

سامانه کنترل دمای فلزات با استفاده از جابجایی بازتاب نور لیزر

مریم ذوقی^۱

تاریخ ارسال شهریور ۹۵، پذیرش بهمن ۹۵

چکیده: در این مقاله با استفاده از تلفیق مدل درود و ضرائب فرنل به بررسی اثر دما در جابجایی بازتاب نور لیزر با قطبش خطی دلخواه از سطح یک فلز پرداخته و ایده‌های ساده برای پایش دمای فلزات با استفاده از لیزر ارائه می‌کنیم. با محاسبه جابجایی‌های گوس-هانخن (GH) و ایمبرت-فدوروف (IF) نشان داده می‌شود که پرتو نور بسته به حالت قطبش آن می‌تواند در هر دو جابجایی مکانی و زاویه‌ای نقش داشته باشد. بر طبق تحلیل نظری، تابش موج TM با زاویه ۸۹ درجه بر سطح طلا بیشترین حساسیت جابجایی نسبت به تغییرات دما را داشته و با گرم شدن فلز به طور خطی کاهش می‌یابد. تغییرات جابجایی GH در حدود ۸۰ pm بر کلوین است. از طرف دیگر، انحراف IF به طور یکنواخت با افزایش دما افزایش یافته و به ازاء هر درجه کلوین، جابجایی مکانی‌ای در حدود ۳ pm ایجاد می‌کند. این روش می‌تواند در سامانه‌های هشداردهنده برای جلوگیری از وقوع انفجار در ماشین آلات صنعتی مورد استفاده قرار گیرد.

واژه‌های کلیدی: جابجایی بازتابی، نور قطبیده خطی، دماسنجی، گوس-هانخن، ایمبرت-فدوروف.

۱. مقدمه

در حال حاضر استفاده از اثرات ترمو-اپتیکی در فوتونیک و ابزارهای نوری مانند سوئیچ‌ها [۱]، تضعیف‌کننده‌ها [۲] و فیلترها بسیار مورد توجه قرار گرفته است. پایش دما با استفاده از روش‌های نوری نسبت به حسگرهای الکتریکی متداول مزایای زیادی دارد که از جمله آنها می‌توان به ایمنی و نداشتن آلودگی اشاره کرد. علیرغم این مزیت‌ها میزان حساسیت دماسنج‌های نوری به نسبت کم است. برای رفع این مشکل از روش‌هایی نظیر تداخل سنجی [۳]، پر کردن تار بلور فوتونی با الکل [۴] و اندازه‌گیری فاز در تشدید پلاسمون سطحی [۵] بهره گرفته شده اما رسیدن به درجه حساسیت مطلوب اغلب نیازمند ابزارها و یا سامانه‌های اندازه‌گیری پیچیده بوده است. این در

حالی است که در پدیده موسوم به اثر گوس-هانخن هرگونه تغییر جزئی در ضریب شکست ماده که به علت اثرات گرمایی به وجود بیاید منجر به جابجایی قابل ملاحظه در مکان پرتوی بازتابی خواهد شد [۶]. امروزه مشخص شده است که باریکه نور کاملاً از قوانین اپتیک هندسی تبعیت نمی‌کند، در واقع اثرات ناشی از پراش، پرتو را در جهت‌های موازی و عمود بر صفحه تابش جابجا خواهد کرد [۷]. جابجایی در صفحه تابش به اثر گوس-هانخن (GH) [۸] و انحراف عمود بر صفحه تابش به جابجایی ایمبرت-فدوروف (IF) معروف است [۹-۱۱]. شکل ۱ جابجایی‌های GH و IF شامل انحراف مکانی (Δ) و انحراف زاویه‌ای (Θ) را در برخورد پرتوی لیزر به یک سطح تخت نشان می‌دهد. اثر GH ابتدا در بازتاب کلی مشاهده شد و از پراش ضریب بازتاب یا عبور ناشی

۲. تئوری و نتایج

تفاوت فلزات با دی الکتریک‌ها در ضریب شکست مختلط آن‌هاست یعنی $\hat{n} = n + i\kappa$ که κ ضریب خاموشی می‌باشد. وقتی نور لیزر با زاویه تابش θ از هوا به سطح یک فلز می‌تابد، جابجایی فاز φ_γ در ضرائب بازتاب $r_\gamma = R_\gamma e^{i\varphi_\gamma}$ عبارتند از:

$$\varphi_s = \text{Im} \left(\text{Ln} \left[\frac{\cos \theta - \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2 \theta}} \right] \right) \quad (الف-۱)$$

$$\varphi_p = \text{Im} \left(\text{Ln} \left[\frac{\hat{n}^2 \cos \theta - \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2 \theta}}{\hat{n}^2 \cos \theta + \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2 \theta}} \right] \right) \quad (ب-۱)$$

s و p به ترتیب بیانگر موج فرودی TE (میدان الکتریکی عمود بر صفحه تابش) و TM (میدان مغناطیسی عمود بر صفحه تابش) هستند ($\gamma \in \{s, p\}$). عبارت صریح جابجایی‌های IF و GH برای یک پرتو با توزیع شدت گاوسی به صورت زیر است [۲۱]:

$$\Delta_{GH} = \omega_p \frac{\partial \varphi_p}{\partial \theta} + \omega_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \theta} \quad (الف-۲)$$

$$-\Theta_{GH} = \omega_p \frac{\partial \text{Ln} R_p}{\partial \theta} + \omega_s \frac{\partial \text{Ln} R_s}{\partial \theta} \quad (ب-۲)$$

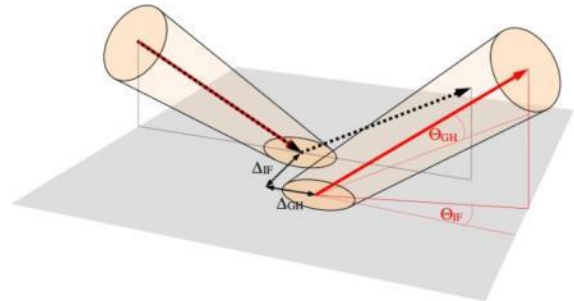
$$\Delta_{IF} = -\cot \theta \left[\frac{\omega_p a_s^2 + \omega_s a_p^2}{a_s a_p} \sin \eta + 2\sqrt{\omega_p \omega_s} \sin(\eta - \varphi_p + \varphi_s) \right] \quad (ج-۲)$$

$$\Theta_{IF} = \frac{\omega_p a_s^2 - \omega_s a_p^2}{a_s a_p} \cos \theta \cos \eta \quad (د-۲)$$

که $\omega_\gamma = \frac{a_\gamma^2 R_\gamma^2}{a_s^2 R_s^2 + a_p^2 R_p^2}$ و a_γ مولفه‌های میدان الکتریکی لیزر در جهت موازی و عمود بر صفحه هستند. اختلاف فاز بین مولفه‌ها با η نشان داده می‌شود که در اینجا صفر در نظر گرفته شده است. این کمیت‌ها بدون بعد هستند و جابجایی فیزیکی و قابل اندازه‌گیری L در هر جهت از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$L = \frac{\Delta}{k} + Z \frac{\Theta}{\Lambda} \quad (۳)$$

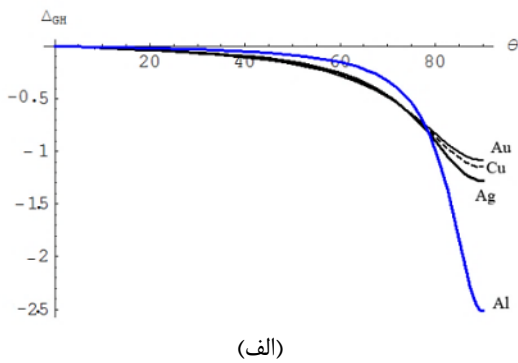
می‌شود. اثر IF به تکانه زاویه‌ای اسپینی نور قطبیده و بقای تکانه زاویه‌ای کل در سامانه مربوط است [۱۲]. در چند دهه اخیر علاقه‌مندی به مطالعه این جابجایی‌ها افزایش یافته و بررسی‌های متعددی انجام شده است که از جمله آن‌ها می‌توان به اندازه‌گیری ضعیف جابجایی [۱۳]، جابجایی در مواد دی الکتریک [۱۴]، سطوح با جذب کم [۱۵]، سطح متصل به زمین [۱۶]، لایه گرافینی [۱۷] و شبه مواد [۱۸] اشاره کرد. همچنین جابجایی پرتو کاربردهای بالقوه‌ای در طراحی ابزارهای اپتیکی مانند سوئیچ‌های موجبر نوری [۱۹] و حسگرهای نوری [۲۰] پیدا کرده است.



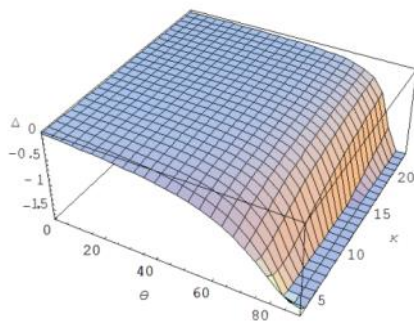
شکل ۱: جابجایی GH (در صفحه تابش) و IF (خارج از صفحه تابش) در بازتاب نور از یک سطح صاف. Δ جابجایی مکانی و Θ جابجایی زاویه‌ای است.

فلزات کاربردهای زیادی در صنعت دارند و در بسیاری از موارد نظیر جوشکاری، کنترل دمای آن‌ها در مرحله پیش گرمایش حائز اهمیت است. فلزاتی مانند طلا (Au)، نقره (Ag) و آلومینیوم (Al) می‌توانند در طیف وسیعی از طول موج تابشی، بازتابی بیش از ۹۵ درصد داشته باشند. آینه‌های مس نیز در لیزرهای فروسرخ پالسی و پیوسته توان بالا و همچنین سامانه‌های انتقال نوری از جایگاه ویژه‌ای برخوردارند. در این مقاله با تلفیق مدل درود و ضرائب فرنل، به بررسی جابجایی بازتاب نور لیزر از سطح فلزات در دماهای مختلف پرداخته و جابجایی‌های مکانی و زاویه‌ای GH و IF را برای پرتویی با قطبش خطی دلخواه در زوایای تابش مختلف به دست خواهیم آورد. نشان خواهیم داد که از جابجایی‌های بازتابی می‌توان به عنوان سامانه‌ی برای پایش دمای فلزات بهره برد.

مقایسه با طول موج است. در فلزات درخشان ($\kappa \gg n$)، اندازه ضریب خاموشی اثر غالبی در جابجایی دارد و با افزایش طول موج افزایش می‌یابد. شکل ۲- الف جابجایی GH را که با استفاده از فرمول فاز ایستای آرتمن [۲۲] برای نور با قطبش p ($\alpha=0$) بر حسب زاویه تابش برای فلزات مختلف شامل طلا (Au)، نقره (Ag)، مس (Cu) و آلومینیوم (Al) در $\lambda = 632.8$ nm (لیزر He-Ne) به دست آمده نشان می‌دهد. در شکل ۲- ب، رفتار تقریبی جابجایی GH (در حد $\kappa \gg n$) با تغییر ضریب خاموشی (افزایش λ) و زاویه تابش برای آلومینیوم در حالت سه بعدی رسم شده است.



(الف)



(ب)

شکل ۲: الف) جابجایی GH حاصل از تابش نور لیزر He-Ne با قطبش خطی p به سطح طلا ($\mathbf{n}_{Au} = 0.20 + 3.25 \mathbf{i}$)، نقره ($\mathbf{n}_{Ag} = 0.16 + 3.79 \mathbf{i}$)، مس ($\mathbf{n}_{Cu} = 0.31 + 3.43 \mathbf{i}$) و آلومینیوم ($\mathbf{n}_{Al} = 1.26 + 7.27 \mathbf{i}$) [۲۲]. ب) رفتار جابجایی GH در آلومینیوم در حد $\kappa \gg n$ به ازاء زوایای تابش مختلف.

با توجه به شکل ۲- الف دیده می‌شود که به ازاء یک طول موج ثابت هرچه ضریب خاموشی فلز بزرگتر باشد جابجایی GH در زاویه‌های بزرگ تابش، مقدار منفی

در رابطه بالا $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج و z فاصله آشکار ساز (D) تا کمر باریکه w_0 است. $\Lambda = \frac{1}{2} k^2 w_0^2 = \frac{2}{\theta_0^2}$. که θ_0 گشودگی زاویه‌ای پرتوی فرودی می باشد. ضریب شکست فلز به دما و طول موج لیزر فرودی بستگی دارد و توسط مدل درود توصیف می‌شود:

$$\hat{n}^2(\omega, T) = 1 - \frac{\omega_p^2(T)}{\omega^2 + i\omega\omega_c(T)} \quad (4)$$

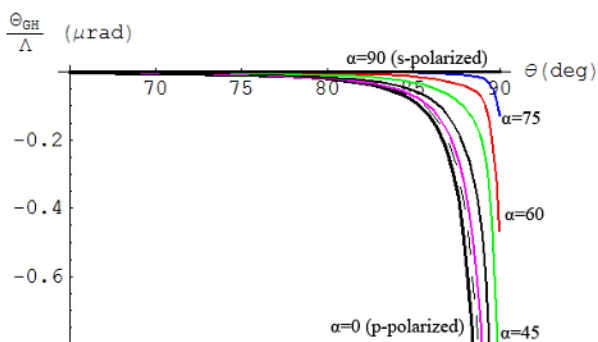
فرکانس نوسان پلاسما ω_p ، تابعی از دماست:

$$\omega_p(T) = \sqrt{\frac{N(T)e^2}{m^*\epsilon_0}} \quad (5)$$

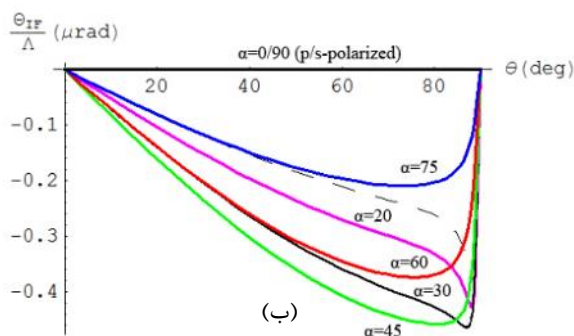
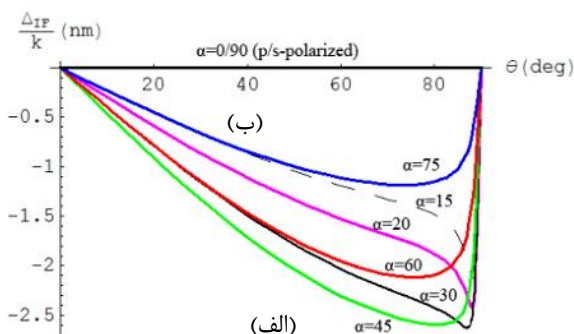
چگالی الکترون‌های فلز با دما تغییر می‌کند به طوری که $N(T) = \sqrt{\frac{N(T_0)}{1+3\gamma(T-T_0)}}$ دمای مرجع T_0 دمای اتاق (300 K) فرض می‌شود و γ ضریب انبساط خطی می‌باشد. با صرف نظر از تغییرات جزئی جرم موثر الکترون m^* با تغییر دما، می‌توان آن را ثابت در نظر گرفت. تابعیت دمایی فرکانس برخورد الکترون‌ها ω_c به صورت زیر است: (۶)

$$\omega_c = \frac{\omega_p^2}{\sigma(0)} \left[\frac{1}{10} + \left(\frac{T}{T_0}\right)^5 \int_0^{\frac{T_0}{T}} \frac{y^4}{e^y - 1} dy \right] + \frac{\pi^3 \Gamma \delta}{12 \hbar E_f} \left[(k_B T)^2 + \left(\frac{\hbar \omega}{2\pi}\right)^2 \right]$$

معادله فوق شامل دو بخش است که به ترتیب فرکانس پراکندگی الکترون-فونون و فرکانس پراکندگی الکترون-الکترون را نشان می‌دهد. در رابطه (۶)، T_0 دمای دمای بوده و $\sigma(0)$ رسانایی DC در $T = T_0$ است. ثابت Γ بیانگر متوسطی روی سطح فرمی احتمال پراکندگی است و δ بر پراکندگی جزئی آمکلاپ دلالت دارد. E_f انرژی فرمی الکترون، \hbar ثابت پلانک و k_B ثابت بولتزمن است. با فرض اینکه نور لیزر فرودی دارای قطبش خطی با زاویه α بوده و دامنه میدان الکتریکی به صورت $E = E_0 \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}$ باشد، جابجایی‌ها را بر اساس معادلات (۲) محاسبه می‌کنیم. مقدار جابجایی بازتابی در فلزات اغلب قابل



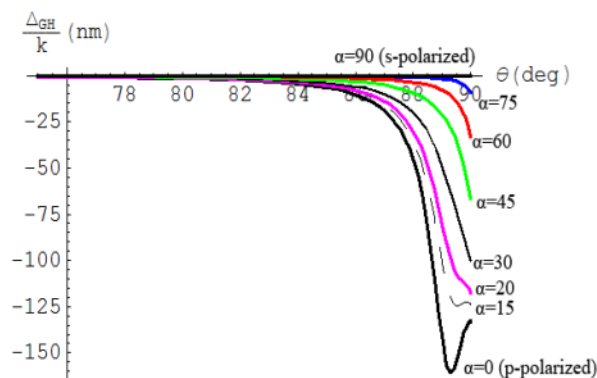
شکل ۳: جابجایی GH حاصل از تابش نور لیزر هلیوم-نئون با قطبش خطی دلخواه α^0 به سطح طلا. الف) جابجایی مکانی. ب) جابجایی زاویه‌ای.



شکل ۴: جابجایی IF حاصل از تابش نور لیزر هلیوم-نئون با قطبش خطی دلخواه α^0 به سطح طلا. الف) جابجایی مکانی. ب) جابجایی زاویه‌ای.

بزرگتری خواهد داشت. شکل ۲-ب حاکی از آن است که با افزایش طول موج تابشی، شیب این تغییرات تندتر خواهد شد. در ادامه، محاسبه جابجایی GH و IF در هر حالت از قطبش خطی تنها برای فلز طلا انجام خواهد شد و نتایج را می‌توان با مقایسه ضریب خاموشی نسبت به طلا به سایر فلزات تعمیم داد. پارامترهای مدل درود برای فلز طلا در جدول ۱ آورده شده است.

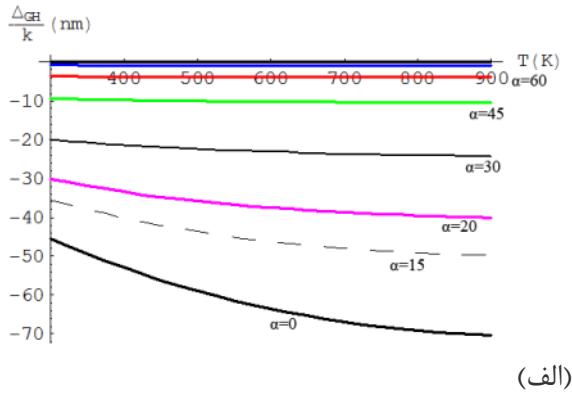
بر طبق شبیه‌سازی‌ها جابجایی‌های GH برای نور با قطبش خطی S ($\alpha=90$) مقدار مثبت کوچکی دارد و با کاهش زاویه قطبش به سمت مقادیر منفی می‌رود به طوری که در قطبش p ($\alpha=0$) به حداکثر مقدار خود می‌رسد. شکل ۳ جابجایی مکانی و زاویه‌ای GH را برای بازتاب نور لیزر هلیوم-نئون قطبیده خطی بر حسب زاویه تابش فرودی، در قطبش دلخواه α از سطح طلا نشان می‌دهد. جابجایی خارج از صفحه IF رفتار متفاوتی دارد. این جابجایی در هر دو حالت مکانی و زاویه‌ای، برای موج قطبیده خطی p صفر است اما با افزایش زاویه قطبش در زاویه‌های مایل تابش به تدریج افزایش یافته و در ۴۵ درجه به حداکثر مقدار خود می‌رسد. سپس مجدداً کاهش یافته و از $\alpha=90$ (قطبش S) صفر خواهد شد. شکل ۴ جابجایی مکانی و زاویه‌ای IF را نشان می‌دهد.



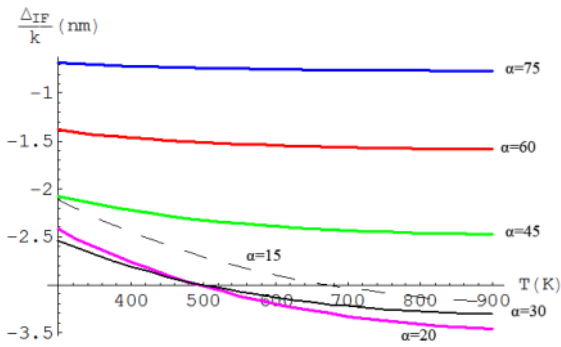
الف)

جدول ۱- پارامترهای مدل درود برای فلز طلا

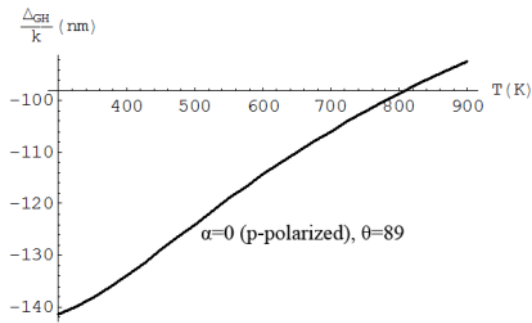
پارامتر	مقدار
$N(T_0)$	$5/90 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$
m^*	$1/10 \times m_e$
T_θ	۱۸۵ K



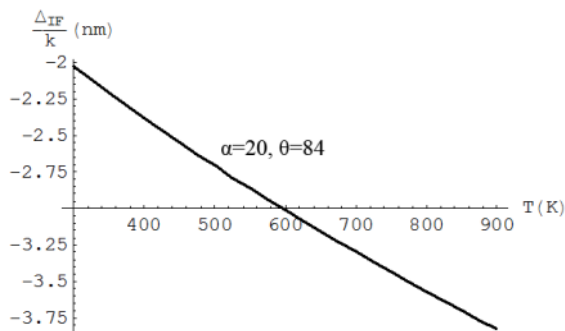
(الف)



(ب)



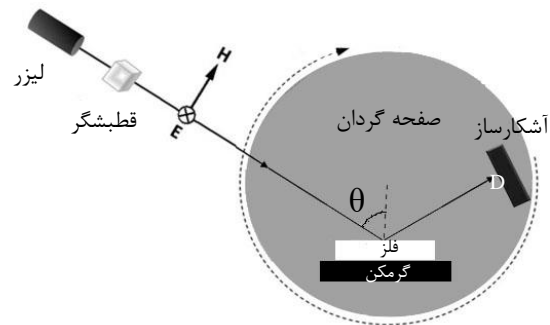
(ج)



(د)

Γ	۰/۵۵
δ	۰/۷۷
γ	$۱۴/۲ \times ۱۰^{-۶} \text{ K}^{-1}$
$\sigma(0)$	$۱/۳۲ \times ۱۰^{-۸} \Omega\text{m}$
E_F	۵/۵۱ eV

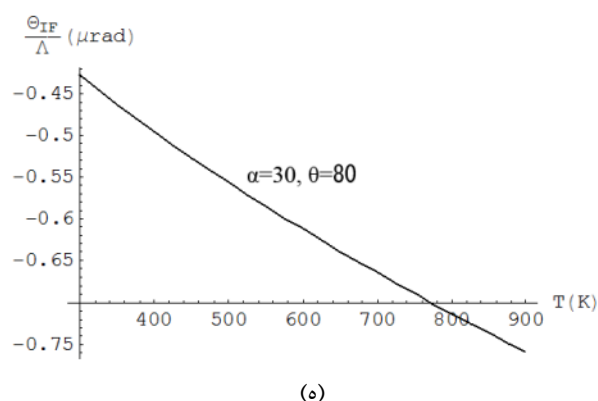
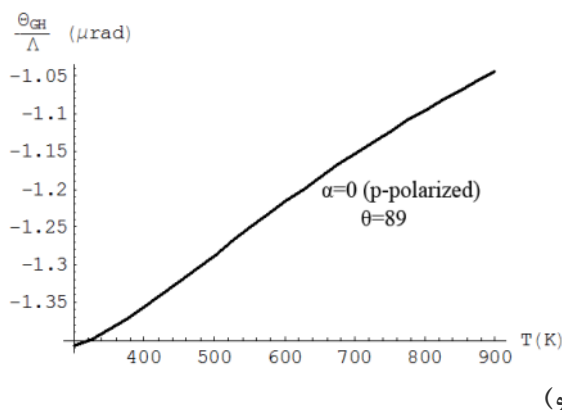
برای بررسی اثرات گرمایی بر روی جابجایی، مقدار جابجایی های GH و IF را برای نوری که با قطبش خطی به فلز طلا در دماهای مختلف می‌تابد به دست می‌آوریم. شکل ۵ طرحی کلی از چیدمان سامانه فرضی برای بررسی تغییرات جابجایی پرتو با تغییر دمای فلز و زاویه تابش را ارائه می‌کند.



شکل ۵: شمایی از چیدمان سامانه برای بررسی تغییرات جابجایی پرتو با تغییر دمای فلز و زاویه تابش

جابجایی‌های GH و IF به صورت تابعی از دمای فلز برای نور لیزر قطبیده خطی در شکل‌های ۶ (الف) و (ب) نشان داده شده است. شکل‌های ۶ (ج) و (د) نمایانگر جابجایی‌های IF و GH برای حالتی از قطبش است که بیشترین گرادیان را نسبت به تغییر دما دارد. نکته جالب توجه اینجاست که رفتار این جابجایی‌ها کاملاً به زاویه تابش وابسته است به طوری که روند آن‌ها با تغییر زاویه تابش از $\theta = ۸۸$ به $\theta = ۸۹$ ، از افزایشی به کاهشی تغییر می‌کند. جابجایی‌های زاویه‌ای متناظر در شکل‌های ۶ (ه) و (و) دیده می‌شود.

است که با گزارشات تجربی توافق دارد [۲۴]. باید توجه داشت که Δ_{GH} برای حالت‌های مختلف قطبش متفاوت است و جابجایی مثبت در زوایای فرود کوچک با افزایش زاویه قطبش و عبور از حد $\alpha=85$ قابل حصول است. مقدار جابجایی زاویه‌ای Θ_{GH} به ازاء $\theta > 80$ قابل توجه است و قطبش‌های نزدیک به p انحراف زاویه‌ای بزرگتری ایجاد می‌کنند. از طرف دیگر، جابجایی‌های خارج از صفحه، Δ_{IF} و Θ_{IF} در $\alpha=45$ بیشینه شده و مؤید نتایج تجربی هستند [۲۵]. اگرچه نقطه ماکزیمم در زوایای خراشان به $\alpha=30$ تعلق دارد. به علاوه، جابجایی‌های IF برای هر دو قطبش p و s صفر است. برای قطبش‌های خطی ناهم‌فاز ($\eta = \pi$) بحث مشابهی با تغییر علامت مقادیر جابجایی برقرار است. نتایج تحلیل نشان می‌دهد که برای پایش دمای فلز با بیشترین حساسیت، بهترین انتخاب موج قطبیده p (TM) است که در حالت نظری گرادپانی در حدود $80 \frac{pm}{K}$ در جابجایی طولی GH از سطح طلا ایجاد می‌کند. وقتی لیزر به طور خراشان می‌تابد، با افزایش دمای فلز از دمای اتاق تا $900K$ ، جابجایی GH به طور خطی کاهش می‌یابد. برعکس، جابجایی‌های IF در θ های بزرگ با بالا بردن دما به طور یکنواخت افزایش می‌یابد. گرادپان جابجایی مکانی IF کوچک و در فلز طلا در حدود $3 \frac{pm}{K}$ است. با توجه به امکان تقویت قابل ملاحظه میزان این جابجایی‌ها با استفاده از روش‌هایی چون موجبر متقارن فلزی، می‌توان از این روش در سامانه‌های ایمنی و هشداردهنده خودکار افزایش بیش از حد دمای فلزات در ماشین آلات صنعتی استفاده کرد.



شکل ۶: (الف) و (ب): جابجایی‌های بازتابی GH و IF برای نور لیزر با قطبش خطی α^0 و $\lambda = 632/8 \text{ nm}$ از سطح طلا در زاویه تابش $\theta = 88$ بر حسب دمای فلز. (ج) و (د): بیشترین تغییرات مکانی GH و IF با تغییر دما به ترتیب به ازاء $\alpha=0, \theta = 89$ و $\alpha=20, \theta = 84$. (و) و (ه): بیشترین تغییرات زاویه‌ای GH و IF با تغییر دما به ترتیب به ازاء $\alpha=0, \theta = 89$ و $\alpha=30, \theta = 80$.

۳. نتیجه‌گیری

در این مقاله با تغییر قطبش نور لیزر در زوایای مختلف تابش، به بررسی اثر دمای فلز به عنوان سطح بازتابنده در جابجایی مکانی و زاویه ای نور پرداختیم. همانطور که در شکل (۳) دیده می‌شود هر دو جابجایی‌های طولی و عرضی به ازاء اغلب زوایای قطبش منفی هستند که حاکی از شارش انرژی در سطح فلز به سمت عقب می‌باشد. این نمودارها نشان می‌دهند که Δ_{GH} برای موج قطبیده p (TM) دارای مقدار منفی بزرگی بوده و شامل یک فرورفتگی در حدود $\theta = 89$ است. همچنین مقدار این جابجایی برای موج قطبیده s (TE) کوچک و مثبت

[8] Goos F and Hänchen H, Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion, *Ann. Phys.* 1947, 436, 333–346.

[9] Imbert C, Calculation and Experimental Proof of the Transverse Shift Induced by Total Internal Reflection of a Circularly Polarized Light Beam , 1972.

[10] Fedorov F.I, Dokl. Akad. Nauk , On the theory of total internal reflection, 1955, SSSR 105, 465.

[11] Qin Y., Li Y, He H and Gong Q, Measurement of spin Hall effect of reflected light, *Opt. Lett.* 34, 2551–2553, 2009.V. Fedoseyev: *Opt. Commun*, 2009, 282, 1247 – 1251.

[12] Lai H. M., Kwok C. W., Loo et al Y. W. Energy-flux pattern in the Goos-Hänchen effect, *Phys. 2000. Rev. E*, 62, 7330.

[13] Jayaswal G, Mistura G and Merano M, Weak measurement of the Goos-Hänchen shift, *Opt. Lett.* 2013, 38, 1232–1234.

[14] Löffler et al W, Polarization-dependent Goos-Hänchen shift at a graded dielectric interface, *Optics Communications*, 2010, 283, Issue 18, 3367–3370.

[15] Lai H.M, Chan S.W , Wong W.H, Nonspecular effects on reflection from absorbing media at and around Brewster's dip, *J. Opt. Soc. Am*, 2006, 23, 3208 .

[16] Wang et al L. G, Negative and Positive Lateral Shift of a Light Beam Reflected from a Grounded slab, *Opt. Lett.* 2006, 31 (8): 1124-1126.

مراجع

[1] Shoji Y, Kintaka K, Suda S, Kawashima H., Hasama T. and Ishikawa H., Low-crosstalk 2×2 thermo optic switch with silicon wire waveguides, *Opt. , 2010 Express* 18(9), 9071–9075.

[2] Lapsley M. I., Lin S. S., Mao X. and Huang T. J., An in-plane, variable optical attenuator using a fluid-based tunable reflective interface, *Appl. Phys. , 2009 Lett.* 95(8), 083507.

[3] Choi H. Y., Park K. S., Park S. J., Paek U. C., B. H. Lee and Choi E. S., Miniature fiber-optic high temperature sensor based on a hybrid structured Fabry-Perot interferometer, *Opt, 2008. Lett.* 33(21), 2455–2457.

[4] Qian W, Zhao C. L, He S, Dong X, Zhang S, Zhang Z, Jin S, Guo J. and Wei H, High-sensitivity temperature sensor based on an alcohol-filled photonic crystal fiber loop mirror, *Opt. 2011, Lett.* 36(9), 1548–1550.

[5] Chiang H. P., Yeh H. T., Chen C. M., Wu J. C., Su S. Y., Chang R., Wu Y.J., Tsai D. P., Jen S. U. and Leung P. T., Surface plasmon resonance monitoring of temperature via phase measurement, *Opt. , 2004, Commun.* 241(4-6), 409–418.

[6] Zhao B and Gao L, Temperature-dependent Goos-Hänchen shift on the interface of metal/dielectric composites,” *Opt. 2009, Express* 17(24), 21433–21441.

[7] Born M and Wolf E , *Principles of Optics*, 7th edn., Pergamon, London, 2005.

bounded wavepackets of light, J. Opt. 2013, 15, 014004.

[22] Rakić A. D., Djurišić A. B , Elazar et al. J. M, Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices, Appl. Opt. 1998 , 37, pp. 5271-5283.

[23] Artmann K., Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles, Ann. Phys.1948, 437(1-2), pp. 87–102.

[24] Leung P.T, Chen C.W. and Chiang H.P., Large negative Goos–Hanchen shift at metal surfaces, Opt. Commun. 2007, pp. 276, 206–208.

[25] Hermosa N, . Nugrowati A.M , Andrea Aiello et al., Spin Hall effect of light in metallic reflection, Opt. Lett 2011 , 36, pp. 3200-3202.

[17] Grosche S , Ornigotti M, Szameit A, Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for Gaussian beams impinging on graphene-coated surfaces, Opt. Express 2015, 16, 23.

[18] Yallapragada V. J , Ravishankar A. P, Mulay et al. G. L., Observation of giant Goos-Hänchen and angular shifts at designed metasurfaces, Scientific Reports, 2016 ,6, 19319 .

[19] Wan Y , Zheng Z, Kong et al W, Fiber-to-fiber optical switching based on gigantic Bloch-surface-wave-induced Goos-Hänchen shifts, J. Photon, 2013, 5, 7200107.

[20] Wang X, Sang M, Yuan et al W: IEEE Photonics Technology Lett, 2015, 28, 3.

[21] Ornigotti M and Aiello A , Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for

A Metal Temperature Control System using Laser Reflection Shift

Maryam Zoghi¹

Abstract

Using a combination of Drude model and Fresnel coefficients, we investigate the effect of temperature on laser beam shifts from metals and present a simple method for thermometry. A comprehensive analysis of both Goos-Hanchen (GH) and Imbert-Fedorov (IF) reflection shifts of an arbitrary oblique linearly polarized light from a plane metallic surface as a function of temperature is carried out. It is shown that the beam light can contribute both spatial and angular shifts depending on its state of polarity. The investigation indicates that the TM-wave radiation at 89° on gold surface produces the most sensitive GH shift with respect to the temperature and decreases as the metal is heated. The linear change of the spatial GH shift is about 80 pm per Kelvin. The IF deviations, on the other hand, have a monotonic ascending behavior which is about 3pm per Kelvin for the spatial shift. This method may serve as part of an alarm system to detect superheated explosive machinery.

Keywords: Reflection beam shift, linearly-polarized light, thermometry, Goos-Hanchen, Imbert-Fedorov.

1) Physics Group, Department of Engineering Science, College of Engineering, University of Tehran
Email: maryam.zoghi@ut.ac.ir