نظریه چند قطبی الکترومغناطیسی برای نانومواد نوری

چکیده :

خواص نوری مواد طبیعی یا طر احی شده با گشتاورهای چند قطبی الکترومغناطیسی تعیین می شود به طوری که نور می تواند در ذرات تشکیل دهنده بر انگیخته شود. در این مطالعه، ما یک رویکردی ر ا بر ای محاسبه بر انگیختگی های چند قطبی در آرایشات دلخواه نانولنزها در محیط میزبان دی الکتریک ارایه می کنیم. ما به معرفی تجزیه چند قطبی گویا و ساده جریان های الکتریکی بر انگیخته شده در پراکنده سازها پرداخته و این تجزیه را به توسعه چند قطبی کلاسیک میدان پراش مرتبط می کند. به طور ویژه، نتایج نشان داد که چند قطبی های مختلف قادر به تولید میدان های پراکنده مشابه است. تئوری چند قطبی ارایه شده می تواند مبنایی برای طراحی و تعیین نانومواد نوری باشد.

1- مقدمه

انبساط چند قطبی الکترومغناطیس کلاسیک(1) یک ابزار قوی بر ای تحلیل میدان ها ی الکتریکی و مغناطیسی ایجاد شده با بار ها و جریان ها ی الکتریکی محلی می باشد.صرف نظر ا ز پیچیدگی توزیع بار و جریان، میدان ها ی تولید شده توسط آن ها ر ا می توان به صورت برهم نهی میدان ها ی ایجاد شده با یک مجموعه متناظر ا ز چند قطبی ها ی نقطه ای نشان داد. این ارتباط یک مبنایی ر ایج بر ای تعیین و شناسایی میدان ها ی اشعه دهی شده با بر انگیختگی ها ی جریان و بار محلی د ر پیکر بندی ها ی دلخواه است.

د ر فر ایند ها ی نوری، انبساط چند قطبی بر ای توصیف پر اکندگی میدان ها ی نوری توسط اشیای کوچک مناسب است. معمولا، د ر صورتی که طول موج میدان د ر مقایسه با اندا زه شی بزرگ باشد پر اکندگی عمدتا با چند قطبی با کم ترین مرتبه، دو قطبی الکتریکی توصیف می شود و این د ر حالی است که نقش همه چند قطبی ها ی مرتبه بالاتر به عنوان اختلالات بیشتر د ر نظر گرفته می شود. اخیر ا، نشان داده شده است که د ر نانومواد نوری(2) نظیر متامواد، سهم دو قطبی مغناطیسی(3) و بر انگیختگی چهار قطبی الکتریکی به پر اکندگی با اجزای مواد می تواند معنی دار باشد که به شدت بر خواص نوری مواد اثر داشته و منجر به پدیده ها ی خارق العاده نظیر

انکسار منفی می شود(5). د ر مواد خاص، چند قطبی ها ی مرتبه بالاتر بر سهم دو قطبی الکتریکی سایه افکنده اند(6). ا ز این روی بدیهی است که چند قطبی ها ی مرتبه بالاتر د د ر زمان ارزیابی ویژگی ها ی الکترومغناطیسی این مواد د ر نظر کرفته می شوند(7).

به منظور ایجاد و تولید یک ماده با خواص نوری توصیف شده، بایستی یک واحد اولیه ماده(موسوم به متا اتم) ر ا انتخاب و ویژگی ها ی پر اکندگی آن ر ا ا ز طریق تعدیل طر احی بهینه سا زی کرد. بر ای یک ذره فردی، این کار ر ا می توان با حل عددی معادلات مکس ول بر ای میدان پر اکنده و استفاده ا ز انبساط چند قطبی بر ای تعیین چند قطبی د ر پر اکندگی انجام داد(8). با این حال د ر یک ماده متشکل ا ز تعداد زیادی ا ز واحد ها ی اولیه، هر ذره با میدان ها ی پر اکنده شده با سایر ذر ات تعامل دارد و این به طور معنی دار موجب اصلاح و تغییر معنی دار د ر بزرگی و فا ز ها ی چند قطبی ها ی بر انگیخته می شود. چون د ر هر نقطه د ر مواد میدان یک برهم نهی ای است که دار ای میدان ها ی پر اکنده با همه ذر ات است و هر رویکرد بر ای ذر ات فردی دیگر نمی تواند مورد استفاده قر ار گیرد و امکان انجام تجزیه چند قطبی در جریان الکتریکی بر انگیخته د ر هر یک از ذرات ر ا می دهد. این تجزیه تنها بر ای یک توزیع جریان الکتریکی در خلاء معرفی شده است(1) و ا ز این روی یک تئوری چند قطبی بر ای تحلیل نانومواد د ر یک محیط میزبان دی الکتریک همکن استفاده می شود. د ر این مطالعه، ما این تئوری ر ا معرفی می کنیم. رویکرد انبساط چند قطبی بر ای پیاده سا زی عددی مستقیم مناسب است

شکل هندسی عامل پر اکننده کننده تعیین کننده نوع حالت ها ی جریان الکتریکی می باشند که توسط نور بر انگیخته می شود. بر ای توصیف این روش ها، یک مجموعه ا ز چند قطبی ها ی جریان الکتریکی متعامد ر ا پیشنهاد می کنیم که متشکل ا ز جریان ها ی نقطه ای اولیه د ر پیکر بندی ها ی ساده است. هر عنصر مربوط به تانسور چند قطبی جریان حاصله منعکس کننده مقاومت این پیکر بندی ها است که امکان ترسیم حالت ها ی جریان الکتریکی واقعی بر انگیخته شده ر ا می دهد. ما تئوری خود ر ا با مشتق کردن معادلاتی که عنصر تانسور چند قطبی جریان الکتریکی ر ا به ضر ایب انبساط چند قطبی کلاسیک ربط می دهد کامل می کنیم. به خصوص، این عبارت ها و معادلات موارد زیر ر ا نشان می دهد1- حالت ها ی چند قطبی تیره که موجب ایجاد میدان

الکترومغناطیسی نمی شود 2- اشعه دو قطبی الکتریکی تولید شده توسط جریان ها ی الکتریکی با گشتاور دو قطبی الکتریکی صفر . این یافته هاف ا زادی بیشتری ر ا به ما د ر خصوص انتخاب هندسه ذر ات ار ایه می کند.

د ر بخش دوم، انبساط چند قطبی کلاسیک بر ای توصیف میدان الکترومغناطیسی پر اکنده شده با نانوذر ات و طیف ها ی نانوذر ات موجود د ر محیط میزبان دی الکتریک تعدیل می شود. د ر بخش سوم، ضر ایب انبساط چند قطبی با میدان ها ی الکترومغناطیسی با مجموعه ای ا ز عناصر جریان طول موج نقشه یابی می شوند. روابط نقشه یابی صریح تا چندین مرتبه هشت وجهی الکتریکی و چهار قطبی مغناطیسی ایجاد شده و مرتبه ها ی سومین مرتبه ر ا د ر سلسله مر اتب چند قطبی توصیف می کند. د ر بخش4، ما خلاصه ای ا ز نتایج ر ا ار ایه می کنیم.

2- انبساط چند قطبی میدان پر اکنده

ما یک موج صفحه مونوکروماتیک ر ا با بزرگی میدان الکریکی E0، فرکانس زاویه ای ω و بردار موجی K برخوردی به یک ذره د ر محیط دی الکتریک همگن د ر نظر می گیریم. به طور کلی، میدان الکترومغناطیسی پر اکنده ر ا می توان بر اساس مختصات کروی د ر شکل معادله زیر نوشت

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_{\mathrm{s}}(r,\theta,\phi) = E_0 \sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} \mathrm{i}^{l}[\pi(2l+1)]^{1/2}\Big\{\frac{1}{k}a_{\mathrm{E}}(l,m)\nabla\times\big[h_l^{(1)}(kr)\boldsymbol{X}_{lm}(\theta,\phi)\big] \\ +a_{\mathrm{M}}(l,m)h_l^{(1)}(kr)\boldsymbol{X}_{lm}(\theta,\phi)\Big\}, \qquad (1)\\ \boldsymbol{H}_{\mathrm{s}}(r,\theta,\phi) = \frac{E_0}{\eta} \sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} \mathrm{i}^{l-1}[\pi(2l+1)]^{1/2}\Big\{\frac{1}{k}a_{\mathrm{M}}(l,m)\nabla\times\big[h_l^{(1)}(kr)\boldsymbol{X}_{lm}(\theta,\phi)\big] \\ +a_{\mathrm{E}}(l,m)h_l^{(1)}(kr)\boldsymbol{X}_{lm}(\theta,\phi)\Big\}, \qquad (2)\end{aligned}$$

که $\boldsymbol{X}_{lm}$ و $h_l^{(1)}$ هارمونیک ها ی کروی بردار نرمال و توابع هنکل کروی نوع اول می باشند. عدد موجی K طوری اختیار می شود که دی الکتریک محیط دار ای امپدانس η است. ما نرمال سا زی انبساط چند قطبی ر ا انتخاب کرده ایم ک به طوری که معادلات بر ای پر اکندگی و مقطع عرضی انهدام فشرده هستند. توابع بردار د ر انبساط چند قطبی تشکیل یک مبنایی کامل بر ای نمایش میدان الکترومغناطیسی د ر خارج ا ز منبع محلی دلخواه می دهد(10)

فرض کنید که میدان الکتریکی پر اکنده Es د ر یک منطقه اطر اف پر اکننده قر ار دارد(که به طور عددی محاسبه می شود). با استفاده ا ز خواص متعامد، هارمونیک کروی بردار $\boldsymbol{X}_{lm}$ و هارمونیک کروی اسکالر، Y_{lm}

می توان ضر ایب چند قطبی ر ا ا ز توزیع میدان الکتریکی پر اکنده د ر هر سطح کروی به صورت زیر محاسبه کرد:

$$a_{\mathrm{E}}(l,m) = \frac{(-\mathrm{i})^{l+1}kr}{h_l^{(1)}(kr)E_0[\pi(2l+1)l(l+1)]^{1/2}}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} Y_{lm}^*(\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{r}}\cdot\boldsymbol{E}_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{r})\sin\theta d\theta d\phi, \quad (3)$$

$$a_{\mathrm{M}}(l,m) = \frac{(-\mathrm{i})^{l}}{h_l^{(1)}(kr)E_0[\pi(2l+1)]^{1/2}}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \boldsymbol{X}_{lm}^*(\theta,\phi)\cdot\boldsymbol{E}_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{r})\sin\theta d\theta d\phi. \quad (4)$$

معادلات فوق بر ای این ضر ایب ر ا می توان ا ز حیث میدان مغناطیسی پر اکنده Hs نوشت. د ر این مطالعه، امکان استفاده ا ز ضطر ایب مغناطیسی به صورت زیر وجود دارد

$$a_{\mathrm{M}}(l,m) = \frac{(-\mathrm{i})^{l}\eta kr}{h_l^{(1)}(kr)E_0[\pi(2l+1)l(l+1)]^{1/2}}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} Y_{lm}^*(\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{r}}\cdot\boldsymbol{H}_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{r})\sin\theta d\theta d\phi. \quad (5)$$

بر ای پر اکندگی با ذر ات متقارن، همه ضر ایب با مرتبه بالاتر د ر L به جای $l_{\max}$ بایستی بر ابر با صفر قر ار داده شود و این کار با انتخاب مبدا سیستم مختصات صورت می گیرد. مقدار $l_{\max}$ بستگی به اندا زه و پیچیدگی هندسی ذره دارد

سپس فرض می شود که ذره متعلق به طیف وسیعی ا ز خواص مشابه است. ضر ایب چند قطبی ر ا باستی ا ز توزیع تر اکم جریان الکتریکی د ر ذر ات کسر شود. بر ای یک تگ ذره، این مشتق گیری تحت این فرض است که محیط اطر اف ، خلاء است. بر ای این که یک محیط دی الکتریک ایجاد شود مقدار زیر

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{S}}(\boldsymbol{r}) = -\mathrm{i}\omega\epsilon_0\left[\epsilon_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{r}) - \epsilon_{\mathrm{r,d}}\right]\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}), \quad (6)$$

ر ا تعریف می کنیم که موسوم به تر اکم الکتریکی پر اکنده می باشد. میدان الکتریکی $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_{\mathrm{i}} + \sum_j \boldsymbol{E}_{\mathrm{s,j}}$ حاوی هر دو میدان برخوردی $\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}$ و میدان $\boldsymbol{E}_{\mathrm{s,j}}$ پر اکنده شده با هر ذره J است. د ر (6)، $\epsilon_{\mathrm{r,d}}$ یک گذردهی الکتریکی نسبی مقدار واقعی دی الکتریک بوده و $\epsilon_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{r})$ گذر دهی الکتریکی نسبی د ر هر مختصات R است. فرض می شود که هر ذره متشکل ا ز مواد خطی، همسانگرد و غیر مغناطیسی است. فرض ذر ات گسسته ما ر ا قاد ر به تعریف جریان منبع پر اکنده $\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}$ د ر هر ذره J می کند به طوری

که $\boldsymbol{J}_{\mathrm{S}} = \sum_j \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}$ است.سپس با استفاده ا ز معادلات مکس ول ماکروسکوپی، امکان مشتق کردن معادلات بر ای هر ذره J وجود دارد

$$
\begin{aligned}
\nabla \cdot \boldsymbol{E}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r}) &= -\frac{\mathrm{i}\eta}{k}\nabla \cdot \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r}), && (7)\\
\nabla \cdot \boldsymbol{H}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r}) &= 0, && (8)\\
\nabla \times \boldsymbol{E}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r}) &= \mathrm{i}k\eta \boldsymbol{H}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r}), && (9)\\
\nabla \times \boldsymbol{H}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r}) &= -\frac{\mathrm{i}k}{\eta}\boldsymbol{E}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r}). && (10)
\end{aligned}
$$

د ر این معادلات، میدان برخوردی و میدان پر اکنده شده با ذر ات مجاور ا ز طریق $\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}$ نمایش داده می شوند.

بر طبق معادلات 7-11،$\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}$ ، تر اکم جریان موثر ر ا معرفی می کند که میدان پر اکنده جی امین ذره ر ا د ر ر اه حل پایدار معادلات مکس ول ایجاد می کند

با استفاده ا ز معادلات 7-10، معادلات موج اسکالر زیر ر ا مشتق می کنیم

$$
\begin{aligned}
\left(\nabla^2 + k^2\right)\left[\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{E}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r})\right] &= -\mathrm{i}k\eta \boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r}) - \mathrm{i}\frac{\eta}{k}\left(2 + r\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\right)\left[\nabla \cdot \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})\right], && (11)\\
\left(\nabla^2 + k^2\right)\left[\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{H}_{\mathrm{s,j}}(\boldsymbol{r})\right] &= -\boldsymbol{r} \cdot \left[\nabla \times \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})\right]. && (12)
\end{aligned}
$$

ر اه حل ها ی 11 و 12 به ترتیب د ر 3 و 5 بر ای دست یابی به ضر ایب چند قطبی د ر شکل زیر قر ار می گیرد

$$
\begin{aligned}
a_{\mathrm{E}}(l,m) = \frac{(-\mathrm{i})^{l-1}k\eta}{E_0[\pi(2l+1)l(l+1)]^{1/2}} &\int Y_{lm}^*(\theta,\phi)j_l(kr)\\
&\left\{k^2\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r}) + \left(2 + r\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\right)[\nabla \cdot \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})]\right\}d^3r, \qquad (13)\\
a_{\mathrm{M}}(l,m) = \frac{(-\mathrm{i})^{l-1}k^2\eta}{E_0[\pi(2l+1)l(l+1)]^{1/2}} &\int Y_{lm}^*(\theta,\phi)j_l(kr)\boldsymbol{r} \cdot [\nabla \times \boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})]d^3r, \qquad (14)
\end{aligned}
$$

که j_l توابع بسل کروی است. اگرچه انتگر اسیون ها د ر 13 و 14 د ر کل فضا قر ار دارند، توابع زیر انتگر ال با صفر د ر خارج ا ز ذره معادل است

مشتقات مکانی $\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}$ موجب می شوند تا محاسبه 13 و 14 سخت باشد به خصوص بر ای محاسبات عددی. ا ز این روی ا ز انتگر ال گیری جزء به جزء ر ا استفاده می کنیم

$$a_{\mathrm{E}}(l,m)=\frac{(-\mathrm{i})^{l-1}k^2\eta O_{lm}}{E_0[\pi(2l+1)]^{1/2}}\int\exp(-\mathrm{i}m\phi)\Big\{\big[\Psi_l(kr)+\Psi_l''(kr)\big]P_l^m(\cos\theta)\hat{\boldsymbol{r}}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})$$
$$+\frac{\Psi_l'(kr)}{kr}\big[\tau_{lm}(\theta)\hat{\theta}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})-\mathrm{i}\pi_{lm}(\theta)\hat{\phi}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})\big]\Big\}d^3r, \tag{15}$$
$$a_{\mathrm{M}}(l,m)=\frac{(-\mathrm{i})^{l+1}k^2\eta O_{lm}}{E_0[\pi(2l+1)]^{1/2}}\int\exp(-\mathrm{i}m\phi)j_l(kr)\big[\mathrm{i}\pi_{lm}(\theta)\hat{\theta}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})$$
$$+\tau_{lm}(\theta)\hat{\phi}\cdot\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}(\boldsymbol{r})\big]d^3r, \tag{16}$$

که $\Psi_l(kr)=krj_l(kr)$ توابع ریکاتی سل و $\Psi_l'(kr)$ و $\Psi_l''(kr)$ اولین و دومین مشتق با توجه به استدلال Kr است. چند جمله ای P_l^m د ر 1 تعریف شده است. د ر معادله 15 و 16، توابع و پار امتر ها ی زیر معرفی شده اند

$$O_{lm} = \frac{1}{[l(l+1)]^{1/2}}\Big[\frac{2l+1}{4\pi}\frac{(l-m)!}{(l+m)!}\Big]^{1/2}, \tag{17}$$
$$\tau_{lm}(\theta) = \frac{d}{d\theta}P_l^m(\cos\theta), \tag{18}$$
$$\pi_{lm}(\theta) = \frac{m}{\sin\theta}P_l^m(\cos\theta). \tag{19}$$

معادلات 15 و 16، ضر ایب چند قطبی یکسان ر ا به صورت 3 و 4 بر ای نور پر اکنده با هر ذره نشان می دهد. با این حال، معادلات 3 و 4 قابل تعمیم به پر اکنده کننده ها نیست. بر عکس، چون معادلات 15 و 16 نیا زکند دانش ا ز میدان الکتریکی د ر ذر ات بر ای محاسبه $\boldsymbol{J}_{\mathrm{S,j}}$ می باشند آن ها ر ا می توان بر ای شناسایی پر اکندگی نور با هر ذره د ر ردیف استفاده کرد

میدان الکتریکی کل مورد نیا ز ر ا می توان با حل عددی معادلات مکس ول محاسبه کرد. ا ز این روی معادلات 15 و 16 امکان شناسایی خواص نانومواد نوری ر ا می دهند که د ر آن چند قطبی ها ی مرتبه بالا بر انگیخته می شوند

بر ای پر اکندگی نور با یک ذره، امکان معرفی یک مقطع عرضی پر اکنده کننده وجود دارد که به توصیف کار ایی حذف انرژی ا ز موج صفحه کمک می کند. بر ای ضر ایب چند قطبی، مقطع عرضی پر اکنده کننده ر ا می توان مانند معادله 11 مشتق کرد

$$C_{\mathrm{s}}=\frac{\pi}{k^2}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}(2l+1)\big[|a_{\mathrm{E}}(l,m)|^2+|a_{\mathrm{M}}(l,m)|^2\big]. \tag{20}$$

جملات سری د ر 20 امکان تعیین سهم هر بر انگیختگی چند قطبی ر ا د ر مقطع عرضی کل ذره می دهد. مقطع عرضی انهدام ر ا می توان ا ز حیث ضر ایب چند قطبی تعیین کرد. بر ای یک برخورد اشعه ایکس پلاریزه،

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}(\boldsymbol{r}) = \hat{\boldsymbol{x}} E_0 \exp{(\mathrm{i}kz)}, \qquad (21)$$

مقطع عرضی انهدام به صورت زیر بدست می اید

$$C_{\mathrm{ext,x}} = -\frac{\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-1,+1} (2l+1) \mathrm{Re}\big[m a_{\mathrm{E}}(l,m) + a_{\mathrm{M}}(l,m)\big]. \qquad (22)$$

بر

عکس معادله 20، عبارت مقطع عرضی انهدام بستگی به انتخاب جهت پلاریزاسیون و تکثیر میدان دارد. بر ای مثال اگر موج برخوردی y پلاریزه باشد، مقطع عرضی انهدام به صورت زیر بدست می اید

$$C_{\mathrm{ext,y}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-1,+1} (2l+1) \mathrm{Im}\big[a_{\mathrm{E}}(l,m) + m a_{\mathrm{M}}(l,m)\big]. \qquad (23)$$

مقاطع عرضی انهدام و پر اکندگی ر ا می توان با استفاده ا ز قضیه نوری و محاسبه قد رت کل نور پر اکنده محاسبه کرد. نتایج ر ا می توان با نتایج معادله 20-22 و 23 مقایسه کرد که به عنوان یک معادله اضافی بر ای محاسبات عمل می کند

3- انبساط چند قطبی تر اکم جریان الکتریکی

پر اکنش نور توسط ذره ر ا می توان به عنوان یک فر ایند د ر نظر گرفت که د ر آن نور د ر پلاریزاسیون ذره بر انگیخته شده و جریان ها ی رسانش ا ز طریق آن پر اکنده می شوند. این جریان ها ر ا می توان به جملات تجزیه کرد. بر ای دست یابی به این تجزیه، ما ا ز مفهوم عناصر جریان الکتریکی معرفی شده د ر 12 استفاده می کنیم. یک ذره تعاملی با نور به عنوان مجموعه ای ا ز عناصر نقطه د ر نظر گرفته می شود.

قبل ا ز ار ایه انبساط چند قطبی تر اکم جریان الکتریگی، ما سیم به طول L ر ا د ر نظر می گیریم که حامل جریان الکتریکی هارمونیک با بزرگی I است. سیم د ر مبدا سیستم مختصات د رون دی الکتریک همسان گرد و همگن واقع شده است. جریان نوسانی، اشعه الکترو مغناطیس با طول موج λ به دی الکتریک متصاعد می شود. با فرض این که $L << \lambda$ باشد، این سیم حامل جریان ر ا می توان به عنوان یک عنصر جریان نقطه ای د ر نظر گرفت که دار ای یک بزرگی پیچیده با تر اکم جریان است:

$$J_1(r) = IL\delta(r). \quad (24)$$

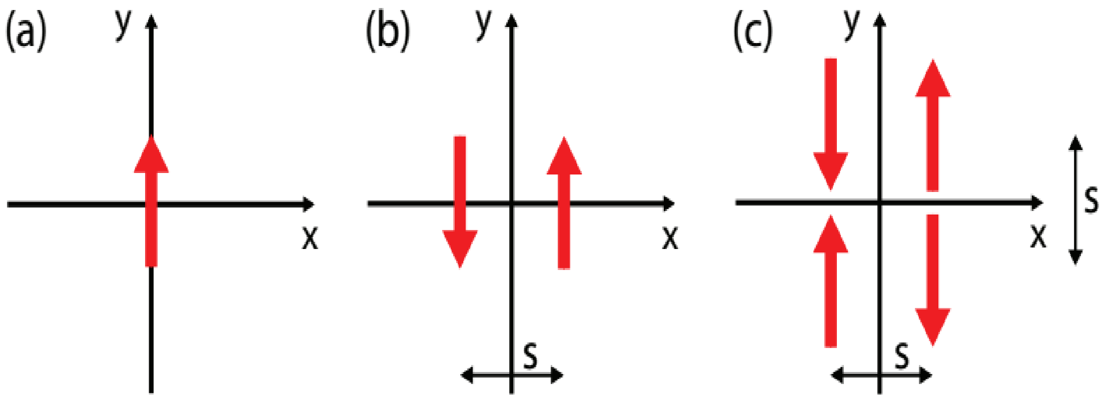
این عنصر جریان با دو قطبی الکتریکی نقطه ای نوسانی متناظر است. سپس دو عنصر ر ا د ر نظر می گیریم که د ر آن جریان ها د ر جهات مخالف نوسان دارند. یک عنصر با جریان $+I$ ا ز مبدا د ر جهت مثبت $\hat{x}$ با فاصله $s/2$ جا به جا می شود، د ر حالی که عنصر دیگر با جریان $-I$ د ر جهت مخالف با مقدار یکسان جا به چا می شود. اگر $s << \lambda$ باشد، این پیکر بندی جریان ابتدایی ر ا به صورت عنصر جریان مرتبه دوم د ر نظر می گیریم. با کوچک د ر نظر گرفتن Sف می توان بزرگی تر اکم جریان ر ا بدست اورد

$$J_2(r) = \varsigma(\hat{x})J_1(r), \quad (25)$$

که عملگر ς به صورت زیر نعریف می شود

$$\varsigma(\hat{u}) = -s\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}u}. \quad (26)$$

جا به جایی ها ی مشابه ر ا می توان د ر جهات $\hat{y}$ و$\hat{z}$ با اعمال به ترتیب عملگر ها ی $\varsigma(\hat{y})$ و$\varsigma(\hat{z})$ انجام داد. عناصر جریان نقطه ایی مرتبه سوم و بالاتر ر ا می توان با کاربرد عملگر د ر معادله 26 بر ای تر اکم جریان با حداقل نقطه بدست اورد د ر معادله 24، $\hat{u}$ ر ا می توان به صورت $\hat{x},\ \hat{y},\ \hat{z}$ و یا ترکیب خطی آن ها د ر نظر گرفت. اثر عملگر د ر یک عنصر جریان نقطه ای با مرتبه خاص ر ا می توان به صورت زیر بدست اورد. عملگر یک رونوشت ا ز عنصر ر ا داده و فا ز بزگری این رونوشت ر ا با ر ادیاین پی تغییر می کند. عنصر اولیه د ر جهت $\hat{u}$ تا فاصله $s/2$ تغییر می کند. د ر نها یت، S به صورت زیر ترسیم می شود.



شکل 1: نمایی ا ز عناصر جریان نقطه ای (a) $J_1 = \hat{\boldsymbol{y}} IL\delta(\boldsymbol{r})$، (b) $J_2 = \varsigma(\hat{\boldsymbol{x}}) J_1$ و (c) $J_3 = \varsigma(\hat{\boldsymbol{x}})\varsigma(\hat{\boldsymbol{y}}) J_1$. هر پیکان قرمز نشان دهنده جریان الکتریکی زمان هارمونیک بزرگی I که د ر سیم با طول L جریان می یابد

بزرگی مولفه ها ی جریان نقطه ای با گشتاور ها ی چند قطبی جریان مرتبه L ام توصیف می شود

$$\boldsymbol{M}^{(l)} = \frac{\mathrm{i}}{(l-1)!\omega} \int \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}) \underbrace{\boldsymbol{r}\boldsymbol{r}\ldots\boldsymbol{r}}_{l-1 \text{ terms}} \, d^3 r, \tag{27}$$

که $\boldsymbol{M}^{(l)}$ تانسور مرتبه l است. بر ای مرتبه ها ی $l = 1,\ l = 2$ و $l = 3$، گشتاور ها ی چند قطبی جریان ر ا به صورت دو قطبی $(\boldsymbol{M}^{(1)} = \boldsymbol{p})$، چهار قطبی $(\boldsymbol{M}^{(2)} = \boldsymbol{Q})$، هشت قطبی $(\boldsymbol{M}^{(3)} = \boldsymbol{O})$ د ر نظر می گیریم. به ا زای $l > 2$، چندین عنصر $\boldsymbol{M}^{(l)}$ بر ابر هستند. بر ای مثال، گشتاور ها ی هشت قطبی $O_{\mathrm{xyz}} = O_{\mathrm{xzy}}$ به صورت زیر هستند

انبساط چند قطبی تر اکم جریان بدست امده با تکر ار عملگر ς ر ا می توان د ر مختصات دکارتی نوشت

$$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}) = \mathrm{i}\omega \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{\hat{\boldsymbol{v}}=\hat{\boldsymbol{x}},\hat{\boldsymbol{y}},\hat{\boldsymbol{z}}} \sum_{a=0}^{l-1} \sum_{b=0}^{l-a-1} M^{(l)}(\hat{\boldsymbol{v}}, a, b)\hat{\boldsymbol{v}} \frac{(-1)^l (l-1)!}{a!b![l-(a+b+1)]!} \frac{\mathrm{d}^a}{\mathrm{d}x^a} \frac{\mathrm{d}^b}{\mathrm{d}y^b} \frac{\mathrm{d}^{l-(a+b+1)}}{\mathrm{d}z^{l-(a+b+1)}} \delta(\boldsymbol{r}), \tag{28}$$

که $M^{(l)}(\hat{\boldsymbol{v}}, a, b)$ با$\hat{\boldsymbol{v}}$ بر ابر با $\hat{\boldsymbol{x}}$، $\hat{\boldsymbol{u}}$ or $\hat{\boldsymbol{z}}$ بوده و عناصر $\boldsymbol{M}^{(l)}$ است که چند قطبی بدست امده با کاربرد عملگر $\varsigma(\hat{\boldsymbol{u}})$ به مولفه جریان با $\hat{\boldsymbol{u}} = \hat{\boldsymbol{x}}$ بدست می اید. Bدفعات با $\hat{\boldsymbol{u}} = \hat{\boldsymbol{y}}$ و $l - (a + b + 1)$ است. ضر ایب د ر 28 طوری انتخاب می شوند که عناصر تانسور ها ی چند قطبی متناسب با 27 هستند

هدف ما نگاشت $\boldsymbol{M}^{(l)}$ بر روی ضر ایب $a_{\mathrm{E}}(l, m)$ و $a_{\mathrm{M}}(l, m)$ د ر انبساط چند قطبی 1 و 2 است. بر ای این ما باید میدان ها ی الکترو.مغناطیسی ایجاد شده ر ا با توزیع تر اکم جریان 28 حل کنیم. د ر ابتدا پتانسیل بردار A به صورت زیر شروع می شود

$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}). \tag{29}$$

د ر مقیاس لورنز، A مطابق با معادله موجی است

$$\left(\nabla^2 + k^2\right)\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = -\mu_0 \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}). \tag{30}$$

بر ای یک عنصر جریان الکتریکی نقطه ای، نظیر 24، ر اه حل معادله موجی 1 به صورت زیر است

$$\boldsymbol{A}_1(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\omega} \frac{k^3 \boldsymbol{p}}{4\pi\epsilon} h_0^{(1)}(kr), \tag{31}$$

که $\boldsymbol{p} = \mathrm{i}\boldsymbol{I}L/\omega$ و $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{\mathrm{r}}$ ، گذر دهی الکتریکی دی الکتریک مجاور است. انبساط چند قطبی پتانسیل بردار با استفاده ا ز عملگر ς د ر (30) با $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{J}_1$ و $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{A}_1,$ بدست می اید تا زمانی که $\boldsymbol{J}$ د ر سمت ر است تبدیل به 28 می شود. چون عملگر ها ی دیفر انسیل مکانی د ر مختصات دکارتی مطابق با ∇^2 است، انبساط چند قطبی به ا زای A ا ز (30) به صورت زیر بدست می اید

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\omega}\frac{k^3}{4\pi\epsilon}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{\hat{\boldsymbol{v}}=\hat{\boldsymbol{x}},\hat{\boldsymbol{y}},\hat{\boldsymbol{z}}}\sum_{a=0}^{l-1}\sum_{b=0}^{l-a-1} M^{(l)}(\hat{\boldsymbol{v}},a,b)\hat{\boldsymbol{v}}$$
$$\frac{(-1)^{l-1}(l-1)!}{a!b![l-(a+b+1)]!}\frac{\mathrm{d}^a}{\mathrm{d}x^a}\frac{\mathrm{d}^b}{\mathrm{d}y^b}\frac{\mathrm{d}^{l-(a+b+1)}}{\mathrm{d}z^{l-(a+b+1)}}h_0^{(1)}(kr). \qquad (32)$$

نتایج نشان داد که محاسبات ر ا می توان به طور معنی داری با استفاده ا ز سیستم مختصات دایره ای (w, w^*, z), ساده کرد که د ر آن $w = (x + \mathrm{i}y)/\sqrt{2}$ و w^* یک ر ابط پیچیده است. بردار ها ی واحد د ر سیستم شامل $\hat{\boldsymbol{w}}, \hat{\boldsymbol{w}}^*$ و $\hat{\boldsymbol{z}}$ است که د ر آن $\hat{\boldsymbol{w}} = (\hat{\boldsymbol{x}} - \mathrm{i}\hat{\boldsymbol{y}})/\sqrt{2}$ است. این مختصات دایره ای با مختصات دکارتی ارتباط دارد و ا ز این روی عملگر ؟ د ر مطابق با معادله است. پتانسیل بردار به صورت زیر بدست می اید

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\omega}\frac{k^3}{4\pi\epsilon}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{\hat{\boldsymbol{v}}=\hat{\boldsymbol{w}},\hat{\boldsymbol{w}}^*,\hat{\boldsymbol{z}}}\sum_{a=0}^{l-1}\sum_{b=0}^{l-a-1} M'^{(l)}(\hat{\boldsymbol{v}},a,b)\hat{\boldsymbol{v}}$$
$$\frac{(-1)^{l-1}(l-1)!}{a!b![l-(a+b+1)]!}\frac{\mathrm{d}^a}{\mathrm{d}w^a}\frac{\mathrm{d}^b}{\mathrm{d}w^{*b}}\frac{\mathrm{d}^{l-(a+b+1)}}{\mathrm{d}z^{l-(a+b+1)}}h_0^{(1)}(kr), \qquad (33)$$

که $M'^{(l)}(\hat{\boldsymbol{v}},a,b)$ عناصر $\boldsymbol{M}^{(l)}$ د ر سیستم مختصات دایره ای است. میدان مغناطیسی متناظر با 33، با معادله 29 بدست می اید. د ر خارج ا ز پر اکنده کننده، میدان الکتریکی به صورت زیر محاسبه می شود

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) = \mathrm{i}\omega\Big\{\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) + \frac{1}{k^2}\nabla\big[\nabla\cdot\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})\big]\Big\}, \qquad (34)$$

که 10 و 30 استفاده شده است. ضر ایب چند قطبی $a_{\mathrm{E}}(l,m)$ و $a_{\mathrm{M}}(l,m)$. با استفاده ا ز مولفه ها ی $\hat{\boldsymbol{r}}$ ا ز E و H د ر 3 و 5 بدست می اید. به ا زای هر چند قطبی، مولفه ها ی $\hat{\boldsymbol{r}}$ ر ا می توان ا ز حیث هارمومیک ها ی کروی اسکالر نوشت. متعامد بودن هارمونیک کروی بر ای حل $a_{\mathrm{E}}(l,m)$ و $a_{\mathrm{M}}(l,m)$ استفاده می شوند بدون این که نیا زی به محاسبه انتگر ال ها د ر 3 و 5 باشد. مولفه ها ی تانسور ها ی چند قطبی جریان د ر سیستم مختصات دایره ای ر ا می توان به عناصر تانسور د ر سیستم مختصات دکارتی ارتباط داد. د ر مختصات

پیچیده، برهم نخی تانسور $\boldsymbol{M}^{(l}$ بر روی بردار واحد $\boldsymbol{M}^{(l)}$ است. پس ا ز محاسبات طولانی، روابط نقشه ای زیر بدست می اید

$$a_{\mathrm{E}}(3,\pm 3)= \sqrt{15}C_3\Big[\pm(O_{\mathrm{xxx}}-O_{\mathrm{xyy}}-2O_{\mathrm{yyx}}) \\ +\mathrm{i}(O_{\mathrm{yyy}}-O_{\mathrm{yxx}}-2O_{\mathrm{xxy}})\Big], \tag{35}$$

$$a_{\mathrm{E}}(3,\pm 2)= \sqrt{10}C_3\Big[-2O_{\mathrm{xxz}}+2O_{\mathrm{yyz}}-O_{\mathrm{zxx}}+O_{\mathrm{zyy}} \\ \pm\mathrm{i}(2O_{\mathrm{xyz}}+2O_{\mathrm{yzx}}+2O_{\mathrm{zxy}})\Big], \tag{36}$$

$$a_{\mathrm{E}}(3,\pm 1)= C_3\Big[\mp(3O_{\mathrm{xxx}}+O_{\mathrm{xyy}}-4O_{\mathrm{xzz}}+2O_{\mathrm{yyx}}-8O_{\mathrm{zzx}}) \\ +\mathrm{i}(3O_{\mathrm{yyy}}+O_{\mathrm{yxx}}-4O_{\mathrm{yzz}}+2O_{\mathrm{xxy}}-8O_{\mathrm{zzy}})\Big], \tag{37}$$

$$a_{\mathrm{E}}(3,0)= 2\sqrt{3}C_3\Big[2O_{\mathrm{xxz}}+2O_{\mathrm{yyz}}-2O_{\mathrm{zzz}}+O_{\mathrm{zxx}}+O_{\mathrm{zyy}}\Big], \tag{38}$$

$$a_{\mathrm{E}}(2,\pm 2)= 3C_2\Big[Q_{\mathrm{xx}}-Q_{\mathrm{yy}}\mp\mathrm{i}(Q_{\mathrm{xy}}+Q_{\mathrm{yx}})\Big], \tag{39}$$

$$a_{\mathrm{E}}(2,\pm 1)= 3C_2\Big[\mp(Q_{\mathrm{xz}}+Q_{\mathrm{zx}})+\mathrm{i}(Q_{\mathrm{yz}}+Q_{\mathrm{zy}})\Big], \tag{40}$$

$$a_{\mathrm{E}}(2,0)= \sqrt{6}C_2\Big[2Q_{\mathrm{zz}}-Q_{\mathrm{xx}}-Q_{\mathrm{yy}}\Big], \tag{41}$$

$$a_{\mathrm{E}}(1,\pm 1)= C_1\Big[\mp p_{\mathrm{x}}+\mathrm{i}p_{\mathrm{y}}\Big] \\ +7C_3\Big[\pm(O_{\mathrm{xxx}}+2O_{\mathrm{xyy}}+2O_{\mathrm{xzz}}-O_{\mathrm{yyx}}-O_{\mathrm{zzx}}) \\ -\mathrm{i}(O_{\mathrm{yyy}}+2O_{\mathrm{yxx}}+2O_{\mathrm{yzz}}-O_{\mathrm{xxy}}-O_{\mathrm{zzy}})\Big], \tag{42}$$

$$a_{\mathrm{E}}(1,0)= \sqrt{2}C_1 p_{\mathrm{z}} \\ +7\sqrt{2}C_3\Big[O_{\mathrm{xxz}}+O_{\mathrm{yyz}}-O_{\mathrm{zzz}}-2O_{\mathrm{zxx}}-2O_{\mathrm{zyy}}\Big], \tag{43}$$

$$a_{\mathrm{M}}(2,\pm 2)= 7C_3\Big[\pm(-O_{\mathrm{xxz}}+O_{\mathrm{yyz}}+O_{\mathrm{zxx}}-O_{\mathrm{zyy}}) \\ +\mathrm{i}(O_{\mathrm{xyz}}+O_{\mathrm{yzx}}-2O_{\mathrm{zxy}})\Big], \tag{44}$$

$$a_{\mathrm{M}}(2,\pm 1)= 7C_3\Big[-O_{\mathrm{xyy}}+O_{\mathrm{xzz}}+O_{\mathrm{yyx}}-O_{\mathrm{zzx}} \\ \mp\mathrm{i}(-O_{\mathrm{yxx}}+O_{\mathrm{yzz}}+O_{\mathrm{xxy}}-O_{\mathrm{zzy}})\Big], \tag{45}$$

$$a_{\mathrm{M}}(2,0)= 7\sqrt{6}\mathrm{i}C_3\Big[O_{\mathrm{xyz}}-O_{\mathrm{yzx}}\Big], \tag{46}$$

$$a_{\mathrm{M}}(1,\pm 1)= 5C_2\Big[-Q_{\mathrm{xz}}+Q_{\mathrm{zx}}\mp\mathrm{i}(-Q_{\mathrm{yz}}+Q_{\mathrm{zy}})\Big], \tag{47}$$

$$a_{\mathrm{M}}(1,0)= 5\sqrt{2}\mathrm{i}C_2\Big[-Q_{\mathrm{xy}}+Q_{\mathrm{yx}}\Big], \tag{48}$$

که $C_1 = -\mathrm{i}k^3/(6\pi\epsilon E_0),\ C_2 = -k^4/(60\pi\epsilon E_0)$ و

$C_3 = -\mathrm{i}k^5/(210\pi\epsilon E_0)$ است.

ما صحت35-48 ر ا به طور عددی تعیین کردیم. ا ز نرم افزار **COMSOL Multiphysics** بر ای محاسبه عددی میدان الکترومغناطیسی ایجاد شده با منابع نقطه ای الکترومغناطیسی د ر دو قطبی طول موج زیرین پیکر بندی ها ی چهار و هشت قطبی با هر تانسور د ر 35 تا 48 استفاده شد.

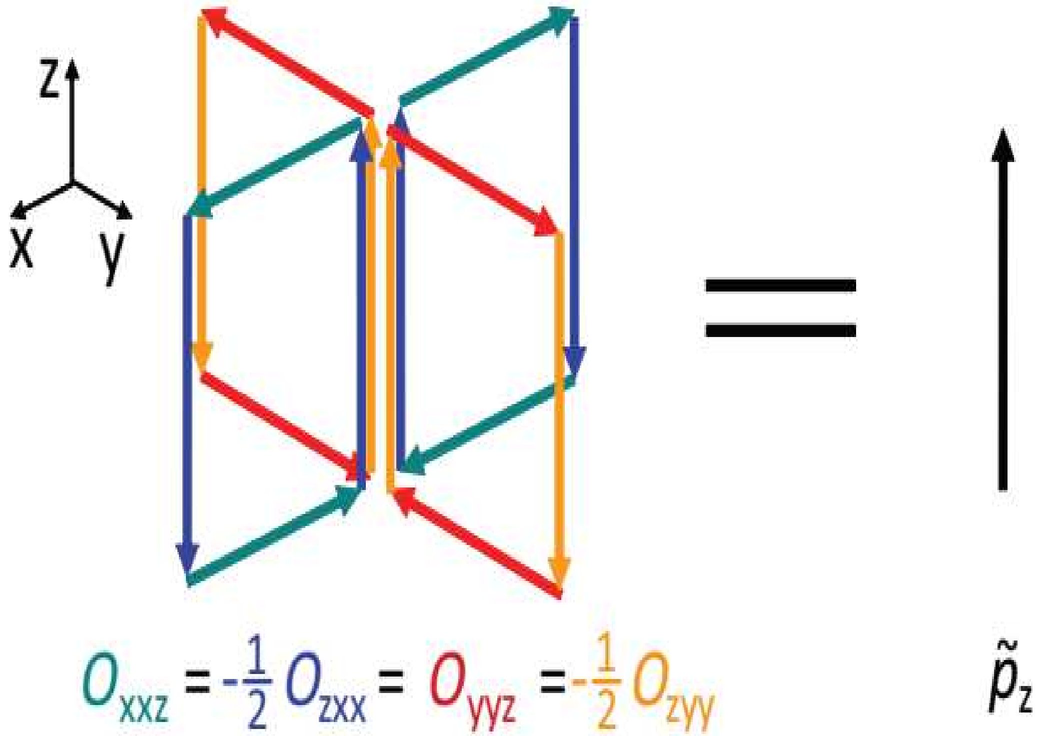
با استفاده ا ز میدان هال الکتریکی بدست امده د ر 3 و 4، ضر ایب چند قطبی بر ای هر عنصر تانسور د ر P-Q-O ارزیابی شد. ضر ایب بدست امده با 35 و 48 هم خوانی دارند.

تئوری پیشنهادی به شرح زیر است. بر ای یک نانو اسکاتر دلخواه، ا ز جمله د ر یک ردیف، امکان ارزیابی عددی میدان ها ی د رون اسکاترر و استفاده ا ز 6 ، 15 و 16 بر ای بدست اوردن ضر ایب چند قطبی $a_{\mathrm{E}}(l,m)$ وجود دارد. هر مولفه تانسور با حالت چریان الکتریکی متناظر است. بر ای مثال O_{xyz} پیکر بندی جریان ر ا با هر دو $\varsigma(\hat{\boldsymbol{y}})$ و $\varsigma(\hat{\boldsymbol{z}})$ بر روی د ر ایه محرو ایکس توصیف می کند.

اکنون ویژگی ها ی مهم تانسور ها ی جریان چند قطبی ر ا د ر نظر می گیریم که با یک چهار قطبی شروع می شود. تنها 8 ضریب $[a_{\mathrm{E}}(2,\pm2),\ a_{\mathrm{E}}(2,\pm1),\ a_{\mathrm{E}}(2,0),\ a_{\mathrm{M}}(1,\pm1)\ \text{and}\ a_{\mathrm{M}}(1,0)]$ در انبساط چند قطبی استفاده می شود د ر حالی که 9 د ر ایه د ر چند قطبی دکارتی $\boldsymbol{Q}$. وجود دارد. ا ز این روی بر انگیختگی متقارن کروی با $Q_{\mathrm{xx}} = Q_{\mathrm{yy}} = Q_{\mathrm{zz}}$ تولید میدان الکترومغناطیسی نمی کند. بر اساس دانش مربوط به میدان الکترو مغناطیسی، گشتاور ها ی $Q_{\mathrm{xx}},\ Q_{\mathrm{yy}}$ و Q_{zz} ر ا نمی توان به طور منحصر به فرد تعیین کرد. با این حال جریان ها ی واقعی منطبق بر شکل هندسی لنز هتند که امکان انتخاب $Q_{\mathrm{xx}},\ Q_{\mathrm{yy}}$ و Q_{zz} ر ا می هد. این منجر به تعیین ویژگی بر انگیختگی می شود. بر ای هشت قطبی، 15 ضریب انبساطی چند قطبی وجود دارد ولی 18 مولفه متفاوت د ر تانسور جریان دکارتی وجود دارد. مشابه با چهار قطبی ها ی متقارن کروی، برنگیختگی ها ی هشت وجهی متقارن

$2O_{\mathrm{xxx}} = O_{\mathrm{yyx}} = O_{\mathrm{zzx}},\ O_{\mathrm{xxy}} = 2O_{\mathrm{yyy}} = O_{\mathrm{zzy}},$ و $O_{\mathrm{xxz}} = O_{\mathrm{yyz}} = 2O_{\mathrm{zzz}}$ تاریک

هستند. یکی ا ز هشت قطبی ها د ر هر بر انگیختکی ر ا می توان به طور مناسب تعیین کرد



شکل 2: میدان الکترومغناطیسی ایجاد شده با هشت قطبی نقطه ای د ر سمت چپ غیر قابل تمایز ا ز میدان ایجاد شده با یک دو قطبی نقطه ای د ر زمان $\tilde{p}_{\mathrm{z}} = 2O_{\mathrm{xxz}}k^2$ است.

از 35 تا 48، می توان مشاهده کرد که هر دو هشت وجهی جریان و دو قطبی در ایجاد ضرایب دو قطبی $[a_{\mathrm{E}}(1, \pm 1)\ \text{and}\ a_{\mathrm{E}}(1, 0)]$ د ر یک انبساط چند قطبی نقش دارند. د ر نتیجه، توزیع جریان هشت قطبی با گشتاور دو قطبی صفر می تواند ایجاد یک میدان الکترومغناطیسی ا ز دو قطبی الکتریکی کند. بر ای مثال، هشت وجهی $\boldsymbol{O} = O(\hat{\boldsymbol{x}}\hat{\boldsymbol{x}}\hat{\boldsymbol{z}} + \hat{\boldsymbol{y}}\hat{\boldsymbol{y}}\hat{\boldsymbol{z}} - 2\hat{\boldsymbol{z}}\hat{\boldsymbol{x}}\hat{\boldsymbol{x}} - 2\hat{\boldsymbol{z}}\hat{\boldsymbol{y}}\hat{\boldsymbol{y}}),\ \boldsymbol{Q} = 0$ ر ا با $\boldsymbol{p} = 0$ نشان دهید. بر طبق 35 تا 48، این توزیع ایجاد یک میدان مغناطیسی مشابه با دو قطبی با گشتاور $\tilde{\boldsymbol{p}} = 2Ok^2\hat{\boldsymbol{z}}$ می کند. این هشت قطبی د ر شکل 2 نشان داده شده است. تعادل بین الگوها ی تابش هشت وجهی و دوق طبی ر ا می توان با نوشتن پتانسیل برداری د ر 32 بر ای هشت قطبی نوشت

$$A(r) = \frac{1}{\omega}\frac{k^3}{4\pi\epsilon}2O\big(\nabla\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} + \hat{\boldsymbol{z}}k^2\big)h_0^{(1)}(kr), \qquad (49)$$

که $\nabla^2 h_0^{(1)}(kr) = -k^2 h_0^{(1)}(kr)$ است. دومین جمله، پتانسیل بردار دو قطبی با گشتاور $\tilde{\boldsymbol{p}} = 2Ok^2\hat{\boldsymbol{z}}$ است. اولین چمله، گر ادیان تابع اسکالر است که منجر به میدان تابشی نمی شود. این یافته بر اهمیت روابط د ر 35-48 با استفاده ا ز ضر ایب چند قطبی بر ای توصیف بر انگیختگی ها ی الکترومغناطیسی تاکید دارد. بر انگیختگی ها ی جریان متعامد ایجاد میدان ها ی الکترومغناطیسی کرده و ا زادی اضافی ر ا بر ای شکل هندسی ذره د ر زمان طر احی نانومواد نوری ار ایه می کند.

4- نتیجه گیری

به طور خلاصه، ما یک رویکرد نظری ر ا بر ای محاسبه بر انگیختگی ها ی چند قطبی الکترومغناطیسی د ر یک ماده متشکل ا ز نانوساختار ها ی محلی د ر محیط دی الکتریک معرفی کردیم. انتشار نور ا ز طریق ار ایه نانوساختار ها ر ا می توان به طور عددی با حل معادلات مکس ول با شر ایط مرزی مناسب محاسبه کرد. با استفاده ا ز تئوری ار ایه شده، بر انگیختگی ها ی چند قطبی د ر ساختار ها ر ا می توان اشکار کرد

به منظور دست یابی به تصاویر دقیق د ر مورد بر انگیختگی ها ی جریان الکتریکی واقعی د ر پر اکنده کننده ها، ما یک مبنایی ر ا بر ای چند قطبی ها ی جریان الکتریکی معرفی کردیم به طوری که هر بر انگیختگی ر ا می توان با بر هم نهی خطی نشان داد. ضر ایب انبساط چندگانه ر ا می توان به طور عددی محاسبه کرد و بر ای حالت ها ی جریان الکتریکی واقعی د ر نانو ساختار ها استفاده می شوند. معادلات مشابه ر ا می توان به طور معکوس متناسب با توزیع زاویه ای و جهت مندی تابش پر اکنده استفاده کرد. این تئوری یک چشم اندا ز دقیق ر ا بر ای طر احی و شناسایی نانو اسکاتر ها و مواد نوری تشکیل دهنده آن ها مورد استفاده قر ار داد.