

بهره‌های تبدیل توان و تابش و انرژی تولید هارمونیک دوم با حضور تخلیه پمپ و آمیختگی فاز در اپتیک غیرخطی

سید محمد حسینی^{1*}، رحیم نادرعلی²

1. کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

2. استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

تاریخ دریافت: 1397/03/22 تاریخ پذیرش: 1398/12/13

Conversion Efficiencies of Power and Irradiance and Energy of the SHG with the Presence of Pump Depletion and Phase Matching in Nonlinear Optics

S.M. Hosseiny^{*1}, R. Nadeali²

1. M.A., Department Of Physics, Urmia University, Urmia, Iran

2. Assistant Professor, Department Of Physics, Urmia University, Urmia, Iran

Received: 2018/06/12 Accepted: 2020/03/03

Original Article

مقاله پژوهشی

Abstract

The Second Harmonic Generation has many applications. Since it is of particular importance, the current study examines its power and energy and irradiance conversion efficiencies for collimated Gaussian beams in presence of pump depletion and phase matching by using numerical calculations. In this paper, the optimal mode for the SHG (the Second Harmonic Generation) conversion efficiencies has been investigated in presence of pump depletion and phase matching, and it has been shown that the SHG conversion efficiencies in presence of pump depletion and phase matching depend only on the normalized incident peak irradiance. Therefore, the type of material used in the SHG can be selected properly according to the obtained results.

Keywords

SHG, Nonlinear Optics, Conversion Efficiency, Phase Matching, Pump Depletion.

چکیده

تولید هارمونیک دوم کاربردهای زیادی پیدا کرده است و از آنجائیکه تولید هارمونیک دوم از اهمیت خاصی برخوردار می‌باشد در پژوهش حاضر به بررسی بهره تبدیلات توان و انرژی و تابش تولید هارمونیک دوم برای پرتوهای گوسی موازی در حضور تخلیه پمپ و آمیختگی فاز با استفاده از محاسبات عددی، پرداخته شده است. همچنین در این کار، بهینه حالت بهره تبدیلات توان و انرژی و تابش تولید هارمونیک دوم در حضور تخلیه پمپ و آمیختگی فاز بررسی شده است و نشان داده خواهد شد که بهره تبدیلات تولید هارمونیک دوم در حضور تخلیه پمپ و آمیختگی فاز فقط به تابش اوج ورودی نرمالیزه بستگی دارند. مهم‌ترین دستاورد این کار آن است که می‌توان نوع ماده‌ای که در تولید هارمونیک دوم استفاده می‌شود را با توجه به نتایج حاصله بهتر انتخاب کرد.

واژگان کلیدی

تولید هارمونیک دوم، اپتیک غیرخطی، بهره تبدیل، آمیختگی فاز، تخلیه پمپ.

*Corresponding Author: hosseinyismohammad@gmail.com

* نویسنده مسئول: سیدمحمد حسینی

مقدمه

یکی از موضوعات پراهمیت و مورد علاقه فیزیکدانان و پژوهشگران، بررسی شرایط مختلف تولید هارمونیک دوم¹ در محیط‌های اپتیک غیرخطی می‌باشد. در سال‌های گذشته پژوهش‌های زیادی بر روی تولید هارمونیک دوم و شرایط مختلف آن انجام گرفته شده است.

اپتیک غیرخطی، مطالعه برهم‌کنش نور شدید لیزر با ماده است. پدیده‌های نوری غیرخطی از این جهت غیرخطی‌اند که وقتی اتفاق می‌افتند که پاسخ سیستم مادی به میدان نوری اعمال شده یک پاسخ غیرخطی باشند. تولید هارمونیک دوم به عنوان مثالی از برهم‌کنش اپتیک غیرخطی می‌باشد. تحت شرایط تجربی مناسب، بازده فرایند تولید هارمونیک دوم می‌تواند به نحوی تقریباً تمام توان تابش فرودی در بسامد فرکانس به تابش هارمونیک دوم با بسامد دو فرکانس تبدیل شود. به بیانی دیگر در تولید هارمونیک دوم با از بین رفتن دو فوتون، یک فوتون با فرکانس دو برابر به وجود می‌آید. تولید هارمونیک دوم یا از اثرات اپتیکی مرتبه دوم می‌باشد. از کاربردهای عام تولید هارمونیک دوم تبدیل خروجی یک لیزر فرکانس ثابت به محدوده طیفی دیگری است. برای مثال، لیزر Nd:YAG در محدوده طیف مادون قرمز در حدود طول موج 1/06 میکرومتر کار می‌کند. تولید هارمونیک دوم به طور عادی مورد استفاده قرار می‌گیرد تا طول موج تابش به 0/53 میکرومتر در میانه طیف مرئی، تبدیل شود [1].

برای بهینه شدن بازده فرایند تولید هارمونیک دوم، بهره‌های تبدیلات در تولید هارمونیک دوم از اهمیت خاصی برخوردار هستند. بهره تبدیل توان² تولید هارمونیک دوم برابر است با توان ورودی به توان خروجی و بهره تبدیل انرژی³ تولید هارمونیک دوم برابر است با انرژی ورودی به انرژی خروجی و همچنین بهره تبدیل تابش⁴ تولید هارمونیک دوم برابر با تابش ورودی به تابش خروجی، می‌باشند. باید گفت با توجه به شرایط

حاکم در محیط‌های اپتیکی غیرخطی (شامل: حضور یا عدم حضور مواردی چون پراش، پخش‌شدگی پرتو، جذب، تخلیه پمپ و عدم آمیختگی فاز و...) و با استفاده از معادلات انتشار در محیط‌های اپتیکی غیرخطی، بهره‌های تبدیلات تولید هارمونیک دوم دارای معادلات مختلف تحت تاثیر این شرایط می‌باشند. در این کار با کمک محاسبات عددی نشان داده خواهد شد که بهره تبدیلات توان و انرژی و تابش تولید هارمونیک دوم در محیط‌های اپتیک غیرخطی به چه عواملی بستگی دارند و چه عواملی باعث کاهش و افزایش و تغییرات بهره تبدیلات توان و انرژی و تابش تولید هارمونیک دوم می‌شود.

در اپتیک، پرتو گوسی⁵ یک پرتو با تابش الکترومغناطیسی می‌باشد که دامنه میدان الکتریکی و مغناطیسی عرضی آن توسط یک تابع گوسین ارائه می‌شود. تابع گوسین نیز تابعی است به شکل نمایی که شکل منحنی آن تابع زنگوله‌ای متقارن است که به سرعت به صفر نزول می‌کند. رفتار تابع گوسین بر اساس تابع نمایی می‌باشد. خروجی اکثر لیزرها، پرتو گوسی می‌باشد [3] [2].

در این پژوهش بهره تبدیلات توان و انرژی و تابش تولید هارمونیک دوم برای پرتوهای گوسی موازی⁶ در محیطی مورد بررسی قرار گرفته است که تنها آمیختگی فاز⁷ و تخلیه پمپ⁸ حضور دارند که روش انجام این کار با استفاده از محاسبات عددی و نرم‌افزار متلب⁹ می‌باشد. محاسبات عددی روشی کاملاً جدید برای حل معادلات پیچیده می‌باشد و از آنجائی که معادلات اپتیک غیرخطی، معادلات پیچیده‌ای می‌باشند از این روش برای حل این معادلات استفاده شده است که با استفاده از این روش و نرم‌افزار ذکر شده به نمودارهایی طی این کار دست یافته شده است که موارد موثر بر تولید هارمونیک دوم و تاثیرات آنها را نشان می‌دهد.

5. Gaussian Beam
6. Collimated
7. Phase Matching
8. Pump Depletion
9. Matlab

1. Second Harmonic Generation or SHG
2. Power Conversion Efficiency
3. Energy Conversion Efficiency
4. Irradiance Conversion Efficiency

از \vec{E}_n در نظر گرفته تا عدم تطبیق بردار موج نیز وجود داشته باشد. علامت c.c. نشان دهنده مزدوج مختلط می‌باشد که برای حقیقی کردن میدان به کار رفته است. معادلات 1 و 2 در معادله 3 جایگذاری می‌شود. چون جهت غالب انتشار موج \vec{E}_n جهت Z انتخاب شده است؛ عملگر لاپلاسی را به صورت $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \nabla_T^2$ می‌شود که لاپلاسی عرضی در سیستم مختصات متعامد با $\left(\frac{1}{r}\right) \left(\frac{\partial}{\partial r}\right) \left(r \frac{\partial}{\partial r}\right) + \left(\frac{1}{r}\right)^2 \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ بیان می‌شود. که از تقریب دامنه استفاده می‌شود؛ یعنی فرض می‌شود که تغییرات A_n نسبت به Z تنها در فاصله‌های بزرگ تر از یک طول موج نور رخ می‌دهد. در این صورت معادله 1 برابر می‌شود با

$$2ik_n \frac{\partial A_n}{\partial z} + \nabla_T^2 A_n = -\frac{4\pi\omega_n^2}{c^2} p_n e^{i\Delta kz} \quad (4)$$

که $\Delta k = k_n - k_n$ بردار موج می‌باشد. این نتیجه به معادله موج پیرا محوری مشهور است، زیرا تقریب چشم پوشی از سهم $\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}$ در سمت چپ معادله، تا آنجایی موجه است که موج \vec{E}_n بیشتر در طول و حول محور Z منتشر شود [1].

اگر A_p و A_s نشان دهنده دامنه‌های با تغییرات ضعیف میدان الکتریکی نوسانی با بسامدهای ω_p و ω_s باشند، معادلات انتشار غیرخطی⁴ برای دو بسامد با استفاده از معادله 4 به صورت زیر است [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} &= \frac{i}{2\kappa_p} \nabla_T^2 A_p + \tan \rho_p \frac{\partial A_p}{\partial x} - \frac{\alpha_p}{2} A_p \\ &+ \frac{i}{2\kappa_p} \mu_0 \omega_p^2 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_p^* A_s e^{-i(2\kappa_p - \kappa_s)z} \\ \frac{\partial A_s}{\partial z} &= \frac{i}{2\kappa_s} \nabla_T^2 A_s + \tan \rho_s \frac{\partial A_s}{\partial x} - \frac{\alpha_s}{2} A_s \\ &+ \frac{i}{2\kappa_s} \mu_0 \omega_s^2 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_p^2 e^{i(2\kappa_p - \kappa_s)z} \quad (5) \end{aligned}$$

دو معادله ذکر شده به معادلات انتشار غیرخطی معروف می‌باشند. در فرمول قبل A_p و A_s به ترتیب دامنه میدان محیط و پمپ، ω_p و ω_s فرکانس محیط و

مهم‌ترین کاربرد این کار در ساخت لیزرها و همچنین برای تولید هارمونیک‌های بالاتر¹ در محیط‌های اپتیک غیرخطی² می‌باشد که کمک می‌کند تا ماده‌ای را که برای تولید هارمونیک دوم مورد استفاده قرار می‌گیرد، بهتر انتخاب شود تا رفتار لیزر بهتر و بهینه‌تر باشد و بهره بهینه‌تری خارج سازد و اینکه برای بهینه‌تر شدن بهره تبدیلات توان و انرژی و تابش تولید هارمونیک دوم باید چه عواملی را مد نظر گرفت و چه عواملی را مد نظر نگرفت. یکی دیگر از کاربردهای این کار آن است که مقدمه‌ای برای مطالعات بیشتر در زمینه محاسبات عددی در محیط‌های اپتیک غیرخطی و تولید هارمونیک‌های بالاتر مانند تولید هارمونیک سوم³ و بالاتر باشد.

مبانی نظری

نور تابشی در محیط‌های اپتیک غیر خطی، کانونی می‌شود تا آنکه شدت و در نتیجه بهره فرایند اپتیک غیر خطی افزایش یابد. در ابتدا ماهیت برهم کنش‌های نوری غیر خطی باریکه‌های لیزری گوسی کانونی شده بر محیط بررسی می‌شود. فرض می‌کنیم که هر مولفه بسامدی باریکه از یک معادله موج به شکل زیر پیروی می‌کند [5]:

$$\nabla^2 \vec{E}_n - \frac{1}{(c_n)^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_n}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_n}{\partial t^2} \quad (1)$$

میدان الکتریکی \vec{E}_n و قطبش \vec{P}_n به صورت زیر نمایش داده می‌شود:

$$\vec{E}_n(r, t) = A_n(r) e^{i(k_n z - \omega_n t)} + \text{c. c.} \quad (2)$$

$$\vec{P}_n(r, t) = p_n(r) e^{i(k_n z - \omega_n t)} + \text{c. c.} \quad (3)$$

در اینجا دامنه‌های موهومی A_n و p_n را کمیت‌های متغیر با مکان می‌گیریم تا \vec{E}_n و \vec{P}_n نمایش دهنده امواج غیر تخت باشند. علاوه بر این، بردار موج \vec{P}_n را متفاوت

1. High Harmonic Generation
2. Nonlinear Optical Media
3. Third Harmonic Generation

$$\sigma = (\kappa_s - 2\kappa_p)\ell \text{ و } \mathbf{a}_p = \alpha_p \ell \text{ و } \mathbf{a}_s = \alpha_s \ell \quad (8)$$

که σ عدم آمیختگی فاز⁷ می باشد. ℓ طول محیط می باشد.

شرایطی که در این کار در نظر گرفته شده است این می باشد که پراش، پخش شدگی پرتو و جذب وجود ندارد اما آمیختگی فاز و تخلیه پمپ وجود دارد.

برای اینکه بهره تبدیل تابش تولید هارمونیک دوم را بتوان تعریف کرد، ابتدا تابش ورودی تولید هارمونیک دوم برای پرتوهای گوسی موازی با حضور آمیختگی فاز یعنی $\sigma = \mathbf{0}$ و حضور پمپ و شرایط ذکر شده تعریف می شود [6]:

$$I_s(\ell) = I_p(0) \tanh^2 \left(\sqrt{\frac{I_p(0)}{I_a}} \right) \quad (9)$$

که در آن

$$I_a = \frac{c\epsilon_0 n_p^2 n_s \lambda_p^2}{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 l^2} \quad (10)$$

I_a دارای واحدهای تابش⁸ می باشد. در اینجا c سرعت نور، ϵ_0 ضریب گذردهی، n_p ضریب شکست خروجی، n_s ضریب شکست ورودی، λ_p طول موج خروجی، d_{eff} ضریب موثر، l طول می باشد. با توجه به معادله 9 بهره تبدیل تابش تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده به صورت زیر نوشته می شود [8] [7]:

$$\eta_{SHG}^l = \frac{I_s(l,0,0)}{I_p(0)} = \tan^2 h^2 \sqrt{K_1} \quad (11)$$

در اینجا K_1 تابش اوج ورودی نرمالیزه است که بصورت زیر تعریف می شود:

فرکانس پمپ، κ_p و κ_s بردار موج محیط و بردار موج پمپ، ρ_p و ρ_s چگالی سطح، α_p و α_s ضریب جذب خطی و غیرخطی، μ_0 پتانسیل شیمیایی، ϵ_0 ضریب گذردهی، d_{eff} ضریب موثر و $2\kappa_p - \kappa_s$ عدم آمیختگی فاز می باشد. معادلات فوق شامل اثرات (جمله اول اثرات پراش¹، جمله دوم پخش شدگی پرتو²، جمله سوم ضریب جذب خطی³ و جمله آخر بسامد غیرخطی مجموع) می باشند. این معادلات باید با تکنیک های عددی⁴ که در ادامه گفته می شوند حل شوند. تاثیرات پرتوهای کانونی روی تبدیل بسامد غیرخطی بوسیله ∇^2_T در معادلات انتشار تعیین می شود. نور کانونی قوی در مواد غیرخطی می تواند به محیط آسیب رساند و انرژی تبدیل شده از فرکانس بالاتر می تواند به همراه پرتوهای موازی⁵ حاصل گردد [6].

تولید هارمونیک دوم یک حالت خاص از تولید بسامد مجموع⁶ می باشد. بنابراین دامنه های نرمالیزه پمپ و میدان تولید هارمونیک دوم به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\mathbf{u}_p \equiv \frac{A_p}{A_0} \text{ و } \mathbf{u}_s \equiv \frac{A_s}{A_0} \quad (6)$$

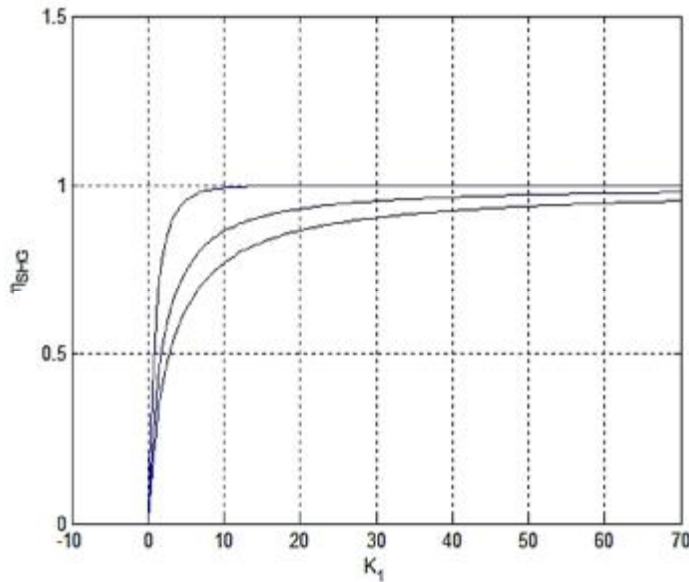
که A_0 یک عدد حقیقی است که در ادامه توصیف می شود. معادله 5 به صورت زیر می توان نوشت:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_p}{\partial z} &= \frac{il}{2\kappa_p r_0^2} \nabla^2_T u_p + \frac{1 \tan \rho_p}{r_0} \frac{\partial u_p}{\partial x} \\ &- \frac{a_p}{2} u_p + \frac{4\pi i d_{\text{eff}} l A_0}{\lambda_p n_p} u_p * u_s e^{i\sigma z} \\ \frac{\partial u_s}{\partial z} &= \frac{il}{2\kappa_s r_0^2} \nabla^2_T u_s + \frac{1 \tan \rho_s}{r_0} \frac{\partial u_s}{\partial x} \\ &- \frac{a_s}{2} u_s + \frac{2\pi i d_{\text{eff}} l A_0}{\lambda_s n_s} u_p^2 e^{-i\sigma z} \end{aligned} \quad (7)$$

که در آن

1. Diffraction
2. Beam Walk-Off
3. Absorption
4. Numerical Calculations
5. Collimated Beams
6. Sum Frequency Generation or SFG

7. Phase Mismatch
8. Units of Irradiance



شکل 1. نمای بهره تبدیلات تابش و توان و انرژی تولید هارمونیک دوم برحسب تابش اوج ورودی نرمالیزه در بازه کوچک.

صفحه ورودی $z = 0$ در نظر گرفته شده است. بنابراین بهره تبدیل توان تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\eta_{SHG}^p = \frac{P_s(l, t_1)}{P_p(0, t_1)} = 2 \int_0^\infty r_1 dr_1 e^{-r_1^2} \tan h^2 \sqrt{K_1 e^{-r_1^2}} \quad (15)$$

همچنین برای به دست آوردن بهره تبدیل انرژی تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده، ابتدا انرژی ورودی و انرژی خروجی را به صورت زیر می‌توان نوشت. برای پرتوهای گوسی موازی با شکل‌های گوسی زمانی و فضایی می‌توان نوشت:

$$E_s(\ell) = 2\pi \int_{-\infty}^\infty dt \int_0^\infty r dr I_s(\ell) = 2\pi r_{p0}^2 t_{p0} I_{p0} \int_{-\infty}^\infty dt_1 \times \int_0^\infty r_1 dr_1 e^{-r_1^2} e^{-t_1^2} \tan h^2 \sqrt{K_1 e^{-r_1^2} e^{-t_1^2}} \quad (16)$$

$$K_1 = \frac{I_{p0}}{I_a} \quad (12)$$

تابش اوج ورودی نرمالیزه برابر تابش خروجی به واحدهای تابش می‌باشد. برای به دست آوردن بهره تبدیل توان تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده، ابتدا توان ورودی و توان خروجی در شرایط فوق را باید تعریف کرد:

$$P_s(l, t_1) = \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty dx dy I_s(l, t) \quad (13)$$

توان ورودی می‌باشد و

$$P_p(0, t_1) = r_0^2 I_{p0} g_p(t_1) \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty f_p(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \quad (14)$$

توان خروجی می‌باشد. در اینجا $g_p(t_1)$ و $f_p(x_1, y_1)$ توزیع فضایی¹ و زمانی² نرمالیزه تابش پرتو پمپ در

1. Normalized Spatial Distribution
2. Normalized Temporal Distribution

انرژی ورودی و

یافته‌ها

با استفاده از معادلات 11 و 15 و 18، به نمایش نموداری بهره تبدیلات تولید هارمونیک دوم در شرایط عدم وجود پراش، پخش شدگی پرتو، جذب و در حضور آمیختگی فاز و تخلیه پمپ پرداخته می‌شود. در تمام سه فرمول 11 و 15 و 18 این نکته مشهود است که بهره‌های تبدیلات تولید هارمونیک دوم تنها به تابش اوج ورودی نرمالیزه بستگی دارد. در نهایت نمودارهای بهره‌های تبدیلات تولید هارمونیک دوم برحسب تابش اوج ورودی نرمالیزه در اشکال زیر نمایان می‌باشند.

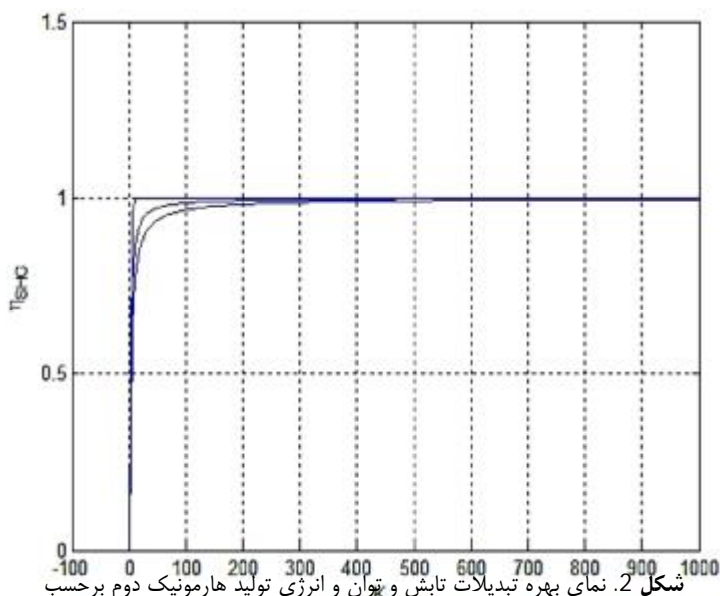
شکل 1 و 2 و 3 دارای سه منحنی می‌باشد که از بالا مربوط به بهره تبدیل تابش تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده، بهره تبدیل توان تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده و سومین منحنی مربوط به بهره تبدیل انرژی تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده می‌باشند. شکل 1 بهره تبدیلات تولید هارمونیک دوم در

$$E_p(\mathbf{0}) = r_0^2 t_0 I_{p0} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 g_p(t_1) \times \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 dy_1 f_p(x_1, y_1) \quad (17)$$

انرژی خروجی می‌باشد. پس بهره تبدیل انرژی تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده به صورت زیر می‌توان نوشت [6]:

$$\eta_{\text{SHG}}^E = \frac{E_s(l)}{E_p(0)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_0^{\infty} r_1 dr_1 \times e^{-r_1^2} e^{-t_1^2} \tan h^2 \sqrt{K_1 e^{-r_1^2} e^{-t_1^2}} \quad (18)$$

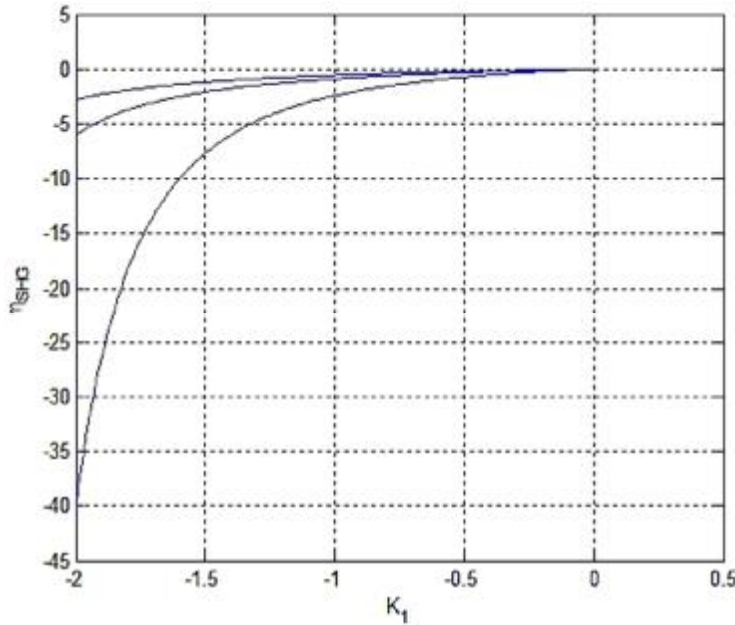
پس بهره‌های تبدیلات تابش و توان و انرژی تولید هارمونیک دوم در حضور آمیختگی فاز و تخلیه پمپ و



شکل 2. نمای بهره تبدیلات تابش و توان و انرژی تولید هارمونیک دوم برحسب تابش اوج ورودی نرمالیزه در بازه بزرگ.

شرایط ذکر شده برحسب تابش اوج ورودی نرمالیزه برای K_1 های کوچک بین صفر تا هفتاد می‌باشد. شکل 2 بهره تبدیلات تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده برحسب تابش اوج ورودی نرمالیزه برای K_1 های بزرگ در حد بینهایت بین صفر تا هزار می‌باشد. و شکل 3 بهره

در غیاب پراش، پخش شدگی پرتو و جذب در فرمول‌های 11 و 15 و 18 به دست آمد.



شکل 3. نمای بهره تبدیلات تابش و توان و انرژی تولید هارمونیک دوم برحسب تابش اوج ورودی نرمالیزه در بازه منفی.

که به هیچ وجه بهره بیشتر از یک معنا ندارد و نادرست است. البته در اشکال 1 و 2 منحنی‌ها کمتر از یک می‌باشند و عدد یک را نشان نمی‌دهند اما نزدیک به عدد یک می‌باشند، لازم بذکر است که به علت وجود شرط آمیختگی فاز منحنی‌های بهره تبدیل در اشکال 1 و 2، نزدیک به یک می‌باشد و اگر این شرط برقرار نبود به طور حتم بهره‌های تبدیلات در حد نیم یا کمی بیشتر می‌شوند. باید گفت در اکثر فرایندهای اپتیک غیرخطی به دلیل ناتوانی روش‌های آمیختگی فاز کامل، کاهش چشمگیری در بهره تبدیل آنها رخ می‌دهد. ام در اینجا چون شرط آمیختگی فاز برقرار است لذا کاهشی بر روی بهره تبدیلات تولید هارمونیک دوم در نمودارها مشاهده نمی‌شود. اضافه می‌شود که اگر حتی شرط آمیختگی فاز برقرار نبود روش‌های زیادی از جمله روش تطبیق شبه فاز را می‌توان بکار برد تا شرط آمیختگی فاز برقرار شود. شکل 2 این نتیجه را بیان می‌کند که بهره‌های تبدیلات تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده برای تابش اوج ورودی نرمالیزه در حد زیاد و بالا، به طور تقریب نزدیک به یک خواهند شد و یک منحنی را تشکیل می‌دهند یعنی بهره تبدیل تابش و بهره تبدیل

تبدیلات تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده برحسب تابش اوج ورودی نرمالیزه برای K_1 های منفی بین صفر تا منفی دو می‌باشد.

اشکال فوق توسط نرم‌افزار متلب رسم شده و دقت آنها 0/01 می‌باشند.

نتایج

در تمامی فرمول‌های 11 و 15 و 18 این موضوع مشهود است که بهره‌های تبدیلات تابش و توان و انرژی تولید هارمونیک دوم در شرایط عدم وجود پراش، پخش‌شدگی پرتو و جذب و حضور آمیختگی فاز و تخلیه پمپ تنها به تابش اوج ورودی نرمالیزه بستگی دارد. بنابراین در اشکال 1 و 2 و 3 قابل مشاهده می‌باشد که هرچه تابش اوج ورودی نرمالیزه بیشتر شود بهره تبدیلات تولید هارمونیک دوم نیز افزایش می‌یابد تا اینکه بهره تبدیلات هارمونیک دوم عددی نزدیک به یک را نشان می‌دهند و بیشتر از آن نمی‌شوند که این موضوع، حالت بهینه بهره تبدیلات تولید هارمونیک دوم در شرایط ذکر شده را نیز بیان می‌کند. دلیل آنکه در نمودارهای اشکال 1 و 2، بهره‌های تبدیلات در آنها بیشتر از یک نمی‌شود آن است

از آنجایی که نمودارهای فوق رفتار بهره تبدیل توان و تابش و انرژی نور لیزر در ماده غیرخطی با پذیرفتاری مرتبه دوم یعنی همان تولید هارمونیک دوم زمانی که تخلیه پمپ و آمیختگی فاز حضور داشته و پراش، پخش شدگی پرتو و جذب حضور نداشته باشند را نمایش می‌دهد. لذا می‌توان جهت بهینه کردن رفتار بهره‌های تبدیلات در لیزرها موادی غیرخطی را انتخاب کرد که رفتار بهره آنها با رفتار حالت بهینه بهره‌ها در نمودارهای حاصله مشترک باشد. بنابراین با توجه به نمودارهای فوق می‌توان رفتار بهره لیزرها را بهینه‌تر کرد.

توان و بهره تبدیل انرژی در تابش اوج ورودی نرمالیزه بالا یک عدد ثابت و نزدیک به یک را نمایش می‌دهند. این شکل مهر تصدیقی بر نتایج حاصله از شکل 1 می‌باشد.

شکل 3 نیز این نتیجه را بیان می‌کند که اگر تابش اوج ورودی نرمالیزه وجود نداشته باشد بهره تبدیل نیز وجود نخواهد داشت زیرا نمودار این حقیقت را اثبات می‌کند که بهره زیر صفر وجود ندارد. بنابراین می‌توان گفت که بهره تبدیل بین صفر تا مقدار ناچیزی کمتر از یک خواهد بود و بهره‌های بیشتر از یک و کمتر از صفر به طور کلی معنایی ندارد و نادرست می‌باشد.

References

- [1] R. Boyd, *Nonlinear Optics* (3rd ed.), Academic Press. (2008) 116-117.
- [2] M. Bandres, V. Gutierrez, C. Julio, Ince Gaussian beams, *Opt.Lett.OSA* (2004) 144-146.
- [3] E. Karimi, G. Zito, B. Piccirillo, L. Marucci, E. Santamato, Hypergeometric-Gaussian beams, *Opt. Lett.OSA* (2007) 3053-3055.
- [4] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, L. Marrucci, P. S. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear dielectric, *Phys.Rev.* (1962) 1927-1928.
- [5] M. J. A de Dood, Second Harmonic Generation, Huygens Laboratorium 909a. (2006) 8.
- [6] S. Guha, L. P. Gonzalez, Laser Beam Propagation in Nonlinear Optical Media, Air Force Research Laboratory. (2014) 176 -179.
- [7] W. Ubachs, *Nonlinear Optics*, Vrije Universiteit Amsterdam. (2007) 39.
- [8] W. F. Hagen, P. C. Magnante, Efficient Second Harmonic Generation with Diffraction Limited and High spectral Radiance Nd Glass Lasers, *Journal of Applied physics.* (1968) 219-220.