

نقض پاریتته دامنه پراکندگی کامپتون و بررسی اثر آن بر قطبش تابش زمینه کیهانی

سپیده قاضی عسگر، احمد حسین پور و مسلم زارعی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

پست الکترونیکی: ahmad.hoseinpour@ph.iut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۱۲/۲۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۰۲/۱۸)

چکیده

اندازه‌گیری تابش زمینه کیهانی می‌تواند اطلاعات بسیاری از سازوکار فیزیکی حاکم بر کیهان در سطح مقطع آخرین پراکندگی فراهم آورد. آنچه باعث تولید قطبش خطی تابش زمینه کیهانی می‌شود، پراکندگی کامپتون است. در این مقاله، ما پراکندگی کامپتون را تعمیم داده و اثرات نقض پاریتته را در آن در نظر می‌گیریم. با کمک معادله بولتزمن کوانتومی، تحول پارامترهای استوکس بررسی می‌شوند. برای این کار دامنه پراکندگی کامپتون را که شامل سهم جملات نقض پاریتته است در معادله کوانتومی بولتزمن، جایگذاری می‌کنیم. با بررسی جمله پراکندگی رو به جلو در سمت راست معادله کوانتومی بولتزمن، نشان می‌دهیم که با در نظر گرفتن سهم جملات نقض پاریتته، قطبش نوع B، تولید خواهد شد.

واژه‌های کلیدی: پارامترهای استوکس، قطبش دایره‌ی تابش زمینه کیهانی، معادله بولتزمن کوانتومی، پراکندگی رو به جلو، نقض پاریتته

۱. مقدمه

تابش زمینه کیهانی علاوه بر افت و خیزهای دمایی دارای ویژگی قطبش نیز می‌باشد. اندازه‌گیری قطبش یکی از مهم‌ترین ابزارهای بررسی و مطالعه کیهان اولیه و آزمودن نظریه‌های کیهان شناسی به شمار می‌رود. شواهد تجربی نشان می‌دهند که تابش زمینه کیهانی تا حدود ۱۰ درصد قطبیده است [۱]. منشأ قطبش تابش زمینه کیهانی، پراکندگی کامپتون می‌باشد [۲]. قطبش تابش زمینه کیهانی با پارامترهای استوکس توصیف می‌شود. از مزایای نمایش قطبش پارامترهای استوکس این است که ما با چهار کمیت حقیقی سر و کار داریم که می‌توانند هم قطبش خطی و هم قطبش دایره‌ای را توصیف کنند. قطبش

خطی تابش زمینه کیهانی به نوع E و B دسته‌بندی می‌شوند [۳] و [۴]. قطبش نوع E هم توسط افت و خیزهای اسکالر و هم تانسوری تولید می‌شوند. اما قطبش نوع B تنها توسط افت و خیزهای تانسوری تولید می‌شوند. بنابراین اندازه‌گیری قطبش نوع B می‌تواند شاهدهی بر وجود این نوع افت و خیزها در کیهان اولیه باشد. از طرف دیگر اندازه‌گیری قطبش دایره‌ای تابش زمینه کیهانی به خاطر سهم کوچک آن در ناهمسانگردی‌ها، با دشواری‌های زیادی همراه است. در سال‌های اخیر برخی مدل‌ها پیش بینی کرده‌اند که مقدار قطبش دایره‌ای غیر صفر است [۳]. همچنین همراه با مدل‌های ارائه شده برای قطبش دایره‌ای، اخیراً تلاش‌هایی برای اندازه‌گیری

قطبش دایره‌ای آغاز شده است [۵]. آنچه باعث قطبیده شدن تابش زمینه کیهانی می‌شود در اصل پراکندگی کامپتون است که از نظریه الکترودینامیک کوانتومی قابل محاسبه است. در این مقاله ما پراکندگی کامپتونی را در نظر می‌گیریم که تقارن پاریته در آن نقض می‌شود. این دامنه جدید را در جمله پراکندگی رو به جلوی معادله بولتزمن کوانتومی جایگذاری کرده و نشان می‌دهیم که قطبش نوع B، تولید می‌شود.

۲. قطبش فوتون و پارامترهای استوکس

برای توصیف قطبش تابش الکترومغناطیسی از چهار پارامتر موسوم به پارامترهای استوکس استفاده می‌شود این چهار پارامتر به صورت زیر تعریف می‌شود [۳، ۴ و ۶]

$$I = \langle E_{x_0}^2 + E_{y_0}^2 \rangle, \tag{1}$$

$$Q = \langle E_{x_0}^2 - E_{y_0}^2 \rangle, \tag{2}$$

$$U = \langle 2E_{x_0}E_{y_0}\cos(\phi_x - \phi_y) \rangle, \tag{3}$$

$$V = \langle 2E_{x_0}E_{y_0}\sin(\phi_x - \phi_y) \rangle, \tag{4}$$

که پارامتر I ، شدت تابش را نشان می‌دهد و همیشه مقداری مثبت دارد. سه پارامتر دیگر حالت‌های قطبش موج را نشان می‌دهد. پارامترهای Q و U ، قطبش خطی و پارامتر V ، قطبش دایره‌ای را توصیف می‌کنند. همچنین پارامترهای E_{x_0} و E_{y_0} ، دامنه موج الکترومغناطیسی و ϕ_x و ϕ_y اختلاف فاز را نشان می‌دهند. در یک نور غیرقطبیده، مقدار همه پارامترهای Q, U, V برابر صفر می‌باشند. می‌توان برای توصیف قطبش از ماتریس چگالی زیر استفاده کرد

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I+Q & U-iV \\ U+iV & I-Q \end{pmatrix} \tag{5}$$

با کمک معادله بولتزمن می‌توان تحول تمام پارامترهای استوکس را محاسبه کرد.

۳. معادله بولتزمن کوانتومی

برای توصیف تحول عناصر ماتریس چگالی، از معادله کوانتومی بولتزمن استفاده می‌شود. تحول ماتریس چگالی فوتون‌های تابش زمینه کیهانی، توسط معادله کوانتومی به صورت زیر داده

شده است [۷]

$$\begin{aligned} (\nu\pi)^3 \nu k^\nu \delta^\nu(\circ) \frac{d}{dt} \rho_{ij}^\nu(k) = & \\ i \langle [H_I^\nu(t), D_{ij}^\nu(k)] \rangle - & \tag{6} \\ \frac{1}{\nu} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \langle [H_I^\nu(t), [H_I^\nu(\circ), D_{ij}^\nu(k)]] \rangle. & \end{aligned}$$

که در این رابطه منظور از $H_I^\nu(t)$ ، هامیلتونی برهم‌کنشی به عنوان تابعی از میدان‌های آزاد و $D_{ij}^\nu(k)$ ، عملگر میدان آزاد تعداد فوتون می‌باشد. در این معادله اولین جمله سمت راست جمله پراکندگی رو به جلو است که در نظریه الکترودینامیک کوانتومی، این جمله صفر به دست می‌آید. همچنین با محاسبه جمله دوم در سمت راست معادله برای پراکندگی کامپتون، می‌توان معادلات تحول پارامترهای استوکس را محاسبه کرد. در این مقاله ابتدا، جمله پراکندگی رو به جلو را برای یک ماتریس پراکندگی دلخواه کلی به صورت زیر محاسبه می‌کنیم

$$i \langle [H_I^\nu(t), D_{ij}^\nu(k)] \rangle = \frac{i}{\nu} \int dq (\nu\pi)^3 \delta^\nu(\circ) n_e(q) \delta_{rr'} \tag{7}$$

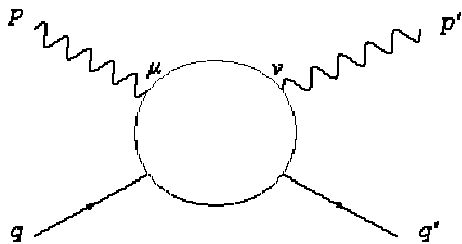
$[\delta_{is} \rho_{s'j}(k) - \delta_{js'} \rho_{is}(k)] M(s, s', q, k)$ ، که در این رابطه $M(s, s', q, k)$ ، دامنه کلی پراکندگی کامپتون است. همچنین s و s' ، به ترتیب معرف قطبش فوتون‌های فرودی و خروجی q و k ، به ترتیب تکانه فرمیون و فوتون است. بنابراین با توجه به رابطه بالا برای جمله برخورد رو به جلو داریم:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{ij}^\nu(k)}{dt} = \frac{i}{\nu\pi^3 k^\nu} \int q^\nu dq \int \frac{d\Omega'}{4\pi} n_e(q) \delta_{rr'} & \tag{8} \\ \times [\delta_{is} \rho_{s'j}(k) - \delta_{js'} \rho_{is}(k)] M(s, s', q, k), & \end{aligned}$$

بنابراین برای بررسی تحول زمانی تمامی پارامترهای استوکس برای جمله پراکندگی رو به جلو خواهیم داشت

$$\dot{I} = \dot{\rho}_{11} + \dot{\rho}_{22} = 0, \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \dot{Q} = \dot{\rho}_{11} - \dot{\rho}_{22} = \frac{i}{\nu\pi^3 k^\nu} & \\ \int q^\nu dq \int \frac{d\Omega'}{4\pi} n_e(q) \delta_{rr'} & \tag{10} \\ [U(M(1,2) - M(2,1)) - iV(M(1,2) + M(2,1))], & \end{aligned}$$



شکل ۱. نمودار پراکندگی کامپتون با نقض پارته: چاربردارهای فوتون ورودی و هدف در این شکل مشخص شده است.

وارد، برقرار باشد یعنی

$$p'^{\mu} M_{\mu\nu}(p', p) = M_{\mu\nu}(p', p) p^{\nu} = 0, \quad (16)$$

۳. برای این که شرط نقض پارته برقرار باشد باید دامنه پراکندگی $M_{\mu\nu}$ ، به صورت یک شبه تانسور مرتبه دوم تبدیل پارته شود.

۴. تقارن نوردایی CP شرط چهارمی است که باید برقرار باشد یعنی

$$M_{\mu\nu}(p', p; q', q) = C M_{\mu\nu}^T(-p, -p'; -q, -q') C^{-1}, \quad (17)$$

برای به دست آوردن رابطه (۱۷)، از نوردایی CP و شرایط ۱ و ۳ که در بالا به آنها اشاره شد استفاده شده است. [۹] در این رابطه T ، به معنی ترانهاده و C عملگر همیوگ بار است که

$$C \gamma_{\mu}^T C^{-1} = -\gamma_{\mu}. \quad (18)$$

برای ساختن دامنه ناوردا ابتدا متغیرهای زیر را تعریف می کنیم [۸]:

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2}}(q + q'); \quad K = \frac{1}{\sqrt{2}}(p' - p) = \quad (19)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(q - q'); \quad P = \frac{1}{\sqrt{2}}(p + p'),$$

همچنین متغیرهای نوردای زیر معرفی می شوند [۸]:

$$x = p \cdot q = p' \cdot q', \quad y = p \cdot q' = p' \cdot q. \quad (20)$$

حال کلی ترین شکل دامنه پراکندگی کامپتون با نقض پارته (شکل ۱) به صورت زیر تعریف می شود [۸]:

$$M_{\mu\nu} = \sum_i I_{\mu\nu}^i B_i(x, y), \quad (21)$$

که در رابطه بالا B_i ، دامنه های ناوردا و $I_{\mu\nu}^i$ ، تانسورهای کمینه می باشند که چهار شرطی که در بالا مطرح شد را برآورده می کند. بر طبق مقاله [۸] که از روش ذکر شده در مقاله [۱۰] استفاده کرده است دامنه های نقض پارته، به صورت زیر به دست می آید:

$$\dot{U} = \dot{\rho}_{12} + \dot{\rho}_{21} = \frac{i}{\Lambda \pi^2 k^0} \int q^{\nu} dq \int \frac{d\Omega'}{4\pi} n_e(q) \delta_{rr'} \times \quad (11)$$

$$[Q(M(\nu, 1) - M(1, \nu)) - iV(M(1, 1) - M(\nu, \nu))].$$

در نهایت تحول زمانی پارامتر V ، که معرف قطبش دایره ای است را محاسبه می کنیم

$$\dot{V} = i(\dot{\rho}_{21} - \dot{\rho}_{12}) = \frac{i}{\Lambda \pi^2 k^0} \int q^{\nu} dq \int \frac{d\Omega'}{4\pi} n_e(q) \delta_{rr'} \times \quad (12)$$

$$[U(M(1, 1) - M(\nu, \nu)) - Q(M(1, \nu) + M(\nu, 1))].$$

ابتدا چگونگی تولید پارامتر استوکس V ، که نشانگر قطبش دایره ای است را بررسی می کنیم. برای غیر صفر شدن جمله سمت راست معادله (۱۲)، حداقل باید یکی از شروط زیر برآورده شود:

$$M(1, 1) \neq M(\nu, \nu), \quad (13)$$

$$M(1, \nu) \neq -M(\nu, 1), \quad \text{یا}$$

از طرفی برای تولید قطبش نوع U ، باید شرط زیر برآورده شود

$$M(1, \nu) \neq M(\nu, 1), \quad (14)$$

برای پراکندگی کامپتون استاندارد هیچ کدام از شروط فوق برآورده نمی شود. بنابراین با پراکندگی کامپتون استاندارد قطبش دایره ای تولید نمی شود. همچنین در غیاب افت و خیزهای تانسوری، قطبش نوع B نیز تولید نمی شود.

۴. دامنه پراکندگی کامپتون و نقض پارته

در این بخش به طور کلی مدل هایی را در نظر می گیریم که در دامنه پراکندگی کامپتون نقض شده است. دامنه پراکندگی کامپتون را به طور کلی می توان به صورت $\mathcal{E}_s^{\mu}(p) M = M_{\mu\nu} \mathcal{E}_s^{\nu}(p')$ نوشت که در آن به ترتیب $\mathcal{E}_s^{\mu}(p)$ و $\mathcal{E}_s^{\nu}(p')$ نشان دهنده قطبش فوتون فرودی و خروجی است. برای تانسور دامنه پراکندگی $M_{\mu\nu}(p, p'; q, q')$ ، شرط های زیر را در نظر می گیریم [۸]:

۱. تقارن بوز برقرار باشد. منظور از برقراری تقارن بوزونی، رابطه تقاطعی بین تکانه های دو فوتون برهم کنشی در دامنه پراکندگی است که به صورت زیر بیان می شود

$$M_{\mu\nu}(p', p) = M_{\mu\nu}(-p, -p'), \quad (15)$$

۲. تقارن نوردایی پیمانه برقرار باشد و یا به بیان دیگر اتحاد

۱. Ward identity

در رابطه (۲۵)، جمله اول سمت راست تساوی، به ازای جابه‌جایی قطبش فوتون های ورودی و خروجی (s, s')
 $M(s, s') = -M(s, s')$,
 $M(s, s') \neq M(s, s')$,
 که شرط رابطه (۱۴) برای تولید قطبش U ، که منجر به تولید قطبش نوع B می‌شود را ارضا می‌کند این در حالی است که جمله اول در این شرط صدق نمی‌کند؛ به همین خاطر در ادامه محاسبات برای بررسی امکان تولید قطبش نوع B ، تنها جمله اول را در نظر می‌گیریم. بنابراین جمله پراکندگی رو به جلو به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$i \left\langle \left[H_I^\circ(\circ), D_{ij}^\circ(k) \right] \right\rangle = \frac{i}{\Upsilon} \int dq dq' dp dp' (\Upsilon\pi)^\Upsilon \delta^\Upsilon(\vec{q}' + \vec{p}' - \vec{q} - \vec{p}) \times \left\{ \begin{aligned} & \left[\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu^{s'*}(\vec{p}') \epsilon_\nu^s(p) \frac{1}{\Upsilon} \right] \times \\ & \left[(q_\alpha + q'_\alpha) P_\beta T_1(\omega, m, M) \right] \\ & \times \left[\Upsilon k^\Upsilon (\Upsilon\pi)^\Upsilon \delta^\Upsilon(\vec{k} - \vec{p}') \right] \rho_{s'j}(\vec{k}) \\ & \times \left[\left(\frac{q^0}{m} (\Upsilon\pi)^\Upsilon \delta^\Upsilon(\vec{q} - \vec{q}') \delta_{rr'} n_e(\vec{x}, \vec{q}) \right) \right. \\ & \left. \left[\Upsilon p^0 (\Upsilon\pi)^\Upsilon \delta_{is} \delta^\Upsilon(\vec{p} - \vec{k}) \right] \right. \\ & \left. - \left[\frac{q^0}{m} (\Upsilon\pi)^\Upsilon \delta^\Upsilon(\vec{q} - \vec{q}') \delta_{rr'} n_e(\vec{x}, \vec{q}) \right] \right. \\ & \left. \times \left[\Upsilon p^\Upsilon (\Upsilon\pi)^\Upsilon \delta^\Upsilon(\vec{p} - \vec{k}) \right] \rho_{is}(\vec{p}) \right] \times \\ & \left. \left[\Upsilon p'^\Upsilon (\Upsilon\pi)^\Upsilon \delta_{js'} \delta^\Upsilon(\vec{p}' - \vec{k}) \right] \right\}, \quad (27) \end{aligned} \right.$$

در این رابطه $n_e(\vec{x}, \vec{q})$ توزیع الکترونی در راستای \vec{x} در فضای حقیقی می‌باشد و k ، بیانگر راستای مشاهده فوتون (راستای دید ناظر) است و

$$dp = \frac{d^\Upsilon p}{(\Upsilon\pi)^\Upsilon \Upsilon p^\Upsilon}, dp' = \frac{d^\Upsilon p'}{(\Upsilon\pi)^\Upsilon \Upsilon p'^\Upsilon}, \quad (28)$$

$$dq = \frac{d^\Upsilon q}{(\Upsilon\pi)^\Upsilon q^\Upsilon}, dq' = \frac{d^\Upsilon q'}{(\Upsilon\pi)^\Upsilon q'^\Upsilon},$$

حال پس از باز کردن جملات انتگرالده و با انتگرال‌گیری روی تکانه‌ها با توجه به توابع دلتای دیراک موجود خواهیم داشت

$$i \left\langle \left[H_I^\circ(\circ), D_{ij}^\circ(k) \right] \right\rangle =$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mu\nu}^1 &= Q \cdot P \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} Q^\alpha P^\beta - Q_\mu N_\nu - N_\mu Q_\nu, \\ \mathcal{L}_{\mu\nu}^2 &= \gamma \cdot P (Q_\mu N_\nu + Q_\nu N_\mu) - Q \cdot P (\gamma_\mu N_\nu + \gamma_\nu N_\mu), \\ \mathcal{L}_{\mu\nu}^3 &= \gamma_\delta \gamma \cdot P (P^\Upsilon g_{\mu\nu} - P_\mu P_\nu + K_\mu K_\nu), \\ \mathcal{L}_{\mu\nu}^4 &= P^\Upsilon (Q_\mu N_\nu + Q_\nu N_\mu) - Q \cdot P (N_\mu P_\nu + N_\nu P_\mu), \\ \mathcal{L}_{\mu\nu}^5 &= \gamma_\delta \gamma \cdot P \left[\begin{aligned} & P^\Upsilon Q_\mu Q_\nu + (Q \cdot P)^\Upsilon g_{\mu\nu} \\ & - Q \cdot P (Q_\mu P_\nu + Q_\nu P_\mu) \end{aligned} \right], \quad (22) \end{aligned}$$

که $N_\mu = \epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} P^\alpha K^\beta Q^\gamma$ و $\epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}$ نماد لوی چی ویتا و γ_μ ماتریس دیراک است. این مجموعه از دامنه‌ها کمینه $\left\{ \left\{ \mathcal{L}_{\mu\nu}^i \right\} \right\}$ نیستند و ما باید دامنه‌های کمینه $\left\{ \left\{ l_{\mu\nu}^i \right\} \right\}$ را از آنها به دست آوریم.

۵. حد انرژی پایین^۱

در پراکندگی رو به جلو، تکانه فوتون و فرمیون تغییر نمی‌کند یا به عبارت دیگر، یعنی تکانه انتقال نمی‌یابد. شکل کلی دامنه پراکندگی رو به جلو از معادله (۲۱)، به دست می‌آید. در این رابطه با نوشتن مجموع همه تانسورها در جهت رو به جلو و در حد انرژی‌های پایین دامنه پراکندگی رو به جلو نوشته می‌شود.

در چارچوب آزمایشگاهی به طور موثر داریم

$$p_\nu - p'_\mu = q_\mu - q'_\nu = 0 \quad (23)$$

دامنه پراکندگی رو به جلو در حد انرژی پایین به صورت زیر است [۸]

$$M_{\mu\nu}(p', p) = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} Q_\alpha P_\beta T_1(\omega, m, M) + \gamma_\delta \not{p} g_{\mu\nu} T_\Upsilon(\omega, m, M). \quad (24)$$

در این رابطه ω ، انرژی فوتون در چارچوب آزمایشگاه و M یک مقیاس انرژی است. همچنین T_1 و T_Υ ، توابع نرده‌ای با شرط تقارن تقاطعی به صورت زیر هستند.

$$T_1(\omega) = T_1(-\omega), T_\Upsilon(\omega) = -T_\Upsilon(-\omega), \quad (25)$$

دامنه کلی با در نظر گرفتن بردارهای قطبش به صورت زیر است

$$\begin{aligned} M(p, p', s, s') &\equiv M(s, s') = \\ \bar{u}_{r'}(q') &\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} Q_\alpha P_\beta T_1(\omega, m, M) \\ u_r(q) \epsilon_s^\mu(p) \epsilon_{s'}^\nu(p') &+ \bar{u}_{r'}(q') \gamma_\delta \not{p} g_{\mu\nu} \\ T_\Upsilon(\omega, m, M) u_r(q) \epsilon_s^\mu(p) \epsilon_{s'}^\nu(p') &, \quad (26) \end{aligned}$$

^۱. The low-energy theorem

رابطه به دست آمده تحول مؤلفه‌های ماتریس چگالی فوتون در راستای تکانه k است. اگر راستای آشکار سازی فوتون (راستای دید) را راستای z در نظر بگیریم و نیز فرض تقریب انرژی پایین را مجدداً در نوشتن بردارهای موج k و q و بردارهای قطبش متناظر برای فوتون اعمال کنیم (می‌دانیم که در حد انرژی‌های پایین، $|\vec{q}| \ll m$)

$$k^\mu = (\omega, 0, 0, \omega), \quad \varepsilon^1 = (0, 1, 0, 0), \quad \varepsilon^2 = (0, 0, 1, 0), \quad (33)$$

$$p^\mu = (m, \vec{p}),$$

و نیز

$$\sum_{r=1}^2 \bar{u}_r(\vec{q}) u_r(\vec{q}) = 4m, \quad (34)$$

$$\int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} n_e(\vec{x}, \vec{q}) = n_e(\vec{x}). \quad [v] \quad (35)$$

با کمک روابط فوق برای تحول پارامترهای استوکس خواهیم داشت

$$\dot{I}(\vec{k}) = \dot{\rho}_{11} + \dot{\rho}_{22} = 0, \quad (36)$$

$$\dot{Q}(\vec{k}) = \dot{\rho}_{11} - \dot{\rho}_{22} =$$

$$-2im^2 T_1(\omega, m, M) n_e(\vec{x}) U(\vec{k}), \quad (37)$$

$$\dot{U}(\vec{k}) = \dot{\rho}_{12} + \dot{\rho}_{21} =$$

$$2im^2 T_1(\omega, m, M) n_e(\vec{x}) Q(\vec{k}), \quad (38)$$

$$\dot{V}(\vec{k}) = i(\dot{\rho}_{11} - \dot{\rho}_{22}) = 0. \quad (39)$$

در رابطه بالا u_r ها اسپینورهای فرمیون با اندیس اسپین r و همچنین q_z ، مؤلفه فضایی در راستای z است. در نهایت تحول پارامترهای استوکس برای حالتی که نقض پاریته در دامنه پراکندگی کامپتون برقرار است را به دست آوردیم. با توجه به نتایج به دست آمده، تغییر شدت (\dot{I}) و تولید قطبش دایره‌ای ممکن نخواهد بود. ولی همان طور که از روابط (۳۶) و (۳۷) مشخص است دو پارامتر Q و U با هم مخلوط می‌شوند. بنابراین با یک مقدار اولیه $Q(0) \neq 0$ ، می‌توان قطبش از نوع U داشت. این به معنای تولید قطبش نوع B است.

$$\left[\begin{aligned} & \left[\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\mu^{s'*}(k) \varepsilon_\nu^s(p) \right] \times \\ & \left[\frac{1}{\gamma} (q_\alpha + q'_\alpha) p_\beta T_1(\omega, m, M) \right] \times \\ & \frac{i}{\gamma} \int dq dq' dp (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma(\vec{q}' + k - \vec{q} - \vec{p}) \times \\ & \left\{ \left[\frac{q^0}{m} (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma(\vec{q} - \vec{q}') \delta_{rr'} n_e(\vec{x}, \vec{q}) \right] \right. \\ & \left. \times \left[(\gamma p^0 (\gamma\pi)^\gamma \delta_{is} \delta^\gamma(\vec{p} - \vec{k})) \rho_{s'j}(\vec{k}) - \right. \right. \end{aligned} \right] \quad (29)$$

$$\left. \left[\frac{q^0}{m} (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma(\vec{q} - \vec{q}') \delta_{rr'} n_e(\vec{x}, \vec{q}) \right] \right\} \times (\gamma p^0 (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma(\vec{p} - \vec{k}) \rho_{is}(p) \delta_{js'}),$$

پس از انتگرال‌گیری روی تکانه p' باید روی تکانه‌های p هم انتگرال‌گیری شود. بنابراین

$$i \langle [H_I^*(0), D_{ij}^*(k)] \rangle =$$

$$\frac{i}{\gamma} \int dq dq' (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma(\vec{q}' - \vec{q}) \times$$

$$\left[\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\mu^{s'*}(k) \varepsilon_\nu^s(k) \right] \times \quad (30)$$

$$\left[\frac{1}{\gamma} (q_\alpha + q'_\alpha) p_\beta T_1(\omega, m, M) \right] \times$$

$$\left\{ \left[\frac{q^0}{m} (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma(\vec{q} - \vec{q}') \delta_{rr'} n_e(\vec{x}, \vec{q}) \right] \right\}$$

$$\left(\delta_{is} \rho_{s'j}(\vec{k}) - \delta_{js'} \rho_{is}(\vec{k}) \right).$$

در نهایت با انتگرال‌گیری روی q' ، داریم

$$i \langle [H_I^*(0), D_{ij}^*(k)] \rangle = \quad (31)$$

$$\frac{i}{\gamma} \int dq (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma(0)$$

$$\left[\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\mu^{s'*}(k) \varepsilon_\nu^s(k) \right] \times$$

$$\left[q_\alpha p_\beta T_1(\omega, m, M) \right] \times$$

$$\delta_{rr'} n_e(\vec{x}, \vec{q}) \left(\delta_{is} \rho_{s'j}(\vec{k}) - \delta_{js'} \rho_{is}(\vec{k}) \right),$$

در نتیجه با توجه به معادله بولتزمن رابطه (۶) و با در نظر گرفتن جمله پراکندگی رو به جلو، خواهیم داشت

$$\frac{d}{dt} \rho_{ij}(k) = \frac{i}{\gamma k^0}$$

$$\int dq n_e(\vec{x}, \vec{q}) \delta_{rr'} \times \left(\delta_{is} \rho_{s'j}(\vec{k}) - \delta_{js'} \rho_{is}(\vec{k}) \right) \times \quad (32)$$

$$\bar{u}_r(q) \left(\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\mu^{s'*}(k) \varepsilon_\nu^s(k) q_\alpha k_\beta T_1(\omega, m, M) \right)$$

$$u_r(q),$$

۶. نتیجه گیری

در این مقاله نشان داده شد که در برهم کنش کامپتونی که پارینه نقض می شود می توان قطبش غیر صفر نوع B داشت. در حقیقت این برهم کنش باعث می شود که اگر فوتون ورودی (اولیه) فقط دارای قطبش خطی Q باشد، به دلیل غیر صفر بودن U و جفت شدگی آن با Q ، قطبش U در طول زمان

تولید شود. این یعنی امکان تولید نوع B قطبش وجود دارد. البته به نظر می رسد که این نوع نقض پارینه در مرتبه جمله رو به جلو قطبش دایره ای ایجاد نخواهد کرد. مطالعه و بررسی شرایط لازم برای تولید این نوع قطبش در مرتبه پراکندگی رو به جلو می تواند موضوع پژوهش های آتی در زمینه مدل های نقض کننده پارینه باشد.

مراجع

1. Ade, Peter AR, *et al.*, *Astronomy & Astrophysics* **594** (2016).
2. S Dodelson, "Modern cosmology", Academic press, (2003).
3. U Seljak and M Zaldarriaga, "Polarization of microwave background: Statistical and physical properties", arXiv preprint astro-ph/9805010 (1998).
4. E Bavarsad, M Haghghat, Z Rezaei, R Mohammadi, I Motie and M Zarei, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 14.
5. J Nagy, P Ade, M Amiri, S Benton, A Bergman, R Bihary, J Bock, J Bond, S Bryan, and H Chiang, *et al.*, *The Astrophysical Journal*, **844** (2017) 151.
6. W Hu, M White, *New Astron.* **2** (1997) 323.
7. A Kosowsky, *Ann. Phys.* **246** (1996) 49.
8. K Kim, N D Hari Dass, *Nuclear Physics B* **2** (1976) 113.
9. س آقابابایی و م حقیقت، مجله پژوهش فیزیک ایران **۱۱** (۱۳۹۰) ۱۸۹.
9. S Aghababaei and M Haghghat, *Iranian Journal of Physics Research* **11** 2 (2011) 189.
10. W Bardeen and Wu-Ki Tung, *Phys. Rev. D* **4** (1968).