیشترین مقدار توان تابش تراهرتز ایجاد می‌شود. زمانی که، بدلیل تشدید پلاسما، توان تراهرتز افزایش می‌یابد.

مرجع ها

1. B. Ferguson, X. Zhang. Materials for terahertz science and technology. Nature Mater. **1**, 26-33 (2002).
2. M. Tonouchi. Terahertz Technology. Ohmsha. Tokyo.(2006).
3. A. Hematizadeh, S.M. Jazayeri, AND B. GHafary. Physics of Plasmas **34**, 569–575 (2016).
4. S. Vij, N.Kant, V.Takur. Springer Science+Business Media, LLC, Plasmonics**14**,5, part of Springer Nature (2019).
5. R.Malik, R.Uma, Physics of Plasmas **25**, 013106 (2018).
6. S Zhang, X. Liang, Y. Liu, and J. Jin, IEEE. **27**,2 (1999).

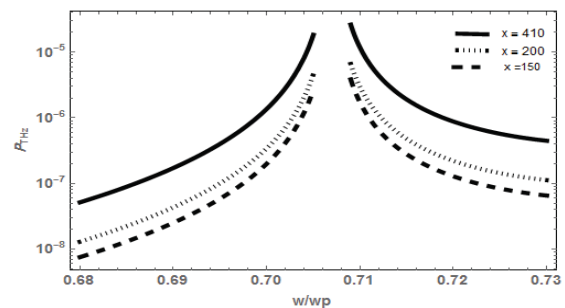
(نمودارنقطه چین) در $\bar{\omega}_T = 0.96/\sqrt{2}$ رسم می‌کنیم.

همان طور که ملاحظه می‌شود توان تراهرتز وابستگی شدیدی به فرکانس تراهرتز دارد. تقویت توان تراهرتز در اثر تشدید پلاسما در $\frac{\omega_T}{\omega_p}$ رخ می‌دهد. تا جایی که $\omega_T \approx 0.7\omega_p$. هرچه از نقطه تشدید دور می‌شویم کاهش شدیدی در توان تراهرتز مشاهده می‌شود.



شکل (۲) تغییرات توان تراهرتز به فرکانس نرمال شده $\frac{\omega_T}{\omega_p}$

شکل (۳) تغییرات توان تراهرتز نسبت به فرکانس نرمال شده در ازای مقادیر مختلف ضریب شیب δ را نشان می‌دهد. هر چقدر مقدار ضریب شیب δ افزایش می‌یابد توان تراهرتز افزایش می‌یابد که این ناشی از تاثیر میدان مغناطیسی باریک شونده بر سیستم است.



شکل (۳) تغییرات توان تراهرتز به ازای مقادیر مختلف ضریب شیب δ

شکل (۴) تغییرات توان تراهرتز را در فرکانس نرمال شده به ازای مقادیر مختلف پارامتر چیرپ شدگی نشان می‌دهد. هرچقدر پارامتر β افزایش می‌یابد توان تابش تراهرتز