

بررسی تابش چرنکوف نسبیتی بر حسب شکل صریح تابع گرین

مریم محمدی خشویی

Mohamady_maryam@yahoo.com

دانشگاه زنجان

چکیده - در این مقاله به بررسی تابش چرنکوف نسبیتی در حضور محیط دی الکتریک مغناطیده همگن سه بعدی بر حسب شکل صریح تابع گرین پرداخته می شود. گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی محیط به صورت توابع مختلطی از فرکانس که روابط کرامرز-کرونیک را ارضا می کند، فرض می شوند. در این مقاله برای کوانتس میدان با تلفیق معادلات ماکسول در پیمانه کولنی و پتانسیل اسکالر صفر، معادله موج را برای پتانسیل برداری به دست آورده میشود. هامیلتونی جدید برهم کنش را که متفاوت از حالت غیرنسبیتی آن است با استفاده از پتانسیل برداری کوانتیزه شده و عملگر میدان ذره که از کوانتس مرتبه دوم به دست آمده معرفی می شود. مولفه های پتانسیل برداری بر حسب تابع گرین محاسبه می شود. با استفاده از رابطه احتمال گذار از قاعده طلایی فرمی آهنگ اتلاف انرژی الکترون حاصل از این تابش را محاسبه می شود. نتایج حاصله با کارهای پیشین مقایسه می شود.

کلید واژه-آهنگ اتلاف انرژی، تابش چرنکوف نسبیتی، قاعده طلایی فرمی.

Relativistic Cerenkov Radiation in the form of explicit Green's function in a Magneto-Dielectric media

Maryam Mohammadi K.

Zanjan University

Abstract- Abstract- In this paper relativistic Cerenkov radiation was studied in the form of explicit Green's function in a 3-D magneto-dielectric medium. The dielectric function permeability of the medium are assumed to satisfy Kramers-Kronig equations. In order to quantize electromagnetic field with integration of the Maxwell's equations in the coulomb gauge and a zero scalar potential, wave equation for vector potential is achieved. we use Fourier transform to solve the equation in Momentum space. It is introduced the new intraction Hamiltonian which is different from Hamiltonian term in non-relativistic state based on quantized electromagnetic field and second quantization method. components of the vector potential is calculated in terms of the Green's function. It is calculated the losing energy longitudinal with using the transition probability term in the Fermi's golden rule. It is remarkable that the lateral component isn't different in the relativistic state. The results will be compared with earlier work (non-relativistic and non-magneto).

Keywords: Cerenkov radiation, Fermie's golden rule.

$$\left[k^\gamma c^\gamma \kappa(\omega) - \omega^\gamma \varepsilon(\omega) \right] \delta_{\alpha\beta} \quad (2)$$

$$-k^\gamma c^\gamma \kappa(\omega) \tilde{k}_\alpha \tilde{k}_\beta \} \hat{A}_\beta^+(k, \omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} \hat{J}_\alpha^+(k, \omega)$$

از طرفی می توان مؤلفه های پتانسیل برداری را از رابطه (۳) به دست آورد

$$\hat{A}_\alpha^+(k, \omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} G_{\alpha\beta}(k, \omega) \hat{J}_\beta^+(k, \omega) \quad (3)$$

که در آن $G(k, \omega)$ تبدیل فوریه $G(r, r', \omega)$ و تانسور گرین می باشد. تجزیه پتانسیل برداری به مؤلفه های طولی و عرضی، انجام محاسبات را آسان تر می کند. با جایگذاری رابطه ۳ در ۲ و ضرب اپراتورهای تصویر طولی $\tilde{k}_\gamma \tilde{k}_\alpha$ و عرضی $\delta_{\gamma\alpha} - \tilde{k}_\gamma \tilde{k}_\alpha$ از سمت چپ معادله حاصل، مؤلفه های طولی و عرضی تانسور گرین به شکل زیر به دست می آیند:

$$G_{\alpha\beta}^L(k, \omega) = -\frac{\tilde{k}_\alpha \tilde{k}_\beta}{\omega^\gamma \varepsilon(\omega)} \quad (4)$$

$$G_{\alpha\beta}^T(k, \omega) = \frac{\delta_{\alpha\beta} - \tilde{k}_\alpha \tilde{k}_\beta}{k^\gamma c^\gamma \kappa(\omega) - \omega^\gamma \varepsilon(\omega)} \quad (5)$$

با جایگذاری در رابطه (۳) و با استفاده از تبدیل فوریه پتانسیل برداری به شکل زیر به دست می آید.

$$\hat{A}_\alpha^\Omega(r, t) = \left(\frac{\hbar}{\varepsilon_0 \pi^\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{+\infty} d\omega \int d^3k \quad (6)$$

$$\{ G_{\alpha\beta}^\Omega(k, \omega) \hat{J}_\beta(k, \omega) \exp[-i(\omega t - k \cdot r)] - H \cdot c \}$$

که در آن $\Omega = L, T$ نشان دهنده مؤلفه های طولی و عرضی است. به دلیل آنکه عبارت مؤلفه طولی برای حالت مغناطیسه و غیر مغناطیسه یکسان است در بررسی تابش چرنکوف نسبیتی در حضور محیط دی الکتریک جاذب و مغناطیسه تنها پتانسیل عرضی مورد توجه قرار داده می شود [۶]. قابل ذکر است که پتانسیل برداری بالا در روابط جابه جایی کانونیک صدق می کند که شرط کوانتس میدان است.

$$\left[\hat{A}_\alpha^T(r, t), -\varepsilon_0 \hat{E}_\beta^T(r', t) \right] = i\hbar \delta_{\alpha\beta}^T(r - r') \quad (7)$$

۱- مقدمه

برای اولین بار تابش چرنکوف در تحقیقات مواد رادیواکتیویته مشاهده شده بود [۱, ۲]. چرنکوف نشان داد منشاء این تابش، الکترون پراثرژی است که در محیط مادی با سرعتی بیش از سرعت نور در آن محیط حرکت و طی این فرآیند فوتون گسیل می کند [۳]. برای بررسی تابش چرنکوف سیستم، یک الکترون در حال برهم کنش با میدان الکترومغناطیسی در محیط دی الکتریک مغناطیسه در نظر گرفته می شود. [۴]. برخی از پدیده ها از جمله تابش چرنکوف در خلاء امکان پذیر نیست، لذا در این مقاله به بررسی کوانتس میدان در محیط مادی پرداخته می شود. هر محیط مادی توسط تابع دی الکتریک و تابع مغناطیسی توصیف می شود. اصل علیت ایجاب می کند که هر دو تابعی مختلط از فرکانس باشند [۵]. قسمت حقیقی آن خاصیت پاشندگی و قسمت موهومی آن خاصیت اتلافی محیط را موجب می شود. این دو قسمت با روابط کرامرز- کرونیگ به هم وابسته اند. ضریب شکست مختلط در این محیط به صورت زیر تعریف می شود: [۵]

$$n(r, \omega) = \varepsilon(r, \omega) \mu(r, \omega) \quad (1)$$

۲-۲- کوانتس میدان الکترومغناطیسی

در گذار از الکترودینامیک کلاسیک به الکترودینامیک کوانتومی اولین گام کوانتیزه کردن میدان است. روشهای متفاوتی برای کوانتس میدانهای الکترومغناطیسی وجود دارد. از آن جمله می توان کوانتیزه کردن میدان بر حسب توابع مد، استفاده از معادلات اوپلر- لاگرانژ و تابع گرین را نام برد. در این مقاله برای کوانتس میدان با تلفیق معادلات ماکسول در پیمانه کولنی و پتانسیل اسکالر صفر، معادله موج را برای پتانسیل برداری می توان به دست آورد. برای حل معادله با استفاده از تبدیل فوریه پتانسیل برداری در فضای اندازه حرکت محاسبه و معادله موج به یک معادله جبری (۲) تبدیل می شود. که در آن \tilde{k} یک بردار یکه است. تکرار اندیس β نشان دهنده جمع روی مؤلفه های کارتزین x, y, z است.

۳- کوانتس مرتبه دوم

$$\hat{H}_I = -ec \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{\hbar}{\epsilon\pi^2 \epsilon_0} \right)^2 \int d^3r \int_0^{+\infty} d\omega$$

$$\int d^3k \int d^3p \int d^3p' \hat{b}_\lambda^+(p', t) \hat{b}_\lambda(p, t) e^{-i(p-p') \cdot r}$$

$$\left(u_\lambda^+(p', t) \alpha \cdot \hat{J}_\beta^+(k, \omega) u_\lambda(p, t) \right)$$

$$\left\{ G_{\alpha\beta}^{*Q}(k, \omega) \exp[-i(\omega t - k \cdot r)] - H \cdot c \right\} \quad (12)$$

داشتن اطلاعات فوق می‌توان احتمال گسیل فوتون در واحد زمان توسط الکترونی که با سرعت v در محیط حرکت می‌کند را به دست آورد. بدین منظور از قاعده طلایی فرمی استفاده می‌شود. اگر سیستم ابتدا در حالت اولیه $|i\rangle$ با انرژی E_i باشد، احتمال در واحد زمان برای آنکه سیستم در حالت نهایی $|f\rangle$ با انرژی E_f یافت شود، طبق قاعده فرمی به صورت زیر محاسبه می‌شود [۲]:

$$\left(\frac{\text{trans. prob}}{\text{time}} \right) = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) \quad (13)$$

در رابطه بالا، V_{fi} عنصر ماتریس اختلال است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\langle f | \hat{H}_I | i \rangle = \left(\frac{\hbar c^2}{\epsilon\pi^2 \epsilon_0} \right) \sum_s \int d\omega \int d^3k \int d^3p$$

$$|u_\lambda^+(p+k, t) \alpha \cdot \tilde{e}_s(k) u_\lambda(p, t)|^2 \text{Im} G_{\alpha\beta}^T(k, \omega) \quad (14)$$

قسمت موهومی تانسور گرین عرضی به صورت رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\text{Im} G^T(k, \omega) = \frac{\omega^2 \text{Im} \epsilon(\omega) + k^2 c^2 \text{Im} \kappa(\omega)}{|k^2 c^2 \kappa(\omega) - \omega^2 \epsilon(\omega)|^2} \quad (15)$$

بنابراین:

$$\left(\frac{\text{transprob}}{\text{time}} \right)_{p+k, \lambda' \rightarrow p, \lambda} = \quad (16)$$

$$\frac{2\pi}{\hbar} e^2 c^2 \left(\frac{\hbar}{\lambda\pi^2 \epsilon_0} \right) \frac{\omega^2 \epsilon_i(\omega) + k^2 c^2 k_i(\omega)}{|k^2 c^2 \kappa(\omega) - \omega^2 \epsilon(\omega)|^2}$$

$$|u_\lambda^+(p+k, r) a \cdot \tilde{e}_s(k) u_\lambda(p, r)|^2$$

$$\delta(\sqrt{\hbar^2 c^2 |p+k|^2 + m^2 c^2} - \sqrt{\hbar^2 c^2 p^2 + m^2 c^2} - \hbar\omega)$$

می‌توان میدان تابشی را با خواص ذره‌ای توصیف کرد. این مطلب ایده‌ای خواهد بود برای آنکه میدان تابشی الکترون نیز کوانتیزه شود که به آن کوانتس مرتبه دوم می‌گویند. بدین منظور با استفاده از معادله ویژه مقادیری انرژی برای معادله دیراک، که نسبیتی است، ویژه مقادیر آن محاسبه می‌شود و بر اساس ویژه مقادیر به دست آمده میدان تابشی الکترون بسط داده می‌شود. ضرایب بسط در واقع عملگرهایی خواهند بود که مربوط به خلق یا نابودی الکترون می‌باشند. $\hat{b}_\lambda(p, t)$ عملگر بوزونی فنا و همچنین $\hat{b}_\lambda^+(p, t)$ عملگر بوزونی خلق الکترونی با تکانه p نامیده و در نهایت ψ و ψ^+ کوانتیزه می‌شوند و با تعمیم آن به حالت پیوسته سه بعدی به شکل زیر در می‌آیند [۵].

$$\hat{\psi}(r, t) = \sum_\lambda \int d^3p \hat{b}_\lambda(p, t) \psi_\lambda(p, r) \quad (8)$$

$$\hat{\psi}^+(r, t) = \sum_\lambda \int d^3p \hat{b}_\lambda^+(p, t) \psi_\lambda^+(p, r) \quad (9)$$

که در آن: [۲]

$$\psi_\lambda(r, p) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} u_\lambda(r, p) e^{ip \cdot r} \quad (10)$$

۴- هامیلتونی برهم کنش

هامیلتونی نسبیتی برهم‌کنش الکترون با میدان

الکترومغناطیسی در تابش مورد نظر ما بدین شکل است [۲]

$$\hat{H}_I = -ec \int d^3r \psi^+ \alpha \cdot \hat{A} \psi \quad (11)$$

که در آن ψ عملگر میدان ذره می‌باشد. با جایگذاری به شکل رابطه (۱۲) در می‌آید.

۵- احتمال گسیل فوتون

در این پژوهش، در بررسی تابش چرنکوف فرض می‌شود که تعداد فوتونها در حالتی که سیستم مختل نشده است، صفر باشد و پس از گسیل تنها یک فوتون تولید شود. با

۶- آهنگ اتلاف انرژی سیستم در واحد طول

احتمال گسیل یک فوتون با فرکانس ω_k و پلاریزاسیون σ در واحد زمان محاسبه شد. اگر این احتمال در انرژی یک فوتون ضرب شود در واقع آن مقدار انرژی که سیستم در واحد زمان از دست می‌دهد تا فوتونی با بردار موج k و پلاریزاسیون σ خلق شود، را به دست آورده‌ایم. از سوی دیگر فوتونهای بی شماری با فرکانسها و پلاریزاسیونهای مختلفی تولید می‌شود، از این رو کافی است آهنگ از دست دادن انرژی در واحد زمان را به ازای فرکانسها و پلاریزاسیونهای مختلف به دست آورده و سپس آنها را با هم جمع کرد. پس جمع نهایی باید شامل یک جمع روی اسپین‌های نهایی الکترون باشد و روی اسپین اولیه میانگین‌گیری کرد که ضریب $\frac{1}{2}$ ظاهر می‌شود و به سادگی می‌توان آهنگ از دست دادن انرژی در واحد طول را به روش زیر محاسبه کرد:

$$\frac{dW}{dx} = \frac{1}{v} \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sum_{\lambda=1}^2 \int d^3k \hbar \omega_k \left(\frac{\text{transprob}}{\text{time}} \right) \quad (17)$$

با جایگذاری رابطه (۱۶) در (۱۷) رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\frac{dW}{dx} = \frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_0} \int \omega d\omega \int k dk \frac{\omega^2 \epsilon_i(\omega) + k^2 c^2 \kappa_i(\omega)}{|k^2 c^2 \kappa(\omega) - \omega^2 \epsilon(\omega)|^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{k^2 v^2} \left(1 + \frac{\hbar \omega}{2mc^2} \left(\frac{c^2 k^2}{\omega^2} - 1 \right) \sqrt{1 - v^2/c^2} \right)^2 \right) \quad (18)$$

عبارت (۱۹) [۶] انرژی اتلافی الکترون غیرنسبیتی در واحد طول برای محیط های دی الکتریک همگن سه بعدی است،

$$\frac{dW}{dx} \Big|_{\text{دی الکتریک}} = \frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_0} \int \omega d\omega \int dk \quad ((19)) \frac{k \omega^2 \epsilon_i(\omega)}{|k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon(\omega)|^2} \left(1 - \left(\frac{\omega}{kv} + \frac{\hbar k}{2mv} \right)^2 \right)$$

حال عبارت (۱۸) با عبارت (۱۹) به صورت دیفرانسیلی (۲۰) مقایسه می‌شود. در واقع عبارت (۱۸) نشان‌دهنده تصحیح نسبیتی برای محیط دی‌الکتریک مغناطیده است. این نسبت برای سرعتهای پایین در اکثر

$$\frac{dW}{dx d\omega dk} \Big|_{\text{دی الکتریک مغناطی}} = \frac{\omega^2 \epsilon_i + k^2 c^2 \kappa_i}{\omega^2 \epsilon_i} \frac{|k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon(\omega)|^2}{|k^2 c^2 \kappa(\omega) - \omega^2 \epsilon(\omega)|^2} \times \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{k^2 v^2} \left(1 + \frac{\hbar \omega}{2mc^2} \left(\frac{c^2 k^2}{\omega^2} - 1 \right) \sqrt{1 - v^2/c^2} \right)^2 \right)}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{kv} + \frac{\hbar k}{2mv} \right)^2 \right)} \quad (20)$$

نقاط برابر یک است که با انتظار ما توافق خوبی دارد. هرچه سرعت الکترون به سمت سرعتهای بالا می‌رود، نسبت از یک فاصله می‌گیرد.

۷- نتیجه گیری

با توجه به کاربرد وسیع استفاده از تابش چرنکوف در آشکارسازی ذرات در این پژوهش انرژی اتلافی سیستم در واحد طول را برای تابش چرنکوف نسبیتی به دست آوردیم. محیط را دی الکتریک و مغناطیده در نظر گرفتیم. با انجام محاسبات می‌توان نشان داد که روابط به دست آمده تعمیم روابط گذشته (آهنگ اتلاف انرژی در محیط دی الکتریک که در آن الکترون با سرعت غیر نسبیتی حرکت می‌کند) است.

مراجع

- [۱] B. M. Bolotovskii, Vavilov-Cherenkov radiation: its discovery and application, *Physics-Uspokhi*, Vol. 52, No. 11, pp. 1099-1110, 2009.
- [۲] ع. احمدی، مکانیسم تولید و ویژگی های تابش چرنکوف در ناحیه اشعه ایکس نرم، مجله سنجش و جلد ۴، شماره ۱، زمستان ۱۳۹۴. Vol. ۱۳۹۴ ایمنی پرتو.
- [۳] P. A. Cherenkov, Visible emission of clean liquids by action of γ radiation, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, Vol. 2, pp. 451, 1934.
- [۴] I. M. Frank, I. Tamm, Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter, *Usp. Fiz. Nauk*, Vol. 93, pp. 388-393, 1937.
- [۵] E. G. Harris, *A pedestrian approach to quantum field theory*: Courier Corporation, 2014.
- [۶] R. Matloob, A. Ghaffari, Čerenkov radiation in a causal permeable medium, *Physical Review A*, Vol. 70, No. 5, pp. 052116, 2004.