بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز

به دام اندازی اپتیکی ذرات دی الکتریک ریلی بوسیله میدان میرای ناشی از تداخل دو پرتو لیزری تحت بازتاب داخلی کلی

سید محسن ایزدیار، محمدباقر محمدنژاد و عبدالله حسن زاده

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه کردستان

چکیده - در این مقاله، نیروی اپتیکی ناشی از میدان میرای دو پرتو لیزری که در شرایط بازتاب داخلی کلی با هم تداخل می کنند مورد بررسی قرار می‌گیرد. نیروهای تابشی از جمله نیروهای گرادیان و پراکندگی وارد بر ذرات دی‌الکتریک تحت رژیم ریلی را محاسبه می‌کنیم و شرایط پایدار برای به دام اندازی (تله) اپتیکی موثر ذرات بررسی می‌شوند. نتایج ما نشان می‌دهد که میدان میرای ناشی از تداخل دو پرتو لیزر می‌تواند به عنوان یک تله اپتیکی برای به دام اندازی ذرات ریلی در امتداد خطوطی موازی با فصل مشترک دو محیط مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- بازتاب داخلی کلی، به دام اندازی (تله) اپتیکی، ذرات ریلی، شرایط پایداری تله اپتیکی، میدان میرای ناشی از تداخل دو پرتو لیزر، نیروهای تابشی

Optical trapping of Rayleigh dielectric particles using the evanescent wave of two totally internally reflected interfering beams

Seyed Mohsen Izadyar, Mohammad Bagher Mohammad Nejhad, and Abdollah Hassanzadeh

Department of Photonics, Faculty of Science, University of Kurdistan

Abstract- In this paper, the optical force acting upon Rayleigh dielectric particles produced by evanescent wave of two totally internally reflected interfering beams is investigated. Both gradient and scattering forces are calculated and the stability conditions for effective trapping of particles are analyzed. Results show that evanescent wave due to interference of two laser beams can be used to trap Rayleigh particles along a column parallel to the interface.

Keywords: Total internal reflection, Optical trapping, Rayleigh particles, Evanescent wave, Interference, Radiation force

[Downloaded from opsi.ir on 2026-05-30]

۱- مقدمه

به دام اندازی (تله) اپتیکی ذرات که با کارهای اشکین در سال ۱۹۷۰ شروع شد، در زمینه‌های مختلف فیزیک، شیمی و زیست شناسی که نیازمند نگه داشتن، حرکت دادن و دستکاری ذرات بدون تماس مکانیکی هستند، روش بسیار مفیدی است. اشکین از دو باریکه گاوسی و کانونی شده‌ی لیزری که در خلاف جهت هم حرکت می‌کردند، برای تله تمام اپتیکی ذرات خنثی، استفاده کرد [۱]. به دام اندازی ذرات با استفاده از یک باریکه بسیار متمرکز لیزری (انبرک اپتیکی) نیز انجام شده است [۲]. امروزه دستکاری ذرات تنها بوسیله‌ی تک باریکه لیزر کانونی شده انجام نمی‌گیرد، بلکه بوسیله توزیع میدان‌های نوری شکل‌دار نیز صورت می‌گیرد [۳]. تداخل چندپرتویی را می‌توان برای ایجاد چنین میدان‌هایی بکار گرفت.

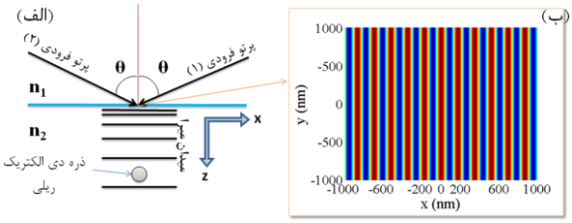
نیروی تابشی وارد بر ذرات در انبرک‌های اپتیکی را به دو نیروی گرادیانی و نیروی پراکندگی تجزیه می‌کنند. نیروی گرادیانی متناسب با گرادیان شدت نور و جهت آن به سمت ناحیه‌ای با شدت بیشتر است (مشروط بر اینکه ضریب شکست ذره بیشتر از ضریب شکست محیط اطراف آن باشد). نیروی پراکندگی متناسب با بردار پوئین تینگ است و از انتقال تکانه فوتون‌های پراکنده شده به ذره، ایجاد می‌شود. نیروی پراکندگی در جهت کاهش شدت است و بنابراین تله اپتیکی را ناپایدار می‌کند [۴]. ذرات با توجه به شعاعشان a در مقایسه با طول‌موج تابشی (λ_0)، به دو دسته ذرات ریلی ($a < \lambda_0/20$) و مای ($a > \lambda_0/20$) تقسیم می‌شوند [۴]. در این مقاله نیروی تابشی وارد بر ذرات ریلی در میدان میرای حاصل از بازتابش داخلی کلی دو باریکه لیزری تداخلی از مرز مشترک دو محیط غلیظ و رقیق را محاسبه می‌کنیم. شرط پایداری دام اپتیکی نیز بررسی می‌شود. با استفاده از این روش، می‌توان ذرات ریلی را بصورت آرایه‌های منظم به دام انداخت و آن‌ها را بر روی ساختارهای از پیش تعیین شده مرتب کرد.

۲- توزیع شدت میدان میرا

دو باریکه لیزر با زوایای فرود یکسان و بیشتر از زاویه حد، از یک محیط غلیظ به محیط رقیق فرود می‌آیند (شکل ۱). توزیع شدت روی صفحه x-y در فصل مشترک به شکل زیر تعریف می‌شود [۵].

$$I(x,y,z=0)=4I_0\cos^2\left(\frac{2\pi x\sin\theta}{\lambda}\right) \qquad (۱)$$

I شدت برآیند حاصل از تداخل دو پرتو، I_0 شدت یکی از آن‌ها در فصل مشترک، λ طول موج پرتو در محیط غلیظ ($\lambda=\lambda_0/n_1$) و θ زاویه فرود است. طبق این معادله، توزیع شدت در فصل مشترک بصورت میله‌هایی موازی محور y با نیم‌رخ سینوسی و دوره تناوب $\lambda/2\sin\theta$ است.



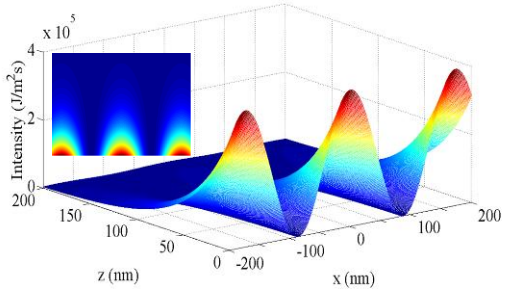
شکل ۱: الف) تداخل دو باریکه لیزر تحت بازتاب داخلی کلی. ب) توزیع شدت در فصل مشترک دو محیط در صفحه xy

توزیع میدان میرا در محیط رقیق بصورت زیر است [۶].

$$I(x,y,z)=4I_0\cos^2\left(\frac{2\pi x\sin\theta}{\lambda}\right)\times e^{-z/d} \qquad (۲)$$

$$d=\frac{\lambda_0}{4\pi}\left[n_1^2\sin^2\theta-n_2^2\right]^{-1/2} \qquad (۳)$$

d عمق نفوذ میدان میرا است. شکل ۲ شدت موج فرودی بر ذره‌ی دی‌الکتریک را در فواصل مختلف ذره از فصل مشترک نشان می‌دهد. همانطور که انتظار می‌رود، توزیع شدت موج میرا در امتداد z بصورت نمایی کاهش می‌یابد.



شکل ۲: توزیع شدت موج میرا. ضمیمه: توزیع شدت در صفحه‌ی xz

۳- نیروهای اپتیکی موج میرا

اگر ذره ریلی در میدان الکتریکی فوق قرار گیرد، دو نیرو بر آن وارد می‌شود: نیروی پراکندگی و نیروی گرادیانی.

نیروی پراکندگی بواسطه‌ی پراکندگی نور از ذرات ریلی ایجاد می‌شود. پراکندگی نور اندازه و جهت شار انرژی پرتو فرودی را تغییر می‌دهد در نتیجه تکانه پرتو نیز تغییر می‌کند. اندازه نیروی پراکندگی متناسب با شدت پرتو

[Downloaded from opsi.ir on 2026-05-30]

فرودی بر ذره ریلی است و جهت آن در جهت بردار پوئین تینگ (جهت انتشار موج فرودی) قرار دارد. رابطه نیروی پراکندگی و شدت بصورت زیر نوشته می‌شود [۴]:

$$\vec{F}_{scat}(r,z)=\hat{z}\frac{n_2}{c}C_{pr}I(r,z) \qquad (۴)$$

$\hat{z}$ بردار یکه در جهت انتشار پرتو در محیط رقیق، n_2 ضریب شکست محیط رقیق، c سرعت نور در خلاء، C_{pr} سطح مقطع فشار تابشی در اندرکنش بین ذره و پرتو و I(r,z) شدت موج فرودی بر ذره را نشان می‌دهد. برای ذراتی که در رژیم ریلی هستند، پراکندگی نور توسط ذره بصورت همسانگرد اتفاق می‌افتد و می‌توان C_{pr} را با سطح مقطع پراکندگی C_{scat} برابر در نظر گرفت [۴]:

$$C_{pr}=C_{scat}=\frac{8}{3}\pi(ka)^4a^2\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)^2 \qquad (۵)$$

$m=n_3/n_2$ ضریب شکست نسبی و بزرگتر از یک درنظر گرفته می‌شود. n_3 ضریب شکست ذره و a شعاع ذره است.

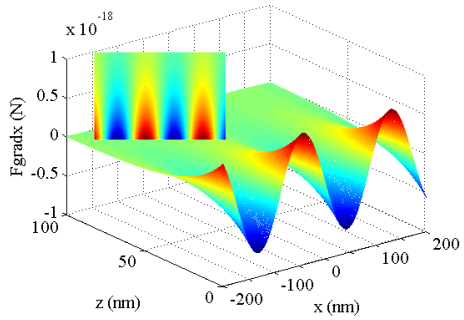
نیروی دیگری که بر اثر میدان الکترومغناطیسی غیریکنواخت موج میرای ناشی از تداخل دو پرتو بر ذره وارد می‌شود، نیروی لورنتز است و به نیروی گرادیانی نیز معروف است. همانگونه که از این نامگذاری مشخص است، اندازه این نیروی متناسب با اندازه گرادیان و جهت آن در جهت گرادیان شدت موج فرودی تعیین می‌شود [۴]:

$$\vec{F}_{grad}(r,z)=\frac{2\pi n_2a^3}{c}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)\vec{\nabla}I(r,z) \qquad (۶)$$

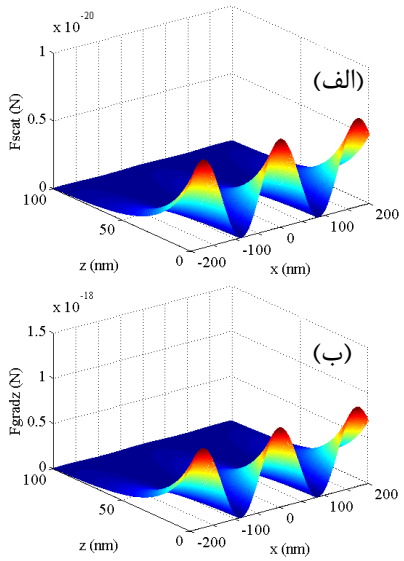
۳-۱- نتایج به دام اندازی اپتیکی

با استفاده از معادلات (۲)-(۶)، نیروهای اپتیکی وارد بر ذره ریلی را که ناشی از موج میرای تداخل دو پرتویی است، محاسبه می‌کنیم. برخی پارامترهای مورد استفاده در محاسبات: a=λ/ ۲۰= ۳۰ nm ، n_1= ۲ ، n_2= ۱/۳۳ ، n_3= ۱/۵۹۲ و θ= π/۳ . در شکل‌های ۳ و ۴ نیروهای اپتیکی وارد بر ذرات رسم شده‌اند. شکل ۳ نیروی گرادیان عرضی (در جهت محور x) را نشان می‌دهد. $F_{grad,x}$ مثبت (منفی) به این معنی است که نیروی گرادیانی در جهت مثبت (منفی) محور x بر ذره اعمال می‌شود.

شکل ۴ نیروی گرادیان عقب رونده (درجهت منفی محور z) و نیروی پراکندگی پیشران (در جهت مثبت محور z) را نشان می‌دهد. برای مقایسه بهتر بین دو نیرو، $F_{grad,z}$- رسم شده است. نیروی گرادیان عقب رونده در جهت z- و نیروی پراکندگی پیشران در جهت z+ به ذره اعمال می‌شوند. از آنجایی که نیروی پراکندگی عامل مخربی در به دام اندازی اپتیکی ذرات به حساب می‌آید، باید نیروی گرادیان عقب رونده بر آن غالب شود.



شکل ۳: نیروی گرادیان عرضی.ضمیمه: توزیع نیرو در صفحه xz



شکل ۴: الف)نیروی پراکندگی (پیشران)، ب) نیروی گرادیان محوری (عقب رونده)

در شکل ۵ نمودار نیروی گرادیان عرضی را بر حسب x در فواصل مختلف ذره نسبت به فصل مشترک z رسم کرده‌ایم. همانطور که انتظار می‌رود، با افزایش z، اندازه نیروی وارد بر ذره کاهش می‌یابد. دیده می‌شود که در نقطه x=۰ یک نقطه تعادل وجود دارد. این نقطه در هر دو جهت مثبت و منفی محور x با تناوب λ/2sinθ تکرار می‌شود. در نقاط تعادل می‌توانیم به دام اندازی اپتیکی ذرات ریلی را داشته باشیم.

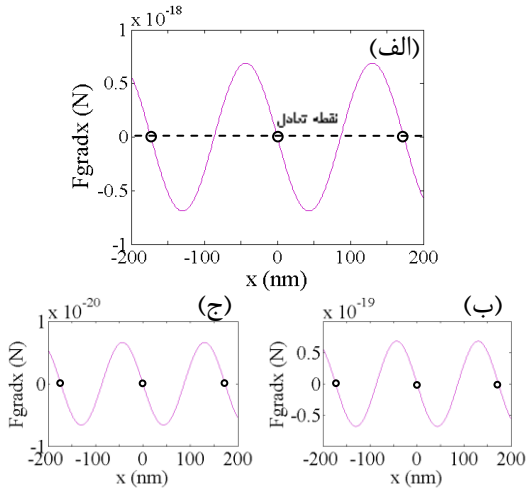
برای داشتن تله‌ی موثر ذرات ریلی دو شرط پایداری لازم

[Downloaded from opsi.ir on 2026-05-30]

است. شرط اول، غلبه نیروی گرادیان عقب رونده بر نیروی پراکندگی پیشران است، به عبارت دیگر [۷]،

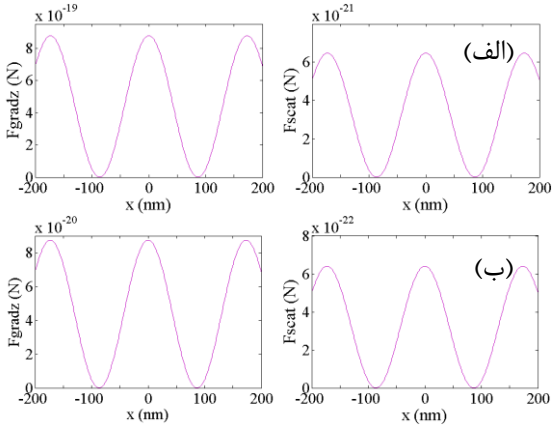
$$R = \left|\vec{F}_{grad,z}\right| \Big/ \left|\vec{F}_{scat}\right| \geq 1 \qquad (۷)$$

که R معیار پایدار نامیده می‌شود. نیروی پراکندگی با توان ششم شعاع ذره متناسب است، در حالیکه نیروی گرادیانی با توان سوم آن متناسب است. بنابراین معیار پایداری به شعاع ذره حساس است. شکل ۶ این دو نیرو را نشان می‌دهد. نیروهای نرمالیزه شده کاملا برهم منطبق هستند و همانگونه که در شکل ۶ دیده می‌شود، بزرگی نیروی گرادیان عقب رونده خیلی بزرگتر از بزرگی نیروی پراکندگی (حدود $۱۰^{۲}$ برابر) است. بنابراین معیار پایداری در نقاط تعادل شکل ۵ برقرار است. این شرط با افزایش فاصله ذره از فصل مشترک همچنان برقرار است و در نتیجه مکان نقاط پایداری با افزایش z تغییر نمیکند ولی بزرگی نیروی گرادیان عرضی کاهش می‌یابد، به عبارتی تعداد ذرات کمتری را می‌توان به دام انداخت.



شکل ۵: نیروی گرادیان عرضی برحسب x در فواصل مختلف ذره از فصل مشترک در الف) ۰ ب) ۱۰۰ و ج) ۲۰۰ نانومتر

از آنجایی که ذرات ریلی خیلی کوچک هستند، به شدت تحت تاثیر حرکت براونی قرار می‌گیرند. بنابراین شرط دوم، غلبه نیروی گرادیانی بر حرکت براونی است. به‌عبارتی، انرژی جنبشی ذره باید ۱۰ مرتبه کوچکتر از عمق چاه پتانسیل ناشی از تله باشد [۴]. در کلیه نتایج بدست آمده در این مقاله، این شرط نیز برقرار است. در نتیجه تله اپتیکی پایدار کاملا وجود دارد.



شکل ۶: نیروی پراکندگی پیشران و گرادیان عقب رونده برحسب x در فواصل مختلف ذره از فصل مشترک در الف) ۰ و ب) ۱۰۰ نانومتر

با توجه به نتایج بدست آمده، می‌توان با اعمال میدان میرای ناشی از تداخل دو پرتویی، ذرات دی‌الکتریک ریلی را در ستون‌هایی با تناوب $\lambda/2\sin\theta$ به دام انداخت. به عبارت دیگر، می‌توان ذرات ریلی را در آرایه‌های منظمی از ستون‌ها به دام انداخت و آن‌ها را بر روی ساختارهایی متناوب و از پیش تعیین شده مرتب کرد. این روش، به دام اندازی منظم ذرات ریلی را ممکن می‌سازد.

۴- نتیجه‌گیری

طرح تداخلی دو موج تحت بازتاب داخلی کلی را بدست آوردیم و نیروی وارد بر ذرات ریلی را در این شرایط بررسی کردیم. نیروی گرادیانی عرضی، محوری و نیروی پراکندگی محاسبه شد و شرایط پایدار تله اپتیکی موثر ذرات ریلی بررسی شد. دیده شد که می‌توان با استفاده از میدان میرای ناشی از تداخل دو پرتو، ذرات ریلی را در امتداد محور x با تناوب $\lambda/2\sin\theta$ به دام انداخت و شرایط به دام اندازی پایدار در همه نقاط متناوب برقرار بود.

[1] A. Ashkin, *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2006

[2] K. D. Leake, A. R. Hawkins, and H. Schmidt, *All-optical particle trap using orthogonally intersecting beams*, Photon. Res, Vol. 1, No. 1, 2013

[3] M. Siler, M. Sery, T. Cizmar and P. Zemanek *Submicron particle localization using evanescent field*, Proc. SPIE 5930, Optical Trapping and Optical Micromanipulation II, 59300R ,August 26, 2005

[4] Z. Liu and D. Zhao, *Optical trapping Rayleigh dielectric spheres with focused anomalous hollow beams*, Appl. Opt. 52, 1310-1316, 2013

[5] E. Hetch, , Optics, Addison Wesley, 2002

[6] D. Lansing Taylor and Yu-Li Wang, *METHODS IN CELL BIOLOGY*, p.14455, ACADEMIC PRESS, INC., 1989

[7] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles*, Opt. Lett. 11, 288–290, 1986

[Downloaded from opsi.ir on 2026-05-30]