

تابع توزیع سه بعدی دمای لیزر القا شده در طیف نمای جابجایی گرمانوری

محمود سلطان‌الکتابی و محمدحسین نادری

گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

دریافت نسخه نهایی: ۸۰/۱۲/۹

دریافت مقاله: ۸۰/۵/۸

چکیده

در این مقاله، با به کارگیری رهیافت توابع گرین تابع توزیع سه بعدی دمای لیزر القا شده در یک محیط مادی که بنا به روش طیف نمای جابجایی گرمانوری، توسط یک چشمه لیزری موج پیوسته مدوله شده برتابیده می شود را تعیین کرده ایم و ویژگیهای آن را مورد مطالعه قرار داده ایم. تابع توزیع مزبور که به ویژگیهای چشمه لیزری، مانند توان، بسامد مدولاسیون و شعاع باریکه لیزری، و نیز مشخصه های اپتیکی و گرمایی ماده برتابیده و محیط اطراف آن، مانند ضریب جذب اپتیکی و ضرایب رسانندگی و پخش گرمایی، وابسته است از خود رفتاری شبیه به یک موج گرمایی میراثونده نشان می دهد. علاوه بر این، تابع توزیع مزبور را برای یک نمونه معین (GaAs) به روش عددی مورد بررسی قرار داده ایم. نتایج به دست آمده نشان می دهند که تغییر بسامد مدولاسیون تأثیر چندانی بر رفتار کلی انتشار موج گرمایی ندارد. از سوی دیگر معلوم شده است که افزایش بسامد مدولاسیون علاوه بر اینکه موجب کاهش دمای سطح نمونه می گردد، میرایی سیگنال گرما نوری را نیز سرعت می بخشد.

واژه های کلیدی: طیف نمای گرمانوری، اثر گرمانوری، موج گرمانوری، تابع توزیع دما

۱. مقدمه

فیزیک موج گرمایی شاخه ای از دانش فیزیک کاربردی است که گستره قابل توجهی از روشها و پدیده های مبتنی بر تبدیل انرژی نورانی جذب شده در جامدات و شاره ها به گرما را دربرمی گیرد. اگرچه فرایندهای جذب انرژی نورانی در اکثر مواد به طور گزینشی صورت می گیرد، لیکن حالت های برانگیخته الکترونی در اتمها و مولکولها معمولاً از طریق مجموعه ای از گذارهای ناتابشمنند، وانگیکته می شوند و این به نوبه خود سبب افزایش دمای ماده می گردد. چنین فرایندهایی منشأ اثرهای گرمانوری به حساب می آیند که به کمک آنها می توان ویژگیهای ساختاری، اپتیکی و گرمایی محیطهای مادی را مورد مطالعه قرار داد.

امواج گرمایی [۱] در اثر تولید و انتشار تناوبی گرما در محیط به وجود می آیند. از این رو، امواج مزبور را می توان توسط سازوکارهای گوناگون ایجاد کرد که متداولترین آنها جذب انرژی از یک باریکه نوری [۲] یا از یک باریکه الکترونی [۳] مدوله شده توسط محیط مادی است. در واقع هنگامی که یک چشمه انرژی مدوله شده بر سطح محیط مادی، مثلاً سطح یک جسم جامد کدر، کانونی می شود بخشی از انرژی فرودی توسط جسم جامد جذب و به دنبال آن جریان گرمایی موضعی متناوبی در آن تولید می شود. این جریان گرما، یک فرایند پخش است که به پدیداری یک توزیع دمای تناوبی (موج گرمایی) می انجامد. مناسبترین چشمه انرژی برای تولید موج

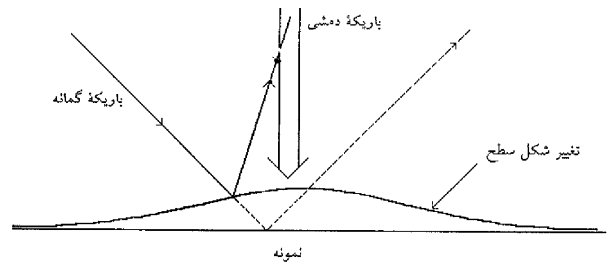
گونه خاصی از روش PPTDS به حساب می‌آید و برای آشکارسازی گرمایش اپتیکی نمونه‌های جامد، به ویژه مواد نیمرسانا به کار گرفته می‌شود، اساساً بر پایه آشکارسازی جابجایی سطح نمونه تحت تابش استوار است. اصول این روش چنین است: یک باریکه لیزر تپی (باریکه دمشی) بر سطح یک جسم جامد تابانده می‌شود. انرژی جذب شده در جسم به سبب واانگیختگی‌های ناتابشمنند به گرما تبدیل می‌شود و گرمایش ناحیه برتابیده از طریق جفت‌شدگی گرماکشایند به انبساط حجم برهم‌کنش می‌انجامد، که این به نوبه خود موجب جابه‌جایی سطح نمونه می‌گردد (شکل ۱). در یک روش، جابه‌جایی مزبور با به‌کارگیری یک باریکه لیزر ضعیف دیگر (باریکه گمانه) و به روش تداخل‌سنجی آشکار می‌شود. سیگنال حاصل از آشکارساز سپس به یک تقویت‌کننده کوکپذیر هدایت و برونداد آن به صورت تابعی از طول موج نور مدوله شده فرودی نگاشته می‌شود. به اینسان، بینابهای جابجایی گرمانوری که مربوط به جذب اپتیکی در نمونه هستند به دست می‌آیند. در روشی دیگر، آشکارسازی امواج گرمایی بر اساس مطالعه انحراف باریکه گمانه انجام می‌پذیرد. این انحراف به دلیل ناپکناختی نمار شکست محیط اطراف نمونه و تشکیل عدسی گرمایی روی می‌دهد. به عنوان مثال، مطالعات طیف‌نمایی بر روی سیلیکان بی‌شکل و تعیین پارامترهای مشخصه اپتیکی و گرمایی آن با استفاده از هر دو روش تداخل‌سنجی لیزری و انحراف باریکه لیزر انجام پذیرفته است [۱۱]. بررسیهای مزبور به بسامدهای مدولاسیون کم و میانه محدود بوده است. اندازه‌گیری ضخامت فیلمهای نازک شفاف و کدر بر اساس آشکارسازی موج گرمایی به روش انحراف باریکه [۲۸] مورد دیگری است که می‌توان به آن اشاره کرد. در این بررسی با فرض این که هر دو باریکه دمشی و گمانه به طور عمود بر سطح نمونه فرود می‌آیند، تغییر شکل‌های گرماالقاییده سطح و اثرهای عدسی گرمایی در بسامدهای مدولاسیون تا حدود ۱۰ مگاهرتز اندازه‌گیری شده‌اند و تابع توزیع یک بعدی دما با استفاده از تبدیلات انتگرالی به دست آمده است. به ویژه معلوم

گرمایی باریکه لیزر است، زیرا آن را به سهولت می‌توان مدوله و کانونی کرد و یک چشمه انرژی موضعی فراهم آورد. از سوی دیگر، امواج گرمایی را می‌توان به شیوه‌های گوناگون آشکار کرد. اندازه‌گیری گرمانوری تابش فروسرخ گسیل شده از سطح نمونه تحت تابش [۴]، آشکارسازی نوری صوتی شارش گرما از نمونه به محیط اطراف توسط دیده‌بانی تغییرات فشار [۶ و ۵]، بررسی انحراف باریکه لیزر گذرنده از لایه گاز یا مایعی که روی سطح نمونه قرار گرفته و به صورت تناوبی گرم شده است [۸ و ۷]، آشکارسازی اپتیکی تغییر شکل‌های گرماکشایندی [۹ و ۱۰] و آشکارسازی تداخل‌سنجی جابه‌جایی‌های گرماکشایندی [۱۰ و ۱۱] سطح نمونه از جمله این روشها به حساب می‌آیند. به ویژه دو روش اخیر که شالوده طیف‌نمایی تغییر شکل گرمانوری تپی^۱ (PPTDS) [۱۳ و ۱۲] را تشکیل می‌دهند، به دلیل امتیازهای منحصر به فردی که نسبت به روشهای طیف‌نمایی گرماصوتی از خود نشان داده‌اند و نیز آگاهیهای ارزشمندی که در مورد پارامترهایی همچون ضریب جذب اپتیکی، ضریب پخش گرمایی و ضریب رسانندگی گرمایی اجسام جامد فراهم می‌آورند توجه فزاینده‌ای را به خود جلب کرده‌اند. مجموعه روشهای تولید و آشکارسازی امواج گرمایی که در بالا به آنها اشاره شد کاربردهای عملی جالب توجهی را به خود اختصاص داده‌اند که از آن جمله می‌توان به تعیین ضخامت لایه‌های نازک با مشخصه‌های گرمایی مختلف [۱۴]، اندازه‌گیری سرعت و غلظت شاره متحرک مبتنی بر روشهایی مانند اندازه‌گیری جابه‌جایی فاز [۱۵ و ۱۶]، طیف‌نمایی انحراف نور گرمایی [۸ و ۱۷ و ۱۸] و عدسی نور گرمایی [۱۹ و ۲۰]، تعیین دقیق ضریب پخش گرمایی محیط با استفاده از روشهای تداخل‌سنجی امواج گرمایی [۲۱]، تعیین ضریب جذب اپتیکی لایه‌های نازک نیمرسانا [۲۲]، توموگرافی صنعتی [۲۳ و ۲۴] و پزشکی [۲۵] و نمای‌سنجی عمق [۲۶] اشاره کرد.

روش طیف‌نمایی جابجایی گرمانوری^۲ (PTDS) [۲۷] که

1. Pulsed Photothermal Deformation Spectroscopy
2. Photothermal Displacement Spectroscopy

برخی تبدیلات انتگرالی، معادلات پخش گرمایی مربوطه را حل می‌کنیم و به این ترتیب عبارت صریحی برای تابع توزیع دما در سه بعد به دست می‌آوریم. علاوه بر این، رفتار تابع توزیع دما را برای یک نمونه جامد معین (GaAs) مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌دهیم.



شکل ۱. طرحواره‌ای از روش طیف نمایی جابه جایی گرمانوری.

۲. تابع توزیع دمای لیزر القا شده - رهیافت عام

در این بخش با استفاده از روش توابع گرین به تعیین تابع توزیع دمای ماده‌ای که تحت تابش یک چشمه لیزری موج پیوسته مدوله شده قرار گرفته است می‌پردازیم. برای این منظور پیکربندی نشان داده شده در شکل ۲ را در نظر می‌گیریم که در آن نمونه مورد مطالعه روی یک بستره دلخواه نشانده شده و در تماس مستقیم با یک سیال قرار گرفته است. ضخامت سیال، نمونه و بستره را به ترتیب با l_f , l_b و l_s نشان می‌دهیم و مبدأ دستگاه مختصات را محل تماس سیال و نمونه انتخاب می‌کنیم. فرض می‌کنیم باریکه لیزر فقط توسط نمونه جذب می‌شود و دو محیط دیگر (سیال و بستره) کاملاً شفاف هستند. علاوه بر این، برای سادگی فرض بر آن است که هر سه ناحیه در جهت‌های شعاعی تا بی‌نهایت گسترش یافته‌اند. به اینسان وقتی نمونه توسط یک باریکه لیزری استوانه‌ای برتابیده می‌شود، دمای Φ در سه ناحیه مزبور، مجموعه معادلات پخش گرمایی سه بعدی زیر را برآورده می‌کند

$$\frac{\partial^2 \Phi_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_f}{\partial z^2} = \frac{1}{D_f} \frac{\partial \Phi_f}{\partial t}, \quad 0 \leq z \leq l_f \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_s}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_s}{\partial z^2} = \frac{1}{D_s} \frac{\partial \Phi_s}{\partial t} - A(r)e^{\alpha z} (1 + e^{i\omega t}), \quad -l \leq z \leq 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi_b}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_b}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_b}{\partial z^2} = \frac{1}{D_b} \frac{\partial \Phi_b}{\partial t} \quad -l - l_b \leq z \leq -l \quad (3)$$

در معادلات بالا D_f , D_s و D_b به ترتیب ضریب پخش گرمایی سیال، نمونه و بستره، α ضریب جذب اپتیکی نمونه و $A(r)$

شده است که حتی برای موادی مانند Si، که ضریب انبساط گرمایی آن کوچک است، تغییر شکل گرمایی سطح قابل ملاحظه است، به طوری که برای بیشترین مقدار بسامد مدولاسیون (۱۰ مگا هرتز) تغییر شکل سطح، فرایند اندازه‌گیری را کاملاً تحت الشعاع قرار می‌دهد. در تحلیل دیگری از طیف نمایی جابه جایی نوری جامدات [۲۹]، با چشم‌پوشی از مؤلفه‌های گذرا و مستقیم دما، تابع توزیع یک بعدی دمای نمونه به دست آمده است. نتایج حاصل از برآوردهای عددی مربوط به برخی نمونه‌های جامد، نشان از امکان دستیابی به سیگنال‌های جابه جایی نوری، فراسوی نوفه‌های حرارتی دارند. از سوی دیگر، موضوع تغییر شکل گرمانوری حاصل از تب لیزری با نمایه زمانی مربع مستطیلی در سه بعد نیز مورد مطالعه قرار گرفته است. با فرض این که جفت‌شدگی گرماکشایند یک فرایند شبه‌ایستا است، با بکارگیری روشی مبتنی بر تبدیلات انتگرالی، عبارتهای صریحی برای توزیع دما در نمونه و سیگنال تغییر شکل گرمانوری به دست آمده است [۳۰].

در این مقاله با بکارگیری روش توابع گرین به بررسی نظری تابع توزیع سه بعدی دمای لیزر القا شده در یک محیط مادی خواهیم پرداخت. فرض بر این است که ماده مورد نظر تحت تابش یک چشمه لیزری با موج پیوسته مدوله شده قرار می‌گیرد. علاوه بر این فرض می‌کنیم که بزرگی شعاع باریکه لیزر با گسترش طولی ماده برتابیده قابل مقایسه باشد. از این رو بررسی مسئله نیازمند تحلیل سه بعدی است. پس از معرفی الگوی نظری مسئله، با استفاده از روشی مبتنی بر توابع گرین و

آشکارسازی آن از روشهای حساس به فاز استفاده می‌شود لذا تنها به تعیین پاسخ تناوبی هر یک از معادله‌های مزبور بسنده می‌کنیم. بر این اساس، معادلات (۱ تا ۳) را با در نظر گرفتن جمله چشمه $A(r, z, t) = A(r) e^{\alpha z} e^{i\omega t}$ حل خواهیم کرد.

برای این منظور، روند زیر را به کار می‌بندیم:
الف) نخست با به کارگیری تبدیل هانکل، مشتقات جزئی نسبت به متغیر r در معادله‌های (۱ تا ۳) را از میان برمی‌داریم. با توجه به رابطه زیر [۳۱]

$$\Phi(r, z, t) = \int_0^\infty \Psi(\lambda, z, t) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad (7)$$

که در آن $\Psi(\lambda, z, t)$ تبدیل هانکل $\Phi(r, z, t)$ و $J_0(\lambda r)$ تابع بسل مرتبه صفر است، چنین به دست می‌آوریم

$$\frac{\partial}{\partial r} \Phi(r, z, t) = - \int_0^\infty \Psi(\lambda, z, t) J_1(\lambda r) \lambda^2 d\lambda \quad (8)$$

و

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \Phi(r, z, t) = - \int_0^\infty \Psi(\lambda, z, t) \left[\lambda^2 J_0(\lambda r) - \frac{\lambda}{r} J_1(\lambda r) \right] d\lambda. \quad (9)$$

جایگزینی معادله‌های (۸) و (۹) در معادله‌های (۱ تا ۳) چنین نتیجه می‌دهد

$$-\lambda^2 \Psi_f + \frac{\partial^2 \Psi_f}{\partial z^2} = \frac{1}{D_f} \frac{\partial \Psi_f}{\partial t}, \quad 0 \leq z \leq l_f \quad (10)$$

$$-\lambda^2 \Psi_s + \frac{\partial^2 \Psi_s}{\partial z^2} = \frac{1}{D_s} \frac{\partial \Psi_s}{\partial t} - A(\lambda) e^{\alpha z} e^{i\omega t}, \quad -1 \leq z \leq 0. \quad (11)$$

$$-\lambda^2 \Psi_b + \frac{\partial^2 \Psi_b}{\partial z^2} = \frac{1}{D_b} \frac{\partial \Psi_b}{\partial t}, \quad -1-l_b \leq z \leq -1 \quad (12)$$

تابع $A(\lambda)$ در معادله (۱۱) تبدیل هانکل $A(r)$ است و با رابطه زیر داده می‌شود

$$A(r) = \int_0^\infty A(\lambda) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda.$$

با بکارگیری رابطه زیر [۳۱]

$$\int_0^\infty x^{\mu+1} \exp(-\gamma x^2) J_\mu(\beta x) dx = \frac{\beta^\mu}{(\gamma)^\mu} \exp\left(-\frac{\beta^2}{\gamma}\right)$$

و با توجه به رابطه (۴) پس از اندک محاسبات جبری چنین به دست می‌آوریم

سیال (f)	نمونه (s)	بستره (b)
-------------	--------------	--------------



شکل ۲. پیکربندی هندسی مسئله تعیین تابع سه‌بعدی دمای لیزر القا شده.

تابعی است که بنابر رابطه زیر به توزیع شدت لیزر دمشی مربوط می‌شود

$$A(r) = \frac{\alpha P \eta}{k_s \pi a^2} \exp(-\tau r^2 / a^2). \quad (13)$$

در رابطه بالا، P توان لیزر دمشی، η ضریب تبدیل نور به گرما، k_s ضریب رسانندگی گرمایی نمونه و a شعاع کمر باریکه دمشی گاوسی است (شعاع در $1/e^2$). علاوه بر این، فرض می‌کنیم که شدت باریکه دمشی با بسامد ω مدوله شده است و از این رو جمله چشمه در معادله (۲) دارای وابستگی زمانی $\exp(i\omega t)$ است. بنابر لزوم پیوستگی انرژی و دما در $z=0$ و $z=-1$ شرایط مرزی زیر برقرارند

$$k_s \frac{\partial \Phi_s}{\partial z} \Big|_{z=0} = k_f \frac{\partial \Phi_f}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad k_s \frac{\partial \Phi_s}{\partial z} \Big|_{z=-1} = k_b \frac{\partial \Phi_b}{\partial z} \Big|_{z=-1}, \quad \Phi_s \Big|_{z=-1} = \Phi_b \Big|_{z=-1}, \quad \Phi_s \Big|_{z=0} = \Phi_f \Big|_{z=0}. \quad (14)$$

که در آن، k_f و k_b به ترتیب ضرایب رسانندگی گرمایی سیال و بستره هستند. به علاوه فرض می‌کنیم که در دامنه $z = \pm\infty$ Φ به صفر می‌گراید

$$\Phi_b \Big|_{z=-\infty} = \Phi_f \Big|_{z=+\infty} = 0. \quad (15)$$

آشکار است که پاسخهای معادلات (۱ تا ۳) مختلط هستند. آنچه به عنوان تابع توزیع دمای T در هر ناحیه مورد جستجو است، بخش حقیقی تابع Φ در همان ناحیه است. در حالت ایستا، پاسخ معادلات (۱ تا ۳) شامل جملات مانا و تناوبی است. اما با توجه به این واقعیت که در عمل، سیگنال مشاهده‌پذیر فقط به جمله تناوبی وابسته است و معمولاً برای

پاسخهای عام معادلات (۲۰-۲۲) را چنین می توان نوشت

$$G_{fL} = C(\lambda, p) e^{\beta_f z} + R(\lambda, p) e^{-\beta_f z}, \quad (23)$$

$$G_{sL} = U(\lambda, p) e^{\beta_s z} + V(\lambda, p) e^{-\beta_s z} - E(\lambda, p) e^{\alpha z}, \quad (24)$$

$$G_{bL} = W(\lambda, p) e^{\beta_b(z+1)} + D(\lambda, p) e^{-\beta_b(z+1)}, \quad (25)$$

که در آن

$$E(\lambda, p) = \frac{A(\lambda)}{\alpha^\gamma - (\lambda^\gamma + p/D_s)} \exp(-p\tau) \quad (26)$$

و

$$\beta_i = \sqrt{(\lambda^\gamma + p/D_i)} \quad ; \quad i=f \text{ (سیال)}, i=s \text{ (نمونه)}, i=b \text{ (بستره)} \quad (27)$$

ضرایب C, R, U, V, W, D بر اساس شرایط مرزی (۵) و

(۶) تعیین می شوند. پس از انجام محاسبات، نتیجه چنین خواهد

بود

$$U(\lambda, p) = \frac{(1+b)(s+g)e^{\beta_s l} - (s-b)(1-g)e^{-\alpha l}}{H(\lambda, p)} E(\lambda, p), \quad (28\text{-الف})$$

$$V(\lambda, p) = \frac{(1+g)(b-s)e^{-\alpha l} + (g+s)(1-b)e^{-\beta_s l}}{H(\lambda, p)} E(\lambda, p), \quad (28\text{-ب})$$

$$W(\lambda, p) = U(\lambda, p)e^{-\beta_s l} + V(\lambda, p)e^{\beta_s l} - E(\lambda, p)e^{-\alpha l}, \quad (28\text{-پ})$$

$$R(\lambda, p) = U(\lambda, p) + V(\lambda, p) - E(\lambda, p), \quad (28\text{-ت})$$

$$H(\lambda, p) = (1+g)(1+b)e^{\beta_s l} - (1-g)(1-b)e^{-\beta_s l}, \quad (28\text{-ث})$$

$$C(\lambda, p) = D(\lambda, p) = 0. \quad (28\text{-ج})$$

در اینجا چنین تعریف کرده ایم

$$g = \frac{k_f \beta_f}{k_s \beta_s}, \quad b = \frac{k_b \beta_b}{k_s \beta_s}, \quad s = \frac{\alpha}{\beta_s} \quad (29)$$

(ت) سرانجام به منظور تعیین تابع توزیع دما در هر یک از سه

ناحیه سیال، نمونه و بستره، ابتدا تبدیل معکوس لاپلاس و

سپس تبدیل معکوس هانکل روابط (۲۳ تا ۲۵) را به دست

می آوریم. داریم

$$\begin{aligned} \Phi(r, z, t) &= \int_0^\infty \Psi(\lambda, z, t) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \\ &= \int_0^\infty \left[\int_0^\infty Q(\tau) G(\lambda, z, t, \tau) d\tau \right] J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \end{aligned}$$

$$A(\lambda) = \frac{\alpha P \eta}{\gamma k_s \pi} \exp(-a^\gamma \lambda^\gamma / \lambda). \quad (13)$$

(ب) در گام بعدی با استفاده از روش تابع گرین به حل

معادله های (۱۰ تا ۱۲) می پردازیم. برای این منظور ابتدا تابع

گرین مربوطه را چنین تعریف می کنیم

$$\Psi(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\tau) G(\lambda, z, t, \tau) d\tau, \quad (14)$$

که در آن

$$Q(\tau) = \begin{cases} \exp(i\omega\tau) & \tau \geq 0 \\ 0 & \tau < 0 \end{cases} \quad (15)$$

و $G(\lambda, z, t, \tau)$ تابع گرین است. به اینسان معادله های (۱۰ تا

(۱۲) به صورت زیر درمی آیند

$$\left[-\lambda^\gamma + \frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{1}{D_f} \frac{\partial}{\partial t} \right] G_f = 0, \quad 0 \leq z \leq l_f \quad (16)$$

$$\left[-\lambda^\gamma + \frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{1}{D_s} \frac{\partial}{\partial t} \right] G_s = -A(\lambda) e^{\alpha z} \delta(t-\tau), \quad -1 \leq z \leq 0. \quad (17)$$

$$\left[-\lambda^\gamma + \frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{1}{D_b} \frac{\partial}{\partial t} \right] G_b = 0, \quad -1-l_b \leq z \leq -1 \quad (18)$$

(پ) اکنون با استفاده از تبدیل لاپلاس، معادلات دیفرانسیل

پاره ای (۱۶ تا ۱۸) را به معادلات دیفرانسیل معمولی تبدیل

می کنیم. برای این منظور تبدیل لاپلاس تابع گرین

را در نظر می گیریم

$$G_L(\lambda, z, p, \tau) \equiv L[G] = \frac{1}{\gamma \pi} \int_0^\infty G(\lambda, z, t, \tau) e^{pt} dt. \quad (19)$$

با استفاده از روابط زیر [۳۱]

$$L\left[\frac{\partial G}{\partial t}\right] = pG_L, \quad L[\delta(t-\tau)] = \exp(-p\tau)$$

معادلات (۱۶ تا ۱۸) چنین خواهند شد

$$\left[-\lambda^\gamma + \frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{p}{D_f} \right] G_{fL} = 0, \quad 0 \leq z \leq l_f \quad (20)$$

$$\left[-\lambda^\gamma + \frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{p}{D_s} \right] G_{sL} = -A(\lambda) e^{\alpha z} e^{-p\tau}, \quad -1 \leq z \leq 0. \quad (21)$$

$$\left[-\lambda^\gamma + \frac{\partial^\gamma}{\partial z^\gamma} - \frac{p}{D_b} \right] G_{bL} = 0, \quad -1-l_b \leq z \leq -1 \quad (22)$$

(۳۶) می‌توان تعبیر فیزیکی ساده‌ای از $\Phi_f(r, z, t)$ ارائه کرد. تابعهای توزیع $\Phi(r, z, t)$ مختلط هستند و دمای مشاهده‌پذیر توسط بخش حقیقی این توابع مشخص می‌شود. اگر بخش حقیقی Φ_f را با T_f و بخشهای حقیقی و انگاری $\Psi_s(\lambda, z, t)$ ، که همان $R(\lambda, \omega)$ است، و β_f را به ترتیب با R_r و R_s و β_f و β_s نشان دهیم، آنگاه $T_f(r, z, t)$ را می‌توانیم چنین بنویسیم

$$T_f(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_s(\lambda, z, t)| e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r) \lambda \sin(\beta_f z - \omega t + \delta) d\lambda \quad (37)$$

که در آن، $\delta = \tan^{-1}(R_r/R_s)$ و $|\Psi_s(\lambda, z, t)| = \sqrt{R_r^2 + R_s^2}$ است. اکنون می‌توانیم تعبیر ساده‌ای از دمای سیال T_f ارائه کنیم. در $z=0$ دمای T_f با دمای سطح نمونه T_s برابر است. با افزایش z دمای T_f رفتاری شبیه به "موج گرمایی" دارد که دامنه آن به صورت نمایی میرا می‌شود و دوره تناوب آن $2\pi/\omega$ است. طول پخش گرمایی σ_f ، یعنی فاصله‌ای که در طول آن دامنه T_f به $1/e$ مقدار خود در $z=0$ کاهش می‌یابد از رابطه زیر به دست می‌آید

$$\sigma_f = \frac{1}{\beta_f} = \frac{1}{\text{Re} \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D_f}} \quad (38)$$

علاوه بر این، طول موج "موج گرمایی"، یعنی فاصله‌ای که موج در خلال یک دوره تناوب می‌پیماید عبارت است از

$$\lambda_f = \frac{2\pi}{\beta_f} = \frac{2\pi}{\text{Im} \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D_f}} \quad (39)$$

با استفاده از روابط (۲۸ الف-ث)، (۳۲)، (۲۶) و (۱۳) معادله (۳۷) را به شکل زیر بازنویسی می‌کنیم

$$T_f(r, z, t) = \frac{\alpha P \eta}{\tau \pi k_s} \int_0^{\infty} e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r) \lambda \sin(\beta_f z - \omega t + \delta) \times \frac{-(1+b)(1-s)e^{\beta_s l} + (1-b)(1+s)e^{-\beta_s l} - \tau(s-b)e^{-\alpha l}}{(1+b)(1+g)e^{\beta_s l} - (1-b)(1-g)e^{-\beta_s l}} e^{-a\lambda r/\lambda} d\lambda. \quad (40)$$

از آنجا که معادله بالا به شکل بسته نیست برای محاسبه آن لازم است که به روشهای عددی متوسل شویم. اما پیش از آن مناسب

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} Q(t) \left\{ \frac{1}{\tau \pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} G_L(\lambda, z, p, \tau) \times e^{pt} dp \right\} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \right]. \quad (30)$$

اکنون چنین تعریف می‌کنیم

$G_L(\lambda, z, p, \tau) = G_L(\lambda, z, p) e^{-p\tau}$
بنابراین با در نظر گرفتن معادله (۱۵) و تعویض ترتیب انتگرالگیری نسبت به متغیرهای p و τ ، رابطه (۳۰) به شکل زیر در می‌آید

$$\Phi(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_L \Big|_{p=i\omega} e^{i\omega t} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda. \quad (31)$$

به این ترتیب با استفاده از روابط (۲۳ تا ۲۵)، (۳۱) و (۲۸-الف تا ج) به ازای $p=i\omega$ تابع توزیع مختلط Φ را برای سه ناحیه مورد نظر چنین به دست می‌آوریم

$$\Phi_f(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\lambda, \omega) e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r) e^{i\omega t} \lambda d\lambda, \quad (32)$$

$$\Phi_s(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[U(\lambda, \omega) e^{\beta_s z} + V(\lambda, \omega) e^{-\beta_s z} - E(\lambda, \omega) e^{-\alpha z} \right] J_0(\lambda r) \lambda e^{i\omega t} d\lambda, \quad (33)$$

$$\Phi_b(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda, \omega) e^{\beta_b(z+l)} J_0(\lambda r) e^{i\omega t} \lambda d\lambda, \quad (34)$$

که در آن

$\beta_i = \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D_i}$ ؛ $i=f$ (سیال) $i=s$ (نمونه) $i=b$ (بستره)
آنچه برای تعیین سیگنال گرمانوری اهمیت دارد تابع $\Phi_f(r, z, t)$ است. با توجه به معادله‌های (۳۲) و (۲۸-ت) داریم

$$\Phi_f(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[U(\lambda, \omega) + V(\lambda, \omega) - E(\lambda, \omega) \right] e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r) e^{i\omega t} \lambda d\lambda. \quad (35)$$

از سویی با قراردادن $z=0$ در معادله (۳۳) در می‌یابیم که $R(\lambda, \omega)$ تبدیل هانکل تابع توزیع $\Phi_s(r, 0, t)$ است. با استفاده از این مطلب معادله (۳۵) را می‌توانیم چنین بازنویسی کنیم

$$\Phi_f(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_s(\lambda, z, t) e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r) e^{i\omega t} \lambda d\lambda, \quad (36)$$

که در آن از معادله (۷) بهره برده‌ایم. در واقع بر اساس معادله

القائیده در یک بعد است.

کمیت مهم دیگری که لازم است مورد توجه قرار دهیم مقدار بیشینه دمای T_f است. به منظور تعیین این کمیت به رابطه (۳۷) بازمی گردیم و آن را به شکل زیر بازمی نویسیم

$$T_f(r, z, t) = \left\{ \int_0^\infty [R_\nu \cos \beta_{fz} z + R_\nu \sin \beta_{fz} z] \exp(-\beta_{fz} z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \right\} \cos \omega t - \left\{ \int_0^\infty [R_\nu \cos \beta_{fz} z - R_\nu \sin \beta_{fz} z] \exp(-\beta_{fz} z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \right\} \sin \omega t. \quad (46)$$

در رابطه بالا جمله اول نشانگر مؤلفه همفاز و جمله دوم نشانگر مؤلفه کوادراتری دما است. این دو را می توان به طور جداگانه توسط روشهای آشکارسازی حساس به فاز، اندازه گرفت. مقدار بیشینه دمای T_f بدین ترتیب برابر است با

$$T_{f0}(r, z, t) = \left\{ \int_0^\infty [R_\nu \cos \beta_{fz} z + R_\nu \sin \beta_{fz} z] \exp(-\beta_{fz} z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \right\}^2 + \left\{ \int_0^\infty [R_\nu \cos \beta_{fz} z - R_\nu \sin \beta_{fz} z] \exp(-\beta_{fz} z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \right\}^2 \quad (47)$$

۳. بررسی نتایج عددی

تابع توزیع سه بعدی دمای T_f (رابطه ۴۰) و مقدار بیشینه آن (رابطه ۴۷) را می توان به نحو مؤثری برای مطالعه سیگنال گرمانوری مورد استفاده قرارداد. همان طور که از روابط مزبور برمی آید، دما به ویژگیهای چشمه لیزری (توان، بسامد مدولاسیون و شعاع باریکه لیزری) و مشخصه های اپتیکی و گرمایی نمونه، بستره و سیال (ضریب جذب اپتیکی و ضرایب رسانندگی و پخش گرمایی) وابسته است. چون این روابط به شکل، بسته نیستند لذا بررسی رفتار تابع توزیع دما نیازمند بکارگیری روشهای عددی است. اما پیش از آنکه به این موضوع پردازیم مناسب است به اختصار رفتار تابع انتگرالده در رابطه (۴۰) را بررسی کنیم. شکل وابستگی تابع مزبور به

است وضعیت خاصی را در نظر بگیریم که در آن می توان عبارتهای مربوط به توزیع دما و طولهای مشخصه گرمایی را به شکل بسته نوشت. فرض می کنیم شعاع باریکه لیزر خیلی بزرگ باشد ($a \rightarrow \infty$)، این به معنای آن است که باریکه لیزر دارای گسترش نامتناهی در صفحه $x-y$ است. در این حالت حدی، پخش گرما فقط در یک بعد یعنی جهت z روی می دهد و از این رو مسئله سه بعدی ما به یک مسئله یک بعدی تبدیل می شود. به دلیل وابستگی عبارتهای انتگرالی (۳۲ تا ۳۴) به عامل نمایی $\exp(-a^2 \lambda^2 / \lambda)$ سهم انتگرالده های مربوطه در حد $a \rightarrow \infty$ فقط به ازای $\lambda = 0$ قابل ملاحظه است. از این رو در این حد، روابط (۳۲ تا ۳۴) چنین خواهند شد

$$\Phi_f(z, t) = R(\omega) \exp(-\beta_f z) \exp(i\omega t), \quad (41)$$

$$\Phi_s(z, t) = [U(\omega) \exp(\beta_s z) + V(\omega) \exp(-\beta_s z) - E(\omega) \exp(-\alpha z)] \exp(i\omega t), \quad (42)$$

$$\Phi_b = W(\omega) \exp[\beta_b(z+l)] \exp(i\omega t), \quad (43)$$

که در آن $\beta_i = \sqrt{i\omega / D_i}$ ، علاوه بر این، $\Phi_s(\cdot, \cdot) = U + V - E = R$

$$\Phi_f(z, t) = \Phi_s(\cdot, \cdot) \exp(-\beta_f z) \exp(i\omega t).$$

در این حالت، طول پخش گرمایی و طول موج گرمایی به ترتیب عبارتند از

$$\bar{\sigma}_f = \frac{1}{\text{Re} \beta_f} = \sqrt{\frac{2D_f}{\omega}}, \quad (44)$$

$$\bar{\lambda}_f = \frac{2\pi}{\text{Im} \beta_f} = 2\pi \sqrt{\frac{2D_f}{\omega}}. \quad (45)$$

علاوه بر این، Φ_b و Φ_s (روابط ۴۲ و ۴۳) تعبیر ساده ای به خود می گیرند. دمای بستره Φ_b توسط امواج گرمایی که به سمت عقب منتشر می شوند مشخص می شود، در حالی که دمای نمونه Φ_s توسط امواج گرمایی که به سمت جلو و عقب منتشر می شوند و نیز انرژی جذب شده لیزر تعیین می شود. روابط (۴۱-۴۵) دقیقاً همان نتایجی است که در قالب الگوی RG^1 [۳۲] به دست می آید، که توصیف کننده سیگنال گرمانوری لیزر

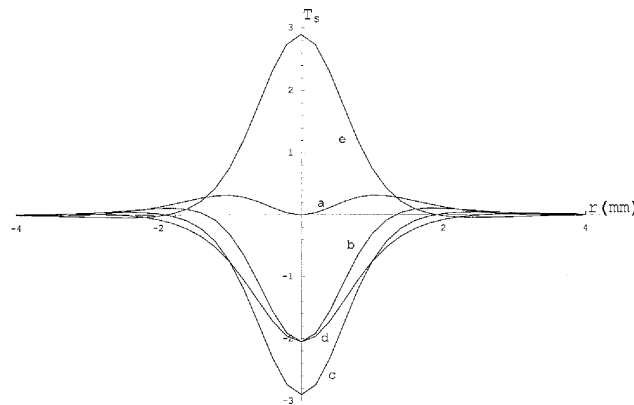
در مقایسه با شعاع باریکه لیزر ($a=1\text{ mm}$) بسیار کوچک است. این به معنای آن است که گرما نمی‌تواند فراسوی حد گسترش باریکه دمشی در صفحه $x-y$ پخشیده شود. از این رو انتشار گرما در نمونه اساساً از نمایه فضایی باریکه دمشی پیروی می‌کند. همان‌طور که در شکل ۳ دیده می‌شود، دمای T_f بین مقادیر مثبت و منفی تغییر می‌کند. این به خاطر آن است که ما در محاسبات خود فقط بخش نوسانی دما را در نظر گرفته‌ایم. همان‌طور که پیش از این اشاره شد دمای واقعی شامل دو قسمت نوسانی و مستقل از زمان (متناظر با عبارت $A(r)e^{\alpha z}$ در جمله چشمه مربوط به معادله (۲)) است. در شکل ۴، دمای $T_s(r, \omega, t)$ به عنوان تابعی از r و به ازای $f=100\text{ Hz}$ و برای مقادیر مختلف ωt رسم شده است. برای بقیه پارامترها همان مقادیر مربوط به شکل ۳ در نظر گرفته شده‌اند. محاسبه نشان می‌دهد که در این حالت $\theta=0.0706\pi$ است. با مقایسه شکل‌های ۳ و ۴، درمی‌یابیم که تابع توزیع $T_s(r, \omega, t)$ نسبت به تغییر بسامد مدولاسیون چندان حساس نیست، به طوری که اگرچه منحنیهای شکل ۳ با منحنیهای متناظر در شکل ۴ از نظر کمی متفاوتند لیکن تفاوت کیفی قابل ملاحظه‌ای بین آنها وجود ندارد. هر دو شکل گویای این واقعیت هستند که تابع توزیع دمای سطح نمونه، مدوله‌شده سینوسی است.

در شکل ۵، تابع توزیع دمای $T_f(\omega, z, t)$ به عنوان تابعی از z برای $a=1\text{ mm}$ ، $l=1\text{ mm}$ و $f=10\text{ Hz}$ و مقادیر مختلف ωt رسم شده است. از آنجا که دمای سطح نمونه (مرز مشترک نمونه با سیال) مدوله شده سینوسی است، انتشار موج گرمایی در سیال قابل انتظار است. موج مزبور یک موج میراثونده است که طول میرایی آن از مرتبه بزرگی σ_f است. در شکل ۶، دمای $T_f(\omega, z, t)$ به عنوان تابعی از z و به ازای $f=100\text{ Hz}$ و مقادیر مختلف ωt رسم شده است. مقایسه شکل‌های ۵ و ۶ نشان می‌دهد که تغییر بسامد مدولاسیون فقط به طور کمی بردمای T_f اثر می‌گذارد، به طوری که رفتار کلی انتشار موج گرمایی در سیال تأثیر چندان از آن نمی‌پذیرد. سرانجام در شکل ۷، نمودار تغییرات مقدار بیشینه دمای

پارامترهای ω و r نشان می‌دهد که در مقام مقایسه، پارامتر نخست نسبت به دیگری به نحو چشمگیرتری بر شکل تابع انتگرالده اثر می‌گذارد. تابع بسمل $J_0(\lambda r)$ مسئول رفتار نوسانی انتگرالده است، در حالی که حضور تابع نمایی $\exp(-a^2 \lambda^2 / \lambda)$ به بروز رفتار میراثونده انتگرالده منجر می‌شود. این موضوع به ویژه می‌تواند سبب سهولت محاسبه عددی انتگرال رابطه (۴۰) شود. در واقع، حد بالایی انتگرال مزبور را می‌توان مقدار معینی مانند λ_m برگزید به طوری که برای $\lambda > \lambda_m$ مقدار انتگرالده به حد چشم پوشیدنی کوچک می‌شود. در این محاسبات، λ_m را چنان انتخاب کرده‌ایم که $\exp(-a^2 \lambda^2 / \lambda) < \exp(-2)$. آشکار است که λ_m با وارون a (شعاع کمر باریکه لیزر) متناسب است. علاوه بر این، به منظور محاسبه طول پخش گرمایی (رابطه ۳۸) و طول موج گرمایی (رابطه ۳۹) باید مقدار $\lambda = \lambda_m$ را برگزید.

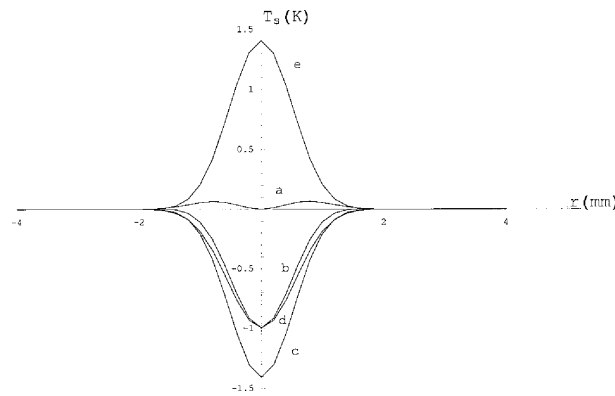
به عنوان یک مثال مشخص، فرض می‌کنیم که ماده نمونه GaAs ($k_s = 22\text{ W/m.k}$ ، $\alpha = 5 \times 10^{-6}\text{ m}^{-1}$) باشد که روی بستره‌ای از شیشه ($D_s = 2/6 \times 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ ، $k_b = 1\text{ W/m.k}$ ، $D_b = 6 \times 10^{-7}\text{ m}^2/\text{s}$) و در تماس مس — تقسیم با گاز ازت ($k_f = 2/6 \times 10^{-2}\text{ W/m.k}$ ، $D_f = 23 \times 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$) است. علاوه بر این، توان باریکه لیزر را $P=1\text{ W}$ و ضریب تبدیل نور به گرما را $\eta=1$ انتخاب می‌کنیم.

در شکل ۳ دمای سطح نمونه $T_s(r, \omega, t) (= T_f(r, \omega, t))$ به عنوان تابعی از r و به ازای $a=1\text{ mm}$ ، $l=1\text{ mm}$ و $f=10\text{ Hz}$ برای چند مقدار ωt رسم شده است. محاسبه عددی رابطه (۴۰) نشان می‌دهد که به ازای $\omega t = 2\pi(1.0)t = 0.62\pi$ ، $T_f(\omega, z, t) = 0$ است. این مقدار ωt ، که آن را با θ نشان می‌دهیم، به عنوان یک مقدار مرجع برای رسم نمودارهای شکل ۳ مورد استفاده قرار گرفته است. منحنیهای مربوط به $\omega t = \theta$ ، $\omega t = \theta + \pi/4$ ، $\omega t = \theta + \pi/2$ ، $\omega t = \theta + 3\pi/4$ و $\omega t = \theta + \pi$ در شکل نشان داده شده‌اند. طول پخش گرمایی در نمونه مورد نظر برابر است با $\sigma_s = 0.025\text{ mm}$ که



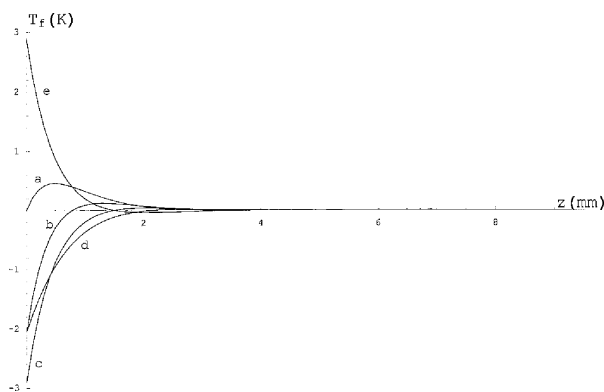
شکل ۳. نمودار تغییرات دمای سطح نمونه گالیم آرسناید، $(T_s(r,0,t)=(T_f(r,0,t))$ ، به عنوان تابعی از r و به ازای $a=1\text{ mm}$ ، $d=1\text{ mm}$ ، $P=1\text{ W}$ ، $f=10\text{ Hz}$ ، $\eta=1$ و برای مقادیر مختلف ωt .

a) $\omega t = \theta$ b) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{4}$ c) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{2}$ d) $\omega t = \theta + \frac{3\pi}{4}$ e) $\omega t = \theta + \pi$



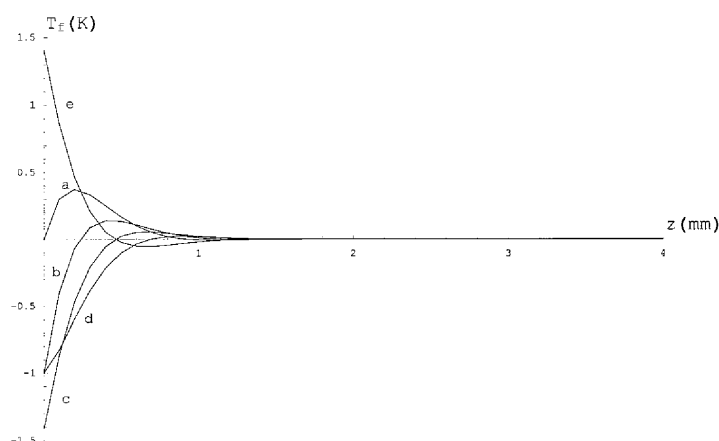
شکل ۴. نمودار تغییرات دمای سطح نمونه گالیم آرسناید، $(T_s(r,0,t)=(T_f(r,0,t))$ ، به عنوان تابعی از r و به ازای $a=1\text{ mm}$ ، $d=1\text{ mm}$ ، $z=0$ ، $P=1\text{ W}$ ، $f=10\text{ Hz}$ ، $\eta=1$ و برای مقادیر مختلف ωt .

a) $\omega t = \theta$ b) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{4}$ c) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{2}$ d) $\omega t = \theta + \frac{3\pi}{4}$ e) $\omega t = \theta + \pi$



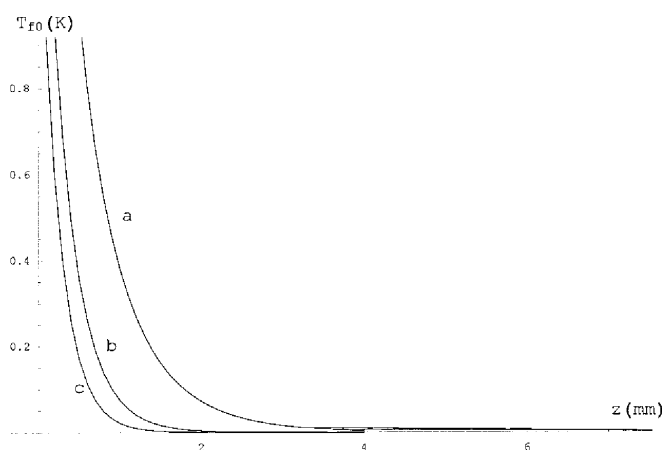
شکل ۵. نمودار تغییرات دمای سیال ازت، $T_f(0,z,t)$ ، به عنوان تابعی از z و به ازای $a=1\text{ mm}$ ، $d=1\text{ mm}$ ، $r=0$ ، $P=1\text{ W}$ ، $f=10\text{ Hz}$ ، $\eta=1$ و برای مقادیر مختلف ωt .

a) $\omega t = \theta$ b) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{4}$ c) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{2}$ d) $\omega t = \theta + \frac{3\pi}{4}$ e) $\omega t = \theta + \pi$



شکل ۶. نمودار تغییرات دمای سیال ازت، $T_f(0, z, t)$ ، به عنوان تابعی از z و به ازای $r=0$ ، $d=1$ mm، $a=1$ mm، $P=1$ W، $\eta=1$ ، $f=100$ Hz و برای

مقادیر مختلف ωt . a) $\omega t = \theta$ ، b) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{4}$ ، c) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{2}$ ، d) $\omega t = \theta + \frac{3\pi}{4}$ و e) $\omega t = \theta + \frac{3\pi}{2}$



شکل ۷. نمودار مقدار بیشینه دمای سیال ازت، $T_f(0, z, t)$ ، به عنوان تابعی از z و به ازای $d=1$ mm، $a=1$ mm، $P=1$ W، $\eta=1$ و برای سه مقدار مختلف بسامد مدولاسیون $f=10$ Hz، a) $f=10$ Hz، b) $f=50$ Hz و c) $f=100$ Hz

۴. نتیجه گیری

نتایج مقاله حاضر بخشی از رهیافت نظریه سه بعدی طیف نمایی جا به جایی گرمانوری پیوسته را تشکیل می‌دهد. با فرض اینکه ماده نمونه توسط باریکه لیزری موج پیوسته مدوله شده‌ای برتابیده می‌شود که شعاع آن با بعد طولی ماده برتابیده قابل مقایسه است و با استفاده از روش توابع گرین و برخی تبدیلات انتگرالی، عبارت صریحی برای تابع توزیع سه بعدی دما به دست آورده‌ایم. به منظور تجزیه و تحلیل رفتار تابع توزیع مزبور لازم است روش عددی مناسبی به کار گرفته شود تا بتوان جنبه‌های اساسی انتشار سیگنال گرمانوری در نمونه و محیط اطراف آن را به روشنی درک کرد. با استفاده از یک برنامه

سیال $T_f(0, z, t)$ را به عنوان تابعی از z ، به ازای $a=1$ mm، $d=1$ mm و برای سه مقدار مختلف بسامد مدولاسیون، $f=10$ Hz، $f=50$ Hz، $f=100$ Hz رسم کرده‌ایم. در این نمودار به دو نکته قابل توجه می‌توان اشاره کرد. نخست آن که، دمای سطح نمونه با افزایش بسامد مدولاسیون کاهش می‌یابد. این کاهش دما به دلیل لختی گرمایی نمونه می‌دهد. به بیان دیگر، با افزایش بسامد مدولاسیون توانایی نمونه برای دنبال کردن تغییرات شدت باریکه لیزر دمشی و پاسخ دادن به آن کاهش می‌یابد. نکته دیگر اینکه طول پخش گرمایی σ_f با افزایش بسامد مدولاسیون کاهش می‌یابد و از این رو، سیگنال گرمانوری با سرعت بیشتری میرا می‌شود.

واقع تغییر شکل مزبور را می‌توان در عمل با استفاده از یک باریکه لیزری ضعیف (باریکه گمانه) و تعیین مقدار انحراف آن مورد مطالعه قرار داد. از دیدگاه نظری با در دست داشتن عبارت مربوط به تابع توزیع دمای لیزر القایده (رابطه ۴۰)، می‌توانیم عبارتهای صریحی برای مؤلفه‌های عمودی و مماسی انحراف باریکه گمانه در سه بعد به دست آوریم. به‌ویژه، تأثیر بسامد مدولاسیون و شعاع باریکه لیزر دمشی موج پیوسته و ویژگیهای اپتیکی و گرمایی نمونه و محیط اطراف آن بر جا به جایی گرمانوری سطح نمونه و مقایسه بزرگی جا به جایی مزبور با بزرگی جا به جایی ناشی از افت‌وخیزهای دما، از جمله موارد مهمی هستند که در حال حاضر مورد مطالعه‌اند و نتایج حاصل را در مجالی دیگر ارائه خواهیم کرد.

رایانه‌ای مبتنی بر روش کوادراتر گاوسی ۶۴ نقطه‌ای، محاسبات عددی مربوطه را انجام داده‌ایم و برخی نمودارهای تغییرات دمای لیزر القایده را برای یک نمونه معین (گالیم آرسناید) رسم کرده‌ایم. این نمودارها گویای انتشار موج گرمایی میراشونده‌ای در نمونه و محیط اطراف آن هستند. به‌ویژه از نمودارهای رسم شده می‌توان به نحوه تأثیر بسامد مدولاسیون بر دمای سطح نمونه و میرایی سیگنال گرمانوری پی‌برد. در حد یک بعدی، یعنی درحدی که شعاع باریکه لیزر دمشی بسیار بزرگتر از بعد طولی ماده برتابیده باشد، نتایج به‌دست آمده با نتایج حاصل از الگوی RG کاملاً سازگار است.

جنبه جالب توجه دیگری از این پژوهش که می‌توان به آن اشاره کرد مطالعه تغییر شکل سطح نمونه برتابیده است. در

مراجع

1. A Mandelis, *Physics Today*, Vol. 53, No. 8, (2000) 29.
2. A Rosencwaig, *Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy*, Wiley, New York, (1980).
3. R L Swafford, M E Long and A C Albrecht, *J. Chem. Phys.* 65 (1979) 175.
4. M Luukkala, in *Scanned Image Microscopy*, E A Ash, Ed. Academic, London, (1980).
5. P Korpiun and R Tilgner, *J. Appl. Phys.* 51 (1980) 6115.
6. Y H Pao, Ed. *Optoacoustic Spectroscopy and Detection*, Academic, New York, (1977).
7. J C Murphy and L C Aamodt, *Appl. Phys. Lett.* 38 (1981) 196.
8. W B Jackson, N M Amer, A C Boccara and D Fournier, *Appl. Opt.* 20 (1981) 1333.
9. A Rosencwaig, J Opsal and D L Willenborg, *Photoacoustics Conference*, 1983.
10. M A Olmstead, S E Kohn and N M Amer, *Bull. Am. Phys. Soc.* 27 (1982) 227.
11. S Ameri, E A Ash, V Neuman and C R Petts, *Electron. Lett.* 17 (1981) 337.
12. C Karner, A Mandel and T Trager, *Appl. Phys.* A38 (1985) 19.
13. F A McDonald, R W Dreyfus and R J Von Gutfeld, *IEEE, Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2, (1987) 1179.
14. G Klaus, A Mensing, B K Bein, *High Temp_High Press.* 30, 5 (1998) 537.
15. م. سلطان‌الکتابی، مجله پژوهش فیزیک ایران، شماره ۳، (۱۳۷۹).
16. M Soltanolkotabi and R Gupta, *Appl. Opt.* 37, 30, (1998) 7137.
17. Q He, R Vyas and R Gupta, *Appl. Opt.* 36, 9, (1997) 1841.
18. R Vyas, B Monson, Y-X Nie and R Gupta, *Appl. Opt.* 27, (1988) 3914.
19. M Soltanolkotabi and M H Zandi, *J. Sci. I. R. Iran*, 8, 4, (1997) 281.
20. R Vyas and R Gupta, *Appl. Opt.* 27, (1988) 4701.
21. C Wang and A Mandelis, *J. Appl. Phys.* 85, (1999) 8366.
22. D P Almond and P M Patel, *Photothermal Science and Techniques*, Chapman&Hall (1996).
23. M Munidasa and A Mandelis, *J. Opt. Soc. Am. A*, 8, 12, (1991), 1851.
24. V Vavilov, X Maldague, B Dufort, F Robitaille and J Picard, *NDT&E Int.*, 26, (1993) 85.
25. D D Duncan, S L Jaques and P C Johnson, *Proceedings of SPIE Laser-Tissue Interaction XII: Photochemical, Photothermal, and Photomechanical*. Vol. 4287 20-26 January 2001 (San Jose, California, USA).
26. A Salnick and A Mandelis, *J. Appl. Phys.* 80, 9, (1996) 5278.
27. Y Martin, H K Wickramasinghe and E A Ash, *IEEE Ultrasonics Symposium*, San Diego (1982) EE-5.
28. J Opsal, A Rosencwaig and D L Willenborg, *Appl. Opt.* 22, 20 (1983) 3169.
29. L C M Miranda, *Appl. Opt.* 22, 18 (1983) 2882.
30. B C Li, *J. Appl. Phys.* 68, 2 (1990) 482.
31. G Arfken, *Mathematical Methods for Physicists*, Academic Press, Inc 1985.
32. A Rosencwaig, A Gersho, *J. Appl. Phys.* 47 (1976) 64.