

به نام هستای بخش یکتا

۹۶۰۴۳



دانشگاه شهید باهنر کرمان

دانشگاه شهید باهنر کرمان

دانشکده علوم - بخش فیزیک

پایان نامه تحصیلی برای دریافت درجه کارشناسی ارشد فیزیک

تحت عنوان:

بررسی تابش ترمزی در حضور محیط دی الکتریک جاذب و مغناطیده

استاد راهنما:

دکتر محمد رضا مطلوب

مؤلف:

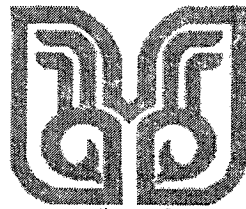
مرضیه زارع

شهریور ۸۶

۱۳۸۷ / ۲ / ۱۷

کتابخانه دانشگاه شهید باهنر کرمان

۹۶۰۴۴



دانشگاه شهید باهنر کرمان

این پایان نامه به عنوان یکی از شرایط احراز درجه کارشناسی ارشد به

گروه فیزیک

دانشکده علوم

دانشگاه شهید باهنر کرمان

تسلیم شده است و هیچگونه مدرکی به عنوان فراغت از تحصیل دوره مزبور شناخته نمی شود.

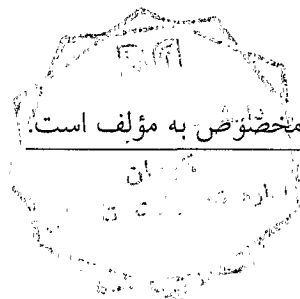
دانشجو: مرضیه زارع

استاد راهنما: دکتر محمد رضا مطلوب

داور ۱: دکتر رضا فرهی مقدم

داور ۲: دکتر حسن فاطمی امام غیث

معاونت پژوهشی و تحصیلات تکمیلی یا نماینده دانشکده: دکتر محمد شجاعی



حق چاپ محفوظ و مخصوص به مؤلف است.

کرمان

دانشگاه شهید باهنر کرمان

تشکر و قدردانی

پس از سپاسگزاری از خداوند متعال، که با لطف بی دریغش یاریگر همیشگی ام بوده، بر خود می دانم که از کلیه کسانی که در تدوین این پایان نامه مرا یاری دادند، به ویژه استاد محترم آقای دکتر مطلوب تشکر کنم، که جهالت های من همواره ایشان را می آزرده و از خداوند متعال برای ایشان طلب عمری طولانی و با برکت دارم.

همچنین بزرگترین نعمت زندگی ام که داشتن دوستان و هم اتاقی های مهربان بوده را شکر می کنم و از تمامی آنها که سرشار از محبت و عشق بودند و روزگار زیبا و پر خاطره ای در کنار یکدیگر داشتیم تشکر می کنم و برای همه آنها آرزوی خوشبختی و موفقیت دارم.

چکیده

در این پایان نامه تابش ترمزی در حضور دی‌الکتریک جاذب و مغناطیده بررسی شده است. گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی محیط به صورت توابع مختلطی از فرکانس که روابط کرامرز-کرونیک را ارضاء می‌کنند، فرض می‌شوند و سطح مقطع پراکندگی حاصل از این تابش آورده می‌شود. همچنین در مورد رخ دادن این تابش در فضای تهی نیز بحث شده و سپس مقایسه‌ای میان سطح مقطع پراکندگی بدست‌آمده در این محیط، با فضای تهی از طریق محاسبات عددی صورت گرفته است و در مورد آنچه در بازه‌های فرکانسی مختلف رخ می‌دهد بحث کرده‌ایم.

فهرست

صفحه	عنوان
۱.....	فصل اول. مقدمه‌ای بر تابش ترمزی
۲.....	(۱-۱) تاریخچه.....
۳.....	(۲-۱) تابش ترمزی.....
۴.....	(۳-۱) سطح مقطع پراکندگی.....
۵.....	(۴-۱) هدف و روش کلی.....
۸.....	فصل دوم. کوانتس میدان الکترومغناطیسی.....
۹.....	(۱-۲) کوانتس میدان الکترومغناطیسی در فضای تهی.....
۱۴.....	(۲-۲) کوانتس میدان الکترومغناطیسی در حضور دی‌الکتریک جاذب و مغناطیده.....
۱۹.....	(۳-۲) عملگرهای میدان.....
۱۹.....	(۱-۳-۲) پتانسیل برداری عرضی و طولی.....
۲۵.....	(۲-۳-۲) میدان‌های الکتریکی برداری عرضی و طولی.....
۲۵.....	(۴-۲) ارضاء شرط کوانتس.....
۲۸.....	(۵-۲) پتانسیل برداری کوانتس یافته برحسب شکل صریح تابع گرین.....

.....	۲۹
(۱-۵-۲) تانسور گرین.....	۲۹
.....	۳۱
(۲-۵-۲) عملگرهای میدان برحسب تابع گرین.....	۳۱
.....	۳۲
فصل سوم. بررسی تابش ترمزی غیرنسبیتی در فضای تهی نامتناهی.....	۳۲
.....	۳۳
(۱-۳) تابش ترمزی غیرنسبیتی در فضای تهی نامتناهی.....	۳۳
.....	۳۹
(۲-۳) سطح مقطع پراکندگی در فضای تهی نامتناهی.....	۳۹
.....	۴۶
فصل چهارم. بررسی تابش ترمزی در محیط دی الکتریک جاذب و مغناطیده.....	۴۶
.....	۴۷
(۱-۴) تابش ترمزی در محیط دی الکتریک جاذب و مغناطیده.....	۴۷
.....	۵۴
(۲-۴) سطح مقطع پراکندگی در محیط دی الکتریک جاذب و مغناطیده.....	۵۴
.....	۵۶
(۳-۴) بررسی تابش ترمزی با استفاده از پتانسیل برداری کوانتش یافته برحسب شکل صریح تابع گرین.....	۵۶
.....	۶۱
(۴-۴) سطح مقطع برحسب شکل صریح تابع گرین.....	۶۱
.....	۶۳
(۵-۴) ضریب شکست.....	۶۳

۶۴.....	(۱-۵-۴) ضریب شکست مثبت.....
۶۶.....	(۲-۵-۴) ضریب شکست منفی.....
۶۹.....	(۶-۴) بررسی نسبت سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی در حضور دی‌الکتریک جاذب و مغناطیده همگن به همتای آن در فضای تهی.....
۷۰.....	(۱-۶-۴) بررسی نسبت سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی در حضور دی‌الکتریک جاذب و مغناطیده با ضریب شکست مثبت به همتای آن در فضای تهی.....
۷۱.....	(۱-۶-۴) بررسی نسبت سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی در حضور دی‌الکتریک جاذب و مغناطیده با ضریب شکست منفی به همتای آن در فضای تهی.....
۷۳.....	فصل پنجم. نتیجه.....
۷۴.....	(۱-۵) خلاصه مطالب و نتایج.....
۷۶.....	(۲-۵) پیشنهادات و دورنمای آتی.....
۷۷.....	پیوست.....
۷۹.....	مراجع.....

فصل اول

مقدمه‌ای بر تابش ترمزی

(۱-۱) تاریخچه

فیزیکدانی به نام یوهان هیتورف^۱، بین سال‌های ۱۸۲۴ تا ۱۹۱۴ میلادی، لامپی را با پرتوهای انرژی گسیل شده از یک الکتروود منفی ساخت که این پرتوها، در اثر برخورد با دیواره شیشه‌ای لامپ، ایجاد پدیده فلورسانس می‌کردند. در سال ۱۸۷۶ میلادی، این پرتوها توسط ایگن گولد اشتاین^۲، پرتوهای کاتودی نامیده شدند.

بعدها دانشمند انگلیسی به نام ویلیام کروکس^۳ بر روی گازهای نجیب تحقیقاتی انجام داد و لامپی ساخت که آن را لامپ کروکس نامید. این لامپ یک شیشه استوانه‌ای خلاء بود که شامل الکترودهایی برای تخلیه یک جریان الکتریکی ولتاژ بالا بود. او دریافت که وقتی صفحه‌های فوتوگرافی را در نزدیکی لامپ قرار می‌داد، توسط اثراتی جزئی معیوب می‌شدند، ولی نتوانست دلیل این اثر را پیدا کند.

در آوریل ۱۸۸۷، نیکولا تسلا^۴ شروع به تحقیق بر روی پرتوهای X ولتاژ بالا کرد و لامپ‌های خلاء مشابه لامپ‌های کروکس را ساخت. او مقاله‌ای در سال ۱۸۹۷ میلادی، به آکادمی علوم نیویورک، با عنوان اشعه X ، ارائه داد و در آن به این نکته اشاره کرد که

۱-Johann Hittorf

۲-Eugen Goldstein

۳-William Crookes

۴-Nikola Tesla

لامپی که او ساخته، به دلیل آنکه دارای یک الکتروود منحصر بفرد اشعه^۵-X است و الکتروود هدف ندارد، متفاوت از دیگر لامپهای اشعه^۶-X است [۱].

این اختراع مبتنی بر پدیده‌ای بود که بعدها پدیده^۷ برم اشترالانگ^۸ نام گرفت. این واژه ترکیبی از برم^۶ در زبان آلمانی به معنی ترمز کردن و اشترالانگ^۷ به معنی تابش می‌باشد و اصطلاحاً به آن تابش ترمزی می‌گوییم.

(۲-۱) تابش ترمزی

تابش ترمزی نوعی تابش الکترومغناطیسی که دارای طیفی پیوسته می‌باشد و توسط یک ذره باردار (مثل الکترون) که شتابدار است و از نزدیکی ذره^۹ باردار دیگری مثل (هسته اتم) عبور می‌کند، تولید می‌شود.

به‌طور دقیق‌تر، هنگامی که الکترون با تکانه اولیه از نزدیکی هسته عبور می‌کند، پس از برهم‌کنش کولنی با هسته، مقداری از تکانه خود را از دست می‌دهد و به یک تکانه ثانویه می‌رسد، سپس تابشی الکترومغناطیسی رخ می‌دهد که همان تابش ترمزی می‌باشد و در نهایت به تکانه جدیدی می‌رسد.

نوع دیگری از این فرآیند نیز ممکن است. یعنی ابتدا تابش توسط الکترون رخ دهد و سپس الکترون با هسته برهم‌کنش کولنی کند. از این رو برای این دو حالت، دو دیاگرام مختلف در نظر

^۵-Bremsstrahlung Phenomenon

^۶-Bremsen

^۷- Strahlung

گرفته می‌شود. عکس این پدیده اثر فوتو الکترونیک می‌باشد. در اثر فوتوالکترونیک، یک فوتون با برخوردی که با سطح کاتود انجام می‌دهد، تمام انرژی الکترومغناطیسی خود را به یک الکترون مقید منتقل می‌کند و خود نابود می‌شود. انرژی فوتون به صورت انرژی بستگی و انرژی جنبشی فوتوالکترون ظاهر می‌شود.

اما آنچه در این مسئله به دنبال آن هستیم، سطح مقطع پراکندگی موجود در این برهم‌کنش می‌باشد. بنابراین در اینجا لازم است تا اندازه‌ای به این مفهوم بپردازیم. مفهوم سطح مقطع، به موجب آن که میان مدل‌های تئوری و واقعیت ارتباط برقرار می‌کند، بسیار اساسی و پراهمیت است.

(۳-۱) سطح مقطع پراکندگی

سطح مقطع پراکندگی احتمال رخ دادن برهم‌کنش میان یک ذره پرتابی مثل الکترون و یک ذره هدف مثلاً هسته یک اتم می‌باشد که قابل اندازه‌گیری است [۲]. می‌توان سطح مقطع را به عنوان سطح مؤثری که هدف به ذره پرتابی نشان می‌دهد، تصور کرد. اگر انجام گرفتن برهم‌کنش بسیار محتمل باشد، در واقع با حالتی روبرو هستیم که ذره هدف در مقایسه با کل سطح هدف بسیار بزرگ است و برعکس.

(۱-۴) هدف و روش کلی

از آنجا، که پیش از این، میدان‌ها را در فضای تهی کوانتیزه کرده بودند، سطح مقطع پراکندگی رادرفورد^۸ [۳] محدود به این محیط‌هاست. بنابراین آنچه ابتدا مورد توجه ما قرار گرفت کوانتش میدان در محیط‌هایی است که علاوه بر خاصیت پاشنده^۹ اتلافی^۹، که قبلاً کوانتیزه شده [۴]، خاصیت مغناطیدگی^{۱۰} را به آن نیز اضافه کردیم. این کار در فصل دوم این پایان‌نامه صورت گرفته است.

عمل کوانتش با استفاده از معادلات میکروسکوپی ماکسول در محیط همگن سه‌بعدی انجام شد. در این روش ما میدان‌های الکترومغناطیسی را مانند هارمونیک‌های ساده‌ای در نظر گرفتیم، پتانسیل برداری را به دست آورده و سپس با تبدیل مختصات تعمیم‌یافته به یک دسته عملگرهای کوانتومی از حالت کلاسیک به حالت کوانتومی گذار کردیم [۵]. از معایب این روش این است که به‌سادگی قابل تعمیم به مسائل با هندسه‌های مختلف نمی‌باشد. شیوه دیگری از کوانتش، استفاده از معادلات اوایلر-لاگرانژ^{۱۱} و اصل کمترین کنش است [۶]. شیوه تابع گرین، یکی دیگر از شیوه‌های کوانتش میدان الکترومغناطیسی است که در آن از معادلات ماکروسکوپی ماکسول استفاده می‌شود. مزیت استفاده از

۸-Rutherford

۹-permittivity

۱۰-permeability

۱۱-Euler-Lagrange

معادلات ماکروسکوپی بر معادلات میکروسکوپی این است که برای هر محیط مادی قابل استفاده‌اند. از مزایای این روش قابلیت تعمیم آن به هندسه‌های مختلف از قبیل فضای همگن، نیم‌فضا، تیغه و کاواک است [۷ و ۸].

در فصل سوم، سطح مقطع پراکندگی را برای حالت فضای تهی اندکی متفاوت از روش کار رادرفورد به دست آوردیم. تفاوت کار ما این است که در همان ابتدای کار از پتانسیل برداری استفاده کردیم که به کل ابعاد فضا تعمیم داده می‌شود. با استفاده از این پتانسیل، هامیلتونی برهم‌کنش آزاد شدن که در فصول آتی به آن اشاره شده را به دست آورده و عنصر ماتریسی گذار، سپس احتمال گذار و نهایتاً سطح مقطع پراکندگی را به دست آوردیم؛ در حالی که در روش موجود در [۳] از پتانسیل برداری یک جعبه به ابعاد متناهی استفاده می‌کند و در نهایت، احتمال گذار را بر روی کلیه حالات نهایی جمع می‌زند؛ به این معنی که ابعاد جعبه را به بینهایت میل می‌دهد و سطح مقطع را به دست می‌آورد.

در چهارمین فصل از این نوشتار به بررسی تابش ترمزی در محیط مورد نظرمان، که در فصل دوم آن را کوانتیزه کردیم، پرداختیم. هامیلتونی برهم‌کنش گسیل فوتون را برای این حالت نوشته و عنصر ماتریسی گذار را به دست آوردیم، سپس تک‌تک احتمالات گذار را نوشته و به منظور به دست آوردن سطح مقطع پراکندگی از رابطه‌ای که به تفصیل آورده شده، بر روی احتمالات گذار جمع زده و احتمال کل را به دست آوردیم.

این کار در مورد شکل متفاوتی از پتانسیل برداری که در آن شکل صریح تابع گرین ظاهر شده است، نیز صورت می‌گیرد. با تعریف قسمت موهومی تابع گرین مسئله، به شکل سطح مقطع

دیفرانسیلی قبل رسیده و در آخر نتیجه گرفته می‌شود که هر دو شکل پتانسیل برداری در حالت حدی، به جواب بدست آمده برای فضای تهی میل می‌کنند.

علاوه بر این‌ها، در این فصل ضریب شکست مثبت و منفی را معرفی نموده و آن را در حضور محیطی با توابع گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی که از توابع لورنتسی پیروی می‌کنند، بررسی کردیم. همچنین مقایسه‌ای از روابط به‌دست آمده در حضور این محیط با حالت فضای تهی صورت گرفته که به‌صورت عددی محاسبه شده و نمودار-هایی رسم گردیده است.

در فصل پنجم پس از جمع‌بندی مطالب، نتایج به‌دست آمده را با نتایج قبلی مقایسه نموده و یک نتیجه کلی ارائه می‌دهیم.

فصل دوم

کوانتس میدان الکترومغناطیسی

(۱-۲) کوانتس میدان الکترومغناطیسی در فضای تهی

در این بخش ابتدا میدان الکترومغناطیسی را در فضای تهی کوانتیزه می‌کنیم. برای به دست آوردن پتانسیل برداری، از معادلات میکروسکوپی ماکسول در غیاب منبع خارجی آغاز می‌کنیم و معادله موج برای پتانسیل برداری را به دست می‌آوریم. بدیهی است که از این پتانسیل برداری کوانتیزه شده می‌توان سایر عملگرهای میدان را به دست آورد [۳].

میدان الکتریکی E و میدان مغناطیسی B به صورت زیر به پتانسیل برداری، A ، و پتانسیل نرده-ای، φ ، مرتبط می‌شوند:

$$\begin{cases} E = -\nabla\varphi - \frac{\partial A}{\partial t} \\ B = \nabla \times A \end{cases} \quad (1-2)$$

در حالتی که هیچ چشمه‌ای برای میدان وجود ندارد، می‌توان پیمانه کولن را به این صورت در نظر گرفت:

$$\begin{cases} \varphi = 0 \\ \nabla \cdot A = 0 \end{cases} \quad (2-2)$$

همچنین در غیاب منبع خارجی، معادلات ماکسول در فضای تهی به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$\nabla \cdot E = 0 \quad (3-2)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4-2)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (5-2)$$

$$\nabla \times B = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (6-2)$$

با توجه به معادله (۶-۲)، به معادله زیر برای پتانسیل برداری می‌رسیم:

فصل دوم : کوانتس میدان الکترومغناطیسی ۱۰

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (7-2)$$

این معادله دارای جواب پیوسته و انتگرالی به شکل زیر می باشد:

$$\mathbf{A} = \int d^3 k a(k, t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (8-2)$$

از آنجا، که به دلیل ارضای شرط پیمانه ای کولن، دو بردار پلاریزاسیون $U_1(\mathbf{k})$ و $U_2(\mathbf{k})$ عمود بر بردار موج \mathbf{k} تعریف می شوند، می توان جواب (۸-۲) را به صورت کلی تری بازنویسی کرد:

$$\mathbf{A} = \sum_{\sigma=1,2} \int d^3 k U_{\sigma}(\mathbf{k}) a_{\sigma}(k, t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (9-2)$$

$U_{\sigma}(\mathbf{k})$ بردار یکه در جهت بردار پلاریزاسیون می باشند و به آسانی می توان نشان داد که با اعمال شرایط مرزی مناسب [۹]، بر روی این جواب، به عبارت زیر می رسیم:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\sigma=1,2} \int d^3 k \left(\frac{\hbar}{16\pi^2 \epsilon_0 \omega} \right)^{\frac{1}{2}} U_{\sigma}(\mathbf{k}) \{ a_{\sigma}(k, t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + a_{\sigma}^*(k, t) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \} \quad (10-2)$$

از آنجا که محیط مورد نظر فضای تهی می باشد، رابطه میان فرکانس، ω ، سرعت نور، c و بردار موج، \mathbf{k} ، به صورت زیر تعریف می شود:

$$\omega = kc \quad (11-2)$$

در نوشتن پتانسیل برداری آن را به صورت مجموعی از یک عبارت و مزدوج مختلط آن می نویسیم تا حقیقی بودن پتانسیل برداری تضمین شود. برای بدست آوردن رابطه زمانی $a_{\sigma}(\mathbf{k})$ کافی است که عبارت (۱۰-۲) را در معادله موج (۷-۲) جانشین کنیم:

$$\frac{d^2}{dt^2} a_{\sigma}(k) + \omega^2 a_{\sigma}(k) = 0 \quad (12-2)$$

و حل آن نیز به صورت زیر است:

$$a_{\sigma}(k, t) = a_{\sigma}(k, 0) e^{-i\omega t} \quad (13-2)$$

در الکترومغناطیس کلاسیک، انرژی الکترومغناطیسی به صورت زیر نوشته می شود:

$$H_{rad} = \int d^3r \frac{\epsilon_0}{2} (\mathbf{E}^2 + c^2 \mathbf{B}^2) \\ = \frac{\epsilon_0 c^2}{2} \int d^3r \left\{ \frac{1}{c^2} \left| \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right|^2 + |\nabla \times \mathbf{A}|^2 \right\} \quad (2-14)$$

با استفاده از روابط (2-10) و (2-14) می توان نوشت:

$$\frac{\epsilon_0}{2} \int d^3r \left| \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right|^2 = \sum_{\sigma, \sigma'} \int \int d^3k d^3k' \frac{\epsilon_0}{2} \left(\frac{\hbar}{4\pi^2 \epsilon_0 \omega} \right) \\ \times (\omega_k \omega_{k'}) \int d^3r \{ a_{\sigma}(k, \sigma) e^{ik \cdot r} + a_{\sigma}^*(k, \sigma) e^{-ik \cdot r} \} \\ \times \{ a_{\sigma'}(k', \sigma') e^{ik' \cdot r} + a_{\sigma'}^*(k', \sigma') e^{-ik' \cdot r} \} \quad (2-15)$$

که با استفاده از روابط زیر

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3r e^{i(k-k') \cdot r} = \delta(k - k') \quad (2-16)$$

$$\mathbf{U}_{\sigma}(k) \cdot \mathbf{U}_{\sigma'}(k) = \delta_{\sigma, \sigma'}$$

و پس از جمع آن با $|\nabla \times \mathbf{A}|^2$ ، در می یابیم که تنها تفاوت در علامت $a_{\sigma}(k) a_{\sigma}^*(-k) + a_{\sigma}^*(k) a_{\sigma}(-k)$ می باشد و نهایتاً H_{rad} به صورت زیر نوشته می شود:

$$H_{rad} = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \hbar \omega [a_{\sigma}(k) a_{\sigma}^*(k) + a_{\sigma}^*(k) a_{\sigma}(k)] \quad (2-17)$$

برای گذار از الکترودینامیک کلاسیک به الکترودینامیک کوانتومی از شرط کوانتش دیراک استفاده می کنیم، بدین معنا که ابتدا مختصات تعمیم یافته به عملگرهای کوانتومی تبدیل می شوند و این عملگرها روی فضای حالت سیستم اثر می کنند. سپس روابط جابجایی بین دو کمیت در مکانیک کلاسیک را به عملگر کوانتومی تبدیل می کنیم.

$$[,]_{classical} \rightarrow \frac{[,]}{i \hbar}$$

از این پس به جای a و a^* از عملگرهای \hat{a} و \hat{a}^+ استفاده می‌کنیم. با استفاده از شرط کوانتس دیراک رابطه جابجایی بین دو عملگر $\hat{a}_\sigma(k')$ و $\hat{a}_\sigma^+(k)$ چنین خواهد بود:

$$[\hat{a}_\sigma(k), \hat{a}_\sigma^+(k')] = \delta_{\sigma, \sigma'} \delta(k - k') \quad (18-2)$$

از این رو رابطه (۱۸-۲) تبدیل به رابطه

$$H_{rad} = \sum_{\sigma} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \hbar \omega \left[\hat{a}_{\sigma}^+(k) \hat{a}_{\sigma}(k) + \frac{1}{2} \right] \quad (19-2)$$

می‌شود. به این دلیل که رابطه فوق شبیه به انرژی مجموعه‌ای از نوسانگرهای هارمونیک ساده می‌باشد، از مقایسه با مسئله نوسانگر هارمونیک عملگر \hat{a} را عملگر کاهشده یا نابودگر^۱ و عملگر \hat{a}^+ را عملگر افزایشده یا خلق‌کننده^۲ می‌نامیم.

با تأثیر دادن این عملگر و مزدوج آن روی بردار حالت سیستم، یک فوتون خلق یا یک فوتون نابود می‌شود. بردار پایه حالت میدان تابشی به وسیله تعداد فوتون‌های آن مشخص می‌شود:

$$| \dots n_{k\sigma} \dots n_{k'\sigma'} \dots \rangle = | \dots \rangle \dots | n_{k\sigma} \rangle \dots | n_{k'\sigma'} \rangle \dots \quad (20-2)$$

که

$$\hat{a}_\sigma^+(k) \hat{a}_\sigma(k) | n_\sigma(k) \rangle = n_\sigma(k) | n_\sigma(k) \rangle \quad (21-2)$$

و تأثیر عملگرهای خلق و فنا بر بردار حالت میدان تابشی به صورت زیر است:

۱-annihilation

۲-creation