

Effect of Geometrical Parameters on thermal emission spectrum of Two-dimensional Chromium Periodic Microcavities

Armin Moghbeli, Ali Rostamnejadi*, Meysam Daneshvar

Department of Electroceramics and Electrical Engineering, Malek Ashtar University of Technology, Shahinshahr, Iran

Received: 24.10.2018 Final revised: 23.03.2021 Accepted: 26.04.2021

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16781](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16781)

Abstract

In this paper, the effects of structural parameters and temperature on the thermal emission properties of a square array of cylindrical nano/microcavities on chromium (Cr) slab have been investigated. The obtained results show that the enhancement and selectivity in the emissivity are depended on the coupling between thermally excited radiation with the resonance modes, surface plasmon-polariton and Bragg diffraction from the surface of the periodic nano/microcavities. For nanocavities with radius $r < 150$ nm and depth $d < 150$ nm; the emissivity varies with wavelength as that of flat chromium. The surface plasmon polaritons lead a sharp peak in the emissivity of nanocavities with $150 \leq d \leq 250$ nm and $150 \leq r \leq 350$ nm at wavelength $\lambda \sim a$. For wide and deep microcavities with $r \geq 350$ nm and $d \geq 400$ nm; the peak positions in the emissivity are well matched with the modified resonant wavelengths of a microcavity. The Bragg diffraction from the surface of periodic microcavities reduces the emissivity at wavelengths shorter than the periodicity. With increasing temperature, the selectivity does not change significantly. By coating the surface of the nano/microcavities with a strong metallic reflector like tantalum, the selectivity and thermal emission efficiency could be increased significantly, which are important for thermophotovoltaic applications.

Keywords: Selective Thermal emitter, Surface plasmon-polariton, Periodic Nano/Microcavity, Bragg diffraction, Thermophotovoltaic.

*Corresponding Author: rostamnejadi@mut-es.ac.ir



اثر پارامترهای هندسی بر طیف گسیل گرمایی میکروکاوک‌های دوره‌ای فلز کروم

آرمین مقبلی، علی رستم نژادی*، میثم دانشور

دانشکده الکتروسرام و مهندسی برق، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، شاهین شهر، ایران

دریافت: 1397/08/02 ویرایش نهایی: 1400/01/03 پذیرش: 1400/02/06

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16781](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16781)

چکیده

در این تحقیق اثر پارامترهای هندسی و دما بر طیف تابش گرمایی نانو/میکروکاوک‌های دوره‌ای هوا با ساختار مربعی در بستر فلز کروم بررسی شده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند که برانگیختگی مدهای تشدید کاوک، پلاسمون-پلاریتون سطحی و مدهای پراشی براگ در تعیین طیف تابشی و میزان گزینش‌پذیری آن مؤثر می‌باشند. در کاوک‌های باریک و کم عمق با شعاع $r < 150 \text{ nm}$ و عمق $d < 150 \text{ nm}$ ، طیف گسیل گرمایی رفتاری مشابه لایه فلز کروم دارد. برانگیختگی پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی سبب ایجاد قله تیزی در طیف تابشی میکروکاوک‌های با عمق $150 \leq d \leq 250 \text{ nm}$ و شعاع $150 \leq r \leq 300 \text{ nm}$ در طول موج $\lambda \sim a$ می‌شود. در کاوک‌های پهن و عمیق با $r \geq 350 \text{ nm}$ و $d \geq 400 \text{ nm}$ در طیف تابشی قله‌هایی وجود دارند که با طول‌موج‌های تشدید کاوک اصلاح شده مطابقت دارند. در طول‌موج‌های کوچکتر از دوره، پراش براگ از سطح میکروکاوک‌ها گسیلندگی را کاهش می‌دهد. با افزایش دما گزینش‌پذیری در گسیلندگی تغییرات قابل توجهی ندارد. با پوشش‌دهی سطح ساختار با یک فلز بازتاب دهنده قوی مانند تانتالوم، گزینش‌پذیری و بازده گسیلی به میزان قابل توجهی افزایش می‌یابد که برای کاربرد در گسیلنده‌های ترموفوتولتایی اهمیت زیادی دارد.

کلیدواژگان: گسیلنده گزینشی گرمایی، نانو-میکروکاوک دوره‌ای، پلاسمون پلاریتون سطحی، پراش براگ، ترموفوتولتایی

مقدمه

نمودن امواج به‌طور گسترده مورد استفاده قرار گرفته‌اند [6-1]. یکی از مهم‌ترین کاربردهای گسیلنده‌های گزینشی، استفاده در سامانه‌های مبدل انرژی گرمایی به الکتریکی (ترموفوتولتایی²) است. در این سامانه‌ها فوتون‌های گسیل شده از گسیلنده‌های با دمای بالا، توسط یک سلول فوتولتایی جذب و به الکتریسیته تبدیل می‌شود. از مجموع فوتون‌های گسیل شده

در سال‌های اخیر، طراحی جاذب و گسیلنده‌های گزینشی¹ که محدوده طول‌موجی ویژه‌ای را جذب و یا گسیل می‌کنند، بسیار مورد توجه بوده است. جاذب‌ها و گسیلنده‌های گزینشی در سامانه‌های مبدل انرژی، در بحث‌های راداری و پوشش‌های اپتیکی و همچنین فیلتر

* نویسنده مسئول: rostamnejadi@mut-es.ac.ir

¹ Selective emitter

² Thermophotovoltaic (TPV)

در بستر فلز کروم لایه‌ای پرداخته شده است. پدیده‌های فیزیکی تأثیر گذار بر طیف گسیل گرمایی از قبیل پراش براگ، برانگیختگی مدهای پلاسمون پلاریتون سطحی و مدهای تشدیدی کاواک مورد بررسی قرار گرفته‌اند و [21-23]. تأثیر دما و پارامترهای هندسی شامل ثابت شبکه، شعاع و عمق کاواک‌های استوانه‌ای بر محل قله‌های تشدید و شکل طیف گسیلی بررسی شده و مکانیزم عمومی طراحی گسیلنده بهینه برای یک جاذب مد نظر تعیین شده است [۱۰،۱۲،۲۴،۲۵]. همچنین نشان داده شده است که با پوشش سطح این ساختارهای دوره‌ای با فلزات دیرگداز بازتابنده نظیر تانتالوم، طیف گسیل گرمایی و گزینش پذیری آن به‌نحو چشم‌گیری بهبود داده می‌شود.

روش شبیه‌سازی

به‌منظور بررسی خواص اپتیکی و گسیل گرمایی ساختار مد نظر از روش تفاضل محدود در حوزه زمان⁴ و از کد محاسباتی MEEP که در دانشگاه MIT توسعه یافته است، استفاده شده است [26-28]. به‌طور خلاصه در این روش ابتدا فضای محاسباتی با سلول‌های یکسان شبکه‌بندی شده و با اختصاص خواص اپتیکی به سلول‌های این شبکه، ساختار مورد بررسی شبیه‌سازی می‌شود. بر روی هر سلول مؤلفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی مطابق با الگوریتم یی⁵ با ترتیب خاصی قرار داده می‌شوند و با به‌کارگیری تفاضل محدود بر روی معادلات وابسته به زمان ماکسول، مجموعه‌ای از روابط برای محاسبه مؤلفه‌های میدان‌های الکترومغناطیسی برحسب مقادیر مربوط در زمان‌های قبل به‌صورت زیر به‌دست می‌آیند [26-28]:

فوتون‌هایی که انرژی آنها بزرگتر از گاف الکترونی سلول فوتولتایی³ است جذب و انرژی آنها تبدیل به انرژی الکتریکی می‌شود و انرژی مابقی به‌صورت گرما هدر می‌رود. بنابراین ویژگی مهم یک گسیلنده ایده‌آل برای سامانه‌های ترموفوتولتایی آن است که فوتون‌هایی با طول‌موج کوچکتر از گاف سلول فوتولتایی را گسیل نماید [7-11]. از مهم‌ترین گسیلنده‌ها و جاذب‌های گزینشی مورد استفاده می‌توان به نانو-میکروکاواک‌های فلزی و مواد با قابلیت فاز فلزی نظیر VO₂ اشاره نمود [11-16]. در این نوع از گسیلنده‌ها جفت‌شدگی تابش الکترومغناطیسی با مدهای تشدیدی کاواک سبب افزایش گسیل تا مرز گسیل جسم سیاه می‌شود. از طرفی در طول‌موج‌های بلندتر که موج قادر به گسیل و انتشار از داخل کاواک نیست، میزان گسیل در حد گسیل نمونه تخت فلز باقی می‌ماند. ترکیب این دو حالت برای طول‌موج‌های کوتاه و بلند سبب می‌شود که طیف گسیل و به‌طور معادل طیف جذب این نوع از گسیلنده‌ها خاصیت گزینشی داشته باشد. معمولاً مرز بین نواحی با جذب کم و زیاد را طول‌موج قطع λ_c می‌نامند. محل این طول‌موج و منشأ جذب و گسیل گرمایی میکروساختارهای دوره‌ای به جنس فلز، نوع آرایش دوره‌ای و به‌خصوص به پارامترهای هندسی شبکه دوره‌ای بستگی دارد و برای یک کاربرد مدنظر، گسیلنده یا جاذب گزینشی بهینه از طریق تنظیم این پارامترها تعیین می‌شود [۱۰،۱۲].

فلز کروم به‌خاطر پایداری حرارتی، دمای ذوب بالا، مقاومت در برابر خوردگی، قیمت مناسب و دارا بودن گسیلندگی ذاتی نسبتاً گزینشی قابلیت استفاده به‌عنوان ماده گسیلنده انتخابی را دارد [17-20]. در این پژوهش با شبیه‌سازی، به مطالعه طیف گسیل گرمایی از سطح میکروکاواک‌های دوره‌ای دو بعدی از استوانه‌های هوا

⁵ Yee algorithm

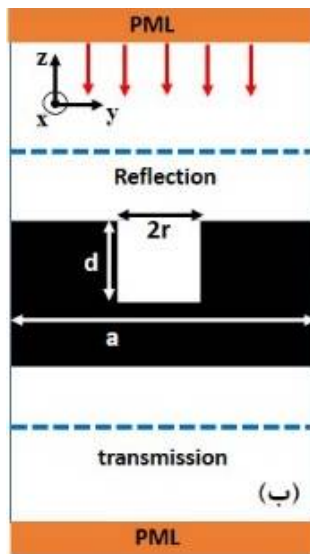
³ Photovoltaic (PV)

⁴ Finite Difference Time Domain (FDTD)

می‌شوند و با توجه به اینکه ساختار مورد بررسی دارای شبکه مربعی با تقارن دورانی $\pi/2$ است به نوع قطبش موج فرودی وابسته نیست [2].



(الف)



(ب)

شکل 1. الف: نمایی از نانو-میکروکاوک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم و ب: سلول واحد محاسباتی با ثابت شبکه a شعاع r و عمق d .

در این محاسبات، دقت مش‌بندی فضایی در هر سه راستای دستگاه مختصات دکارتی 40 و پارامتر کورانت که مشخص‌کننده نسبت گام‌های زمانی به گام‌های مکانی در روش FDTD است، مقدار 0.1 لحاظ شده است. مطابق قضیه کیرشهف، در حالت تعادل گرمایی طیف‌های گسیل گرمایی و جذب یک جسم در هر بسامد و راستایی با هم برابر می‌باشند [8,12]:

$$\varepsilon(\theta, \varphi, \lambda, T) = \alpha(\theta, \varphi, \lambda, T) \quad 3$$

که در آن α طیف جذب و ε طیف گسیل در دمای T

$$E_{x(i,j,k)}^{n+1} = E_{x(i,j,k)}^n + \frac{c\Delta t}{\varepsilon\Delta y} \left(H_{z(i,j+1/2,k)}^{n+1/2} - H_{z(i,j-1/2,k)}^{n+1/2} \right) \quad 1$$

$$H_{x(i,j,k)}^{n+1/2} = H_{x(i,j,k)}^{n-1/2} + \frac{c\Delta t}{\mu\Delta z} \left(E_{y(i,j,k+1/2)}^n - E_{y(i,j,k-1/2)}^n \right) \quad 2$$

در این روابط c سرعت نور در خلأ ε و μ به ترتیب گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی مواد، n شماره گام‌های زمانی و i, j, k به ترتیب اندیس‌های گام‌های مکانی مؤلفه‌های x, y, z هستند. به همین صورت با در نظر گرفتن جایگشت‌های چرخه‌ای مؤلفه دیگر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی نیز به دست می‌آیند. بدین ترتیب میدان‌های فوق ابتدا با شرایط اولیه مناسب مقدار دهی می‌شوند و سپس در یک حلقه زمانی، مقادیر جدید برای هر مؤلفه با در اختیار داشتن میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مجاور در یک گام زمانی عقب‌تر به دست می‌آیند. پس از پایان یافتن زمان شبیه‌سازی با در اختیار داشتن مقادیر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در تمامی سلول‌ها، می‌توان کمیت‌های فیزیکی مدنظر را محاسبه نمود [26-28]. برای ساختن فایل ورودی در نرم افزار باید درون یک سلول محاسباتی، ساختار مدنظر، محل و نوع چشمه فرودی، صفحات شار بازتاب و عبور که پارامترهای اپتیکی در آن محاسبه می‌شوند، دقت شبکه‌بندی فضایی، نسبت گام‌های زمانی به گام‌های مکانی و شرایط مرزی مناسب تعریف شوند. ساختار مدنظر همان‌طور که در شکل 1 نشان داده شده است، شامل آرایه‌های مربعی از میکروکاوک‌های استوانه‌ای هوا با شعاع r ، عمق d و دوره a در بستر فلز کروم است. چشمه موج گاوسی و صفحات محاسبه طیف‌های بازتاب و عبور در امتداد محور Z و به فاصله مشخص از هم قرار می‌گیرند و در دو انتهای سلول محاسباتی لایه‌های جاذب⁶ PML قرار می‌گیرند [29]. طیف‌های اپتیکی در راستای عمود با اعمال شرط مرزی دوره‌ای در صفحه $x-y$ محاسبه

⁶ Perfect matched layer

فونون به دما وابسته است. معمولاً برای تعیین ضرایب اپتیکی فلزات در دماهای مختلف، از اندازه‌گیری طیف بازتاب فلز و روابط کرامرز-کرونینگ استفاده می‌شود [33-35]. اما محدودیت در دسترسی به داده‌های تجربی باعث شده است تا محققان در جستجوی راهی برای تخمین ضرایب اپتیکی در دماهای مختلف از روی مقادیر ضرایب در دمای اتاق باشند. در این تحقیق از یک مدل پیشنهادی برای تعیین وابستگی دمایی تابع دی‌الکتریک در دماهای بالا استفاده شده است که در آن ضریب γ_0 در دمای T برحسب مقدار آن در دمای T_0 از رابطه زیر تخمین زده می‌شود [36-38]:

$$\gamma_0(T) = \gamma_0(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha \quad 7$$

مقدار مناسب برای نمای α در موادی که ظرفیت گرمایی آنها از قانون دولونگ-پتی پیروی می‌کند، برابر یک است [36].

بحث و نتایج

ابتدا با در نظر گرفتن اثرات گرمایی، ثابت‌های دی‌الکتریک، عمق پوسته و طیف جذب عمودی لایه فلز کروم در دماهای مختلف محاسبه و در شکل 2 نشان داده شده است. از شکل 2 مشاهده می‌شود که قسمت حقیقی ثابت دی‌الکتریک فلز کروم در دمای اتاق در طول موج‌های بزرگتر از $1/27 \mu\text{m}$ منفی است. همچنین دیده می‌شود که مقادیر قسمت‌های حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک، عمق پوسته و طیف جذب در طول موج‌های کوتاه‌تر از $2/5 \mu\text{m}$ با دما تقریباً ثابت است.

و در طول موج λ با زاویه قطبی θ و زاویه سمتی ϕ است. بنابراین با محاسبه طیف‌های عبور و بازتاب، می‌توان طیف جذب و در نتیجه طیف گسیل گرمایی را در بازه‌های طول‌موجی مشخص تعیین نمود [8]:

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad 4$$

در این رابطه ρ طیف بازتاب و τ طیف عبور مربوط به زاویه فرود θ و ϕ است. با توجه به اینکه ضخامت زیرلایه فلزی بزرگتر از عمق پوسته آن است، می‌توان طیف عبوری را نادیده گرفت و در نتیجه طیف گسیلندگی با رابطه زیر مشخص می‌شود [۸،۱۰،۱۲،۱۴،۳۰]:

$$\varepsilon = 1 - \rho \quad 5$$

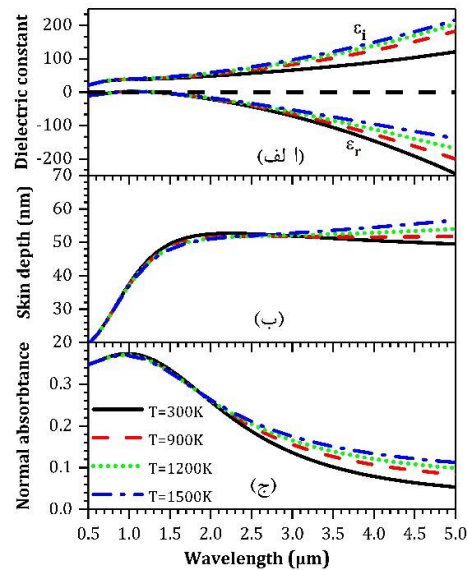
نوع ماده نیز با تعریف ثابت دی‌الکتریک مختلط براساس مدل درود-لورنتس مشخص می‌شود. سهم گذارهای درون نواری (اثر الکترون‌های آزاد) به وسیله مدل درود و سهم گذارهای بین نواری به وسیله مدل لورنتس بیان می‌شود [31]. برای کاهش حجم و افزایش دقت محاسبات، مدل درود-لورنتس در واحدهای بدون بعد به صورت زیر نوشته می‌شود [32]:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_n \frac{\sigma_n \omega_n^2}{\omega_n^2 - \omega^2 + i\gamma_n \omega} \quad 6$$

در این رابطه $\varepsilon_\infty = \hat{\varepsilon}(\omega \rightarrow \infty) = 1$ ، ضریب میرایی، $\sigma_n = f_n \omega_p^2 / \omega_n^2$ ، بسامد تشدید، ω_p بسامد پلاسما و f_n قدرت نوسانگر n ام است. با استفاده از نتایج تجربی گزارش شده برای ثابت دی‌الکتریک فلز کروم [17] و انتخاب مقیاس طول به اندازه $1 \mu\text{m}$ ، پارامترهای مورد استفاده در تابع دی‌الکتریک به صورت بدون بعد به دست می‌آیند. دو جمله اول مربوط الکترون‌های آزاد و سایر جملات مربوط به گذارهای بین نواری در مدل لورنتس می‌باشد. برای اجتناب از تکینگی در تابع دی‌الکتریک، مقدار بسامد درود $\omega_0 = 10^{-20}$ در نظر گرفته شده است. به طور کلی ویژگی‌های اپتیکی فلزات به دلیل برهم‌کنش الکترون-

می‌شود که طیف گسیلندگی برای عمق 100 nm اندکی نسبت به فلز کروم تخت افزایش یافته است که ناشی از افزایش زبری سطح است.

در عمق $150 \leq d \leq 250$ nm قله تیزی در $a \sim \lambda$ مشاهده می‌شود که با افزایش عمق به 400 nm اندکی پهن می‌شود و مکان آن نیز کمی به سمت طول‌موج‌های بلندتر جابه‌جا می‌شود. با افزایش عمق حفره‌ها، تعداد قله‌ها افزایش می‌یابد و برای میکروکاوک‌های با عمق بیشتر از $9 \mu\text{m}$ گسیلندگی در گستره طول‌موجی $\lambda = 1/3 \mu\text{m}$ تا $\lambda = 2 \mu\text{m}$ نزدیک به مقدار واحد است. در طول‌موج‌های بزرگتر از $2 \mu\text{m}$ گسیلندگی با شیب نسبتاً تندی به مقدار مربوط به فلز کروم تخت نزدیک می‌شود. تغییرات طیف گسیل گرمایی در دمای اتاق نسبت به شعاع با دوره تناوب $a = 1/3 \mu\text{m}$ و عمق $d = 2/1 \mu\text{m}$ در شکل 4 نشان داده شده است. با افزایش شعاع، گسیلندگی در تمام بازه طول‌موجی به علت افزایش ناصافی سطح افزایش یافته است. برای شعاع‌های 50nm و 100nm طیف گسیلندگی شبیه به طیف گسیلندگی فلز کروم تخت است. با افزایش شعاع کاواک‌ها از 150nm تا 300nm، دو قله تیز در طیف گسیلندگی دیده می‌شود که قله با طول‌موج کوچکتر با افزایش شعاع پهن می‌شود. افزایش بیشتر شعاع منجر به افزایش تعداد قله‌ها و افزایش بیشتر میزان تابش طیف گرمایی و گزینش‌پذیری بیشتر آن در طول‌موج‌های کوچکتر از طول‌موج قطع می‌شود.



شکل 2. الف: قسمت‌های حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک، ب: عمق پوسته و ج: طیف جذب عمودی از سطح فلز کروم در دماهای مختلف برحسب طول‌موج.

در طول‌موج‌های بزرگتر از $2/5 \mu\text{m}$ ثابت دی‌الکتریک و عمق پوسته با دما افزایش می‌یابند. رفتار طیف جذب (گسیل) در طول‌موج‌های بلندتر، از نحوه تغییر قسمت حقیقی تابع دی‌الکتریک قابل پیش‌بینی است. در بازه‌های طول‌موجی که این کمیت مقدار منفی دارد، موج درون فلز میرا می‌شود و هرچه مقدار آن منفی‌تر باشد، امکان نفوذ موج به درون فلز کمتر و میزان بازتاب آن افزایش می‌یابد. از شکل 2 پیداست که با افزایش دما، مقدار قسمت حقیقی تابع دی‌الکتریک کاهش و عمق نفوذ افزایش می‌یابد که نتیجه آن افزایش جذب و گسیل گرمایی می‌باشد.

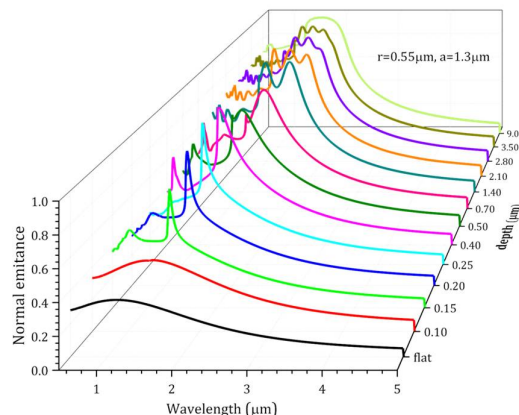
به منظور طراحی گسیلنده‌های مناسب از نانو-میکروکاوک‌های دوره‌ای لازم است که تأثیر هر یک از پارامترهای هندسی بر طیف تابش گرمایی بررسی شود. در شکل 3 تغییرات طیف عمودی گسیلندگی میکروکاوک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم برحسب عمق کاواک‌ها با شعاع و دوره $r = 0/55 \mu\text{m}$ و $a = 1/3 \mu\text{m}$ نشان داده شده است. از شکل 3 مشاهده

فلزی می باشد [39]. طول موج های تشدید یک کاواک استوانه ای با شعاع r و ارتفاع d که یک دهانه باز دارد را می تواند با طول موج های تشدید کاواک استوانه ای با همان شعاع و ارتفاع $2d$ که دو دهانه آن بسته شده است، به صورت زیر تقریب زد [10:40-42]:

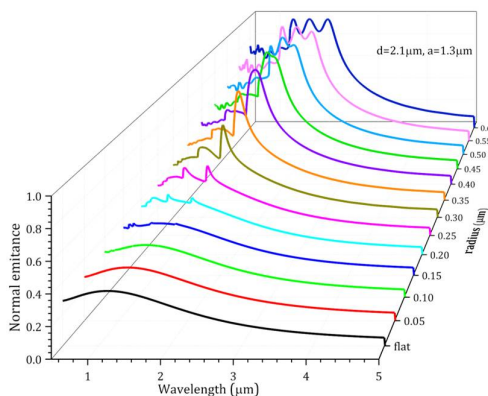
$$(\lambda_r)_{TM_{mp}} = \frac{2\pi c \sqrt{\epsilon \mu}}{\sqrt{\left(\frac{\chi_{mn}}{r}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{2d}\right)^2}} \quad 8$$

$$(\lambda_r)_{TE_{mp}} = \frac{2\pi c \sqrt{\epsilon \mu}}{\sqrt{\left(\frac{\chi'_{mn}}{r}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{2d}\right)^2}} \quad 9$$

در این روابط $m=0,1,2,\dots$ ، $n=1,2,3,\dots$ ، $p=1,3,5,\dots$ ریشه χ_{mn} ریشه n م تابع بسل مرتبه m ام و χ'_{mn} ریشه مشتق تابع بسل، ϵ ثابت دی الکتریک و μ تراوایی ماده پرکننده کاواک است. معادلات بالا نشان می دهند که مدهای TE_{111} و TM_{010} دارای بزرگترین طول موج تشدید برای قطبش های TE و TM می باشند. با توجه به مقادیر $\chi'_{11}=1,841$ و $\chi_{01}=2,405$ ، مشاهده می شود که طول موج مد تشدید TE_{111} از طول موج متناظر مد TM_{010} بزرگتر است. طول موج مدهای تشدید هر دو قطبش با افزایش عمق و شعاع کاواک افزایش می یابند که در تطابق با کارهای انجام گرفته برای فلز تنگستن [۱۲، ۱۳، ۴۱، ۴۲]، دی اکسید وانادیوم [10] و تانتالوم [43] است. تغییر قله های گسیلندگی مشاهده شده نسبت به ارتفاع و شعاع نانو- میکرو کاواک ها در 0 نشان داده شده است. همان طور که از 0 مشاهده می شود اختلافی در حدود 10% بین طول موج تشدید به دست آمده از روش FDTD و مقادیر متناظر محاسبه شده از مدل کاواک استوانه ای ایده آل با یک دهانه باز وجود دارد که ناشی از وجود رسانش الکتریکی متناهی در فلزات واقعی است. برای تخمین دقیق تر محل قله های تشدید فرض شده است که ابعاد مؤثر کاواک از جنس فلز واقعی به اندازه عمق



شکل 3. طیف گسیلندگی عمودی نانو- میکرو کاواک های دوره ای هوا در بستر فلز کروم در عمق های مختلف بر حسب طول موج ($T=300K$ و $r=0,55 \mu m$, $a=1,3 \mu m$).



شکل 4. طیف گسیلندگی عمودی نانو- میکرو کاواک های دوره ای هوا در بستر فلز کروم در شعاع های مختلف بر حسب طول موج ($T=300K$ و $r=2,1 \mu m$, $a=1,3 \mu m$).

منشأ جذب و گسیل گرمایی میکرو کاواک های دوره ای فلزی ناشی از عوامل فیزیکی مختلفی از قبیل جفت شدگی مدهای گسیلی با مدهای تشدید کاواک، مدهای پراشی و مدهای پلاسمون-پلاریتون های سطحی می باشد. بررسی ها نشان می دهد که قله های مشاهده شده در طول موج های کوچکتر از طول موج قطع کاواک های به اندازه کافی عمیق یا عریض، ناشی از جفت شدن مدهای گسیلی با مدهای تشدید کاواک

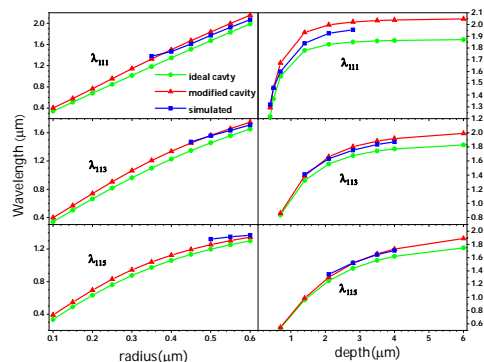
ایده‌ال و اصلاح شده برحسب ارتفاع (سمت راست) و شعاع (سمت چپ) در دمای اتاق

به‌منظور درک بیشتر جفت‌شدگی تابش گرمایی با مدهای تشدیدی کاواک، نحوه توزیع مؤلفه Z میدان مغناطیسی برای میکروکاواک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم با شعاع $r=0.55 \mu\text{m}$ عمق $d=2.1 \mu\text{m}$ و دوره $a=1.3 \mu\text{m}$ در چند طول‌موج مد نظر، در شکل 6 نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل 6 (الف-ج) دیده می‌شود، توزیع عرضی H_z (صفحه $z=0$) به‌ازای طول‌موج‌های تشدیدی میکروکاواک‌ها تابعی زوج از زاویه سمتی است و توزیع طولی H_z (صفحه $y=0$) به‌ازای طول‌موج‌های تشدیدی برابر با تعداد فرد ربع موج در امتداد میکروکاواک است. برای بررسی این موضوع توزیع میدانی H_z در امتداد میکروکاواک‌ها برای طول‌موج‌های قله‌های تشدیدی محاسبه و نتایج آن در شکل 6 (د-و) نشان داده شده است. همان‌طور که قابل مشاهده است با برانگیختگی طول‌موج‌هایی معادل با قله‌های طیف گسیلندگی، تعداد فردی ربع موج در داخل کاواک جای گرفته است و بین هر دو قله مجاور به‌اندازه یک نیم‌طول‌موج در توزیع میدان‌ها تفاوت وجود دارد. همان‌طور که در شکل 6ز مشاهده می‌شود در طول‌موج‌های بلندتر از طول‌موج قطع، موج قابلیت انتشار درون کاواک را ندارد و به‌همین خاطر مقدار گسیلندگی این ناحیه اندک است. در نتیجه ساختار بازتابندگی بالایی را در این ناحیه طول‌موجی از خود نشان می‌دهد.

پوسته فلز نسبت به کاواک ایده‌آل بزرگتر است. این فرض معادل این است که مرزهای کاواک فلزی، که میدان‌های الکترومغناطیسی در آنها صفر می‌شوند، به‌اندازه عمق پوسته فلز جابه‌جا شوند. در نتیجه با افزودن عمق پوسته به شعاع و ارتفاع کاواک استوانه‌ای ایده‌ال، طول‌موج تشدیدی کاواک استوانه‌ای فلز واقعی به‌دست می‌آید. با چنین فرضی محل قله‌های تشدیدی مد TE در کاواک استوانه‌ای با فلز واقعی از رابطه زیر مشخص می‌شود:

$$(\lambda_r)_{TE_{mp}} = \frac{2\pi c \sqrt{\epsilon\mu}}{\sqrt{\left(\frac{\chi'_{mn}}{r+\delta}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{2(d+\delta)}\right)^2}} \quad 10$$

در این رابطه δ عمق پوسته فلز در طول‌موج تشدیدی است. طول‌موج‌های تشدیدی کاواک اصلاح شده نسبت به شعاع و ارتفاع در 0 نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که طول‌موج تشدیدی مد TE کاواک اصلاح شده با مقادیر به‌دست آمده از شبیه‌سازی مطابقت خوبی دارد. بیشینه اختلاف مشاهده شده کمتر از 5٪ است. در اینجا محاسبات مشابهی برای مدهای TM نیز انجام شده است، اما مشاهده شد که محل قله‌های تشدیدی شبیه‌سازی با مدهای TM کاواک تطابق ندارند.



شکل 5. طول‌موج قله‌های تشدیدی شبیه‌سازی شده نانو-میکروکاواک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم با کاواک‌های

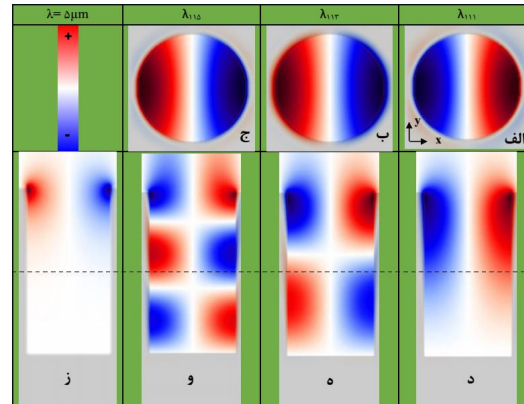
سطحی با طرح شبکه‌ای منظم باشد، گسیل الکترومغناطیسی می‌تواند با مدهای پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی جفت شود [45]. محل و شدت برانگیختگی پلاسمونی به اندازه ثابت شبکه و شکل کاواک‌های دوره‌ای ساختار مدنظر و همچنین قطبش موج فرودی بستگی دارد. برای ساختار دوره‌ای دو بعدی با ثابت‌های دوره‌ای a_x و a_y شرط تطبیق بردارهای موج پلاسمونی و موج الکترومغناطیسی عبارتست از:

$$\vec{k}_{sp} = \vec{k}_{||} + \vec{G} \quad 12$$

که در آن $\vec{k}_{||}$ مؤلفه بردار موج فرودی و \vec{G} بردار شبکه‌ای وارون است. با ترکیب روابط فوق، طول‌موج‌های مدهای پلاسمون-پلاریتونی در حالت گسیل عمود برای یک ساختار مربعی که در آن $a_y = a_x = a$ از رابطه زیر به دست می‌آید [46-48]:

$$\lambda_{spp}(m, n) = \frac{a}{\sqrt{m^2 + n^2}} \sqrt{\frac{\epsilon}{1 + \epsilon}} \quad 13$$

که در آن a ثابت شبکه، m و n اعداد صحیحی هستند که مرتبه پراش را مشخص می‌کنند. همان‌طور که از شکل 3 قابل مشاهده است برای کاواک‌های با عمق کم $150 \leq d \leq 250$ nm ناهنجاری قله جذب در طول‌موج $1/3 \sim \lambda$ با مرتبه اول پلاسمون-پلاریتون سطحی مطابقت دارد. در این طول موج قسمت حقیقی ثابت دی‌الکتریک فلز کروم منفی است. بنابراین شرط لازم برای برانگیختگی مدهای پلاسمون-پلاریتون سطحی برقرار می‌باشد. برای کاواک‌های با عمق $400 \leq d \leq 700$ nm ناهنجاری قله گسیلی ترکیبی از برانگیختگی مرتبه اول پلاسمون-پلاریتون سطحی و تشدید مد TE_{111} کاواک است که موجب پهن شدگی قله گسیلی می‌شود. قله گسیلی در طول‌موج $1/3 \sim \lambda$ برای عمق‌های بزرگتر نیز ترکیبی از برانگیختگی



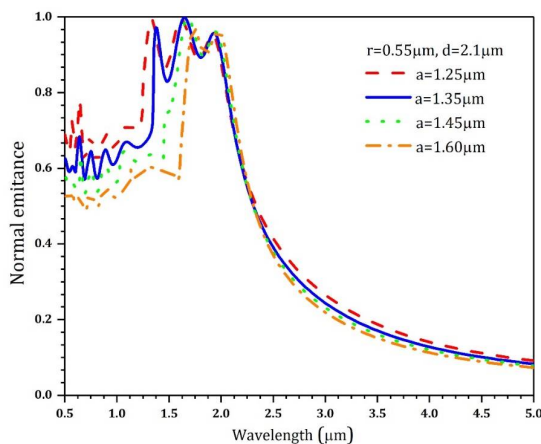
شکل 6. توزیع عرضی مؤلفه Z میدان مغناطیسی برای طول‌موج‌های تشدید الف: λ_{111} ، ب: λ_{113} ، ج: λ_{115} مربوط به مقطعی که با خط چین در شکل مشخص شده است و توزیع طولی مؤلفه Z میدان مغناطیسی در طول‌موج د: λ_{111} ، ه: λ_{113} ، و: λ_{115} و ز: $\lambda = 5 \mu\text{m}$ برای میکروکاواک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم با شعاع $r = 0.55 \mu\text{m}$ عمق $d = 2/1 \mu\text{m}$ و دوره $a = 1/3$.

برانگیختگی مدهای تشدید پلاسمونی یکی دیگر از پدیده‌های تأثیرگذار بر میزان جذب نانو-میکروکاواک‌های دوره‌ای فلزی است. رابطه پاشندگی پلاسمون-پلاریتون سطحی روی یک سطح تخت مشترک فلز-خلاء به صورت زیر است [44]:

$$|\vec{k}_{sp}| = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{1 + \epsilon}} \quad 11$$

که در آن ω بسامد زاویه‌ای، c سرعت نور در خلأ و ϵ قسمت حقیقی ثابت دی‌الکتریک فلز است. به علت طبیعت غیر گسیلی پلاسمون‌های سطحی، بردار موج آن همواره از بردار موج فضای آزاد بزرگتر است. به عبارت دیگر اندازه حرکت فوتون‌های فرودی کمتر از آن است که بتواند پلاسمون سطحی را برانگیخته نماید. بنابراین مکانیزمی لازم است تا اختلاف بین بردارهای موج فرودی و موج پلاسمون سطحی را تأمین نماید. استفاده از منشور، ساختارهای شبکه‌ای و موج‌بر، سه مکانیزم متمایز برای فراهم کردن شرایط جفت شدگی بردار موج فوتونی و پلاسمونی می‌باشند. اگر فلز دارای

طول موج معادل با ثابت شبکه رخ می‌دهد. رابطه بالا نشان می‌دهد که مکان قله‌های پراشی اندکی کوچکتر از مکان برانگیختگی پلاسمون پلاریتون سطحی است و تنها به ثابت شبکه وابسته است و به نوع فلز بستگی ندارد [49]. در شکل 3 پراش مرتبه اول برای ارتفاع‌های $d=0.5 \mu\text{m}$ ، $d=0.7 \mu\text{m}$ و $d=1.4 \mu\text{m}$ در طول موج برابر با ثابت شبکه به وضوح قابل مشاهده است. در واقع بسته به پارامترهای هندسی میکروکاواک‌های دوره‌ای و وجود تشدیدهای دیگر در همسایگی طول موج قله‌های پراشی و همپوشانی آنها با یکدیگر موجب می‌شود تا این قله‌های پراشی به خوبی قابل تشخیص نباشد [48، 50]. بنابراین افت شدید میزان جذب و گسیل در طول موج $\lambda=a$ مربوط به افزایش بازتاب ناشی از پراش امواج از سطح نانو-میکروکاواک‌های دوره‌ای می‌باشد. در کاربردهایی مانند سامانه‌های ترموفوتولتایی که هدف افزایش گسیل گسیلنده برای طول موج‌های کوچکتر از λ_c است، برای اجتناب از پراش‌های نامطلوب که سبب کاهش جذب و در نتیجه کاهش گسیلندگی ساختارهای دوره‌ای مدنظر می‌شود، لازم است که ثابت شبکه تا حد امکان کوچک انتخاب شود.



شکل 7. طیف گسیلندگی عمودی نانو-میکروکاواک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم در ثابت شبکه‌های متفاوت برحسب طول موج ($r=0.55 \mu\text{m}$ ، $d=2.10 \mu\text{m}$ و $T=300\text{K}$)

به منظور بررسی اثر دما، گسیلندگی طیفی

مرتبه اول پلاسمون-پلاریتون سطحی و تشدید مرتبه‌های بالاتر کاواک است. رفتار مشابه‌ای نیز در گسیلندگی کاواک‌ها با شعاع $150 \leq r \leq 300 \text{ nm}$ و ارتفاع $d=2.1 \mu\text{m}$ در طول موج $\lambda \sim 1.3 \mu\text{m}$ در شکل 4 مشاهده می‌شود که به برانگیختگی مرتبه نخست پلاسمون پلاریتون سطحی مربوط می‌شود. این قله گسیلی در شعاع‌های 350 nm و 400 nm ترکیبی از برانگیختگی مرتبه اول پلاسمون-پلاریتون سطحی و تشدید مد TE_{111} کاواک است. قله گسیلی در طول موج $\lambda \sim 1.3 \mu\text{m}$ برای $r \geq 450 \text{ nm}$ نیز ترکیبی از برانگیختگی مرتبه اول پلاسمون پلاریتون سطحی با مدهای تشدیدی کاواک با مرتبه بالاتر است. در طول موج‌های کوچکتر از دوره، جفت شدگی بین امواج الکترومغناطیسی با امواج پراشی از سطح میکروکاواک‌های دوره‌ای بر روی گسیلندگی گرمایی تأثیر به‌سزایی می‌گذارد.

تأثیر ثابت شبکه بر طیف گسیلندگی عمودی میکروکاواک‌های دوره‌ای فلز کروم برای $r=0.55 \mu\text{m}$ و $d=2.10 \mu\text{m}$ در شکل 7 نشان داده شده است. با ارزیابی طیف‌های گسیلی در شکل 7 مشخص می‌شود که با افزایش ثابت شبکه مقدار گسیل در طول موج‌های کمتر از λ_c کاهش می‌یابد. این افت محسوس مربوط به افزایش بازتاب ناشی از پراش از سطح نانو-میکروکاواک‌های دوره‌ای است. به منظور توضیح بهتر، معادله مربوط به پاشندگی توری پراش در نظر گرفته می‌شود [11]:

$$a(\sin \theta_i + \sin \theta_m) = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad 14$$

در این رابطه a دوره، θ_i زاویه فرود، θ_m زاویه پراش مرتبه m و λ طول موج نور است. در گسیل عمودی ($\theta_i = 0$) اولین پراش‌ها به‌ازای $\theta_m = 90^\circ$ رخ می‌دهد و در این حالت رابطه فوق به $a = m\lambda$ تبدیل می‌شود که نشان می‌دهد اولین پراش‌ها به‌ازای $m=1$ در

$$\eta_E = \frac{\int_0^{\lambda_g} \varepsilon(\lambda) e_b(\lambda, T_E) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda) e_b(\lambda, T_E) d\lambda} \quad 15$$

که در آن $\varepsilon(\lambda)$ گسیلندگی در دمای T_E ، $e_b(\lambda, T_E)$ توان گسیلی طیفی جسم سیاه در همان دما و λ_g طول موج گاف نواری سلول فوتولتایی است. بازدهی گسیلنده را می توان برحسب گسیل مفید و نامفید به صورت زیر تعریف نمود [8]:

$$\eta_E = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon_l(T_E)}{\varepsilon_b(T_E)} \left(\frac{1}{F_{0-\lambda_g T_E}} - 1 \right)} \quad 16$$

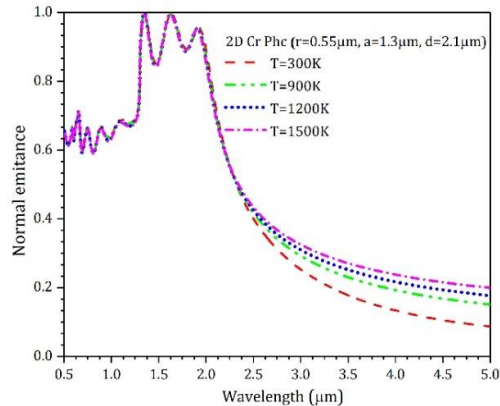
که در آن کسر توان گسیلندگی کلی جسم سیاه در بازه طول موجی صفر تا λ_g ، ε_b گسیل مفید و ε_l گسیل نامفید است که به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\varepsilon_b(T_E) = \frac{\int_0^{\lambda_g} \varepsilon(\lambda) e_b(\lambda, T_E) d\lambda}{\int_0^{\lambda_g} e_b(\lambda, T_E) d\lambda} \quad 17$$

$$\varepsilon_l(T_E) = \frac{\int_{\lambda_g}^{\infty} \varepsilon(\lambda) e_b(\lambda, T_E) d\lambda}{\int_{\lambda_g}^{\infty} e_b(\lambda, T_E) d\lambda} \quad 18$$

برای یک گسیلنده ایده آل مقدار ε_b برابر یک و مقدار ε_l صفر است. با مشاهده طیف گسیلندگی در شکل 3 انتظار می رود که ساختار با عمق بزرگتر به دلیل افزایش گسیلندگی در طول موج های زیر λ_c بازده گسیلی بزرگتری داشته باشد. برای ارزیابی این مطلب کمیت های η_E ، ε_b و ε_l را در دمای 1450K در عمق های مختلف که برای سلول فوتولتایی InGaAs با طول موج قطع سلول 2 μ m مناسب است، محاسبه و نتایج آن در جدول 1 نشان داده شده است. همان طور که از جدول 1 و شکل 9 نیز قابل مشاهده است، مقادیر ε_b و η_E با افزایش عمق کاواکها افزایش یافته است ولی ε_l تقریباً ثابت می ماند. بنابراین برای داشتن یک گسیلنده خوب باید عمق کاواکها به اندازه کافی بزرگ

میکروکاواکهای دوره ای فلز کروم در دماهای مختلف شبیه سازی و نتایج آن در شکل 8 نشان داده شده است. از شکل 8 دیده می شود که مکان قله های تشدیدی در طیف گسیل گرمایی با دما ثابت است و گسیلندگی در همسایگی قله های تشدیدی رفتاری مستقل از دما از خود نشان می دهد که می تواند به علت تغییرات اندک ثابت دی الکتریک کروم نسبت به دما در این بازه طول موجی باشد. اما در طول موج های بلندتر، گسیلندگی به شکل قابل ملاحظه ای با دما افزایش می یابد. در این ناحیه، مدی از درون کاواک منتشر نمی شود و گسیلندگی ناشی از الکترون های آزاد در سطح ساختار دوره ای است. با افزایش دما، برهم کنش الکترون-فونون افزایش می یابد و باعث افزایش جذب و گسیل موج توسط الکترون های آزاد در سطح فلز می شود.

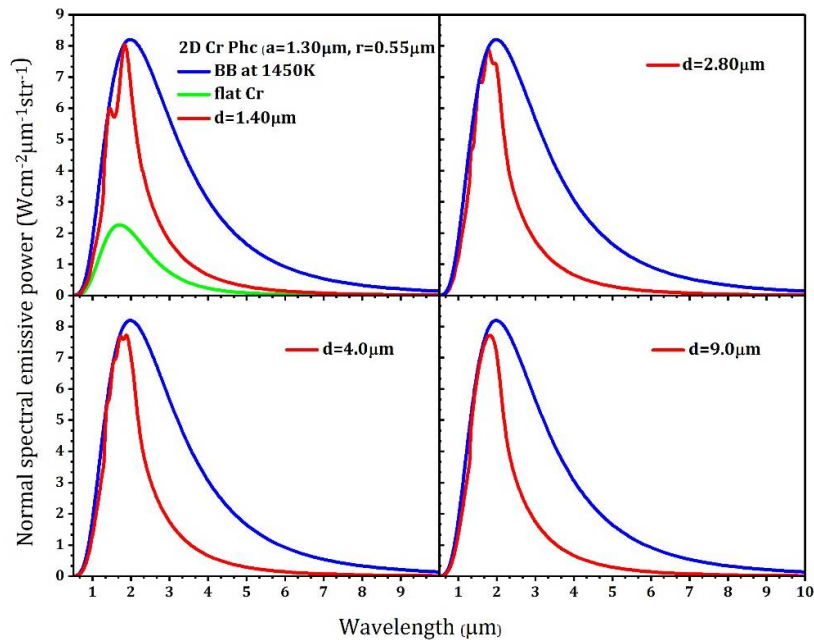


شکل 8. طیف گسیلندگی عمودی نانو-میکروکاواکهای دوره ای هوا در بستر فلز کروم در دماهای مختلف برحسب طول موج ($a=1,3 \mu\text{m}$ و $d=2,10 \mu\text{m}$ $r=0,55 \mu\text{m}$).

در ادامه قابلیت نانو-میکروکاواکهای دوره ای فلز کروم به عنوان گسیلنده گرمایی گزینشی بررسی می شود. در قطعات ترموفوتولتایی لازم است که میزان بازدهی گسیلنده مشخص شود. بازدهی گسیلنده η_E بیان می کند که چه کسری از تابش گسیل شده می تواند توسط سلول های فوتولتایی به انرژی الکتریکی تبدیل شود، که به صورت زیر تعریف می شود [8]:

در جدول 1 آورده شده است. همان‌طور که از جدول 1 مشاهده می‌شود، بازدهی گسیلنده گزینشی کروم از مرتبه بازده گسیلنده‌های گزینشی دیگر است.

انتخاب شود. با توجه به قیمت اندک فلز کروم نسبت به فلزات دیگرگذار دیگر نظیر تنگستن و تانتالوم [19] مقایسه‌ای بین بازدهی این گسیلنده گزینشی با چند گسیلنده گزینشی دیگر صورت گرفته است و نتایج آن



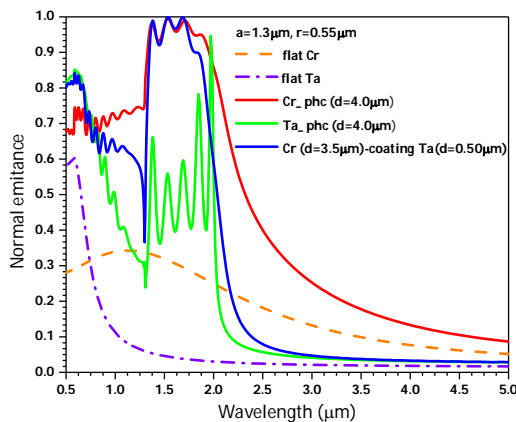
شکل 9. توان گسیل طیفی عمودی نانو-میکروکاوک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم در عمق‌های مختلف ($a=1,3 \mu\text{m}$, $r=0,55 \mu\text{m}$) و $T=1450\text{K}$.

جدول 1. تأثیر عمق میکروکاوک‌های دوره‌ای هوا در بستر فلز کروم بر توان گسیل طیفی عمودی و مقایسه بازدهی گسیلنده گزینشی آن با چند گسیلنده گزینشی دیگر.

مرجع	مشخصات ترموفوتولتایی					پارامترهای هندسی (μm)			ماده
	η_E	ε_i	ε_b	$\lambda_{pv}(\mu\text{m})$	T(K)	a	r	d	
این پژوهش	0,601	0,348	0,838	2	1450	1,3	0,55	1,4	کروم
	0,608	0,355	0,886					2,8	
	0,614	0,353	0,896					4,0	
	0,647	0,352	0,90					9,0	
[12]	0,68	-	0,92	2,3	1450	1,25	0,60	10,0	تنگستن
	0,69			2,15	1600	1,15	0,55		
[14]	0,664	-	-	1,8	1000	0,78	0,34	8,0	تانتالوم
[10]	0,54	-	-	2	1500	1,0	0,45	6,0	دی اکسید وانادیوم

دوره‌ای ساختار بر طیف جذب و گسیل آن تأثیرگذار است. هرکدام از این پدیده‌های فیزیکی به‌طور قابل

دیدیم که تشکیل مدهای تشدیدی کاواک، برانگیختگی مدهای پلاسما-پلاریتون سطحی و پراش از سطح



شکل 10. تأثیر پوشش دهی تانتالوم بر طیف گسیل میکروکاوکاهای دوره‌ای فلز کروم در دمای اتاق.

نتیجه گیری

در این تحقیق اثر پارامترهای هندسی و دما بر کنترل طیف تابش گرمایی نانو-میکروکاوکاهای دوره‌ای فلز کروم با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه زمان بررسی شده است. نتایج به دست آمده وابستگی چشمگیر میزان گسیل و گزینش پذیری آن به پارامترهای هندسی را نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که در طول موج‌های کوچکتر از ثابت شبکه، پراش براگ از سطح نانو-میکروکاوکاهای سبب کاهش گسیل گرمایی می‌شود. در کاواک‌های کم عمق یا باریک قله تیزی در طیف گسیلندگی در طول موج $a \sim \lambda$ دیده می‌شود که مربوط به برانگیختگی مدهای پلاسمون-پلاریتون سطحی می‌باشد. در کاواک‌های عمیق‌تر و عریض‌تر، افزایش گسیلندگی در طول موج‌های کوچکتر از طول موج قطع، به جفت شدگی مدهای گسیلی با مدهای تشدیدی کاواک مربوط می‌شود. با اصلاح شرایط مرزی، طول موج‌های تشدیدی کاواک ساخته شده از فلز واقعی با نتایج به دست آمده از شبیه سازی مطابقت خوبی دارند. با افزایش دما، به علت افزایش برهم کنش الکترون-فونون میزان گسیلندگی در طول موج‌های بلندتر از λ افزایش می‌یابد در حالی که مکان قله‌ها نسبت به دما ثابت می‌ماند. نتایج به دست

توجه‌ای به خواص اپتیکی فلز بستگی دارند. بنابراین مقدار و میزان گزینش پذیری طیف تابش گرمایی به جنس فلز بستگی دارد. با استخراج پارامترهای مدل درود-لورنتس فلز تانتالوم از نتایج تجربی [33] و برازش آن، طیف گسیل گرمایی آن محاسبه شده است که نتایج آن در شکل 10 نشان داده شده است. از شکل 10 دیده می‌شود که طیف گسیل گرمایی فلز تانتالوم و ساختار متشکل از میکروکاوکاهای دوره‌ای آن از طیف گسیلی فلز کروم و ساختار دوره‌ای متناظر با آن در طول موج‌های بلندتر از طول موج قطع کمتر است. در حالی که میزان گسیل گرمایی میکروکاوکاهای دوره‌ای فلز کروم در طول موج‌های بین طول موج قطع و ثابت شبکه بیشتر از میکروکاوکاهای دوره‌ای فلز تانتالوم می‌باشد. همان‌طور که اشاره شد جذب بالای λ_c مربوط به سطح بالایی ساختار دوره‌ای و جذب پایین‌تر از λ_c عمدتاً مربوط به سطح داخل کاواک استوانه‌ای است. بنابراین اگر سطح میکروکاوکاهای دوره‌ای فلزی با جذب زیاد با یک لایه فلز با بازتابندگی بالا پوشش داده شود می‌توان به طیف جذب و گسیل با قابلیت گزینشی بالا دست یافت. همان‌طور که در شکل 10 مشاهده می‌شود میکروکاوکاهای دوره‌ای فلز کروم پوشش داده شده با تانتالوم در طول موج‌های بزرگتر از λ_c دارای ویژگی‌های جذبی تانتالوم و در طول موج‌های کوتاه‌تر از λ_c دارای ویژگی‌های جذبی و گسیلی فلز کروم است. نتیجه ترکیب این دو حالت افزایش مقدار جذب در طول موج‌های کوتاه‌تر از طول موج قطع و کاهش شدید آن در در طول موج‌های بلندتر از آن است. این نتیجه در طراحی فیلترهای مادون قرمز، جاذب‌های اپتیکی و افزایش بازده گسیلنده‌های گرمایی گزینشی در سیستم‌های ترموفوتوولتایی بسیار اهمیت دارد.

[7] R. Sakakibara *et al.*, Practical emitters for thermophotovoltaics: a review, *Journal of Photonics for Energy* **9** (2019) 032713. <https://doi.org/10.1117/1.JPE.9.032713>.

[8] D. Chubb, *Fundamentals of thermophotovoltaic energy conversion*, Elsevier (2007).

[9] T. Bauer, *Thermophotovoltaics: Basic Principles and Critical Aspects of System Design*, Springer Berlin Heidelberg (2011).

[10] H. Ye, H. Wang, Q. Cai, Two-dimensional VO₂ photonic crystal selective emitter, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **158** (2015) 119-126. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.01.022>.

[11] J.B. Chou *et al.*, Design of wide-angle selective absorbers/emitters with dielectric filled metallic photonic crystals for energy applications, *Optics Express* **22** (2014) A144-A154. <https://doi.org/10.1364/OE.22.00A144>.

[12] A. Rostamnejadi, M. Daneshvar, Two-dimensional tungsten photonic crystal selective emitter: effects of geometrical parameters and temperature, *Applied Physics B* **124** (2018) 40. <https://doi.org/10.1007/s00340-018-6910-4>.

[13] I. Celanovic, N. Jovanovic, J. Kassakian, Two-dimensional tungsten photonic crystals as selective thermal emitters, *Applied Physics Letters* **92** (2008) 193101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2927484>.

[14] V. Rinnerbauer *et al.*, Metallic Photonic Crystal Absorber-Emitter for Efficient Spectral Control in High-Temperature Solar Thermophotovoltaics, *Advanced Energy Materials* **4** (2014) 1400334. <https://doi.org/10.1002/aenm.201400334>.

[15] V. Rinnerbauer *et al.*, High-temperature stability and selective thermal emission of polycrystalline tantalum photonic crystals, *Optics Express* **21** (2013) 11482-11491. <https://doi.org/10.1364/OE.21.011482>.

آمده نشان می‌دهد که با پوشش دهی سطح میکروکاوکاهای دوره‌ای فلز کروم با یک فلز بازتاب دهنده مانند تانتالوم، قابلیت گزینشی طیف گسیلندگی به‌میزان قابل توجهی افزایش می‌یابد. این نتیجه در طراحی فیلترها، جاذب‌های اپتیکی و گسیلنده‌های گزینشی گرمایی بسیار حائز اهمیت است.

مرجع‌ها

[1] I.E. Khodasevych, L. Wang, A. Mitchell, G. Rosengarten, Micro- and Nanostructured Surfaces for Selective Solar Absorption, *Advanced Optical Materials* **3** (2015) 852-881. <https://doi.org/10.1002/adom.201500063>.

[2] R. Kakimi, M. Fujita, M. Nagai, M. Ashida, T. Nagatsuma, Capture of a terahertz wave in a photonic-crystal slab, *Nature Photonics* **8** (2014) 657-663. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.150>.

[3] M. Pan *et al.*, Multi-band middle-infrared-compatible camouflage with thermal management via simple photonic structures, *Nano Energy* **69** (2020) 104449. <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2020.104449>.

[4] H. Zhu *et al.*, High-temperature infrared camouflage with efficient thermal management, *Light: Science & Applications*, **9** (2020) 60. <https://doi.org/10.1038/s41377-020-0300-5>.

[5] N. Lee, T. Kim, J.-S. Lim, I. Chang and H. H. Cho, Metamaterial-Selective Emitter for Maximizing Infrared Camouflage Performance with Energy Dissipation, *ACS Applied Materials & Interfaces* **11** (2019) 21250-21257. <https://doi.org/10.1021/acsami.9b04478>.

[6] S. Han, B.J. Lee, Control of thermal radiative properties using two-dimensional complex gratings, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **84** (2015) 713-721. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015>.

- applications, *Photonics Europe* **5450** (2004).
<https://doi.org/10.1117/12.545539>.
- [25] B. Zhao, L. Wang, Y. Shuai, Z.M. Zhang, Thermophotovoltaic emitters based on a two-dimensional grating/thin-film nanostructure, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **67** (2013) 637-645.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.08.047>.
- [26] A. Taflove, A. Oskooi, S.G. Johnson, *Advances in FDTD Computational Electrodynamics: Photonics and Nanotechnology*, Artech House, (2013).
- [27] A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method, *Computer Physics Communications* **181** (2010) 687-702.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009>.
- [28] A. Taflove, S.C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-difference Time-domain Method*, Artech House, (2005).
- [29] S.G. Johnson, Notes on perfectly matched layers (PMLs), *Massachusetts Institute of Technology*, (2008).
- [30] V. Stelmakh *et al.*, High-temperature tantalum tungsten alloy photonic crystals: Stability, optical properties, and fabrication, *Applied Physics Letters* **103** (2013) 123903.
<https://doi.org/10.1063/1.4821586>.
- [31] S. Szunerits, R. Boukherroub, *Introduction to Plasmonics: Advances and Applications*, Jenny Stanford Publishing, (2015).
- [32] A. Webster, Notes on Metals in meep, (2011).
- [33] E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Elsevier Science, (1998).
- [34] M. Dressel, G. Gruner, G. Grüner, *Electrodynamics of Solids: Optical Properties of Electrons in Matter*, Cambridge University Press, (2002).
- [16] V. Rinnerbauer *et al.*, Large-area fabrication of high aspect ratio tantalum photonic crystals for high-temperature selective emitters, *Journal of Vacuum Science & Technology B* **31** (2013) 011802.
<https://doi.org/10.1116/1.4771901>.
- [17] A.D. Rakić, A.B. Djurišić, J.M. Elazar, M.L. Majewski, Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices, *Applied optics* **37** (1998) 5271-5283.
<https://doi.org/10.1364/AO.37.005271>
- [18] W.M. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press (2014).
- [19] Z. Zhou, Q. Chen, P. Bermel, Prospects for high-performance thermophotovoltaic conversion efficiencies exceeding the Shockley–Queisser limit, *Energy Conversion and Management* **97** (2015) 63-69.
<https://doi.org/10.1016/j.enconman.2015.03.035>.
- [20] R.T. Kivavisi, L. Stensland, Spectral selectivity of nickel and chromium rough surfaces, *Applied Physics A* **27** (1982) 233-238.
<https://doi.org/10.1007/BF00619084>.
- [21] D. Peykov, The effects of capillarity on photonic crystal selective emitters, Massachusetts Institute of Technology, 2014.
- [22] N. Nguyen-Huu, Y.-B. Chen, Y.-L. Lo, Development of a polarization-insensitive thermophotovoltaic emitter with a binary grating, *Optics Express* **20** (2012) 5882-5890.
<https://doi.org/10.1364/OE.20.005882>.
- [23] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **4** (2002) S154-S160.
<https://doi.org/10.1088/1464-4258/4/5/364>.
- [24] I. Celanovic, F. O'Sullivan, N. Jovanovic, M. Qi, J. Kassakian, 1D and 2D photonic crystals for thermophotovoltaic

- Environmental Science* **5** (2012) 8815-8823.
<https://doi.org/10.1039/C2EE22731B>.
- [44] F. Marquier, M. Laroche, R. Carminati, J.-J. Greffet, Anisotropic Polarized Emission of a Doped Silicon Lamellar Grating, *Journal of Heat Transfer* **129** (2006) 11-16.
<https://doi.org/10.1115/1.2360594>.
- [45] A. Heinzl, V. Boerner, A. Gombert, B. Bläsi, V. Wittwer, J. Luther, Radiation filters and emitters for the NIR based on periodically structured metal surfaces, *Journal of Modern Optics* **47** (2000) 2399-2419.
<https://doi.org/10.1080/09500340008230522>
- [46] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics, *Nature* **424** (2003) 824-830.
<https://doi.org/10.1038/nature01937>.
- [47] F. Kusunoki, J. Takahara, T. Kobayashi, Qualitative change of resonant peaks in thermal emission from periodic array of microcavities, *Electronics Letters* **39** (2003) 23-24.
<https://doi.org/10.1049/el:20030004>.
- [48] A.K. Azad, Y. Zhao, W. Zhang, Transmission properties of terahertz pulses through an ultrathin subwavelength silicon hole array, *Applied Physics Letters* **86** (2005) 141.
<https://doi.org/10.1063/1.1897842>.
- [49] A.A. Maradudin, I. Simonsen, J. Polanco, R.M. Fitzgerald, Rayleigh, Wood anomalies in the diffraction of light from a perfectly conducting reflection grating, *Journal of Optics* **18** (2016) 024004.
<https://doi.org/10.1088/20408978/18/2/024004>.
- [50] Y.B. Chen, Z.M. Zhang, Design of tungsten complex gratings for thermophotovoltaic radiators, *Optics Communications* **269** (2007) 411-417.
<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2006.08.040>.
- [35] S. Adachi, *Handbook On Optical Constants Of Metals, The: In Tables And Figures*, World Scientific Publishing Company, (2012).
- [36] D. Chester, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, M. Soljacic and I. Celanovic, Design and global optimization of high-efficiency solar thermal systems with tungsten cermet, *Optics Express* **19** (2011) A245-A257.
<https://doi.org/10.1364/OE.19.00A245>.
- [37] I. Celanovic, D. Perreault, J. Kassakian, Resonant-cavity enhanced thermal emission, *Physical Review B* **72** (2005) 075127.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.075127>.
- [38] K. Ujihara, Reflectivity of Metals at High Temperatures, *Journal of Applied Physics*, **43** (1972) 2376-238.
<https://doi.org/10.1063/1.1661506>.
- [39] J.D. Jackson, *Wie Classical Electrodynamics, 3rd Edition, International Edition*, John Wiley & Sons, Limited, (2005).
- [40] S. Maruyama, T. Kashiwa, H. Yugami, M. Esashi, Thermal radiation from two-dimensionally confined modes in microcavities, *Applied Physics Letters* **79** (2001) 1393-1395.
<https://doi.org/10.1063/1.1397759>.
- [41] H. Sai, H. Yugami, Thermophotovoltaic generation with selective radiators based on tungsten surface gratings, *Applied Physics Letters* **85** (2004) 3399-3401.
<https://doi.org/10.1063/1.1807031>.
- [42] H. Sai, Y. Kanamori, H. Yugami, Tuning of the thermal radiation spectrum in the near-infrared region by metallic surface microstructures, *Journal of Micromechanics and Microengineering* **15** (2005) S243-S249.
<https://doi.org/10.1088/09601317/15/9/S12>.
- [43] V. Rinnerbauer *et al.*, Recent developments in high-temperature photonic crystals for energy conversion, *Energy &*