

عنوان مقاله:

تحقق تشدید فانو با ضریب کیفیت (Q-factor) بالا در ساختار موج‌بر فلز- دی‌الکتریک- فلز (MDM) جفت‌شده با دیواره- استاب (Stub-Wall) زیرطول موج و تحلیل کاربرد آن در حسگری تراهرتز

نویسندگان: می‌پینگ لی^۱، یان‌پنگ شی^۱، شیائوبو لیو^۱، جین‌می سونگ^۱، یی‌فی ژانگ^۱، شیائودونگ وانگ^۲ و فوهوا یانگ^۲

وابستگی‌های سازمانی: (Affiliations)

۱. دانشکده میکروالکترونیک، دانشگاه شان‌دونگ، جینان ۲۵۰۱۰۰، چین
۲. مؤسسه نیمه‌رساناها، آکادمی علوم چین (CAS)، پکن ۱۰۰۰۸۳، چین

مکاتبات: (Correspondence)

مسئولیت مکاتبات این مقاله بر عهده یان‌پنگ شی (ypshi@sdu.edu.cn) و یی‌فی ژانگ (yifeizhang@sdu.edu.cn) می‌باشد.

تأمین اعتبار مالی: (Funding)

- این پژوهش تحت حمایت مالی پروژه‌های ذیل به انجام رسیده است:
- بنیاد ملی علوم طبیعی چین (شماره گرنت: ۶۱۸۰۵۱۲۷)
 - بنیاد علوم طبیعی استان شان‌دونگ (شماره گرنت: ZR2019BF014)
 - صندوق تحقیقات پایه دانشگاه شان‌دونگ (شماره گرنت: TB002)۲۰۱۸
 - بنیاد علوم پسادکتری چین (شماره گرنت: M582073)۲۰۱۵
 - برنامه تحقیق و توسعه فناوری‌های کلیدی استان شان‌دونگ (شماره گرنت: JZZY020109)۲۰۱۹

مترجم: سید حسن سهرابی

استاد راهنما: دکتر شیوا خانی

چکیده:

ساختارهای موج‌بری که قابلیت کنترل و هدایت مؤثر امواج در ناحیه ترانز^۱ را دارا هستند، در صورت تلفیق با تشدیدگرها، پتانسیل بالایی در ایجاد پدیده‌های تشدید منحصربه‌فرد ایفا می‌کنند. با این وجود، تحقق تشدیدهایی با ضریب کیفیت بالا^۲ در پیکربندی‌های موج‌بری جفت‌شده با تشدیدگرهای ترانز، همواره چالشی کلیدی در مسیر تجاری‌سازی و کاربردهای عملی محسوب شده است. در این پژوهش، یک مدل تشدید فانو با ضریب کیفیت بالا مبتنی بر موج‌بر فلز-دی‌الکتریک-فلز^۳، شامل یک تشدیدگر استاب و یک دیواره فلزی دارای روزنه مرکزی، به‌صورت تئوری و عددی در بازه فرکانسی ترانز مورد واکاوی قرار گرفته است.

یافته‌های پژوهش مبین آن است که پیک تشدید نامتقارن و حاد فانو، حاصل تداخل ویرانگر میان پاسخ تشدیدگر استاب و دیواره فلزی (که در نقش یک حفره فابری-پرو عمل می‌کند) می‌باشد. نتایج شبیه‌سازی حاکی از آن است که الحاق دیواره فلزی به ساختار موج جفت‌شده با استاب، منجر به بهبود چشمگیر ۶۰ برابری ضریب کیفیت و ارتقای آن از ۳.۷۲ به حدود ۲۲۵ می‌گردد. علاوه بر این، ویژگی‌های طیفی تشدید فانو از طریق تنظیم پارامترهای هندسی ساختار به‌طور مؤثری قابل کنترل و تیونینگ است. با بهره‌گیری از حساسیت مفراط پیک تشدید فانو به تغییرات ضریب شکست محیط دی‌الکتریک پیرامونی، یک حسگر ضریب شکست^۴ با بازه عملکردی وسیع طراحی شده است که به حساسیت فوق‌العاده 96480 nm/RIU دست می‌یابد. همچنین، دستیابی به فاکتور شایستگی^۵ معادل ۱۹۵، نشان‌دهنده برتری محسوس این ساختار در مقایسه با سایر حسگرهای مشابه مبتنی بر تشدید فانو در ناحیه ترانز است. این دستاوردها، مسیر جدیدی را جهت به‌کارگیری ساختارهای موج‌بر زیرطول موج در حوزه‌های حسگری زیست‌شیمیایی، فیلترهای نوری میان‌گذر و افزاره‌های پلاسمونیک یکپارچه روی تراشه^۶ می‌گشاید.

واژگان کلیدی: تشدید فانو، موج‌بر فلز-دی‌الکتریک-فلز، ضریب کیفیت بالا^۷، حسگری ترانز.

¹ THz² Q-factor³ MDM⁴ RI⁵ FOM⁶ On-chip⁷ Q-factor

۱. مقدمه:

پدیده تشدید فانو^۱ نخستین بار توسط «اوگو فانو» در خلال مطالعات بر روی فرآیند خود-یونیزاسیون اتم‌ها تبیین شد. این پدیده فیزیکی حاصل تداخل کوانتومی (سازنده و ویرانگر) میان یک حالت برانگیخته‌ی گسسته و یک پس‌زمینه‌ی پراکندگی پیوسته‌ی پهن‌بند است [۱]، [۲]. تشدید فانو افزون بر سیستم‌های کوانتومی، در سیستم‌های کلاسیک واجد شکستِ تقارن نیز قابل تحقق است؛ از جمله این بسترها می‌توان به بلورهای فوتونیک، نانو ساختارهای پلاسمونیک، توری‌های پراش^۲، ساختارهای موج‌بر جفت‌شده با تشدیدگر و فراسازه‌ها^۳ اشاره نمود [۳]–[۷]. تشدید فانو در مقایسه با پروفایل‌های متقارن لورنتزی، با یک شکل خطِ نامتقارن^۴ و بسیار حاد^۵ متمایز می‌گردد؛ به‌گونه‌ای که یک جابجایی فرکانسی بسیار ناچیز، منجر به تغییری رادیکال از کمینه عبور^۶ به بیشینه عبور^۷ می‌شود. این ویژگی منحصر به فرد، شناسایی و ردیابی دقیق پیک‌های تشدید را تسهیل می‌بخشد. همچنین، ساختارهای مبتنی بر فانو به دلیل اثرات تداخلی، قادر به ایجاد میدان‌های الکتریکی محبوس‌شده و بسیار قدرتمند هستند. حساسیت مفرط این نوع تشدید نسبت به تغییرات پارامترهای هندسی و ضریب شکست محیط پیرامونی، مزایای قابل توجهی را در تنظیم‌پذیری^۸ طیف‌های عبوری فراهم می‌آورد. مجموع این ویژگی‌ها سبب شده است تا تشدید فانو در حوزه‌هایی نظیر فیلترهای نوری [۸]، [۹]، حسگری [۱۰]–[۱۲]، اثر نور کُند [۱۳]–[۱۵]، سوئیچینگ نوری [۱۶]، [۱۷]، نانوفوکوسینگ [۱۸] و تعدیل‌کننده‌ها^۹ [۱۹]، [۲۰] به‌طور گسترده مورد بهره‌برداری قرار گیرد.

در سال‌های اخیر، موج‌برهای فلز-دی‌الکتریک-فلز که از مدهای پلاریتون پلاسمون سطحی^{۱۰} پشتیبانی می‌کنند، به دلیل قابلیت تقویت میدان و محبوس‌سازی امواج در ابعاد عمیق زیرطول‌موج^{۱۱}، توجه وافری را به خود معطوف کرده‌اند [۲۱]. در این راستا، ساختارهای موج‌بر مبتنی بر فانو که با تشدیدگرهایی با هندسه‌های متنوع جفت شده‌اند، در نواحی طیفی مرئی و فروسرخ^{۱۲} به‌دقت مورد مطالعه قرار گرفته‌اند.

¹ Fano resonance

² Gratings

³ Metamaterials

⁴ Line-shape

⁵ Sharp

⁶ Dip

⁷ Peak

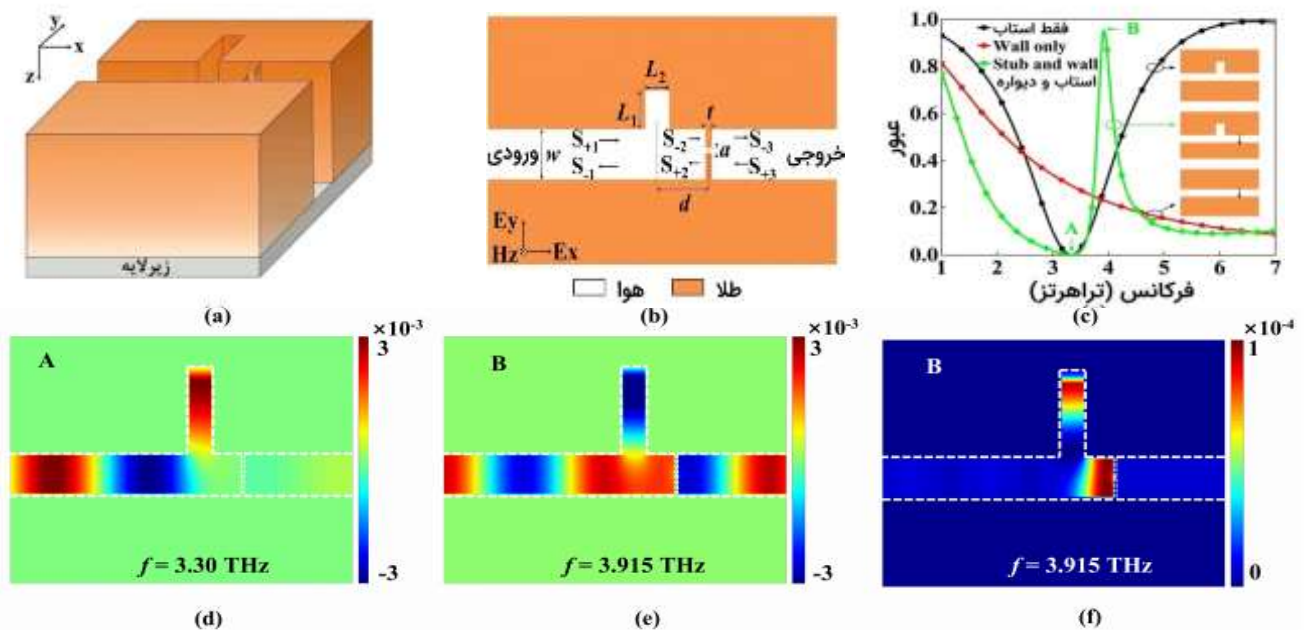
⁸ Tunability

⁹ Modulators

¹⁰ SPPs

¹¹ Deep sub-wavelength

¹² IR



شکل ۱. طراحی ساختار و ویژگی‌های تشدید فانو (a). نمای سیم‌بندی از ساختار پیشنهادی (b). مقطع عرضی دوبعدی ساختار (c). طیف‌های عبوری ساختار موج‌بر MDM در سه حالت: تنها با تشدیدگر استاب (منحنی مشکی)، تنها با دیواره فلزی (منحنی قرمز)، و حضور هم‌زمان تشدیدگر استاب و دیواره فلزی (منحنی سبز). پارامترهای هندسی به‌صورت $L_2 = W = 10\mu\text{m}$, $L_1 = 20\mu\text{m}$, $t = 1\mu\text{m}$, $a = 0.4\mu\text{m}$, $d = 20\mu\text{m}$ تنظیم شده‌اند. (d). توزیع میدان مغناطیسی در فرکانس ۳.۳ تراهرتز (THz). (e). توزیع میدان Hz و (f) توزیع شدت میدان $|\text{Hz}|^2$ در فرکانس تشدید ۳.۹۱۵ تراهرتز (THz).

از جمله این پیکربندی‌ها می‌توان به تشدیدگرهای مستطیلی [۲۲]، [۲۳]، حلقوی یا دیسکی چندگانه [۲۴]، استاب‌های ترکیب‌شده با تشدیدگرهای حلقوی [۱۵]، [۲۶] و تشدیدگرهای مثلثی [۲۷] اشاره کرد. علاوه بر این، به دلیل حساسیت بالای پاسخ فانو به تغییرات محیط دی‌الکتریک، موج‌برهای پتانسیل بالایی جهت کاربرد در حسگرهای ضریب شکست از خود نشان داده‌اند.

تاکنون مطالعات متعددی با هدف ارتقای عملکرد حسگری در باندهای مرئی و فروسرخ گزارش شده است. در سال (ژان، ۲۰۱۶) ^۱ و همکاران مبین این نکته بودند که تنظیم فاکتور نامتقارنی فانو در موج‌بر MDM می‌تواند حساسیت حسگر RI را به nm/RIU ۷۸۰ برساند که برای کاربردهای نور گند نیز کارآمد است [۲۸]. به‌منظور واکاوی مکانیزم جفت‌شدگی مدهای مختلف، چن ^۲ و همکاران با تعبیه یک دیواره دوتایی فلزی ^۳ در موج‌بر MDM جفت‌شده با حلقه، موفق به ایجاد تشدید فانو با حساسیت nm/RIU ۸۲۵ شدند [۲۹]. در ادامه، همین گروه پژوهشی در سال ۲۰۱۹ توانستند با ثابت نگه داشتن ابعاد هندسی، حسگری با قابلیت تنظیم حرارتی و حساسیت nm/RIU ۰.۳۱ را محقق سازند [۳۰]. همچنین،

¹ Zhan

² Chen

³ Metallic double-baffle

ژو^۱ و همکاران با قرار دادن نانومیمه‌های فلزی در یک حفره T شکل، به حساسیت ۸۲۸۰ nm/RIU در بستر موج‌بر MDM دست یافتند که تا آن زمان بالاترین مقدار گزارش‌شده برای این نوع ساختارها محسوب می‌شد [۳۱].

با توجه به رویکرد توسعه مدارهای فوتونیک بسیار مجتمع، دستیابی به چندین تشدید فانو در یک بستر واحد، اهمیت دوچندانی یافته است. در سال ۲۰۲۰، با به‌کارگیری دو مانع فلزی در ساختار جفت‌شده با حلقه-استاب، هشت پیک فانو در بازه مرئی تا فروسرخ نزدیک ایجاد شد که منجر به دستیابی به حساسیت ۱۰۶۲ nm/RIU گردید [۳۲]. با در نظر گرفتن «فاکتور شایستگی» (FOM) به‌عنوان یک پارامتر کلیدی، ژانگ^۲ و همکاران یک حسگر RI مبتنی بر فانو با حساسیت ۹۲۳ nm/RIU و FOM معادل ۷۱۰ را در یک موج‌بر MDM جفت‌شده با حفره مثلثی پیشنهاد دادند که توازن مناسبی میان حساسیت و پهنای خط پیک ایجاد می‌کرد.

این مطالعات مبین ارتقای مستمر عملکرد حسگرهای ضریب شکست (RI) مبتنی بر موج‌برهای MDM در باندهای مرئی و فروسرخ است؛ با این وجود، در مقایسه با حسگرهای مبتنی بر تشدید فانوی تراهرتز (THz)، میزان حساسیت در این بازه‌های طیفی همچنان نیازمند بهینه‌سازی و پژوهش‌های تکمیلی است. [۳۳]

در ناحیه تراهرتز، تشدید فانو عمدتاً از طریق آرایه‌های تناوبی در فراسازه‌ها^۳ یا فراسطح‌ها^۴ محقق می‌شود که در کاربردهای حسگری، حساسیت قابل توجهی از خود نشان می‌دهند [۳۴]–[۳۷]. در این راستا، تحقق تشدید فانو با ضریب کیفیت بالا جهت ارتقای قدرت تفکیک^۵ حسگرهای تراهرتز حائز اهمیت ویژه‌ای است. با این حال، متامتریال‌های پلاسمونیک به شدت با فضای آزاد جفت شده و ضخامت فیزیکی اندکی دارند؛ امری که منجر به محدودیت در محبوس‌سازی میدان الکترومغناطیسی می‌گردد. از این رو، به‌منظور بهبود ضریب کیفیت در این ساختارها، کاهش تلفات تابشی ضرورتی اجتناب‌ناپذیر است [۳۸]. اگرچه متامتریال‌های تمام-دی‌الکتریک تا حدودی قادر به رفع نقایص ساختارهای پلاسمونیک هستند، اما خود با چالش‌هایی نظیر محدودیت پراش^۶ و تقویت میدان ضعیف مواجه‌اند [۳۹]. افزون بر این، وابستگی ذاتی این افزاره‌ها به ساختارهای تناوبی، به‌طور ناگزیری منجر به افزایش ابعاد فیزیکی و حجم کل قطعه شده و یکپارچه‌سازی آن‌ها را در تراشه‌های نوری^۷ دشوار می‌سازد.

¹ Zhou

² Zhang

³ Metamaterials

⁴ Metasurfaces

⁵ Resolution

⁶ Diffraction limit

⁷ On-chip integration

در مقابل، موج‌برهای MDM به‌دلیل محبوس‌سازی عمیق نور در ابعاد زیرطول‌موج، سهولت در فرآیند ساخت، تلفات انتشاری ناچیز و طول انتشار بلند [۴۰]–[۴۲]، گزینه‌ای ایده‌آل برای برون‌رفت از این چالش‌ها محسوب می‌شوند. علاوه بر این، این موج‌برها به سبب برخورداری از ساختار فشرده، پتانسیل بسیار بالایی جهت به‌کارگیری در افزاره‌های پلاسمونیک زیرطول‌موج تراهرتز و مدارهای نوری با چگالی یکپارچگی بالا دارا هستند. با این وجود، ساختارهای موج‌بر MDM مبتنی بر تشدید فانو با ضریب کیفیت بالا، که پلتفرمی کارآمد برای کاربردهای حسگری به‌شمار می‌روند، در باند تراهرتز همچنان کمتر مورد کاوش و بررسی قرار گرفته‌اند.

در این مقاله، ما یک ساختار موج‌بر MDM زیرطول‌موج در ناحیه تراهرتز پیشنهاد می‌دهیم که از یک دیواره فلزی با یک روزنه در مرکز و یک تشدیدگر استاب^۱ تشکیل شده است (شکل ۱؛ a, b). این ساختار قادر است تشدید فانو با ضریب کیفیت بالا را برانگیزد. فرآیند شکل‌گیری تشدید فانو نه‌تنها به‌صورت عددی و از طریق روش تفاضل محدود در حوزه زمان^۲ مورد مطالعه قرار گرفته، بلکه با بهره‌گیری از تئوری ماتریس پراکندگی^۳ نیز تجزیه و تحلیل شده است. علاوه بر این، توزیع میدان‌های الکترومغناطیسی جهت تبیین دقیق‌تر مکانیزم فیزیکی تشدید ارائه شده است. با توجه به اینکه تلفات اهمی می‌تواند منجر به تضعیف مدهای پلاریتون پلاسمون سطحی^۴ در موج‌بر MDM گردد، طول انتشار SPP ها نیز به‌دقت محاسبه شده است. همچنین، تأثیر پارامترهای ساختاری بر طیف عبوری فانو، به‌ویژه در زمینه ارتقای ضریب کیفیت و پدیده گذار میان پروفایل نامتقارن فانو و پروفایل متقارن لورنتزی^۵، به‌وضوح تبیین شده است. در نهایت، با استناد به حساسیت بالای فرکانس تشدید SPP های برانگیخته به تغییرات محیط دی‌الکتریک، یک حسگر تراهرتز مبتنی بر فانو با حساسیت ۹۶,۴۸۰ nm/RIU و فاکتور شایستگی (FOM) ۱۹۵ در محدوده ضریب شکست ۱.۰ الی ۲.۰ مورد ارزیابی قرار گرفت. به‌طور خلاصه، معماری پیشنهادی مسیرهای نوینی را در توسعه کاربردهای حسگری تراهرتز و افزاره‌های پلاسمونیک زیرطول‌موج هموار می‌سازد.

۲. طراحی ساختار و روش‌شناسی نظری

الف. پیکربندی ساختار و شبیه‌سازی عددی

¹ Stub

² FDTD

³ SMT

⁴ SPPs

⁵ Lorentzian

شکلهای ۱ (a) و ۱ (b) به‌ترتیب شماتیک سه‌بعدی و نمای فوقانی ساختار موج‌بر MDM پیشنهادی را نشان می‌دهند که از یک تشدیدگر استاب و یک دیواره فلزی با روزنه مرکزی تشکیل شده است. انتخاب پیکربندی موج‌بر- تشدیدگر به دلیل قابلیت آن در ایجاد اثر شکافی^۱ قابل‌توجه صورت گرفته است. همچنین، دیواره فلزی با هدف شکستن تقارن پروفایل ساختار و تحقق تشدید فانو با ضریب کیفیت بالا در سیستم تعبیه شده است. در این مدل، نواحی نارنجی و سفید به‌ترتیب نشان‌دهنده طلا و هوا ($\epsilon_d = 1$) می‌باشند. پارامترهای هندسی تشدیدگر استاب شامل ارتفاع $L_1 = 10 \mu\text{m}$ و عرض $L_2 = 20 \mu\text{m}$ تنظیم شده‌اند. ضخامت دیواره فلزی $t = 1 \mu\text{m}$ و پهنای روزنه مرکزی $a = 0.4 \mu\text{m}$ در نظر گرفته شده است. همچنین، فاصله مرکز استاب تا دیواره فلزی $d = 20 \mu\text{m}$ و عرض موج‌بر اصلی $w = 10 \mu\text{m}$ می‌باشد.

ویژگی‌های الکترومغناطیسی ساختار پیشنهادی با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) دوبعدی شبیه‌سازی شده است. شایان ذکر است که در شرایطی که ضخامت فیزیکی ساختار از طول موج تابشی بزرگتر باشد، نتایج شبیه‌سازی دوبعدی انطباق بسیار نزدیکی با مدل‌سازی سه‌بعدی خواهد داشت [۴۳]. این رویکرد علاوه بر حفظ دقت نتایج، زمان و پیچیدگی محاسباتی را به‌طور محسوسی کاهش می‌دهد. در این شبیه‌سازی، پاسخ نوری طلا توسط مدل درود^۲ توصیف شده است [۴۴].

به‌منظور برانگیزش مد پایه TM، یک پالس گوسی به ورودی موج‌بر تزریق شده است که میدان مغناطیسی آن موازی با محور تشدیدگر استاب می‌باشد. گام‌های مش‌بندی^۳ در راستای محورهای X و Y به‌ترتیب $1.8 \mu\text{m}$ و $0.1 \mu\text{m}$ تنظیم شده و شرایط مرزی لایه‌های کاملاً منطبق (PML) در هر دو جهت اعمال گردیده است. ضریب عبور T ساختار از طریق نسبت توان خروجی T_{out} به توان ورودی T_{in} ، که توسط مانیتورهای توان ثبت شده‌اند، محاسبه می‌گردد. همچنین، برای اعتبارسنجی نتایج، شبیه‌سازی‌هایی با نرم‌افزار (HFSS) انجام شد که انطباق کاملی با نتایج FDTD نشان داد (ر.ک. شکل ۱S در اطلاعات تکمیلی).

ساختار پیشنهادی با بهره‌گیری از تکنیک‌های پرتو یونی متمرکز^۴ و پرتو الکترونی^۵ قابل ساخت است. فرآیند پیشنهادی شامل حکاکی^۶ موج‌بر بر روی زیرلایه سیلیسیومی (Si) توسط FIB، لایه‌نشانی نانومتری تیتانیوم (Ti) جهت بهبود چسبندگی، و در نهایت لایه‌نشانی لایه طلا با استفاده از تبخیر باریکه الکترونی می‌باشد. لازم به ذکر است که

¹ Notch effect

² Drude model

³ Mesh step

⁴ FIB

⁵ E-beam

⁶ Etching

نتایج شبیه‌سازی برای فلزات آلومینیوم (Al) و نقره (Ag) نیز مطابقت بالایی با نتایج طلا نشان می‌دهد (ر.ک. شکل ۲S). این امر مبین قابلیت تعمیم‌پذیری و امکان‌سنجی بالای این طرح برای پیاده‌سازی با مواد مختلف در کاربردهای عملی است [۴۵، ۴۶].

جهت واکاوی مکانیزم برهم‌کنش میان اجزای ساختار، طیف عبوری موج‌بر در دو حالت مجزا بررسی شد. مطابق شکل ۱C)، حضور تنها تشدیدگر استاب منجر به یک شکل خط لورنتزی متقارن می‌گردد که نشان‌دهنده رفتار یک فیلتر شکافی است [۴۷] (منحنی مشکی). در مقابل، حضور انفرادی دیواره فلزی، یک طیف عبوری پهن‌بند و پیوسته ایجاد می‌کند (منحنی قرمز). با ترکیب هم‌زمان این دو المان، یک تشدید فانوی نامتقارن و حاد پدیدار می‌گردد (منحنی سبز).

بیشینه ضریب عبور در قله تشدید فانو معادل ۹۵.۴٪ به‌دست آمده است؛ این تقلیل اندک نسبت به حالت ایده‌آل، عمدتاً ناشی از تلفات اهمی فلز و تلفات جفت‌شدگی در ساختار است. همچنین، مقادیر تلفات بازگشتی^۱ حدود ۲۳ dB و تلفات عبوری نزدیک به ۰ dB گزارش شده است (ر.ک. شکل ۳S). با توجه به اینکه پهنای کامل در نصف بیشینه (FWHM) برای این تشدید ۰.۳۴۸ THz است.

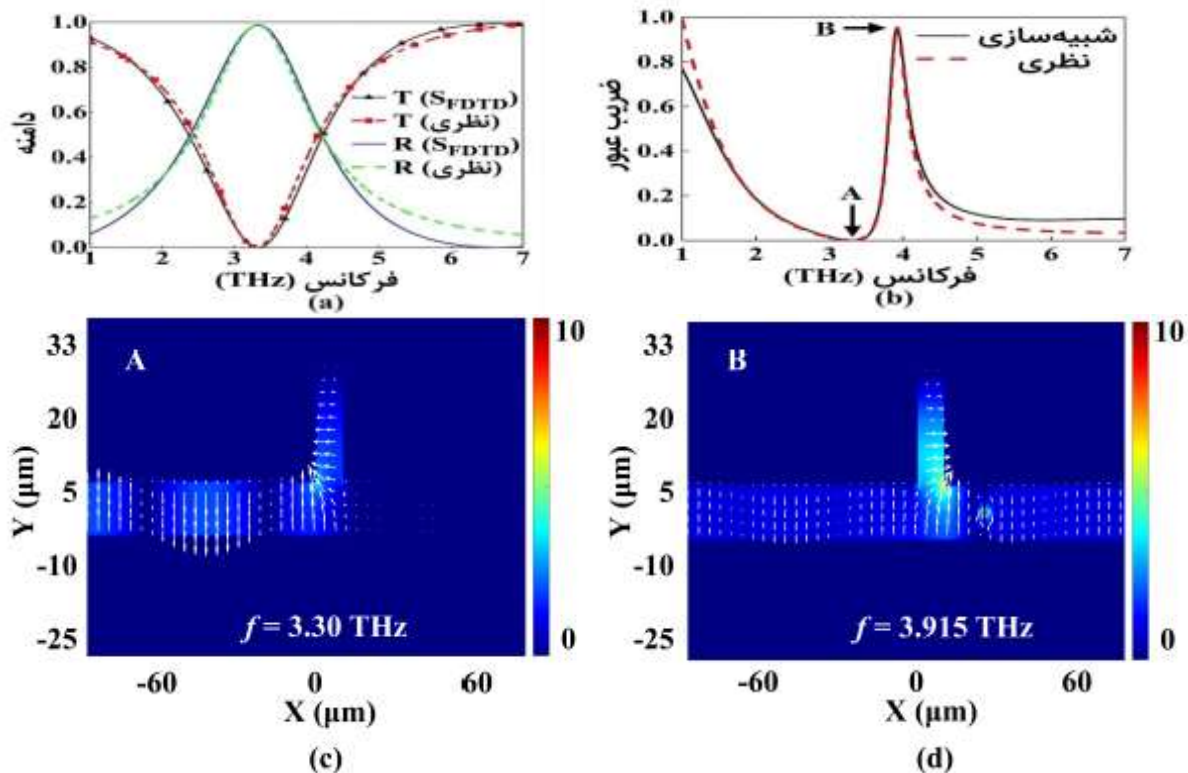
با در نظر گرفتن فرکانس تشدید f_0 و استفاده از رابطه $Q = f_0 / \text{FWHM}$ ، ضریب کیفیت (Q-factor) در این حالت حدود ۱۱.۲۵ محاسبه می‌شود. همچنین، کمینه ضریب عبور در فرکانس شکافی^۲ معادل ۳.۳ THz به مقدار صفر می‌رسد که این امر با تلفات بازگشتی معادل ۰ dB و تلفات عبوری^۳ در حدود ۶۰ dB انطباق کامل دارد (ر.ک. شکل ۳S-a در اطلاعات تکمیلی).

علاوه بر این، به‌منظور ارزیابی کارایی ساختار در هدایت امواج، تلفات انتشار در واحد فاصله با استفاده از روش FDTD معادل $2.836 \times 10^{-4} \text{ dB}/\mu\text{m}$ محاسبه گردید (ر.ک. شکل ۴S). این مقدار بیانگر طول انتشاری در حدود ۱.۴۷ cm برای پلاریتون‌های پلاسمون سطحی (SPPs) در این ساختار است که در مقایسه با پژوهش‌های مشابه، عملکردی بهینه را نشان می‌دهد [۴۸].

¹ Return loss

² Notch frequency

³ Transmission loss



شکل ۲. مقایسه بین نتایج نظری و شبیه‌سازی. (a) نتایج شبیه‌سازی (خطوط ممند سیاه و آبی) و نتایج نظری (خطچین‌های قرمز و سبز) برای طیف‌های عبور و بازتاب بر اساس موج‌بر MDM جفت‌شده با استاب. پارامترهای هندسی به‌صورت $L = 120 \mu\text{m}$ و $L = w = 210 \mu\text{m}$ با مقدار $I \tau = c \Delta \lambda \lambda_{e02} = 1 \times 10^{12}$ تنظیم شده‌اند. λ_0 و $\Delta \lambda$ به‌ترتیب طول‌موج رزونانس و پهنای باند تشدیدگر استاب هستند و $f = 3.3 \text{ THz}$ است. (b) نتیجه شبیه‌سازی (خط ممند سیاه) و نتیجه نظری (خطچین قرمز) برای طیف‌های عبور بر اساس موج‌بر MDM جفت‌شده با تشدیدگر استاب و دیواره فلزی. پارامترهای هندسی به‌صورت $f = 3.3 \text{ THz}$ ، $I \tau = c \Delta \lambda \lambda_{e02} = 1 \times 10^{12}$ تنظیم شده‌اند. توزیع‌های میدان الکتریکی $|E|$ و بردار میدان الکتریکی در (e) دره (dip) و (d) قله (peak) تشدید فانو؛ طول و جهت فلش‌های سفید به‌ترتیب نشان‌دهنده دامنه و جهت میدان الکتریکی E هستند.

تحلیل‌های تفصیلی مربوط به تلفات انتشار در بخش «اطلاعات تکمیلی» ارائه شده است. نتایج حاصل از شکل ۱ (e) مبین آن است که تشدید فانو از تداخل میان تشدیدگر استاب (به‌عنوان مد گسسته) و دیواره فلزی (به‌عنوان مد پیوسته) نشأت می‌گیرد؛ با این حال، تبیین دقیق نوع این تداخل مستلزم واکاوی توزیع میدان‌هاست. به‌منظور درک عمیق مکانیزم تداخل، توزیع‌های میدان مغناطیسی Hz در کمینه (دره) و بیشینه (قله) عبور فانو به‌ترتیب در شکل‌های ۱ (d) و ۱ (e) ترسیم شده است.

مطابق با شکل ۱ (d)، انتشار موج نوری در فرکانس $f = 3.3 \text{ THz}$ به دلیل جفت‌شدگی قوی میان موج‌بر MDM و تشدیدگر استاب متوقف شده و به سمت ورودی بازتابیده می‌شود. در این فرکانس، به دلیل هم‌فاز بودن (In-phase)

توزیع‌های میدان Hz در داخل تشدیدگر استاب و سمت چپ دیواره فلزی، یک تداخل سازنده^۱ میان آن‌ها رخ می‌دهد. این تداخل، بازتابش موج را بیش از پیش تقویت کرده و منجر به ایجاد کمینه در طیف عبوری (دره‌ی فانو) می‌گردد. از این رو، می‌توان استنباط کرد که تشدیدگر استاب نقشی کلیدی در شکل‌گیری دره‌ی تشدید فانو ایفا می‌نماید. در مقابل، شکل ۱ (e) نشان می‌دهد که امواج تابشی در فرکانس ۳.۹۱۵ THz به‌طور مؤثری از ساختار موج‌بر عبور می‌کنند. در این حالت، توزیع‌های میدان Hz در تشدیدگر استاب و مجاورت دیواره فلزی دارای اختلاف فاز ۱۸۰ درجه یا به‌عبارتی ناهم‌فاز هستند. این اختلاف فاز منجر به یک تداخل ویرانگر^۲ شدید میان دو مد شده که باعث خنثی شدن بازتاب و در نتیجه، پدیدار شدن یک قله عبور حاد^۳ می‌گردد.

بنابراین، دره عبور فانو عمدتاً توسط بازتاب قوی تشدیدگر استاب و تقویت آن از طریق تداخل سازنده با دیواره فلزی تعیین می‌شود؛ در حالی که قله عبور فانو برآیند تداخل ویرانگر میان این دو المان است. علاوه بر این، ترکیب تشدیدگر استاب و دیواره فلزی مشابه یک حفره (کاوک) فابری-پرو عمل می‌کند که توزیع شدت میدان $|Hz|^2$ محبوس شده در آن، به‌وضوح در شکل ۱ (f) قابل مشاهده است. فرآیند پویای این توزیع‌های میدان و نحوه برهم‌کنش فازها در ویدئوی ضمیمه، ارائه شده است.

ب. تحلیل نظری (مدل ماتریس پراکندگی)

ویژگی‌های طیفی و نوری ساختار پیشنهادی را می‌توان فراتر از مدل‌سازی‌های عددی، با استفاده از نظریه ماتریس پراکندگی (SMT) [۴۹، ۵۰] مورد تجزیه و تحلیل قرار داد. بر اساس این رویکرد، طول‌موج تشدید در یک ساختار موج‌بری جفت‌شده با یک استاب تک^۴، مطابق با مرجع [۴۷] از رابطه زیر پیروی می‌کند:

$$\lambda_m = \frac{4n_{eff}L_1}{2m - \Delta\phi(\lambda)/\pi}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

¹ Constructive interference

² Destructive interference

³ Sharp peak

⁴ Single stub-coupled

در رابطه (۱)، $RI_{n_{eff}}$ نشان‌دهنده ضریب شکست مؤثر است که با عرض موج بر MDM و پهنای تشدیدگر استاب نسبت عکس دارد. همچنین $\Delta\phi\lambda$ بیانگر تغییر فاز نور تابشی در حین انتشار و m مرتبه‌ی مد تشدید می‌باشد. با استناد به رابطه (۱)، طول موج تشدید ساختار مستقیماً با ارتفاع (طول) تشدیدگر استاب تناسب دارد؛ این پیش‌بینی تئوری با نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی که در شکل S3(b) از «اطلاعات تکمیلی» ارائه شده، کاملاً همخوانی دارد.

علاوه بر این، بر پایه نظریه ماتریس پراکندگی (SMT) [۴۹]، ضرایب انتقال و بازتاب برای ساختار موج‌بر جفت‌شده با یک تشدیدگر استاب تک را می‌توان از طریق روابط زیر استخراج نمود:

$$T(f) = \frac{(f - f_0)^2 + (1/\tau_0)^2}{(f - f_0)^2 + (1/\tau_0 + 1/\tau_e)^2} \quad (2) \quad R(f) = \frac{(1/\tau_e)^2}{(f - f_0)^2 + (1/\tau_0 + 1/\tau_e)^2} \quad (3)$$

در این معادلات، f_0 بیانگر فرکانس تشدید است؛ همچنین پارامترهای $1/\tau_0$ و $1/\tau_e$ به ترتیب نشان‌دهنده ضرایب زوال^۱ میدان ناشی از تلفات ذاتی^۲ و تلفات جفت‌شدگی^۳ در ساختار پیشنهادی می‌باشند [۵۱]. به‌منظور ساده‌سازی مدل نظری، از تلفات ذاتی صرف‌نظر شده است؛ بر این اساس، طیف‌های عبور و بازتاب حاصل از معادلات (۲) و (۳) در شکل ۲ (a) ترسیم شده‌اند. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود، میزان عبور در فرکانس $f = 3.3$ به کمینه مقدار خود $T_{min} = 0$ میل می‌کند که این نتیجه انطباق بسیار بالایی با داده‌های حاصل از شبیه‌سازی عددی نشان می‌دهد.

به‌منظور شکستن تقارن شکل خط و دستیابی به طیف عبور فانو که دارای ویژگی‌های تیزی^۴ و نامتقارنی است، یک دیواره فلزی دارای روزنه^۵ در فاصله معینی از مرکز تشدیدگر استاب تعبیه شده است. این دیواره فلزی از دیدگاه فیزیکی به‌عنوان یک المان نیمه‌بازتابگر^۶ عمل می‌کند؛ بدین معنا که موج تابشی در مواجهه با آن، بخشی را منتقل و بخش دیگر را بازتاب می‌دهد.

طیف‌های عبوری ناشی از تشدید فانو را می‌توان از طریق ترکیب ماتریس‌های انتقال مربوط به تشدیدگر استاب و دیواره فلزی محاسبه نمود [۵۰]. بر این اساس، ماتریس پراکندگی^۷ کل برای ساختار فانو در فرکانس کاری f به صورت زیر بیان می‌گردد:

¹ Decay rates

² Intrinsic loss

³ Coupling loss

⁴ Sharpness

⁵ Aperture

⁶ Partially reflective element

⁷ Scattering matrix

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} S_{-3} \\ S_{+3} \end{bmatrix} &= T_{cavity} T_0 T_{wall} \begin{bmatrix} S_{-1} \\ S_{+1} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} \frac{i(f-f_0)+2/\tau_e}{i(f-f_0)} & \frac{2/\tau_e}{i(f-f_0)} \\ \frac{-2/\tau_e}{i(f-f_0)} & \frac{i(f-f_0)-2/\tau_e}{i(f-f_0)} \end{bmatrix} \\
 &\quad \begin{bmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta} \end{bmatrix} \frac{1}{i\sqrt{1-r^2}} \begin{bmatrix} -1 & -r \\ r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{-1} \\ S_{+1} \end{bmatrix} \quad (4)
 \end{aligned}$$

در این رابطه، T_{cavity} و T_{wall} به‌ترتیب نشان‌دهنده ماتریس‌های انتقال مربوط به تشدیدگر استاب و دیواره فلزی می‌باشند. همچنین، T_0 ماتریس تطبیق فاز^۱ است که اثر فاصله فیزیکی بین دو المان را در محاسبات لحاظ می‌کند و δ نیز بیانگر تغییر فاز القایی در حین انتشار نور میان این دو بخش است.

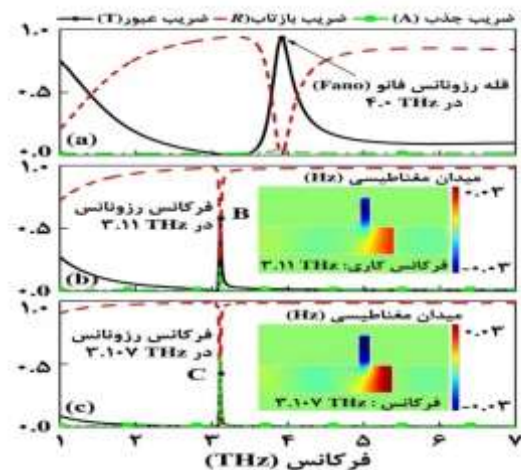
شکل ۳. تحلیل مشخصات تشدید فانو تحت تغییر پارامترهای ساختاری در طرح پیشنهادی. طیف‌های شبیه‌سازی شده‌ی عبور (منحنی ممتد مشکی)، بازتاب (منحنی نقطه‌چین قرمز) و تلفات (منحنی نقطه‌چین سبز) برای سه پیکربندی مختلف:

(a) $L = 120 \mu\text{m}$, $L = w = 210 \mu\text{m}$, $t = 1 \mu\text{m}$, $a = 0.4 \mu\text{m}$, $d = 20 \mu\text{m}$

(b) $L = 120 \mu\text{m}$, $L = 28 \mu\text{m}$, $w = 18 \mu\text{m}$, $t = 1 \mu\text{m}$, $a = 0.2 \mu\text{m}$, $d = 25 \mu\text{m}$

(c) $L = 120 \mu\text{m}$, $L = 28 \mu\text{m}$, $w = 18 \mu\text{m}$, $t = 2.5 \mu\text{m}$, $a = 0.2 \mu\text{m}$, $d = 25 \mu\text{m}$

تصاویر داخلی، توزیع میدان مغناطیسی Hz را در نقاط تشدید B و C نشان می‌دهند.



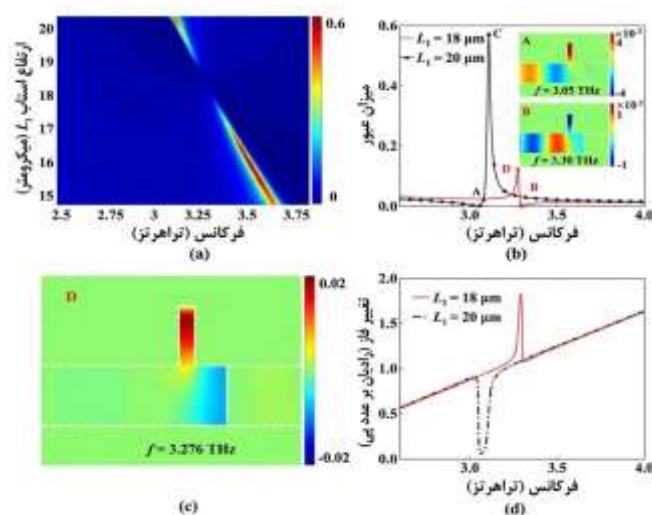
فاز ناشی از انتشار نور از تشدیدگر استاب به سمت دیواره فلزی به‌صورت $\delta\pi = 2fd c$ تعریف می‌شود که در آن C بیانگر سرعت نور در خلاء است. همچنین، r نشان‌دهنده ضریب بازتاب دیواره فلزی است که مشخصات آن در شکل S3(c) از «اطلاعات تکمیلی» ارائه شده است. در نهایت، با ترکیب این پارامترها در مدل ماتریسی، طیف عبور کل برای ساختار پیشنهادی از طریق رابطه زیر استخراج می‌گردد:

$$T = \left| \frac{S_{-3}}{S_{+1}} \right|^2 = |r^2 - 1| \left| \frac{2\pi i(f-f_0)}{(2\pi(f-f_0) + 2i/\tau_e)e^{-i\delta} - 2ire^{i\delta}/\tau_e} \right| \quad (5)$$

¹ Phase matching matrix

این اثر تحت لایسنس کرییتیو کامنز (تخصیص ۴.۰ بین‌المللی) منتشر شده است. جهت کسب اطلاعات بیشتر، به نشانی <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/> مراجعه نمایید.

طیف‌های عبوری تشدید فانو که از طریق محاسبات نظری و با بهره‌گیری از معادله (۵) به‌دست آمده‌اند، در شکل ۲(b) ترسیم شده‌اند. انطباق مطلوب میان این نتایج و داده‌های حاصل از شبیه‌سازی، صحت مدل‌سازی انجام شده را تایید می‌کند. با این حال، انحرافات جزئی مشاهده شده عمدتاً ناشی از لحاظ نکردن تلفات ذاتی^۱ مواد در مدل نظری و همچنین تغییر فاز اضافی القا شده توسط تشدیدگر استاب است. مقایسه‌های تکمیلی برای پارامترهای هندسی مختلف در شکل S5 از «اطلاعات تکمیلی» ارائه شده است.



شکل ۴. تحلیل ویژگی‌های تشدید فانو تحت تغییر ارتفاع تشدیدگر استاب. (a) نمودار کانتور طیف‌های عبوری با تغییر ارتفاع 15 to 20 μm (b) مقایسه شکل‌خط تشدید فانو برای دو ارتفاع $L = 18$ and $20 \mu\text{m}$ و تصاویر داخلی نشان‌دهنده توزیع میدان مغناطیسی Hz در فرکانس‌های تشدید نقطه (A) ۳.۰۵ THz و نقطه (B) ۳.۳ THz هستند. (C) نگاشت توزیع میدان Hz برای ساختاری با فرکانس $L = 18 \mu\text{m}$ at 3.276 THz و نقطه (D) تغییرات فاز سیستم در دو ارتفاع ۱۸ و ۲۰ میکرومتر که جهش فازی در محل تشدید را نشان می‌دهد.

علاوه بر این، به‌دلیل برهم‌نهی و بروز پدیده تداخل سازنده و ویرانگر در سیستم پیشنهادی، میدان‌های الکتریکی موضعی بسیار قوی در ساختار ایجاد می‌شود که در شکل‌های ۲(e) و (d) به تصویر کشیده شده است. همان‌طور که در شکل ۲(c) مشاهده می‌شود، در فرکانس مربوط به کمینه (Dip) تشدید فانو، نگاشت میدان‌های الکتریکی نشان‌دهنده تمرکز شدید انرژی در داخل تشدیدگر استاب است؛ این محبوس‌شدگی^۲ بالای میدان ناشی از جفت‌شدگی قوی میان استاب و موج‌بر است که با تحلیل‌های ارائه‌شده در بخش‌های پیشین مطابقت دارد.

در مقابل، توزیع میدان‌های الکتریکی در فرکانس مربوط به قله (Peak) تشدید فانو که در شکل ۲(d) نشان داده شده است، به‌طور هم‌زمان در هر دو بخش تشدیدگر استاب و دیواره فلزی مشاهده می‌شود. شایان ذکر است که حداکثر شدت میدان در قله تشدید، پنج برابر بزرگتر از شدت میدان در نقطه کمینه (Dip) است. این تقویت قابل‌توجه

¹ Intrinsic losses

² Confinement

به این دلیل است که تداخل ویرانگر قوی میان مدهای ناشی از تشدیدگر استاب و دیواره فلزی، منجر به شکل‌گیری قله عبور فانو و در پی آن، ایجاد یک توزیع میدانی بسیار قدرتمند در ساختار می‌گردد.

۳. نتایج و بحث

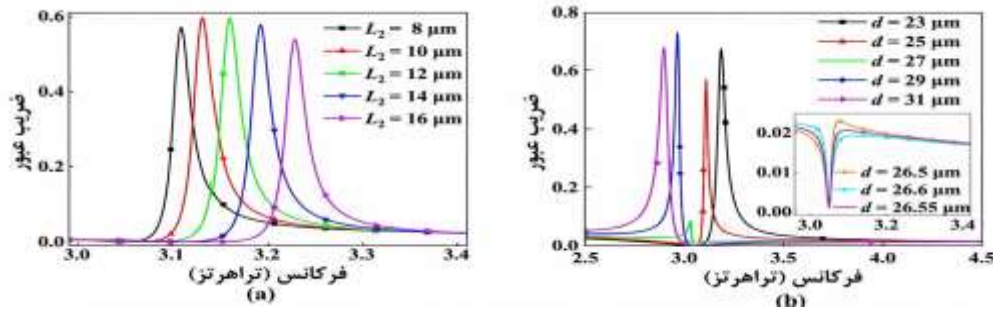
الف. تحلیل پارامتری

پاسخ طیفی تشدید فانو به‌شدت تحت تأثیر ابعاد هندسی ساختار قرار دارد. با هدف ارتقای ضریب کیفیت در تشدید فانو — که عاملی کلیدی در بهبود عملکرد حسگرهای ترازترز محسوب می‌شود — در این بخش به بهینه‌سازی پارامترهای ساختار پیشنهادی می‌پردازیم. بدین منظور، مشخصات طیفی شامل میزان عبور T ، بازتاب R و تلفات A در سیستم طراحی‌شده را به‌دقت مورد بررسی و تحلیل قرار می‌دهیم. تحت سه پیکربندی هندسی متفاوت مورد واکاوی قرار گرفت. شکل ۳(a) نشان‌دهنده یک قله عبور مرتفع، کمینه بازتاب ناچیز و تلفات اندک در $f = 3.915$ THz است؛ در اینجا پارامتر تلفات A به‌صورت $A = 1 - T - R$ محاسبه شده است. با توجه به محبوس‌شدگی شدید میدان در موج‌برهای فلز-دی‌الکتریک-فلز، تلفات مشاهده شده فاقد ماهیت تابشی بوده و عمدتاً از نوع غیرتابشی و ناشی از جذب ذاتی مواد است.

در مقایسه با نتایج شکل ۳(a)، طیف عبور در شکل ۳(b) تغییر وضعیت سریعی را از حالت حفره به قله در فرکانس‌های $f = 3.05, 3.11$ نشان می‌دهد. در این حالت، ضریب کیفیت بالاتری معادل ۱۳۰ با بازده عبور ۰.۵۸ حاصل شده است. با این حال، افزایش هم‌زمان بازتاب و تلفات در فرکانس تشدید، منجر به کاهش دامنه قله عبور فانو گشته است. از این رو، افت دامنه در قله عبور مستقیماً ناشی از افزایش تلفات است؛ محدودیتی که می‌توان با ادغام محیط‌های بهره^۱ در ساختار تشدیدگرها بر آن فایق آمد [۵۲]. با بررسی تصاویر داخلی در شکل‌های ۳(b) و ۳(c)، می‌توان دریافت که توزیع میدان مغناطیسی Hz در تشدیدگر استاب با توزیع میدان در موج‌بر در نقاط B و C هم‌فاز^۲ است. این رفتار با توزیع میدان در نقطه A نمایش داده شده در شکل ۳(e) تفاوت اساسی دارد و بیانگر وجود جفت‌شدگی ضعیف و تداخل سازنده میان تشدیدگر استاب و موج‌بر در این نقاط است. با مقایسه توزیع میدان Hz در این سه نقطه، می‌توان نتیجه گرفت که دستیابی به ضریب کیفیت بالای تشدید فانو، محصول تداخل ویرانگر قدرتمند میان تشدیدگر استاب و دیواره فلزی، و هم‌زمان جفت‌شدگی ضعیف میان تشدیدگر استاب و موج‌بر اصلی است.

¹ Gain mediums

² In-phase



شکل ۵. طیف‌های عبوری تشدید فانو با (a) عرض‌های مختلف تشدیدگر استاب و (b) فاصله‌های مختلف بین مرکز تشدیدگر استاب و دیواره فلزی. پارامترها به این صورت تنظیم شده‌اند $L = 120 \mu\text{m}$, $L_2 = 28 \mu\text{m}$, $w = 18 \mu\text{m}$, $t = 1 \mu\text{m}$, $a = 0.2 \mu\text{m}$, $d = 25 \mu\text{m}$.

در تشدیدگر استاب؛ تغییرات مکان کمینه در ساختار موج‌بر فانو با رفتار موج‌بر جفت‌شده با تک-استاب کاملاً مطابقت دارد. مطابق با رابطه (۱)، با افزایش ارتفاع استاب L_1 ، کمینه عبور در شکل خط شبه‌لورنتزی^۱ ساختار تک-استاب، دچار انتقال به سرخ^۲ می‌شود. به‌همین ترتیب، با افزایش L_1 از ۱۵ به ۲۰ میکرومتر — همان‌گونه که در شکل ۴(a) مشهود است — کمینه عبور در ساختار فانو نیز به سمت فرکانس‌های پایین‌تر جابه‌جا می‌شود. هم‌زمان، قله عبور فانو نیز به دلیل افزایش ضریب شکست مؤثر^۳ در ساختار پیشنهادی، دچار انتقال به سرخ می‌گردد. علاوه بر این، نتایج نشان می‌دهند که کمینه میزان عبور در حدود ارتفاع $L_1 = 18 \mu\text{m}$ به‌وقوع می‌پیوندد. این پدیده را می‌توان چنین تبیین کرد که وقتی ارتفاع استاب L_1 با عرض موج‌بر w برابر می‌شود، قدرت جفت‌شدگی^۴ بین تشدیدگر استاب و موج‌بر به بیشینه خود رسیده و در نهایت منجر به بازتاب حداکثری و افت شدید ضریب عبور می‌گردد.

از آنجایی که کمینه (Dip) تشدید فانو در مقایسه با قله (Peak)، حساسیت بالاتری نسبت به تغییرات L_1 نشان می‌دهد، با افزایش ارتفاع استاب، جابه‌جایی سریع‌تری را تجربه می‌کند. همین امر سبب می‌شود که طبق شکل ۴(b)، شکل خط فانو در ارتفاع $L_1 = 20 \mu\text{m}$ در مقایسه با $18 \mu\text{m}$ معکوس گردد. به‌منظور درک دقیق‌تر این تغییر فاز و تبدیل شکل خط، توزیع میدان مغناطیسی Hz و پاسخ فازی ساختار پیشنهادی برای این دو ارتفاع مختلف در شکل‌های ۴(c) و ۴(d) مورد واکاوی قرار گرفته است. مطابق با شکل ۴(c) و تصویر درونی پایینی در شکل ۴(b)، در ارتفاع $L_1 = 18 \mu\text{m}$ مشاهده می‌شود که تشدیدگر استاب و دیواره فلزی ابتدا در وضعیت ناهم‌فاز نقطه D و سپس در حالت هم‌فاز نقطه B قرار می‌گیرند. بر این اساس، تداخل میان تشدیدگر استاب و دیواره فلزی متوالیاً از نوع ویرانگر و سپس سازنده است که همین توالی، منجر به ظهور طیف عبور نامتقارن فانو می‌گردد. علاوه بر این، همان‌گونه که در شکل ۴(d) نشان داده شده است، پاسخ فازی ساختار پیشنهادی در $L_1 = 20 \mu\text{m}$ تفاوت آشکاری با حالت $18 \mu\text{m}$ دارد. بنابراین، موج تابشی پس از

¹ Lorentzian-like

² Redshift

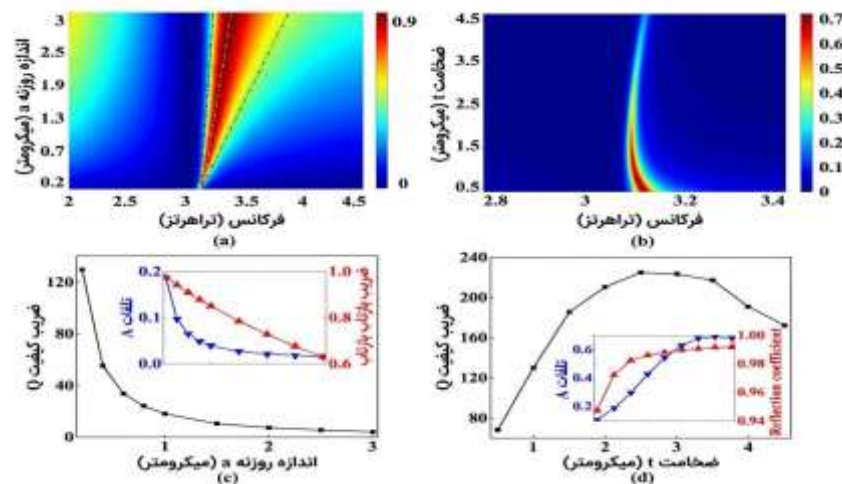
³ Effective RI

⁴ Coupling strength

عبور از ساختارهایی با ارتفاع استاب متفاوت، درجات متفاوتی از تغییر فاز را تجربه می‌کند که در نهایت منجر به دگرگونی و معکوس شدن شکل خط فانو می‌گردد.

شکل ۵(a) تغییرات طیف عبور را با تغییر عرض تشدیدگر استاب L_2 در بازه ۸ تا ۱۶ میکرومتر نشان می‌دهد. شایان ذکر است که عرض استاب نقشی کلیدی در تعیین ضریب شکست مؤثر (n_{eff}) ساختار و قدرت جفت‌شدگی میان تشدیدگر و موج‌بر MDM ایفا می‌کند که به‌طور غیرمستقیم بر ویژگی‌های تشدید فانو اثرگذار است. با افزایش L_2 ، قله تشدید فانو به دلیل کاهش ضریب شکست مؤثر، از فرکانس ۳.۱۱ به ۳.۲۳ THz جابه‌جا می‌شود. انتقال به آبی^۱، علاوه بر این، میزان عبور ابتدا به دلیل کاهش تلفات جفت‌شدگی افزایش یافته و سپس به علت تشدید بازتاب و تقویت جفت‌شدگی، روند کاهشی در پیش می‌گیرد؛ به‌طوری که بیشینه عبور معادل ۰.۶ در $L_2 = 10 \mu m$ حاصل شده است.

نتایج نشان می‌دهد که قله تشدید فانو با افزایش ارتفاع و عرض استاب، به ترتیب دچار انتقال به سرخ و انتقال به آبی می‌شود. همچنین، وابستگی قله تشدید به ارتفاع به مراتب بیشتر از عرض استاب است که این موضوع در شکل‌های ۴(a) و ۵(a) به اثبات رسیده است. دلیل فیزیکی این پدیده آن است که طبق رابطه (۱)، طول موج تشدید با (n_{eff}) و ارتفاع تشدیدگر رابطه مستقیم دارد، در حالی که (n_{eff}) با عرض تشدیدگر رابطه عکس داشته و همبستگی ضعیف‌تری با آن نشان می‌دهد. افزون بر این، طیف‌های عبور برای مقادیر بزرگتر L_2 ۲۴ تا ۳۲ میکرومتر در شکل S6 (b) از اطلاعات تکمیلی ارائه شده است. این نتایج نشان می‌دهند که با افزایش L_2 به ۲۹ میکرومتر، یک گذار از شکل خط فانو به نوع لورنتزی رخ می‌دهد که مشابه تغییرات مشاهده شده در اثر تغییر L_1 است.



شکل ۶. طیف‌های عبور تشدید فانو با (a) اندازه‌های مختلف گشودگی دیواره فلزی و (b) ضخامت‌های مختلف دیواره فلزی. ضریب کیفیت محاسبه‌شده برای تشدید فانو (c) به‌عنوان تابعی از اندازه گشودگی a و (d) ضخامت t . ضریب بازتاب r و تلفات A برای مقادیر مختلف a و t به ترتیب در تصاویر درونی شکل‌های ۶(c) و ۶(d) نمایش داده شده‌اند. پارامترها به‌صورت زیر تنظیم شده‌اند:

$$L = 120 \mu m, L = 28 \mu m, w = 18 \mu m, t = 1 \mu m, a = 0.2 \mu m, d = 25 \mu m.$$

¹ Blue-shift

با توجه به اینکه دیواره فلزی می‌تواند در هر موقعیتی نسبت به تشدیدگر استاب قرار گیرد، طیف‌های عبور فانو برای فواصل مختلف d در شکل ۵(b) مورد واکاوی قرار گرفته‌اند. با افزایش d از ۲۳ به ۳۱ میکرومتر، فرکانس تشدید دچار جابه‌جایی به سرخ از ۳.۱۸ به ۲.۹۰ تراهرتز می‌شود. بر اساس تحلیل‌های تئوری، این پدیده به دلیل رابطه خطی میان تغییر فاز δ و فاصله d رخ می‌دهد که مستقیماً فرکانس تشدید فانو را تحت تأثیر قرار می‌دهد. علاوه بر این، میزان عبور در این بازه رفتاری نوسانی و غیرخطی نسبت به d نشان می‌دهد؛ چرا که تغییر فاصله d ، قدرت تداخل میان تشدیدگر استاب و دیواره فلزی را دگرگون ساخته و با تغییر در میزان بازتاب ساختار، در نهایت بر بازده عبور اثر می‌گذارد. افزون بر این، با افزایش d به ۲۶.۵۵ میکرومتر، یک گذار در شکل خط از حالت فانو به لورنتزی مشاهده می‌شود که جزئیات آن در تصویر درونی شکل ۵(b) به نمایش درآمده است.

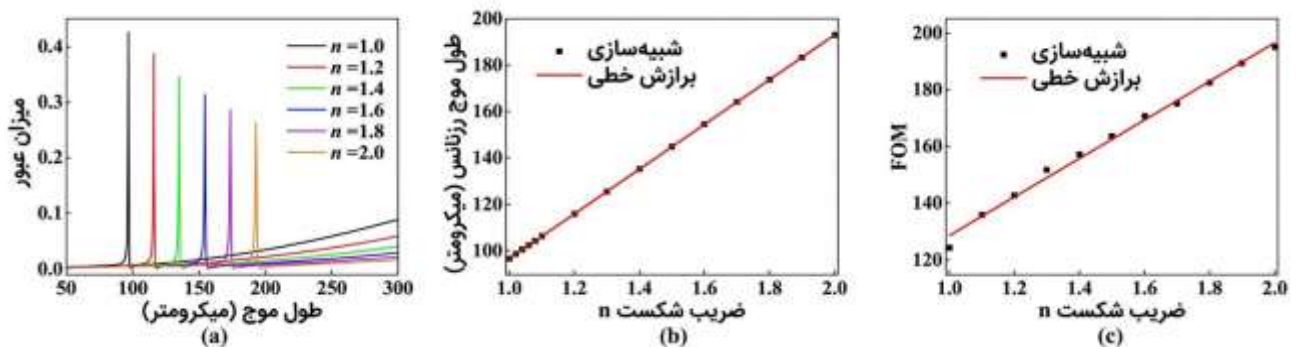
مطابق با شکل ۵(b)، می‌توان چنین تبیین کرد که در فاصله $26.55 \mu\text{m}$ تداخل ویرانگر شدیدی که میان تشدیدگر استاب و دیواره فلزی وجود داشت، از بین می‌رود. در این وضعیت، تشدیدگر استاب به‌طور مستقل طیف عبوری نوع لورنتزی را کنترل نموده و دیواره فلزی تأثیر خود را بر پاسخ سیستم از دست می‌دهد. بر این اساس، جابه‌جایی و تبدیل میان شکل‌های لورنتزی و فانو می‌تواند از طریق تنظیم دقیق ارتفاع و عرض تشدیدگر استاب و همچنین موقعیت قرارگیری دیواره فلزی محقق گردد.

علاوه بر این، با استناد به شکل S6 (c) در اطلاعات تکمیلی، مشاهده می‌شود که قرارگیری دیواره فلزی در سمت چپ یا راست تشدیدگر استاب، به پدیدار شدن نتایج مشابهی منجر می‌گردد. با در نظر گرفتن این حقیقت که ضریب بازتاب r فاکتور تعیین‌کننده‌ای در مشخصات طیف عبوری فانو (ارائه شده در معادله ۵) محسوب می‌شود، اثر پارامترهای هندسی بر این ضریب را از طریق شبیه‌سازی مورد واکاوی قرار دادیم که نتایج آن در شکل ۶ ارائه شده است.

شکل ۶(a) رابطه میان ضریب عبور و اندازه گشودگی^۱ a را در بازه ۰.۲ تا ۳ میکرومتر نشان می‌دهد. این نتایج حاکی از آن است که با افزایش a ، میزان عبور به دلیل کاهش ضریب بازتاب r و تلفات غیرتابشی A افزایش می‌یابد (مطابق با تصویر درونی شکل ۶(c)). بر این اساس، می‌توان دریافت که مقادیر r و A حساسیت بسیار بالایی نسبت به تغییرات گشودگی a دارند. نکته حائز اهمیت این است که مکان کمینه (Dip) تشدید فانو بدون تغییر باقی می‌ماند؛ چرا که این پارامتر نه توسط دیواره فلزی، بلکه توسط ویژگی‌های تشدیدگر استاب تعیین می‌شود. با این حال، قله (Peak) تشدید فانو از ۳.۱۱ به ۳.۳۵ تراهرتز جابه‌جایی به آبی نشان می‌دهد. دلیل این پدیده آن است که با افزایش a و کاهش متعاقب r ، تداخل ویرانگر میان تشدیدگر استاب و دیواره فلزی تضعیف شده که در نهایت منجر به افزایش پهنای باند در نیم‌توان (FWHM) می‌گردد. با توجه به ثبات مکان کمینه پدیده فانو، افزایش FWHM سبب فاصله گرفتن قله از کمینه و بروز انتقال به آبی می‌شود. همچنین، شکل ۶(c) نشان می‌دهد که با کاهش a ، ضریب کیفیت فانو به‌طور

¹ Aperture size

چشم‌گیری افزایش می‌یابد. شدت تشدید به‌دلیل تقویت میدان و افزایش قدرت تداخل بهبود می‌یابد. با این حال، دستیابی به ضریب کیفیت (Q-factor) بالا با کاهش میزان عبور همراه است؛ از این رو، یک توازن (Trade-off) میان بیشینه عبور و ضریب کیفیت در ساختار پیشنهادی مشاهده می‌شود. شکل ۶(b) نشان می‌دهد که با افزایش ضخامت t از ۰.۵ به ۴.۵ میکرومتر، قله تشدید فانو جابه‌جایی بسیار ناچیزی داشته و در نزدیکی ۳۰۱.۲ تراهرتز ثابت می‌ماند که بیانگر عدم وابستگی فرکانس تشدید به پارامتر t است. این ویژگی کلیدی می‌تواند برای جبران خطاهای احتمالی در ابعاد ساخت^۱ مورد استفاده قرار گیرد و چالش‌های فرآیند ساخت را به‌طور چشم‌گیری کاهش دهد.



شکل ۷. کاربرد حسگری ساختار پیشنهادی با ضرایب شکست (RI) مختلف محیط دی‌الکتریک. (a) طیف‌های عبور تشدید فانو هنگام تغییر ضریب شکست دی‌الکتریک در بازه ۱.۰ تا ۲.۰ پارامترها ($L = 120 \mu\text{m}$, $L = 28 \mu\text{m}$, $w = 18 \mu\text{m}$, $t = 2.5 \mu\text{m}$, $a = 0.2 \mu\text{m}$, $d = 25 \mu\text{m}$). (b) نقاط سیاه، طول‌موج تشدید حاصل از شبیه‌سازی عددی را به‌عنوان تابعی از ضریب شکست دی‌الکتریک نشان می‌دهند. خط مستقیم قرمز، برازش خطی بر داده‌های شبیه‌سازی شده است که برای تعیین میزان حساسیت معادل 96480 nm/RIU به کار رفته است. (c) نقاط سیاه، فاکتور شایستگی (FOM) را به‌عنوان تابعی از ضریب شکست دی‌الکتریک نشان می‌دهند و خط مستقیم قرمز، برازش خطی متناظر بر این داده‌هاست.

جدول ۱
مقایسه عملکرد حسگری فانو

مرجع	محدوده طول موج کاری (تراهرتز)	محدوده ضریب شکست (Δn)	S_{max} (nm/RIU)	FOM_{max}	ضریب کیفیت (Q-factor)
[58]	1.1-1.5	1.۰-1.6	20600	4.61	57
[59]	0.4-1.2	1.۰-3.۰	57000	0.83	5.3
[60]	0.3-0.7	1.۰-2.۰	103000	4.47	9.6
[61]	0.4-1.۰	1.۰-2.۰	176000	14.05	11.22
[62]	1.۰-7.۰	1.۰-1.8	6750	3.64	19.2
[63]	0.5-2.۰	1.۰-1.6	70500	1.34	5.34
[64]	0.6-2.۰	1.۰-2.۰	32600	1.79	19.28
کار حاضر	1.0-7.۰	1.۰-2.۰	96480	195	225

از سوی دیگر، میزان عبور به‌دلیل افزایش تلفات غیرتابشی (A) و ضریب بازتاب (r)، مطابق با تصویر درونی شکل ۶(d)، از ۰.۶۳ به ۰.۲ کاهش می‌یابد. بر اساس شکل ۶(d)، بیشینه ضریب کیفیت معادل ۲۲۵ در ضخامت $t = 2.5 \mu\text{m}$ حاصل شده است که این مقدار برای کاربردهای حسگری تراهرتز با حساسیت بالا بسیار ایده‌آل ارزیابی می‌شود.

ب. کاربردهای حسگری

¹ Fabrication errors

به دلیل قله تشدید فانو که بسیار باریک و تیز است، یکی از کاربردهای جذاب ساختار پیشنهادی، حسگری تراهرتز می‌باشد. حساسیت (S) شاخص مهمی برای توصیف یک حسگر ضریب شکست است که به صورت $S_n = \Delta \lambda / \lambda$ تعریف می‌شود؛ که در آن $\Delta \lambda$ بیانگر تغییرات طول موج رزنانس فانو و Δn نشان‌دهنده تغییرات ضریب شکست دی‌الکتریک (n) است. شکل ۷ (a) طیف‌های عبور را با تغییر ضریب شکست از ۱.۰ تا ۲.۰ با گام‌های ۰.۲ نشان می‌دهد. این محدوده از ضریب شکست (RI)، طیف گسترده‌ای از زیست‌مولکول‌ها و آنالیت‌های شیمیایی در ناحیه تراهرتز را پوشش می‌دهد. در اینجا، چندین ماده شاخص در بازه ضریب شکست ۱ تا ۲ فهرست شده‌اند؛ از جمله:

اووالبومین^۱ ($n \approx 1.15$)، سیکلوهگزان^۲ ($n = 1.3$)، ترکیبات هیدروکربنی^۳ ($n = 1.39-1.43$)، روغن کلزا^۴ ($n = 1.44$)، محلول اتانول^۵ ۷۵٪ ($n = 1.6$)، گلیسرین^۶ ($n = 1.77$) و ماده منفجره^۷ HMX ($n = 1.81$). طیف‌های عبوری فانو، جابه‌جایی به سرخ (Red-shift) واضحی را در طول موج رزنانس نشان می‌دهند که در محدوده ۹۶.۴۸ تا ۱۹۲.۹۵ میکرومتر متغیر است. همچنین، میزان عبور در تشدید فانو به دلیل افزایش ضریب بازتاب مؤثر ساختار، با افزایش ضریب شکست کاهش می‌یابد. برازش خطی طول موج رزنانس فانو که در شکل ۷ (b) ارائه شده است، منجر به محاسبه حساسیت $S = 9.648 \times 10^4$ می‌گردد. همان‌طور که در جدول ۱ مقایسه شده است، این مقدار نه تنها با سایر حسگرهای ضریب شکست مبتنی بر فانو در ناحیه تراهرتز قابل مقایسه است، بلکه در موارد متعددی عملکرد برتری را نشان می‌دهد.

علاوه بر این، فاکتور شایستگی (FOM) نیز نقش تعیین‌کننده‌ای در ارزیابی عملکرد حسگر ایفا می‌کند که به صورت نسبت حساسیت به پهنای باند در نیم‌توان تعریف می‌شود $FOM = S \cdot FWHM$ [54]. در اینجا، مقادیر FOM ساختار پیشنهادی هم‌زمان با تغییر ضریب شکست محیط دی‌الکتریک از ۱.۰ تا ۲.۰ در شکل ۷ (c) ارائه شده است. این نمودار نشان می‌دهد که FOM به دلیل تقویت تداخل ویرانگر و کاهش متعاقب پهنای خط (Linewidth) فانو، به صورت خطی افزایش می‌یابد. بیشینه مقدار FOM در ضریب شکست $n = 2.0$ به عدد ۱۹۵ می‌رسد. افزون بر این، در مقایسه با سایر حسگرهای ضریب شکست، حسگر مبتنی بر ساختار پیشنهادی می‌تواند به FOM بالاتری دست یابد که جزئیات این مقایسه در جدول ۱ قابل مشاهده است.

در فرآیند تشخیص عملی، دو عدسی استوانه‌ای تخت-محدب^۸ با ابعاد بهینه در درگاه‌های ورودی و خروجی و در تماس مستقیم با موج بر تعبیه می‌شوند (جزئیات بیشتر در شکل S7 اطلاعات تکمیلی ارائه شده است) [55]. این

¹ ovalbumin

² cyclohexane

³ C₈H₁₈-C₁₆H₃₄

⁴ rapeseed oil

⁵ ethanol solution

⁶ glycerin

⁷ HMX

⁸ Plano-convex

عدسی‌ها علاوه بر جلوگیری از نشت آنالیت، کارایی کوپلینگ نوری^۱ به داخل و خارج از موج‌بر را به‌طور چشم‌گیری بهبود می‌بخشند. در این چیدمان، آنالیت را می‌توان با استفاده از یک سرنگ دقیق^۲ به ناحیه تشخیص تزریق کرد. همچنین، از یک پرتو لیزر متمرکز^۳ جهت پایش وضعیت پر شدن موج‌بر از آنالیت استفاده می‌شود. با توجه به اینکه شکاف (Gap) موجود در موج‌بر می‌تواند به‌عنوان کانالی برای جریان سیال عمل کند، ساختار پیشنهادی قابلیت ادغام با فناوری‌های میکروسیال^۴ را داراست که امکان پایش آبی و بی‌درنگ^۵ را فراهم می‌سازد [57].

۴. نتیجه‌گیری

در این تحقیق، یک تشدیدگر فانو با ساختار تخت زیرطول‌موج^۶ در ناحیه تراهرتز، متشکل از یک دیواره فلزی و یک موج‌بر فلز-دی‌الکتریک-فلز (MDM) کوپل شده با استاب (Stub)، به‌صورت عددی و تئوری مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج حاصل از شبیه‌سازی‌های عددی به روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD)، انطباق بسیار خوبی را با تحلیل‌های تئوری مبتنی بر نظریه ماتریس انتقال (SMT) نشان دادند. بررسی‌ها تایید می‌کنند که ظهور تشدید فانو در این ساختار، ناشی از تداخل میان مد گسسته باریک (حاصل از تشدیدگر استاب) و مد پیوسته پهن (ناشی از اثر دیواره فلزی) است.

در این ساختار، حداکثر میزان عبور ۹۵.۴٪ با تلفات انتشار $2.836 \times 10^{-4} \text{ dB}/\mu\text{m}$ به دست آمد. طیف عبوری فانو را می‌توان به راحتی با تغییر پارامترهای هندسی تنظیم کرد؛ همچنین تغییر شکل خط طیف از فانو به لورنتزین با کنترل ارتفاع و عرض تشدیدگر استاب و نیز فاصله بین استاب و دیواره فلزی محقق شد. علاوه بر این، حداکثر ضریب کیفیت (Q-factor) با بهینه‌سازی پارامترهای ساختاری به ۲۲۵ رسید که به وضوح حدود ۶۰ برابر نسبت به ساختار موج‌بر ساده با یک استاب بهبود یافته است. در کاربرد حسگری، نتایج نشان داد که ساختار موج‌بر MDM مبتنی بر فانو می‌تواند به حساسیت بالای 96480 nm/RIU و فاکتور شایستگی (FOM) رضایت‌بخش ۱۹۵ در محدوده وسیعی از ضریب شکست دست یابد. بنابراین، ساختار پیشنهادی چشم‌انداز کاربردی خوبی در فیلترینگ و حسگری تراهرتز دارد و امکان‌سنجی استفاده از ادوات موج‌بر پلاسمونیک زیرطول‌موج را در باند تراهرتز فراهم می‌کند.

¹ Optical coupling

² Precision syringe

³ HeNe

⁴ Microfluidics

⁵ Real-time monitoring

⁶ Subwavelength

منابع:

REFERENCES

- [1] U. FANO, "Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts," *Phys. Rev.*, vol. 124, no. 6, pp. 1866-1878, Dec. 1961.
- [2] M.F. Limonov, M.V. Rybin, A.N. Poddubny, and Y.S. Kivshar, "Fano resonances in photonics," *Nat. Photon.*, vol. 11, no. 9, pp. 543-554, Sep. 2017.
- [3] Y. Yu, W. Xue, E. Semenova, K. Yvind, and J. Mork, "Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser," *Nat. Photon.*, vol. 11, no. 2, pp. 81-84, Feb. 2017.
- [4] Y. Bao, Z. Hu, Z. Li, X. Zhu, and Z. Fang, "Magnetic plasmonic Fano resonance at optical frequency," *Small*, vol. 11, no. 18, pp. 2177-2181, May 2015.
- [5] Y. Wang, C. Sun, H. Li, Q. Gong, and J. Chen, "Self-reference plasmonic sensors based on double Fano resonances," *Nanoscale*, vol. 9, no. 31, pp. 11085-11092, Jun. 2017.
- [6] Z. Tu, D. Gao, M. Zhang, and D. Zhang, "High-sensitivity complex refractive index sensing based on Fano resonance in the subwavelength grating waveguide micro-ring resonator," *Opt. Express*, vol. 25, no. 17, pp. 20911-20922, Aug. 2017.
- [7] P.P. Vabishchevich, S. Liu, M.B. Sinclair, G.A. Keeler, G.M. Peake, and I. Brener, "Enhanced second-harmonic generation using broken symmetry III-V semiconductor Fano metasurfaces," *ACS Photon.*, vol. 5, no. 5, pp. 1685-1690, May 2018.
- [8] V.A. Nguyen, Q.M. Ngo, and K.Q. Le, "Efficient color filters based on Fano-like guided-mode resonances in photonic crystal slabs," *IEEE Photon. J.*, vol. 10, no. 2, pp. 1-8, Feb. 2018.
- [9] Z. Shen, S. Zhou, S. Ge, W. Hu, and Y. Lu, "Liquid crystal enabled dynamic cloaking of terahertz Fano resonators," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 114, no. 4, Jan. 2019, Art. no. 041106.
- [10] C. Wu *et al.*, "Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers," *Nat. Mater.*, vol. 11, no. 1, pp. 69-75, Jan. 2012.
- [11] B. Li *et al.*, "Sensing application in Fano resonance with T-shape structure," *J. Lightw. Technol.*, vol. 34, no. 14, pp. 3342-3347, Jul. 2016.
- [12] X. Guo, H. Hu, X. Zhu, X. Yang, and Q. Dai, "Higher order Fano graphene metamaterials for nanoscale optical sensing," *Nanoscale*, vol. 9, no. 39, pp. 14998-15004, Oct. 2017.
- [13] C. Wu, A.B. Khanikaev, and G. Shvets, "Broadband slow light metamaterial based on a double-continuum Fano resonance," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, no. 10, pp. Mar. 2011, Art. no. 107403.
- [14] S. Zhan *et al.*, "Tunable nanoplasmonic sensor based on the asymmetric degree of Fano resonance in MDM waveguide," *Sci. Rep.*, vol. 6, no. 1, Mar. 2016, Art. no. 22428.
- [15] S. Wang, T. Zhao, S. Yu, and W. Ma, "High-performance nano-sensing and slow-light applications based on tunable multiple Fano resonances and EIT-like effects in coupled plasmonic resonator structure," *IEEE Access*, vol. 8, pp. 40599-40611, Mar. 2020.
- [16] N. Dabidian *et al.*, "Electrical switching of infrared light using graphene integration with plasmonic Fano resonant metasurfaces," *ACS Photon.*, vol. 2, no. 2, pp. 216-227, Dec. 2015.
- [17] Y.K. Srivastava *et al.*, "MoS₂ for ultrafast all-optical switching and modulation of THz Fano photonic devices," *Adv. Opt. Mater.*, vol. 5, no. 23, Dec. 2017, Art. no. 1700762.
- [18] M. Song *et al.*, "Nanofocusing beyond the near-field diffraction limit via plasmonic Fano resonance," *Nanoscale*, vol. 8, no. 3, pp. 1635-1641, Dec. 2016.
- [19] N.K. Emani, T. Chung, A.V. Kildishev, V.M. Shalae, Y.P. Chen, and A. Boltasseva, "Electrical modulation of Fano resonance in plasmonic nanostructures using graphene," *Nano Lett.*, vol. 14, no. 1, pp. 78-82, Dec. 2013.
- [20] S.H. Mousavi *et al.*, "Inductive tuning of Fano-resonant metasurfaces using plasmonic response of graphene in the mid-infrared," *Nano Lett.*, vol. 13, no. 3, pp. 1111-1117, Feb. 2013.
- [21] J. Park, K. Kim, I. Lee, H. Na, S. Lee and B. Lee, "Trapping light in plasmonic waveguides," *Opt. Express*, vol. 18, no. 2, pp. 598-623, Jan. 2010.
- [22] Z. Li, K. Wen, Y. Fang, and Z. Guo, "Refractive index sensing research on multi-Fano-based plasmonic MDM resonant structure with water-based dielectric," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 56, no. 3, pp. 1-7, Jun. 2020.
- [23] S. Yan, X. Yang, D. Xu, H. Su, X. Wu, and E. Hua, "MDM structure with inverted M-type cavity for sensing applications," *IEEE Sens. J.*, vol. 21, no. 6, pp. 7468-7477, Mar. 2021.
- [24] S. Li, Y. Wang, R. Jiao, L. Wang, G. Duan, and L. Yu, "Fano resonances based on multimode and degenerate mode interference in plasmonic resonator structure," *Opt. Express*, vol. 25, no. 4, pp. 3525-3533, Feb. 2017.
- [25] Z. Guo, K. Wen, Q. Hu, W. Lai, J. Lin, and Y. Fang, "Plasmonic multichannel refractive index sensor based on subwavelength tangent-ring metal-insulator-metal waveguide," *Sensors*, vol. 18, no. 5, Apr. 2018, Art. no. 1348.
- [26] J. Zhu and N. Li, "MDM waveguide structure consisting of a semicircular resonant cavity coupled with a key-shaped resonant cavity," *Opt. Express*, vol. 28, no. 14, pp. 19978-19987, Jul. 2020.
- [27] R. Al Mahmud, M.O. Faruque, and R.H. Sagor, "A highly sensitive plasmonic refractive index sensor based on triangular resonator," *Opt. Commun.*, vol. 483, Nov. 2021, Art. no. 126634.
- [28] S. Zhan, *et al.*, "Tunable nanoplasmonic sensor based on the asymmetric degree of Fano resonance in MDM waveguide," *Sci. Rep.*, vol. 6, no. 1, Mar. 2016, Art. no. 22428.
- [29] Y. Chen, *et al.*, "Sensing performance analysis on Fano resonance of metallic double-baffle contained MDM waveguide coupled ring resonator," *Opt. Laser Technol.*, vol. 101, pp. 273-278, May 2018.
- [30] F. Chen, H. Zhang, L. Sun, J. Li, and C. Yu, "Temperature tunable Fano resonance based on ring resonator side coupled with a MIM waveguide," *Opt. Laser Technol.*, vol. 116, pp. 293-299, Apr. 2019.
- [31] Y. Chou Chau, C. Chou Chao, H.J. Huang, N.T.R.N. Kumara, C.M. Lim and H. Chiang, "Ultra-High Refractive Index Sensing Structure Based on a Metal-Insulator-Metal Waveguide-Coupled T-Shape Cavity with Metal Nanorod Defects," *Nanomaterials*, vol. 9, no. 10, pp. 1433, Sep. 2019.
- [32] Z. Li *et al.*, "Manipulation of multiple Fano resonances based on a novel chip-scale MDM structure," *IEEE Access*, vol. 8, pp. 32914-32921, Feb. 2020.
- [33] J. Zhang, H. Feng and Y. Gao, "Plasmonic Narrowband Filter Based on an Equilateral Triangular Resonator with a Silver Bar," *Photonics*, vol. 8, no. 7, pp. 244, Jun. 2021.
- [34] Y. Zhang *et al.*, "A graphene based tunable terahertz sensor with double Fano resonances," *Nanoscale*, vol. 7, no. 29, pp. 12682-12688, Jun. 2015.
- [35] Q. Li *et al.*, "Monolayer graphene sensing enabled by the strong Fano-resonant metasurface," *Nanoscale*, vol. 8, no. 39, pp. 17278-17284, Sep. 2016.
- [36] Y.K. Srivastava, L. Cong and R. Singh, "Dual-surface flexible THz Fano metasensor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, no. 20, Nov. 2017, Art. no. 201101.
- [37] W. Xu *et al.*, "Terahertz biosensing with a graphene-metamaterial heterostructure platform," *Carbon*, vol. 141, pp. 247-252, Sep. 2019.
- [38] A. Ahmadivand, B. Gerislioglu, R. Ahuja, and Y. Kumar Mishra, "Terahertz plasmonics: The rise of toroidal metadevices towards

این اثر تحت لایسنس کرییتیو کامنز (تخصیص ۴.۰ بین‌المللی) منتشر شده است. جهت کسب اطلاعات بیشتر، به نشانی

<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0> مراجعه نمایید.

- [39] S. Jahani and Z. Jacob, "All-dielectric metamaterials," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 11, no. 1, pp. 23-36, Jan. 2016.
- [40] G. Veronis and S. Fan, "Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 13, Sep. 2005, Art. no. 131102.
- [41] G. Veronis and S. Fan, "Modes of subwavelength plasmonic slot waveguides," *J. Lightw. Technol.*, vol. 25, no. 9, pp. 2511-2521, Sep. 2007.
- [42] A. Melikyan *et al.*, "High-speed plasmonic phase modulators," *Nat. Photon.*, vol. 8, no. 3, pp. 229-233, Mar. 2014.
- [43] M. Danaie and A. Shahzadi, "Design of a high-resolution metal-insulator-metal plasmonic refractive index sensor based on a ring-shaped Si resonator," *Plasmonics*, vol. 14, no. 6, pp. 1453-1465, Mar. 2019.
- [44] M.A. Ordal, R.J. Bell, R.J. Alexander, L.L. Long and M.R. Querry, "Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths," *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 4, pp. 744-752, Feb. 1987.
- [45] H.-J. Hagemann, W. Gudat, C. Kunz, "Optical constants from the far infrared to the x-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al₂O₃," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 65, no. 6, pp. 742-744, Jun. 1975.
- [46] A.D. Rakic, A.B. Djuricic, J.M. Elazar and M.L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 22, pp. 5271-5283, Aug. 1998.
- [47] X. Lin and X. Huang, "Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 23, pp. 2874-2876, Dec. 2008.
- [48] P. Berini, R. Charbonneau, N. Lahoud, and G. Mattiussi, "Characterization of long-range surface-plasmon-polariton waveguides," *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 4, Aug. 2005, Art. no. 043109.
- [49] Y. Xu, Y. Li, R.K. Lee, and A. Yariv, "Scattering-theory analysis of waveguide-resonator coupling," *Phys. Rev. E*, vol. 62, no. 5B, pp. 7389-7404, Nov. 2000.
- [50] S. Fan, "Sharp asymmetric line shapes in side-coupled waveguide-cavity structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 6, pp. 908-910, Feb. 2002.
- [51] Q. Li, T. Wang, Y. Su, M. Yan, and M. Qiu, "Coupled mode theory analysis of mode-splitting in coupled cavity structure," *Opt. Express*, vol. 18, no. 8, pp. 8367-8382, Apr. 2010.
- [52] Y. Zhao *et al.*, "Gain enhanced Fano resonance in a coupled photonic crystal cavity-waveguide structure," *Sci. Rep.*, vol. 6, no. 1, Sep. 2016, Art. no. 33645.
- [53] R. Singh, W. Cao, I. Al-Naib, L. Cong, W. Withayachumnankul, and W. Zhang, "Ultrasensitive terahertz sensing with high-Q Fano resonances in metasurfaces," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 17, Oct. 2014, Art. no. 171101.
- [54] L.J. Sherry, S. Chang, G.C. Schatz, R.P. Van Duyne, B.J. Wiley, and Y. Xia, "Localized surface plasmon resonance spectroscopy of single silver nanocubes," *Nano Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 2034-2038, Aug. 2005.
- [55] R. Mendis and D. Grischkowsky, "Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 11, pp. 846-848, Jun. 2001.
- [56] R. Mendis, V. Astley, J. Liu and D.M. Mittleman, "Terahertz microfluidic sensor based on a parallel-plate waveguide resonant cavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 17, pp. 171113, Oct. 2009.
- [57] X. Li, Song and J.X.J. Zhang, "Design of terahertz metal-dielectric-metal waveguide with microfluidic sensing stub," *Opt. Commun.*, vol. 361, pp. 130-137, Oct. 2016.
- [58] C. Ding *et al.*, "Dual-band ultrasensitive THz sensing utilizing high quality Fano and quadrupole resonances in metamaterials," *Opt. Commun.*, vol. 350, pp. 103-107, Mar. 2015.
- [59] K. Shih, P. Pitchappa, L. Jin, C. Chen, R. Singh, and C. Lee, "Nanofluidic terahertz metasensor for sensing in aqueous environment," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 113, no. 7, Aug. 2018, Art. no. 071105.
- [60] M. Gupta, Y.K. Srivastava, M. Manjappa, and R. Singh, "Sensing with toroidal metamaterial," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 12, Mar. 2017, Art. no. 121108.
- [61] S. Karmakar, D. Kumar, R.K. Varshney, and D.R. Chowdhury, "Strong terahertz matter interaction induced ultrasensitive sensing in Fano cavity based stacked metamaterials," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 53, no. 41, Jul. 2020, Art. no. 415101.
- [62] P. Tang *et al.*, "Ultrasensitive specific terahertz sensor based on tunable plasmon induced transparency of a graphene micro-ribbon array structure," *Opt. Express*, vol. 26, no. 23, pp. 30655-30666, Nov. 2018.
- [63] M. Chen, L. Singh, N. Xu, R. Singh, W. Zhang, and L. Xie, "Terahertz sensing of highly absorptive water-methanol mixtures with multiple resonances in metamaterials," *Opt. Express*, vol. 25, no. 13, pp. 14089-14097, Jun. 2017.
- [64] L. Du, J. Li, Q. Liu, J. Zhao, and L. Zhu, "High-Q Fano-like resonance based on a symmetric dimer structure and its terahertz sensing application," *Opt. Mater. Express*, vol. 7, no. 4, pp. 1335-1342, Apr. 2017.

سوابق نویسندگان:

*میهینگ لی (Meiping Li)

در حال حاضر در مقطع کارشناسی ارشد در رشته میکرواسپکترونیک و الکترونیک حالت جامد در دانشگاه شاندونگ (Shandong University)، جینان، چین مشغول به تحصیل است. حوزه‌های تحقیقاتی مورد علاقه فعلی او شامل متامتریال‌های تراهرتز (THz)، حسگری تراهرتز و فیلترهای تراهرتز می‌باشد.

یان‌پنگ شی (Yanpeng Shi)

مدرک کارشناسی خود را در رشته علم و فناوری الکترونیک از دانشگاه شاندونگ، چین، در سال ۲۰۱۰ دریافت کرد. او مدرک دکتری خود را در رشته میکروالکترونیک و الکترونیک حالت جامد از موسسه نیمه‌هادی‌ها (Institute of Semiconductors)، آکادمی علوم چین، پکن، در سال ۲۰۱۵ اخذ نمود. او در حال حاضر به عنوان پژوهشگر وابسته در دانشگاه شاندونگ مشغول به کار است. علایق پژوهشی فعلی وی شامل افزاره‌های مبتنی بر مواد دوبعدی (۲D material)، متامتریال‌های تراهرتز، حسگری تراهرتز و پدیده EOT (عبور نوری فوق‌العاده) است.