مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۳، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۸۱

تابع توزیع سه‌بعدی دمای لیزر القاییده در طیف نمایی جابجایی گرمانوری

محمود سلطان‌الکتابی و محمدحسین نادری
گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

(دریافت مقاله: ۸۰/۵/۸ دریافت نسخه نهایی: ۸۰/۱۲/۹)

چکیده

در این مقاله، با به‌کارگیری رهیافت توابع گرین تابع توزیع سه‌بعدی دمای لیزرالقاییده در یک محیط مادی که بنا به روش طیف نمایی جابه جایی گرمانوری، توسط یک چشمهٔ لیزری موج پیوستهٔ مدوله شده برتابیده می‌شود را تعیین کرده‌ایم و ویژگیهای آن را مورد مطالعه قرار داده‌ایم. تابع توزیع مزبور که به ویژگیهای چشمهٔ لیزری، مانند توان، بسامد مدولاسیون و شعاع باریکهٔ لیزری، و نیز مشخصه‌های اپتیکی و گرمایی مادهٔ 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 میراشونده نشان می‌دهد. علاوه بر این، تابع توزیع مزبور را برای یک نمونهٔ معین (GaAs) به روش عددی مورد بررسی قرار داده‌ایم. نتایج به دست‌آمده نشان می‌دهند 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 می‌گردد، میرایی سیگنال گرما نوری را نیز سرعت می‌بخشد.

واژه‌های کلیدی: طیف نمایی گرمانوری، اثر گرمانوری، موج گرمانوری، تابع توزیع دما

۱. مقدمه

فیزیک موج گرمایی شاخه‌ای از دانش فیزیک کاربردی است که گسترهٔ قابل‌توجهی از روشها و پدیده‌های مبتنی بر تبدیل انرژی نورانی جذب‌شده در جامدات و شاره‌ها به گرما را دربرمی‌گیرد. اگرچه فرایندهای جذب انرژی نورانی در اکثر مواد به طور گزینشی صورت می‌گیرد، لیکن حالتهای برانگیختهٔ الکترونی در اتمها و مولکولها معمولاً از طریق مجموعه‌ای از گذارهای ناتابشمند، واانگیخته می‌شوند واین به نوبهٔ خود سبب افزایش دمای ماده می‌گردد. چنین فرایندهایی منشأ اثرهای گرمانوری به‌حساب می‌آیند که به کمک آنها می‌توان ویژگیهای ساختاری، اپتیکی و گرمایی محیطهای مادی را مورد مطالعه قرار داد.

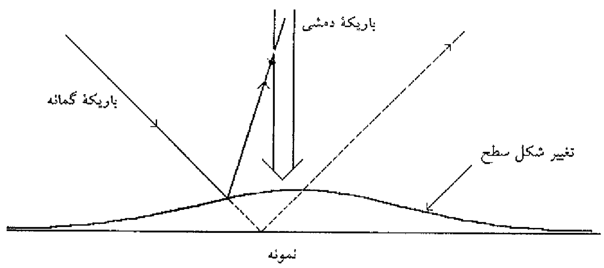
امواج گرمایی [۱] در اثر تولید و انتشار تناوبی گرما در محیط به‌وجود می‌آیند. از این‌رو، امواج مزبور را می‌توان توسط سازوکارهای گوناگون ایجاد کرد که متداولترین آنها جذب انرژی از یک باریکهٔ نوری[۲] یا از یک باریکهٔ الکترونی[۳] مدوله شده توسط محیط مادی است. در واقع هنگامی که یک چشمهٔ انرژی مدوله شده بر سطح محیط مادی، مثلاً سطح یک جسم جامد کدر، کانونی می‌شود بخشی از انرژی فرودی توسط جسم جامد جذب و به دنبال آن جریان گرمایی موضعی متناوبی در آن تولید می‌شود. این جریان گرما، یک فرایند پخشی است که به پدیداری یک توزیع دمای تناوبی (موج گرمایی) می‌انجامد. مناسبترین چشمهٔ انرژی برای تولید موج

گرمایی باریکۀ لیزر است، زیرا آن را به سهولت می‌توان مدوله و کانونی کرد و یک چشمۀ انرژی موضعی فراهم آورد. از سوی دیگر، امواج گرمایی را می‌توان به شیوه‌های گوناگون آشکار کرد. اندازه‌گیری گرمانوری تابش فروسرخ گسیل شده از سطح نمونۀ تحت تابش [٤]، آشکارسازی نوری‌صوتی شارش گرما از نمونه به محیط اطراف توسط دیده‌بانی تغییرا ت فشار[٥و٦]، بررسی انحراف باریکۀ لیزر گذرنده از لایۀ گاز یا مایعی که روی سطح نمونه قرار گرفته و به صورت تناوبی گرم شده است [٧و٨]، آشکارسازی اپتیکی تغییر شکلهای گرماکشایندی [٩و١٠] و آشکارسازی تداخل‌سنجی جابه‌جاییهای گرماکشایندی [١٠و١١] سطح نمونه از جملۀ این روشها به حساب می‌آیند. به ویژه دو روش اخیر که شالودۀ طیف نمایی تغییر شکل گرمانوری تپی[1] (PPTDS) [١٢و١٣] را تشکیل می‌دهند، به دلیل امتیازهای منحصر به فردی که نسبت به روشهای طیف نمایی 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[١٤]، اندازه‌گیری سرعت و غلظت شارۀ متحرک مبتنی بر روشهایی مانند اندازه‌گیری جابه‌جایی فاز [١٥و١٦]، طیف نمایی انحراف نورگرمایی [٨و١٧و١٨] و عدسی نورگرمایی [١٩و٢٠]، تعیین دقیق ضریب پخش گرمایی محیط با استفاده از روشهای تداخل‌سنجی امواج گرمایی [٢١]، تعیین ضریب جذب اپتیکی لایه‌های نازک نیمرسانا [٢٢]، توموگرافی صنعتی [٢٣و٢٤] و پزشکی [٢٥] و نمایه‌سنجی عمق[٢٦] اشاره کرد.

روش طیف نمایی جابجایی گرمانوری[2] (PTDS) [٢٧] که گونۀ خاصی از روش PPTDS به‌حساب می‌آید و برای آشکارسازی گرمایش اپتیکی نمونه‌های جامد، به ویژه مواد نیمرسانا به‌کار گرفته می‌شود، اساساً بر پایۀ آشکارسازی جابجایی سطح نمونۀ تحت تابش استوار است. اصول این روش چنین است : یک باریکۀ لیزر تپی (باریکۀ دمشی) بر سطح یک جسم جامد تابانده می‌شود. انرژی جذب شده در جسم به سبب واانگیختگی‌های ناتابشمند به گرما تبدیل می‌شود و گرمایش ناحیۀ برتابیده از طریق جفت‌شدگی گرماکشایند به انبساط حجم برهم‌کنش می‌انجامد، که این به نوبۀ خود موجب جابه‌جایی سطح نمونه می‌گردد (شکل ۱). در یک روش، جابه‌جایی مزبور با به‌کارگیری یک باریکۀ لیزر ضعیف دیگر (باریکۀ گمانه) و به روش تداخل‌سنجی آشکار می‌شود. سیگنال حاصل از آشکارساز سپس به یک تقویت‌کنندۀ کوکپذیر هدایت و برونداد آن به صورت تابعی از طول موج نور مدوله شدۀ فرودی نگاشته می‌شود. به اینسان، بینابهای جابجایی گرمانوری که مربوط به جذب اپتیکی در نمونه هستند به‌دست می‌آیند. در روشی دیگر، آشکارسازی امواج گرمایی بر اساس مطالعۀ انحراف باریکۀ گمانه انجام می‌پذیرد. این انحراف به دلیل نایکنواختی نمار شکست محیط اطراف نمونه و تشکیل عدسی گرمایی روی می‌دهد. به عنوان مثال، مطالعات طیف نمایی بر روی سیلیکان بی‌شکل و تعیین پارامترهای مشخصۀ اپتیکی و گرمایی آن با استفاده از هر دو روش تداخل‌سنجی لیزری و انحراف باریکۀ 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 باریکۀ دمشی و گمانه به طور عمود بر سطح نمونه فرود می‌آیند، تغییر شکلهای گرماالقاییدۀ 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

1. Pulsed Photothermal Deformation Spectroscopy

2. Photothermal Displacement Spectroscopy



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

شده است که حتی برای موادی مانند Si، کـه ضریـب انبسـاط گرمایی آن کوچک است، تغییر شکل گرمایی سطح قابل‌ملاحظه است، به طوری که برای بیشترین مقدار بسامد مدولاسـیون (۱۰ مگا هرتز) تغییر شکل سطح، فرایند انـدازه‌گیـری را کـامـلاً تحت‌الشعاع قرار می‌دهد. در تحلیل دیگری از طیف نمایی جابه جایی نـوری جامـدات [۲۹]، بـا چشـم‌پوشـی از مـؤلفه‌های گذرا و مستقیم دما، تابع توزیـع یـک بعـدی دمای نمونه به دست آمده اسـت. نتـایج حـاصل از برآوردهـای عددی مربوط به برخی نمونه‌های جامد، نشان از امکان دستیابی به سیگنال‌های جابه جایی نـوری، فراسـوی نوفـه‌های حرارتـی دارند. از سوی دیگر، موضوع تغییر شکل گرمانوری حـاصل از تپ لیزری با نمایهٔ زمانی مربع مستطیلی در سه بعـد نـیز مـورد مطالعـه قـرار گرفتـه اسـت. بـا فـرض ایـن کـه جفت‌شـدگی گرماکشایند یک فرایند شبه‌ایستا اسـت، بـا بکـارگیـری روشـی مبتنی بر تبدیلات انتگرالی، عبارتهای صریحی برای توزیـع دمـا در نمونه و سیگنال تغییر شکل گرمانوری به دست آمـده اسـت [۳۰].

در این مقاله با بکـارگیـری روش توابـع گریـن بـه بررسـی نظری تابع توزیع سـه‌بعدی دمـای لیزرالقـاییده در یـک محیـط مادی خواهیم پرداخت. فرض براین اسـت کـه مـادهٔ موردنظـر تحت تابش یک چشمهٔ لیزری با موج پیوستهٔ مدوله شـده قـرار می‌گیرد. علاوه براین فرض می‌کنیم که بـزرگی شـعاع باریکـهٔ لیزر با گسترش طولی مادهٔ برتابیده قابل مقایسه باشـد. ازایـن‌رو بررسی مسئله نیازمند تحلیـل سـه‌بعدی اسـت. پـس از معرفـی الگوی نظری مسئله، با استفاده از روشی مبتنی بر توابع گریـن و برخی تبدیلات انتگرالی، معادلات پخش گرمایی مربوطه را حل می‌کنیم و به این ترتیب عبارت صریحی برای تابع توزیع دما در سه بعد به‌دست می‌آوریم. علاوه براین، رفتار تابع توزیع دمـا را برای یک نمونهٔ جامد معین (GaAs) مورد تجزیه وتحلیـل قـرار می‌دهیم.

۲. تابع توزیع دمای لیزر القاییده – رهیافت عام

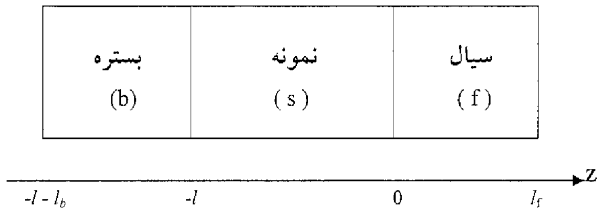
در این بخش با اسـتفاده از روش توابـع گریـن بـه تعییـن تـابع توزیع دمای ماده‌ای که تحت تـابش یـک چشـمهٔ لـیزری مـوج پیوستهٔ مدوله شده قرار گرفته است می‌پردازیم. برای این منظور پیکربندی نشان داده شده در شکل ۲ را در نظر می‌گیریم کـه در آن نمونهٔ مورد مطالعه روی یک بسترهٔ دلخواه نشانده شـده ودر تماس مستقیم با یک سیال قرار گرفتـه اسـت. ضخـامت سـیال، نمونه و بستره را به‌ترتیب بـا l_f، l و l_b نشـان می‌دهیـم و مبـدأ دستگاه مختصات را محل تماس سیال و نمونه انتخاب می‌کنیم. فرض می‌کنیم باریکهٔ لیزر فقط توسط نمونـه جـذب می‌شـود و دو محیط دیگر (سیال و بستره) کـاملاً شـفاف هسـتند. عـلاوه براین، برای سادگی فرض بـر آن اسـت کـه هـر سـه ناحیـه در جهت‌های شعاعی تا بی‌نهایت گسترش یافته‌اند. به اینسان وقتی نمونه توسط یک باریکـهٔ لـیزری اسـتوانه‌ای برتـابیده می‌شـود، دمای Φ در سه ناحیهٔ مزبور، مجموعه معادلات پخـش گرمـایی سه بعدی زیر را برآورده می‌کند

$$\frac{\partial^2\Phi_f}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi_f}{\partial r}+\frac{\partial^2\Phi_f}{\partial z^2}=\frac{1}{D_f}\frac{\partial\Phi_f}{\partial t},\qquad 0\le z\le l_f \tag{1}$$

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

$$\frac{\partial^2\Phi_b}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi_b}{\partial r}+\frac{\partial^2\Phi_b}{\partial z^2}=\frac{1}{D_b}\frac{\partial\Phi_b}{\partial t}\qquad -l-l_b\le z\le -l \tag{3}$$

در معادلات بالا D_f، D_s و D_b به ترتیب ضریب پخش گرمـایی سیال، نمونه و بستره، α ضریب جـذب اپتیکـی نمونه و A(r)



شکل ۲. پیکربندی هندسی مسئلهٔ تعیین تابع سه‌بعدی دمای لیزر القاییده.

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

$$A(r)=\frac{\alpha P\eta}{k_s\pi a^2}\exp(-2r^2/a^2). \qquad (4)$$

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

$$k_s\frac{\partial\Phi_s}{\partial z}\bigg|_{z=0}=k_f\frac{\partial\Phi_f}{\partial z}\bigg|_{z=0},\quad k_s\frac{\partial\Phi_s}{\partial z}\bigg|_{z=-l}=k_b\frac{\partial\Phi_b}{\partial z}\bigg|_{z=-l},\ \Phi_s\bigg|_{z=-l}=\Phi_b\big|_{z=-l},\ \Phi_s\big|_{z=0}=\Phi_f\big|_{z=0}. \qquad (5)$$

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

$$\Phi_b\big|_{z=-\infty}=\Phi_f\big|_{z=+\infty}=0. \qquad (6)$$

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 جملهٔ تناوبی وابسته است و معمولاً برای 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 جملهٔ چشمهٔ $A(r,z,t)=A(r)\,e^{\alpha z}e^{i\omega t}$ حل خواهیم کرد. برای این منظور، روند زیر را به‌کارمی‌بندیم :

الف) نخست با به کارگیری تبدیل هانکل، مشتقات جزیی نسبت به متغیر r در معادله‌های (۱ تا ۳) را از میان برمی‌داریم. با توجه به رابطهٔ زیر [۳۱]

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

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

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

و

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}\Phi(r,z,t)=-\int_0^\infty\Psi(\lambda,z,t)\left[\lambda^3J_0(\lambda r)-\frac{\lambda}{r}J_1(\lambda r)\right]d\lambda. \qquad (9)$$

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

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

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

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

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

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

با بکارگیری رابطهٔ زیر [۳۱]

$$\int_0^\infty x^{\mu+1}\exp\left(-\gamma x^2\right)J_\mu(\beta x)dx=\frac{\beta^\mu}{(2\gamma)^{\mu+1}}\exp\left(-\frac{\beta^2}{4\gamma}\right)$$

و با توجه به رابطهٔ (٤) پس از اندک محاسبات جبری چنین به‌دست می‌آوریم

$$A(\lambda)=\frac{\alpha P\eta}{4k_s\pi}\exp(-a^2\lambda^2/8). \tag{13}$$

ب) در گام بعدی با استفاده از روش تابع گرین به حل معادله‌های (۱۰ تا ۱۲) می‌پردازیم. برای این منظور ابتدا تابع گرین مربوطه را چنین تعریف می‌کنیم

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

که در آن

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

و $G(\lambda,z,t,\tau)$ تابع گرین است. به اینسان معادله‌های (۱۰ تا ۱۲) به صورت زیر درمی‌آیند

$$\left[-\lambda^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{D_f}\frac{\partial}{\partial t}\right]G_f=0,\qquad 0\leq z\leq l_f \tag{16}$$

$$\left[-\lambda^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{D_s}\frac{\partial}{\partial t}\right]G_s=-A(\lambda)\,e^{\alpha z}\,\delta(t-\tau),\quad -l\leq z\leq 0 \tag{17}$$

$$\left[-\lambda^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{D_b}\frac{\partial}{\partial t}\right]G_b=0,\qquad -l-l_b\leq z\leq -l \tag{18}$$

پ) اکنون با استفاده از تبدیل لاپلاس، معادلات دیفرانسیل پاره‌ای (۱۶ تا ۱۸) را به معادلات دیفرانسیل معمولی تبدیل می‌کنیم. برای این منظور تبدیل لاپلاس تابع گرین $G(\lambda,z,t,\tau)$ را در نظرمی‌گیریم

$$G_L(\lambda,z,p,\tau)\equiv L[G]=\frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty} G(\lambda,z,t,\tau)\,e^{pt}dt. \tag{19}$$

با استفاده از روابط زیر [۳۱]

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

معادلات (۱۶ تا ۱۸) چنین خواهند شد

$$\left[-\lambda^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{p}{D_f}\right]G_{fL}=0,\qquad 0\leq z\leq l_f \tag{20}$$

$$\left[-\lambda^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{p}{D_s}\right]G_{sL}=-A(\lambda)\,e^{\alpha z}\,e^{-p\tau},\quad -l\leq z\leq 0 \tag{21}$$

$$\left[-\lambda^2+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{p}{D_b}\right]G_{bL}=0,\qquad -l-l_b\leq z\leq -l \tag{22}$$

پاسخهای عام معادلات (۲۰-۲۲) را چنین می‌توان نوشت

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

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

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

که در آن

$$E(\lambda,p)=\frac{A(\lambda)}{\alpha^2-(\lambda^2+p/D_s)}\exp(-p\tau) \tag{26}$$

و

$\beta_i=\sqrt{(\lambda^2+p/D_i)}$ ؛ i=f (سیال)، i=s (نمونه)، i=b (بستره)

(۲۷)

ضرایب C، R، U، V، W و D بر اساس شرایط مرزی (۵) و (۶) تعیین می‌شوند. پس از انجام محاسبات، نتیجه چنین خواهد بود

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

(۲۸-الف)

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

(۲۸-ب)

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

(۲۸-پ)

$$R(\lambda,p)=U(\lambda,p)+V(\lambda,p)-E(\lambda,p),$$ (۲۸-ت)

$$H(\lambda,p)=(1+g)(1+b)e^{\beta_s l}-(1-g)(1-b)e^{-\beta_s l},$$ (۲۸-ث)

$$C(\lambda,p)=D(\lambda,p)=0.$$ (۲۸-ج)

در اینجا چنین تعریف کرده‌ایم

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

ت) سرانجام به منظور تعیین تابع توزیع دما در هر یک از سه ناحیهٔ سیال، نمونه و بستره، ابتدا تبدیل معکوس لاپلاس و سپس تبدیل معکوس هانکل روابط (۲۳ تا ۲۵) را به‌دست می‌آوریم. داریم

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

$$= \int_0^\infty \left[\int_{-\infty}^{+\infty} Q(t) \left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} G_L(\lambda, z, p, \tau) \times e^{pt} dp \right\} d\tau \right] J_0(\lambda r)\lambda\, d\lambda . \qquad (۳۰)$$

اکنون چنین تعریف می‌کنیم

$$G_L(\lambda, z, p, \tau) = G_{L0}(\lambda, z, p) e^{-p\tau}$$

بنابراین با در نظر گرفتن معادلهٔ (۱۵) و تعویض ترتیب انتگرالگیری نسبت به متغیرهای p و τ، رابطهٔ (۳۰) به شکل زیر در می‌آید

$$\Phi(r, z, t) = \int_0^\infty G_{L0}\Big|_{p=i\omega} e^{i\omega t} J_0(\lambda r)\lambda d\lambda . \qquad (۳۱)$$

به این ترتیب با استفاده از روابط (۲۳ تا ۲۵)، (۳۱) و (۲۸–الف تا ج) به ازای p=iω، تابع توزیع مختلط Φ را برای سه ناحیهٔ مورد نظر چنین به دست می‌آوریم

$$\Phi_f(r, z, t) = \int_0^\infty R(\lambda, \omega)\, e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r)\, e^{i\omega t} \lambda d\lambda , \qquad (۳۲)$$

$$\Phi_s(r, z, t) = \int_0^\infty \Big[U(\lambda, \omega) e^{\beta_s z} + V(\lambda, \omega) e^{-\beta_s z} - E(\lambda, \omega) e^{-\alpha z} \Big] J_0(\lambda r)\lambda e^{i\omega t} d\lambda , \qquad (۳۳)$$

$$\Phi_b(r, z, t) = \int_0^\infty W(\lambda, \omega)\, e^{\beta_b (z+l)} J_0(\lambda r)\, e^{i\omega t} \lambda d\lambda , \qquad (۳٤)$$

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

$$\Phi_f(r, z, t) = \int_0^\infty \big[U(\lambda, \omega) + V(\lambda, \omega) - E(\lambda, \omega) \big] e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r)\, e^{i\omega t} \lambda d\lambda . \qquad (۳۵)$$

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

$$\Phi_f(r, z, t) = \int_0^\infty \Psi_s(\lambda, 0, t)\, e^{-\beta_f z} J_0(\lambda r)\, e^{i\omega t} \lambda d\lambda , \qquad (۳٦)$$

که در آن از معادلهٔ (۷) بهره برده‌ایم. در واقع بر اساس معادلهٔ (۳٦) 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 $\Psi_s(\lambda, 0, t)$، که همان $R(\lambda, \omega)$ است، و β_f را به‌ترتیب با R_1 و R_2 و β_{f_1} و β_{f_2} نشان دهیم، آنگاه $T_f(r, z, t)$ را می‌توانیم چنین بنویسیم

$$T_f(r, z, t) = \int_0^\infty \left| \Psi_s(\lambda, 0, t) \right| e^{-\beta_{f_1} z} J_0(\lambda r)\, \lambda \sin(\beta_{f_2} z - \omega t + \delta) d\lambda \qquad (۳۷)$$

که در آن، $\delta = \tan^{-1}(R_2/R_1)$ و $\left| \Psi_s(\lambda, 0, t) \right| = \sqrt{R_1^2 + R_2^2}$ است. اکنون می‌توانیم تعبیر ساده‌ای از دمای سیال T_f ارائه کنیم. در z=۰ دمای T_f با دمای سطح نمونه T_s برابر است. با افزایش z، دمای T_f رفتاری شبیه به "موج گرمایی" دارد که دامنهٔ آن به صورت نمایی میرا می‌شود و دورهٔ تناوب آن $2\pi/\omega$ است. طول پخش گرمایی σ_f، یعنی فاصله‌ای که در طول آن دامنهٔ T_f به 1/e مقدار خود در z=۰ کاهش می‌یابد از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید

$$\sigma_f = \frac{1}{\beta_{f_1}} = \frac{1}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda^2 + i\omega/D_f}} \qquad (۳۸)$$

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

$$\lambda_f = \frac{2\pi}{\beta_{f_2}} = \frac{2\pi}{\mathrm{Im}\sqrt{\lambda^2 + i\omega/D_f}} \qquad (۳۹)$$

با استفاده از روابط (۲۸ الف–ث)، (۳۲)، (۲٦) و (۱۳) معادلهٔ (۳۷) را به شکل زیر بازنویسی می‌کنیم

$$T_f(r, z, t) = \frac{\alpha P \eta}{4\pi k_s} \int_0^\infty e^{-\beta_{f_1} z} J_0(\lambda r)\lambda \sin(\beta_{f_2} z - \omega t + \delta) \times \left| \frac{-(1+b)(1-s)e^{\beta_s l} + (1-b)(1+s)e^{-\beta_s l} - 2(s-b)e^{-\alpha l}}{(1+b)(1+g)e^{\beta_s l} - (1-b)(1-g)e^{-\beta_s l}} \cdot \frac{e^{-a^2\lambda^2/8}}{\alpha^2 - \beta_s^2} \right| d\lambda . \qquad (٤۰)$$

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

است وضعیت خاصی را در نظر بگیریم که در آن می‌توان عبارتهای مربوط به توزیع دما و طولهای مشخصهٔ گرمایی را به شکل بسته نوشت. فرض می‌کنیم شعاع باریکهٔ لیزر خیلی بزرگ باشد ($a \to \infty$)، این به معنای آن است که باریکهٔ لیزر دارای گسترش نامتناهی در صفحهٔ x-y است. در این حالت حدی، پخش گرما فقط در یک بعد یعنی جهت z روی می‌دهد و از این رو مسئلهٔ سه بعدی ما به یک مسئلهٔ یک بعدی تبدیل می‌شود. به دلیل وابستگی عبارتهای انتگرالی (۳۲ تا ۳٤) به عامل نمایی $\exp\left(-a^2\lambda^2/8\right)$، سهم انتگرالده‌های مربوطه در حد $a \to \infty$ فقط به‌ازای $\lambda = 0$ قابل ملاحظه است. از این رو در این حد، روابط (۳۲ تا ۳٤) چنین خواهند شد

$$\Phi_f(z,t) = R(\omega)\exp(-\beta_f z)\exp(i\omega t), \qquad (٤١)$$

$$\Phi_s(z,t) = \left[U(\omega)\exp(\beta_s z) + V(\omega)\exp(-\beta_s z) - E(\omega)\exp(-\alpha z)\right]\exp(i\omega t), \qquad (٤٢)$$

$$\Phi_b = W(\omega)\exp\left[\beta_b(z+l)\right]\exp(i\omega t), \qquad (٤٣)$$

که در آن $\beta_i = \sqrt{i\omega/D_i}$ ، علاوه بر این، $\Phi_s(0,0) = U+V-E = R$ و

$$\Phi_f(z,t) = \Phi_s(0,0)\exp(-\beta_f z)\exp(i\omega t).$$

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

$$\overline{\sigma}_f = \frac{1}{\mathrm{Re}\,\beta_f} = \sqrt{\frac{2D_f}{\omega}}, \qquad (٤٤)$$

$$\overline{\lambda}_f = \frac{2\pi}{\mathrm{Im}\,\beta_f} = 2\pi\sqrt{\frac{2D_f}{\omega}}. \qquad (٤٥)$$

علاوه براین، Φ_s و Φ_b (روابط ٤۲ و ٤۳) تعبیر ساده‌ای به خود می‌گیرند. دمای بستره Φ_b توسط امواج گرمایی که به سمت عقب منتشر می‌شوند مشخص می‌شود، در حالی که دمای نمونه Φ_s توسط امواج گرمایی که به سمت جلو و عقب منتشر می‌شوند و نیز انرژی جذب شدهٔ لیزر تعیین می‌شود. روابط (٤١–٤٥) دقیقاً همان نتایجی است که در قالب الگوی RG [1] [۳۲] به‌دست می‌آید، که توصیف کنندهٔ سیگنال گرمانوری لیزر القائیده در یک بعد است.

کمیت مهم دیگری که لازم است مورد توجه قرار دهیم مقدار بیشینهٔ دمای T_f است. به‌منظور تعیین این کمیت به رابطهٔ (۳۷) بازمی‌گردیم و آن را به شکل زیر بازمی‌نویسیم

$$T_f(r,z,t) = \left\{\int_0^\infty \left[R_1\cos\beta_{f_2}z + R_2\sin\beta_{f_2}z\right]\exp(-\beta_{f_1}z)J_0(\lambda r)\lambda\,d\lambda\right\}\cos\omega t - \left\{\int_0^\infty \left[R_2\cos\beta_{f_2}z - R_1\sin\beta_{f_2}z\right]\exp(-\beta_{f_1}z)J_0(\lambda r)\lambda\,d\lambda\right\}\sin\omega t. \qquad (٤٦)$$

در رابطهٔ بالا جملهٔ اول نشانگر مؤلفهٔ همفاز و جملهٔ دوم نشانگر مؤلفهٔ کوادراتری دما است. این دو را می‌توان به طور جداگانه توسط روشهای آشکارسازی حساس به فاز، اندازه گرفت. مقدار بیشینهٔ دمای T_f بدین‌ترتیب برابر است با

$$T_{fo}(r,z,t) = \left\{\left[\int_0^\infty \left[R_1\cos\beta_{f_2}z + R_2\sin\beta_{f_2}z\right]\exp(-\beta_{f_1}z)J_0(\lambda r)\lambda\,d\lambda\right]^2 + \left[\int_0^\infty \left[R_2\cos\beta_{f_2}z - R_1\sin\beta_{f_2}z\right]\exp(-\beta_{f_1}z)J_0(\lambda r)\lambda\,d\lambda\right]^2\right\}^{1/2}. \qquad (٤٧)$$

۳. بررسی نتایج عددی

تابع توزیع سه بعدی دمای T_f (رابطهٔ ٤٠) و مقدار بیشینهٔ آن (رابطهٔ ٤٧) را می‌توان به نحو مؤثری برای مطالعهٔ سیگنال گرمانوری مورد استفاده قرارداد. همان طور که از روابط مزبور برمی‌آید، دما به ویژگیهای چشمهٔ لیزری (توان، بسامد مدولاسیون و شعاع باریکهٔ لیزری) و مشخصه‌های 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 بپردازیم مناسب است به اختصار رفتار تابع انتگرالده در رابطهٔ (٤٠) را بررسی کنیم. شکل وابستگی تابع مزبور به

1. Rosencwaig-Gersho

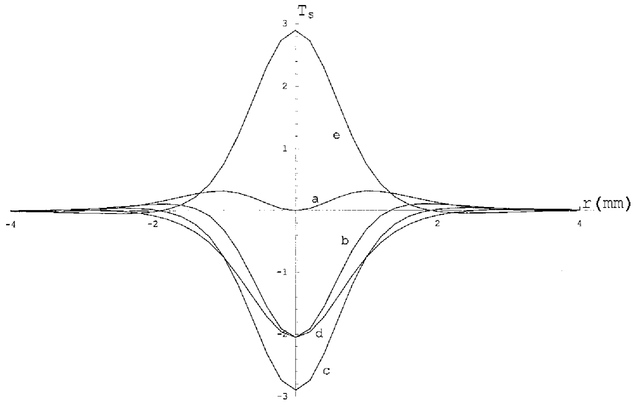
پارامترهای r و ω، نشان می‌دهد که در مقام مقایسه، پارامتر نخست نسبت به دیگری به نحو چشمگیرتری بر شکل تابع انتگرالده اثرمی‌گذارد. تابع بسل $J_0(\lambda r)$ مسئول رفتار نوسانی انتگرالده است، در حالی که حضور تابع نمایی $\exp(-a^2\lambda^2/8)$ به بروز رفتار میراشوندهٔ انتگرالده منجر می‌شود. این موضوع به ویژه می‌تواند سبب سهولت محاسبهٔ عددی انتگرال رابطهٔ (٤۰) 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 $\exp(-a^2\lambda^2/8) < \exp(-2)$. آشکار است که λ_m با وارون a (شعاع کمر باریکهٔ لیزر) متناسب است. علاوه بر این، به منظور محاسبهٔ طول پخش گرمایی (رابطهٔ ۳۸) و طول موج گرمایی(رابطهٔ ۳۹) باید مقدار $\lambda = \lambda_m$ را برگزید.

به عنوان یک مثال مشخص، فرض می‌کنیم که مادهٔ نمونه GaAs $k_s = 44\, W/m.k,\ \ \alpha = 5\times10^{6}\, m^{-1})$ $(D_s = 2/6\times10^{-5} m^2/s,$ باشد که روی بستره‌ای از شیشه $(k_b = 1 W/m.k, D_b = 6\times10^{-7} m^2/s)$ نشانده شده و در تماس مستقیم با گاز ازت $(k_f = 2/6\times10^{-2} W/m.k, D_f = 23\times10^{-6} m^2/s)$ است. علاوه براین، توان باریکهٔ لیزر را P=۱ W و ضریب تبدیل نور به گرما را η=1 انتخاب می‌کنیم.

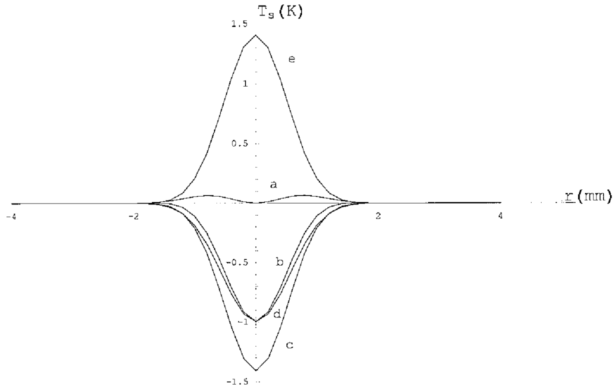
در شکل ۳ دمای سطح نمونه $T_s(r,0,t)\left(= T_f(r,0,t)\right)$ به عنوان تابعی از r و به ازای $l = 1mm$، $a = 1mm$ و $f = 10\ Hz$، برای چند مقدار ωt رسم شده است. محاسبهٔ عددی رابطهٔ (٤۰) نشان می‌دهد که به ازای $\omega t = 2\pi(10)t = 0/620\pi$، $T_f(0,0,t) = 0$ است. این مقدار ωt، که آن را با θ نشان می‌دهیم، 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 $\omega t = \theta + 3\pi/2$ در شکل نشان داده شده‌اند. طول پخش گرمایی در نمونهٔ مورد نظر برابر است با $\sigma_s = 0/025\, mm$ که در مقایسه با شعاع باریکهٔ لیزر (a=۱ mm) بسیار کوچک است. این به معنای آن است که گرما نمی‌تواند فراسوی حد گسترش باریکهٔ دمشی در صفحهٔ x-y پخشیده شود. از این رو انتشار گرما در نمونه اساساً از نمایهٔ فضایی باریکهٔ 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. همان طور 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 جملهٔ چشمهٔ مربوط به معادلهٔ (۲)) است. در شکل ٤، دمای $T_s(r,0,t)$ به عنوان تابعی از r و به ازای f=۱۰۰ Hz و برای مقادیر مختلف ωt رسم شده است. برای بقیهٔ پارامترها همان مقادیر مربوط به شکل ۳ در نظر گرفته شده‌اند. محاسبه نشان می‌دهد که در این حالت θ=۰/۰۷۰٦ π است. با مقایسهٔ شکل‌های ۳ و ٤، درمی‌یابیم که تابع توزیع $T_s(r,0,t)$ نسبت به تغییر بسامد مدولاسیون چندان حساس نیست، به طوری که اگرچه منحنیهای شکل ۳ با منحنی‌های متناظر در شکل ٤ 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، مدوله‌شدهٔ سینوسی است.

در شکل ۵، تابع توزیع دمای $T_f(0,z,t)$ به عنوان تابعی از z برای $l = 1mm$، $a = 1mm$ و $f = 10\ Hz$ و مقادیر مختلف ωt رسم شده است. از آنجا که دمای سطح نمونه (مرز مشترک نمونه با سیا ل) مدوله شدهٔ سینوسی است، انتشار موج گرمایی در سیال قابل انتظار است. موج مزبور یک موج میراشونده است که طول میرایی آن از مرتبهٔ بزرگی σ_f است. در شکل ٦، دمای $T_f(0,z,t)$ به عنوان تابعی از z و به ازای f=۱۰۰ Hz و مقادیر مختلف ωt رسم شده است. مقایسهٔ شکلهای ۵ و ٦ 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 چندانی از آن نمی‌پذیرد.

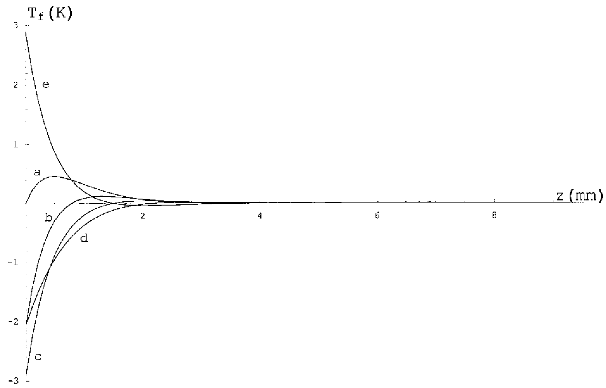
سرانجام در شکل ۷، نمودار تغییرات مقدار بیشینهٔ دمای



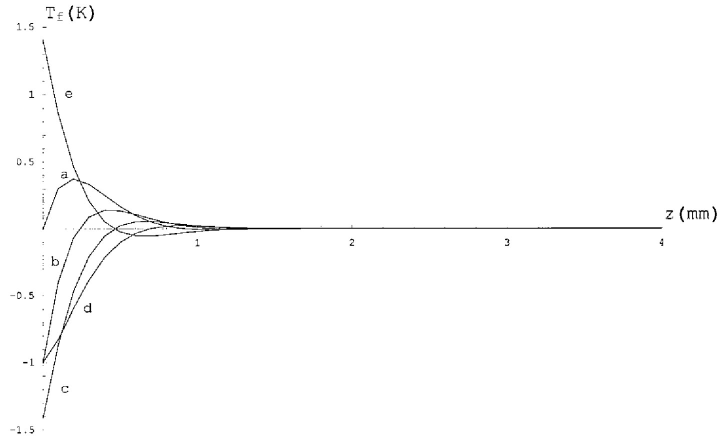
شکل ۳. نمودار تغییرات دمای سطح نمونهٔ گالیم آرسناید، $(T_s(r,0,t)=(T_f(r,0,t))$، به عنوان تابعی از r و به ازای l=۱ mm، a=۱ mm، P=۱W، η=۱، f=۱۰Hz و برای مقادیر مختلف ωt. a) ωt=θ، b) $\omega t=\theta+\frac{\pi}{4}$، c) $\omega t=\theta+\frac{\pi}{2}$، d) $\omega t=\theta+\frac{3\pi}{4}$ و e) $\omega t=\theta+\frac{3\pi}{2}$



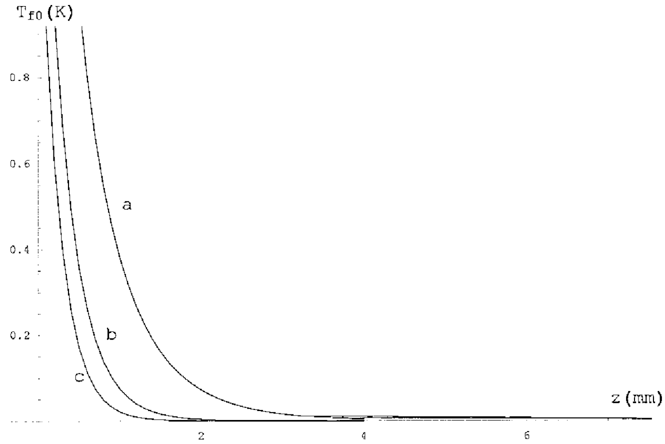
شکل ٤. نمودار تغییرات دمای سطح نمونهٔ گالیم آرسناید، $(T_s(r,0,t)=(T_f(r,0,t))$، به عنوان تابعی از r و به ازای z=۰، l=۱ mm، a=۱ mm، P=۱W، η=۱، f=۱۰۰Hz و برای مقادیر مختلف ωt. a) ωt=θ، b) $\omega t=\theta+\frac{\pi}{4}$، c) $\omega t=\theta+\frac{\pi}{2}$، d) $\omega t=\theta+\frac{3\pi}{4}$ و e) $\omega t=\theta+\frac{3\pi}{2}$



شکل ۵. نمودار تغییرات دمای سیال ازت، $T_f(0,z,t)$، به عنوان تابعی از z و به ازای r=۰، l=۱ mm، a=۱ mm، P=۱W، η=۱، f=۱۰Hz و برای مقادیر مختلف ωt. a) ωt=θ، 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 ۶. نمودار تغییرات دمای سیال ازت، $T_f(0,z,t)$، به عنوان تابعی از z و بـه ازای r=۰ l=۱ mm، a=۱ mm، P=۱W، η=۱، f=۱۰۰Hz و بـرای مقادیر مختلف ωt. a) ωt=θ، b) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{۴}$، c) $\omega t = \theta + \frac{\pi}{۲}$، d) $\omega t = \theta + \frac{۳\pi}{۴}$ و e) $\omega t = \theta + \frac{۳\pi}{۲}$



شکل ۷. نمودار مقدار بیشینهٔ دمای سیال ازت، $T_f(۰,z,t)$، به عنوان تابعی از z و بـه ازای l=۱ mm، a=۱ mm، P=۱W، η=۱ و بـرای سـه مقـدار مختلف بسامد مدولاسیون a) f=۱۰Hz، b) f=۵۰Hz و c) f=۱۰۰Hz.

سـیال $T_{f.}(۰,z,t)$ را بـه عنـوان تـابعی از z، بـه ازای $l=۱mm$، $a=۱mm$ و بـرای سـه مقـدار مختلـف بسـامد مدولاسیون، $f=۱۰Hz, f=۵۰Hz$ و $f=۱۰۰Hz$ رسم کرده‌ایـم .در این نمودار بـه دو نکتهٔ قـابل توجـه می‌تـوان اشـاره کـرد. نخست آن که، دمای سطح نمونه با افزایش بسـامد مدولاسـیون کاهش می‌یابد. این کاهش دما به دلیل لختی گرمایی نمونــه رخ می‌دهد. به بیان‌دیگر، با افزایش بسامد مدولاسیون توانایی نمونه برای دنبال کردن تغییرات شدت باریکـهٔ لـیزر دمشـی و پاسـخ دادن به آن کاهش می‌یابد. نکتهٔ دیگر اینکه طول پخش گرمـایی σ_f با افزایش بسامد مدولاسیون کـاهش می‌یـابد و از ایـن رو، سیگنـال گرمانوری با سرعت بیشتری میرا می‌شود.

٤. نتیجه‌گیری

نتایج مقالهٔ حاضر بخشی از رهیافت نظریهٔ سه‌بعدی طیف نمایی جا به جایی گرمانوری پیوسته را تشکیل می‌دهد. با فرض اینکه مادهٔ نمونه توسط باریکهٔ لـیزری مـوج پیوسـتهٔ مدولـه شـده‌ای برتابیده می‌شود که شعاع آن با بعد طولـی مـادهٔ برتـابیده قـابل مقایسه است و با استفاده از روش توابع گرین و برخی تبدیلات انتگرالی، عبارت صریحی برای تابع توزیـع سـه بعـدی دمـا بـه دست آورده‌ایم. به منظور تجزیـه و تحلیـل رفتـار تـابع توزیـع مزبور لازم است روش عددی مناسبی به کارگرفته شود تا بتـوان جنبه‌های اساسی انتشار سیگنال گرمـانوری در نمونـه و محیـط اطراف آن را به روشـنی درک کـرد. بـا اسـتفاده از یـک برنامهٔ

رایانه‌ای مبتنی بر روش کوادراتر گاوسی ٦٤ نقطه‌ای، محاسبات عددی مربوطه را انجام داده‌ایم و برخی نمودارهای تغییرات دمای لیزر القاییده را برای یک نمونهٔ 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 نحوهٔ تأثیر بسامد مدولاسیون بر دمای سطح نمونه و میرایی سیگنال گرمانوری پی‌برد. در حد یک بعدی، یعنی درحدی که شعاع باریکهٔ لیزر دمشی بسیار بزرگتر از بعد طولی مادهٔ برتابیده باشد، نتایج به‌دست آمده با نتایج حاصل از الگوی RG کاملاً سازگار است.

جنبهٔ جالب توجه دیگری از این پژوهش که می‌توان به آن اشاره کرد مطالعهٔ تغییر شکل سطح نمونهٔ برتابیده است. در واقع تغییر شکل مزبور را می‌توان در عمل با استفاده از یک باریکهٔ لیزری ضعیف (باریکهٔ گمانه) و تعیین مقدار انحراف آن مورد مطالعه قرار داد. از دیدگاه نظری با دردست داشتن عبارت مربوط به تابع توزیع دمای لیزر القاییده (رابطهٔ ٤٠)، می‌توانیم عبارتهای صریحی برای مؤلفه‌های عمودی و مماسی انحراف باریکهٔ گمانه در سه بعد به دست آوریم. به‌ویژه، تأثیر بسامد مدولاسیون و شعاع باریکهٔ لیزر دمشی موج پیوسته و ویژگیهای اپتیکی و گرمایی نمونه و محیط اطراف آن بر جا به جایی گرمانوری سطح نمونه و مقایسهٔ بزرگی جا به جایی مزبور با بزرگی جا به جایی ناشی از افت‌وخیزهای دما، از جملهٔ موارد مهمی هستند که در حال حاضر مورد مطالعه‌اند و نتایج حاصل را در مجالی دیگر ارائه خواهیم کرد.

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 Korpium 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 Willenburg, *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. A***38** (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، مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، شمارهٔ **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 Soltonolkotabi 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.