



دانشگاه تهران بردیس دانشکده های فنی دانشکده مهندسي برق و کامپيوتر

موضوع: طراحی و ساخت کریستال های فوتونی



پايان نامه براي دريافت درجه كارشناسي ارشد مهندسي برق-گرايش مخابرات ميدان شهريور 1385



دانشگاه تهران پردیس دانشکده های فني دانشکده مهندسي برق و کامپیوتر صفحه تصویب پایان نامه کارشناسی ارشد

نگارش: یاشار کمیجانی

پايان نامه براي دريافت درجه كارشناسي ارشد رشته مهندسي برق-گرايش مخابرات ميدان

از این پایان نامه در تاریخ 1385/6/16 در مقابل داوران دفاع به عمل آمد و مورد تصویب قرار گرفت.

معاونت أموزشي و تحصيلات تكميلي پرديس	دکتر جواد فیض	•••••
دانشکده های فني :		
ریاست دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر :	دكتر پرويز جبه دارمارالاني	
سرپرست تحصیلات تکمیلی دانشکده مهندسی برق	دکتر سید مهدی فخرایی	
و کامپیونز :		
استاد راهنما :	دكتر سيد شمس الدين	
	مهاجرزاده	
استاد راهنما :	دکتر محمود شاہ آبادی	
نمايندە تحصيلات تكميلى :	دکتر رضا فرجی دانا	
استاد داور داخلی :	دکتر امید شعاعی	
استاد داور مدعو :	دکتر نیما تق <i>وی</i> نیا	•••••

تقديم به پدر و مادرم

کریستال های فوتونی موادی مصنوعی هستند که در آنها تغییرات متناوب ضریب شکست ممانعت از انتشار امواج الکترومغناطیسی را در بازه ای از فرکانس ها موسوم به باند توقف در پی دارد. در این پایان نامه پس از معرفی کریستال های فوتونی ، به بررسی اثر تقارن کریستالی بر خواص آنها پرداخته و خواص کریستال های فوتونی یک بعدی را به عنوان نمونه ای ساده بدقت مطالعه می کنیم. روش نوینی برای مطالعه نظری پراکندگی فوتون ها از کریستال های فوتونی محدود و نامحدود ارائه شده که علاوه بر کاربرد به عنوان یک ابزار محاسباتی برای تحلیل این نوع پراکندگی ، نشان می دهد که هر کریستال فوتونی دو و سه بعدی را می توان بصورت مجموعه ای از کریستال های فوتونی یک بعدی در نظر گرفت.

سپس روش های رایج ساخت کریستال های فوتونی مورد مطالعه قرار گرفته و تکنیک نوین زدایش عمودی PET به کمک پرتو ماوراء بنفش به عنوان روشی توانمند و اقتصادی برای پیاده سازی این ساختار ها معرفی شده است. تلاش زیادی برای بهبود و اصلاح تکنیک یاد شده صرف شده و مدلی ملکولی از فرآیند زدایش ارائه شده که به همراه شبیه سازی های انجام گرفته به درک بهتر عوامل موثر و تنظیم بهینه پارامترها کمک می کند. در نهایت حصول ساختارهایی با نسبت تتاسب 30 و تحقق ساختارهایی با ابعاد 600 نانومتر گزارش شده و ظرفیت بالقوه تکنیک برای دستیابی به دقت بالاتر و ابعاد کوچکتر نیز مورد بررسی قرارگرفته است.

برای کاهش ابعاد نقاب از محدوده قدرت تفکیک پذیری چاپگرهای موجود به اندازه مطلوب از روش اپتیکی استفاده شده و در مرحله بعد زدایش عمودی PET با استفاده از نقاب حاصل برای پیاده سازی انواع کریستال های فوتونی دو بعدی مورد استفاده قرار گرفته است. با توجه به مشخصه کاملا عمودی زدایش PET ، ایجاد ساختارهای مورب و با شیب دلخواه در پلاستیک بعنوان یکی از مهمترین قابلیت های این روش معرفی شده و سپس از این روش برای ساخت یک کریستال فوتونی سه بعدی استفاده شده است. برای بررسی مشخصات کریستال های ساخته شده ، طیف عبور اشعه مادون قرمز از کریستال در زوایای مختلف اندازه گیری شده است. متاسفانه بدلیل تلف و پاشندگی بسیار بالای PET در محدوده طول موجی مورد بررسی و نیز اختلاف کم ضریب شکست PET با هوا مقایسه این نتایج با شبیه سازی میسر نشده

تقدير و تشكر

بدون شک انجام این پایان نامه بدون لطف خداوند متعال و کمک و پشتیبانی اطرفیان میسر نبوده است. مهمتر از همه پدر و مادرم که با ایثار و پشتیبانی و تشویق های خود محرک اصلی من در تلاش برای رسیدن به این درجه و درجات بالاتر بوده اند. امید که آنچه پیش رو دارید نشانه کوچکی از قدردانی من از این محبت ها بوده باشد.

از اسانید راهنمایم جناب آقای دکتر مهاجرزاده و جناب آقای دکتر شاه آبادی که در طول انجام پروژه از نظرات ، راهنمایی ها و پشتیبانی های ایشان بهره بسیار بردم بی نهایت سپاسگزارم و خداوند را شاکرم که فرصت درس آموزی از محضر این اسانید را در اختیارم قرار داد. بویژه به آقای دکتر مهاجرزاده بخاطر محبت پدرانه و زحمات فراوانی که متحمل شدند بسیار مدیونم.

به خانم **بهار خادم حسینیه** نیز که در بخش عمده این پروژه در کنار هم بودیم ، بخاطر صبر و دلسوزی و از خود گذشتگی ای که به خرج دادند مدیونم و برایشان آرزوی موفقیت و کامیابی در تحصیل و زندگی را دارم. بی شک بدون کمک و همکاری ایشان بسیاری از نتایج این پروژه حاصل نمی شد. امید که حتی اگر "پروژه هایمان" به نتیجه نرسد ، قدردانی من از تجربه **لذت فهمیدن در کنار هم** را باور داشته باشد.

از دوستان خوبم **یاسر عبدی** به خاطر دوستی صادقانه و نیز همکاری در رشد نانولوله های کربنی و **نیما** ایزدی به خاطر همراهی صمیمانه در فراز و نشیب های این دو سال و همکاری در زدایش PET متشکرم. از آقایان علی اخوان و سیامک سهرایی به خاطر همکاری در مراحل مختلف انجام پروژه ، از آقایان مهندس صادقی و طریقت به خاطر کمک و مشاوره در ساخت سامانه های مختلف و بالاخره از بابک فلاح ، مهدی صادقی فرشید کرباسیان و حجر صداقت پیشه که تجربیات خود را در اختیارم قرار دارند و مهمتر از آن حضورشان برایم مایه دلگرمی بود نیز سپاسگزارم.

از سایر اعضای آزمایشگاه لایه نازک نیز که در مدت دو سال انجام این پروژه فضایی آکنده از دوستی صمیمیت و همدردی در آزمایشگاه ایجاد کرده و گذشت زمان و سختی پروژه را آسان نمودند ، کمال قدردانی و تشکر را داشته و برای یکایک ایشان آرزوی سلامتی و توفیق دارم.

این پروژه هم با همه سختی هایش ، مانند پروژه های دیگر گذشت. فرصت بودن در میان جمعی صمیمی ، کوله باری از خاطرات تلخ و شیرین و نام هایی که هریک در اعماق قلبم جای دارند. این برایم ماند.

تابستان 1385 یاشار کمیجانی

1	پیش گفتار
3	1- آشنایی با کریستال های فوتونی
5	1-1- مفاهيم اوليه
7	1-1-1 مقايسه فوتون با الكترون
8	1−1−2 تفرق براگ
10	1-1-3- مفهوم باند توقف
11	1-1-4- فضای مستقیم و معکوس
12	1-1-5- تقارن و قضيه بلاخ
14	1-2- كريستال هاى فوتونى يک بعدى
14	1-2-1 منشاء باند توقف
18	1-2-2- محاسبه ضريب بازتاب كريستال فوتوني يك بعدي
21	1-2-3- محدود بودن كريستال
22	1-2-1 اثر ضريب شكست
23	1-2-5 اثر تغییر مقیاس ساختار
25	1-2-6- اثر وجود ناخالصبي در كريستال
27	1-2-7- موجبر با زنجیره ای از ناخالصی ها
29	1-2-8 برخورد مايل
31	1-3- کریستال های فوتونی دو بعدی
31	1-3-1- برخورد عمود با کریستال های دو بعدی
31	1-3-2 برخورد مایل با کریستال های دو بعدی
33	1–3–3– شکاف انرژی کامل و اہمیت اختلاف ضریب شکست
35	1-4- منابع و مآخذ
36	2- تحليل كريستال هاى فوتونى
39	2-1- نظریه پراکندگی
39	2-1-1 تابع موج فوتون
40	2-1-2 نمایش کوانتومی معادلات ماکسول
42	2-1-3- فرمولبندی نظریه پراکندگی

43	2–1–4– نمایش تکانه ای	
45	2–1–5– تقريب بورن	
45	2-2- ساختارهای متناوب	
46	2–2–1– کریستال ہای تک بعدی	
49	2-2-2 ساختارهای متناوب محدود	
50	2–2–3– مطالعه ناخالصبي ها	
52	2-2-4- کریستال های دو بعدی	
55	2–2–5– مراتب بالاتر تقريب بورن	
56	2-2-6- سری بورن و ہمگرایی	
57	2-3- محاسبه پترن پراکندگی در تقریب اول	
57	2–3–1– نمایش مکان	
60	2–3–2– تقريب بورن	
61	2–3–3– تقریب میدان دور	
63	2-3-4 نتايج شبيه سازى	
64	2-4- قدم های آینده	
65	2-5- منابع و مآخذ	
66	3- روش های ساخت کریستال های فوتونی	
66 68	3– روش های ساخت کریستال های فوتونی 3–1– کریستال های فوتونی دو بعدی	
66 68 69	3- روش های ساخت کریستال های فوتونی 3-1- کریستال های فوتونی دو بعدی 3-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا	
66 68 69 71	3- روش های ساخت کریستال های فوتونی 3-1- کریستال های فوتونی دو بعدی 3-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 3-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X	
66 68 69 71 73	 3- روش های ساخت کریستال های فوتونی 1-3- کریستال های فوتونی دو بعدی 1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 1-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 1-1-3- زدایش با استفاده از یون های فعال 	
66 68 69 71 73 74	 3- روش های ساخت کریستال های فوتونی 5-1- کریستال های فوتونی دو بعدی 5-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 5-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 5-1-3- زدایش با استفاده از یون های فعال 5-2- کریستال های فوتونی سه بعدی 	
66 68 69 71 73 74 74	 5- روش های ساخت کریستال های فوتونی 1-3- کریستال های فوتونی دو بعدی 1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 1-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 1-2-5- زدایش با استفاده از یون های فعال 2-1-5- ساختارهای لایه به لایه 	
 66 68 69 71 73 74 74 74 77 	 3- روش های ساخت کریستال های فوتونی 5-1- کریستال های فوتونی دو بعدی 5-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 5-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 5-1-5- زدایش با استفاده از یون های فعال 5-2- کریستال های فوتونی سه بعدی 5-2-1- ساختارهای لایه به لایه 	
 66 68 69 71 73 74 74 74 77 79 	 5- روش های ساخت کریستال های فوتونی 5-1- کریستال های فوتونی دو بعدی 5-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 5-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 5-1-5- زدایش با استفاده از یون های فعال 5-2- کریستال های فوتونی سه بعدی 5-2-1- ساختارهای لایه به لایه 5-2-2- به هم چسباندن ویفر 7-3-3-2-3 	
 66 68 69 71 73 74 74 74 77 79 84 	 3- روش های ساخت کریستال های فوتونی 5- 1- کریستال های فوتونی دو بعدی 5-1- سیلیکون بر روی نارسانا 5-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 5-1-5- زدایش با استفاده از یون های فعال 5-2- کریستال های فوتونی سه بعدی 5-2-1- ساختارهای لایه به لایه 5-2-2- به هم چسباندن ویفر 7-3- داخش نگاری تداخلی 	
 66 68 69 71 73 74 74 74 77 79 84 84 	 3- روش های ساخت کریستال های فوتونی 5- ا- عریستال های فوتونی دو بعدی 5-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 5-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 5-1-5- زدایش با استفاده از یون های فعال 5-2-2 مریستال های فوتونی سه بعدی 5-2-1- ساختارهای لایه به لایه 5-2-2 به هم چسباندن ویفر 5-2-2 به هم چسباندن ویفر 5-2-3 نقش نگاری تداخلی 5-3 داخت کریستال های فوتونی دو بعدی 	
 66 68 69 71 73 74 74 74 77 79 84 84 87 	 5- روش های ساخت کریستال های فوتونی 5-1- کریستال های فوتونی دو بعدی 5-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 5-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 5-1-5- زدایش با استفاده از یون های فعال 5-2-2 کریستال های فوتونی سه بعدی 5-2-1- ساختارهای لایه به لایه 5-2-2- به هم چسباندن ویفر 5-3-1-5- ساختای دویفری 5-1-5- نقش نگاری تداخلی 5-3-1-1- ساختای های فوتونی دو بعدی 	
 66 68 69 71 73 74 74 74 77 79 84 84 87 89 	 5- روش های ساخت کریستال های فوتونی 6-1- کریستال های فوتونی دو بعدی 6-1-1- سیلیکون بر روی نارسانا 6-1-2- ساخت نقاب و نقش نگاری اشعه X 7-1-3- زدایش با استفاده از یون های فعال 7-3- کریستال های فوتونی سه بعدی 7-3- ساختارهای لایه به لایه 7-3- به هم چسباندن ویفر 7-3- داخلی با استفاده از پراش 7-3- داخلی با استفاده از پراش 7-3- داخلی با استفاده از پراش 	

-4− A Opal	92
-5- منابع و مآخذ	97
،- ریزماشین کاری PET	99
-1- معرفی PET	101
−1−1− شستشو با محلول DCM	103
−2− زدایش غیر همسانگرد PET	104
−1−2 مشخصات محلول DMF	105
−3− سامانه زدایش PET	105
-1-3 منبع UV	106
−2−3 تبخیر DMF	106
−3−3− تنظيم ارتفاع سطح DMF	108
-3-4 جریان آب خنک کنندہ	108
-3-3- صفحه کوارنز	109
–4– لايه نقاب	110
-4-1- نرک خوردگی نقاب	111
-5- بررسى فرآيند زدايش	114
−5−1−5 اثر حرارت و UV بر DMF	114
−2−5− اثر UV بر PET	115
-6- سرعت زدایش	116
−1−6– شدت UV	116
–5–2– انثر دما	117
-6-3- غلظت ، فشار و سطح موثر	118
-4-6 كاتاليست	118
-7- افت سرعت زدایش با زمان	118
–1–1– اشباع محلول DMF	119
−2−7 کاهش ارتفاع محلول DMF	120
-7-3- غیر فعال سازی سطح توسط زوائد زدایش	121
-7-4 جریان های شوینده	122
–7–5– زدایش سری در مقابل زدایش موازی	122
–7–6– نتيجه گيري	124

124	4–8– مشکل زیرزدایش و رفع آن
126	4-8-1- شبیه سازی نوری
127	4–8–2– استفاده از روزنه
129	4–8–3– قابلیت تفکیک پذیری
130	4–9– کاربرد ریزماشین کاری در MEMS
131	4-9-1- ساخت قطعات مكانيكي
133	4−9−4 استفاده از PET به عنوان قالب
135	4–9–3– نتیجه گیری
136	4–10– منابع و مآخذ
137	5- ساخت كريستال هاى فوتونى
139	5-1- کریستال های فوټونی یک بعدی
140	2-5- کوچک سازی نقاب
141	5-2-1 روش کوچک سازی
142	5–2–2– تنظيم تمركز
143	5–2–3– دقت نقاب تنظیم تمرکز و اثرات مکانیکی
144	5–2–4– اثرات دما و جریان آب
144	5-2-5- صفحه کوارنز
145	6-2-5- انتخاب عدسی
146	5-2-5- مادہ حساس بہ نور
146	5-2-5- نتيجه کوچک سازی
147	5-3- ساختارهایی با نانولوله های کربنی
148	5-1-3- رشد نانولوله های کربنی
149	5-2-3- ساخت یک بازتاب کننده سهموی
150	5-3-3- آرابه ای از نانولوله های کربنی
151	5–4– کریستال های فوټونی دو بعدی با PET
151	5-1-4- ساخت كريستال فوتوني
154	5-5- كريستال فوټونى سه بعدى با PET
155	5-5-1 ايده اوليه
156	5-5-2 روند زمانی پیادہ سازی
160	5-5-2 كريستال فوتوني سه بعدي

5-5-4- سامانه ساخت كريستال فوتوني سه بعدي	161
5-6- قدم های بعدی	162
5–7– منابع و مآخذ	163
6- اندازه گیری	164
-1-6 ساخت سامانه اندازه گیری	166
6-2- روش و نتایج اندازه گیری	168
6–3– بحث و بررسی	171
4-6- نتيجه گيرى	175
5-6 قدم های بعدی	176

فصل اول آشنایی با کریستال های فوتونی

مقدمه

در این فصل ابتدا به معرفی تعاریف و مفاهیم اولیه کریستال های فوتونی ، اثر وجود تقارن بر خواص آنها و مقایسه آنها با کریستال های طبیعی پرداخته و سپس خواص کریستال های فوتونی یک بعدی را به عنوان نمونه ساده ای از کریستال های فوتونی دو و سه بعدی بطور دقیق بررسی خواهیم کرد. در آخر نشان داده می شود که کریستال های فوتونی دو و سه بعدی را می توان بصورت مجموعه ای از کریستال های فوتونی یک بعدی تجسم کرد.

1-1- مفاهيم اوليه

کریستال های فوتونی مجموعه ای از پراکنده ساز های موج اند که بمنظور ایجاد الگوی تداخلی در جهت های مطلوب بطور منظم در کنار یکدیگر قرار گرفته اند. به این ترتیب شباهت زیادی میان یک کریستال فوتونی و یک آرایه از آنتن های هم شکل وجود دارد که بسیار آموزنده است. بطوری که می توان گفت کریستال فوتونی آرایه ای از آنتن های بسیار کوچک است که در یک آرایش منظم یک ، دو یا سه بعدی در کنار یکدیگر قرار دارند. اگر از آنتن های فرضی همسانگرد¹ برای این منظور استفاده می شد ، شبکه ای از آنتن ها داشتیم که بعلت تداخل سازنده و مخرب اعضای شبکه در جهت های مختلف فضا می توانست توان ورودی را همچون یک آرایه از آنتن ها در جهت های خاصی پراکنده مختلف فضا می توانست توان ورودی را همچون یک آرایه از آنتن ها در جهت های خاصی پراکنده سازد. اما اگر از آنتن هایی با پترن پراکنده سازی غیر همسانگرد استفاده شود (همچنان که غالبا چنین است) پترن پراکندگی محصول بر هم نهی پترن هر یک از آنتن ها و الگوی تداخلی شبکه خواهد بود. با این حال تفاوت هایی نیز وجود دارد. در حالیکه یک آرایه از آنتن ها معمولا به منظور ارسال توان با این حال تفاوت هایی نیز وجود دارد. در حالیکه یک آرایه از آنتن ها معمولا به منظور ارسال توان ساز ها به اطراف پراکنده می شود ، در کریستال های فوتونی منبع ، موج ورودی است که توسط پراکنده ساز ها به اطراف پراکنده می شود ، در کریستال های فوتونی منبع ، موج ورودی است که توسط پراکنده در محدوده امواج نوری و مادون قرمز و میلی متری می باشد ، برخلاف آرایه های آنتی استفاده از نظرات بدلیل تلف بسیار بالای آنها در محدوده فرکانسی فوق چندان رایج نیست. بنابراین می توان فازات بدلیل تلف بسیار بالای آنها در محدوده فرکانسی فوق چندان رایج نیست. بنابراین می توان

¹ Isotropic

كريستال فوتونی را آرايه ای از دی الكتريک هاي با اشكال هندسی مشخص (مثلا استوانه) تصور كرد كه در آرايشی منظم (با فواصلی در حدود طول موج از يكديگر) قرار گرفته اند. كريستال های فوتونی با الهام از ساختار كريستال های طبيعی ابداع شده اند. تقريبا همه عناصر فلزی و بسياری از عناصر عايق و مواد مركب بصورت كريستالی در طبيعت يافت می شوند. در چنين موادی اتم ها و ملكول ها نقش پراكنده ساز را برای امواج الكترونی به عهده دارند. امواج الكترونی در اثر دافعه كولنی يون های بلور به اطراف پراكنده شده و در جهت هايی خاصی كه برهم نهی اثر پراكندگی مجموعه يون ها سازنده است ، حركت می كنند. با توجه به اينكه الكترون های آزاد در مواد وظيفه هدايت الكتريكی را به عهده دارند شكل بلور و نوع اتم های بكار رفته مستقيما در خواص الكتريكی ساختار دخالت دارند.



شكل 1-1- شمايي از دو نمونه كريستال فوتوني مكعبي (شكل راست) و ساختار FCC (شكل چپ) [2].

پس از پیش بینی امکان تحقق ساختار هایی با شکاف انرژی کامل¹ در سال 1987 و ساخت اولین مورد آنها در سال 1990 [1] ، با توسعه ابزارهای مشاهده و اندازه گیری ساختار های کوچک بویژه انواع میکروسکوپ های الکترونی ، مشخص شد که در ساختار بسیاری از مواد طبیعی ، کریستال های فوتونی طبیعی به چشم می خورد. از آن میان می توان به بال پروانه ، فلس نوعی ماهی به نام رنگین کمان دریاچه Kutubo از آنها موسوم به Opal ،

- ¹ Comple Band Gap
- ² Melanotaenia Lacustris

صدف های دریایی و بسیاری از موجودات دریایی از قبیل موش دریایی را نام برد. در زیر تصاویری از بال پروانه توسط میکروسکوپ های نوری و الکترونی نمایش داده شده که ساختار پریودیک در آن بوضوح قابل تشخیص است (شکل 1-2).



شکل 1–2– کریستال فوتونی طبیعی موجود در بال پروانه – شکل وسط تصویر میکروسکوپ نوری از بال پروانه و شکل سمت راست تصویر میکروسکوپ الکترونی آن و تناوب ساختار آن را نشان می دهند.

1-1-1 مقايسه فوتون با الكترون

با وجود شباهت زیاد میان کریستال های فوتونی و الکترونی تفاوت هایی نیز وجود دارد که عمدتا از تفاوت میان ذرات بنیادی متحرک در دو ساختار ناشی می شود. ذرات متحرک در کریستال های طبیعی الکترون ها هستند که ذراتی باردار ، جرم دار و با اسپین 2[/] به حساب می آیند. در حالی که در کریستال های فوتونی فوتون ها حرکت می کنند که ذراتی بدون بار ، بدون جرم و با اسپین 1 می باشند. باردار بودن الکترون ها برهم کنش متقابل بین آنها و نیز یون های ثابت بلور را سبب می شود. با این حال در غالب بررسی های انجام گرفته از برهم کنش متقابل بین الکترون ها صرف نظر می شود. فوتون ها بی بار بوده ، برهم کنشی با هم ندارند و لذا تقریبی نیز در محاسبات وجود نخواهد داشت. بنابراین گذشته از برهم کنش میان الکترون ها در کریستال های الکترونی ، می توان نشان داد که میدان نسبیتی) اثری بر حرکت آنها دارد که مشابه اثر تغییرات گذردهی الکترونی و معناطیسی بر حرکت فوتون ها است. با وجود این تشابه باید به خاطر داشت که پتانسیل کولنی یک پتانسیل دوربرد است فوتون ها است. با وجود این تشابه باید به خاطر داشت که پتانسیل کولنی یک پتانسیل دوربرد است جرم الکترون ها باعث ایجاد منحنی های سهمی شکلی در دیاگرام سطوح انرژی می شود که درصورت وجود پتانسیل غیر صفر در فضای شبکه دچار اعوجاج می شوند. جرم صفر فوتون ها در مقابل باعث می شود که دیاگرام سطوح انرژی کریستال های فوتونی عمدتا شکل خطی داشته باشند که البته مجددا وجود مواد دی الکتریک این منحنی ها را دچار اعوجاج می سازد.

مهمترین اختلاف میان فوتون ها و الکترون ها اسپین آنهاست. الکترون ها بدلیل برخورداری از اسپین غیر صحیح به گروه فرمیون ها تعلق داشته و اصل طرد پاولی در مورد آنها حاکم است. در مقابل فوتون ها اسپین صحیح داشته و بوزون محسوب می شوند و لذا محدودیتی بر روی تعداد و انرژی فوتون های موجود در بلور وجود ندارد. از آنجایی که دو الکترون نمی توانند یک میزان انرژی داشته باشند ، مفاهیمی چون سطح فرمی و طبقه بندی مواد به فلزی و غیرفلزی و نیمه هادی که در مورد کریستال های الکترونی وجود دارد ، در مورد کریستال های فوتونی وجود ندارد. با این حال تجربه نشان داده که بجز مورد فوق ، در غالب موارد اسپین الکترون قابل صرف نظر کردن است و لذا تحلیل کریستال های الکترونی حول تعیین توابع اسکالر موج و انرژی آنها متمرکز است. اما در مورد فوتون تجربه نشان داده که چشم پوشی از اسپین فوتون به هیچ وجه جایز نیست. لذا کلیه محاسبات برداری بوده و سه دسته معادلات کوپل شده ماکسول باید برای این منظور حل شوند که از حالت قبل مشکل تر است.

1-1-2- تفرق براگ¹

اساس کار کریستال فوتونی همچون هر کریستال دیگر فرآیند تفرق براگ است. تفرق براگ انژی غیر متمرکز است که در آن موج ورودی توسط تک تک عناصر سازنده یک کریستال پراکنده شده و این پراکندگی ها در برخی از جهت ها و طول موج ها یکدیگر را بصورت سازنده تقویت نموده و در برخی دیگر بصورت مخرب تضعیف می نمایند. شکل (1–3) تداخل سازنده و غیر سازنده موج بازتاب شده از آرایه ای از بازتاب کننده های (غیر کامل) موج را نشان می دهد [2].

¹ Bragg Diffraction



شکل 1-3- نداخل سازنده (الف) و غیر سازنده (ب) امواج بازتاب شده از آرایه ای منظم از پراکنده سازهای موج [2].

واضح است که اگر ابعاد پراکنده ساز قابل صرف نظر کردن باشد شرط تداخل سازنده بازتابش های جزیی آن است که فاصله میان آنها مضرب درستی از طول موج باشد.

مجموعه اتم های یک کریستال را می توان واقع در صفحاتی تصور کرد که هر یک از آنها بصورت یک آینه نیمه شفاف عمل می کند (قسمتی از موج را مطابق قانون اسنل منعکس کرده و قسمتی را از خود عبور می دهد). شکل (1-4) برخورد مایل یک موج تخت با آرایه ای از این صفحات را نشان می دهد.



شکل 1-4- بازتابش¹ براگ² یک موج تخت که بطور مایل با صفحات یک کریستال برخورد می کند. انعکاس صفحات متوالی وقتی سازنده است که 6 cos 6 مضرب صحیحی از طول موج باشد.

^۱ در این پایان نامه هرجا که پراکندگی موج از کل کریستال مدنظر بوده است ، از واژه تفرق و هرجا که پراکندگی از یک دسته صفحه مدنظر بوده از واژه بازتابش یا انعکاس استفاده شده است.

همانطور که در شکل (1–3) نشان داده شده ، برای موج تابیده شده انعکاس های جزیی هر یک از سطوح در صورت تقویت هم فاز یکدیگر می تواند به یک انعکاس کامل موج در جهت بازتابش اسنل آن منجر شود. برای تقویت هم فاز باید اختلاف مسیر نشان داده شده در شکل مضرب درستی از طول موج باشد ، یعنی

 $2d\cos\theta = m\lambda \tag{1-1}$

و این شرط انعکاس براگ است. به این ترتیب کریستال برخی از امواج با طول موج – جهت انتشار مشخص را از خود عبور داده و برخی دیگر را منعکس می سازد و بنابراین برخلاف فلزات کامل از طیف بازتاب غیریکنواختی برخوردار است. چنانچه این غیر یکنواختی در حوزه مرئی باشد ، باعث می شود که کریستال فوتونی همچون بال پروانه رنگی بنظر برسد.

$^{-1}$ مفهوم باند توقف $^{-1}$

پترن پراکندگی هر یک از اتم ها و مهم تر از آن پترن تداخلی مجموعه اعضای شبکه به شدت تابع فرکانس است. بطوریکه امواج فرکانس های مختلف نهایتا به جهت های مختلفی پراکنده می شوند. چنانچه در فرکانس خاصی اتم ها موج ورودی را پراکنده نکنند (حاصل برهم نهی پراکندگی همه اتم ها در جهت تابش موج ورودی باشد) شبکه در مقابل موج ورودی شفاف بوده و آن را بدون تغییر از خود عبور می دهد. اما چنانچه حاصل این برهم نهی در خلاف جهت تابش موج ورودی باشد مانند آن است که شبکه همچون یک آیینه موج را بازتاب نموده است. اگر در محدوده مشخصی از فرکانس کریستال موج ورودی را بدون توجه به جهت تابش آن (در هریک از سه جهت فضا) کاملا بازتاب کند ، امواجی با این فرکانس قادر به انتشار در کریستال نخواهند بود و این محدوده فرکانسی ، باند توقف کریستال نامیده می شوند. وجود باند توقف در کریستال های طبیعی عامل تفکیک عناصر به فلزات ، نافلزات و نیمه هادی ها می باشد.

¹ Band Gap

1-1-4- فضای مستقیم و معکوس

هر کریستال را می توان بصورت ترکیبی از یک شبکه¹ و یک اتم (نه لزومآ به معنای رایج آن) تصور کرد. شبکه مجموعه ای از نقاط مجرد در فضا است که معمولا با تعریف سه بردار پایه \bar{a}_1 تا \bar{a}_3 با بردار $\bar{a}_1 + n_2 \bar{a}_2 + n_3 \bar{a}_3$ بردار پایه $\bar{R} = n_1 \bar{a}_1 + n_2 \bar{a}_2 + n_3 \bar{a}_3$



شکل 1–5– سه بردار \vec{a}_1 ، \vec{a}_2 ، \vec{a}_3 ه نقاط شبکه کریستال را می سازند.

اتم عنصر سازنده یا سنگ بنای کریستال است که عینآ در کلیه نقاط شبکه تکرار می شود. در کریستال های الکترونی اتم می تواند یک اتم ، ملکول و یا مجموعه ای از اتم ها باشد. در کریستال فوتونی اتم شکل خاصی از مواد دی الکتریک است که تکرار آن در همه نقاط شبکه کریستال فوتونی را می سازد. توابع فیزیکی کریستال چون پتانسیل الکتریکی ای که در کریستال های الکترونی توسط الکترون ها احساس می شود و ضریب شکست الکتریکی که در کریستال های فوتونی ، سرعت انتشار فوتون ها را تحت الشعاع قرار می دهد ، توابعی متناوب از مکان و با بردار تناوب

$$R = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \tag{2-1}$$

می باشند. این توابع متناوب را می توان کانولوشن تابع مشخصه یک اتم (به مفهوم عام اشاره شده در بالا) با شبکه ای از توابع دلتای دیراک با همان نتاوب شبکه اصلی تصور کرد. تبدیل فوریه فضایی توابع کریستال حاصلضرب تبدیل فوریه تابع مربوط به یک اتم در تبدیل فوریه توابع دلتای دیراک مربوط

¹ Lattice

به شبکه است. تبدیل فوریه اخیر خود شبکه ای متناوب از توابع دلتای دیراک است که اگر فضای فوریه را با k نشان دهیم می توان نشان داد که از روابط زیر تبعیت می کنند.

$$\sum_{\vec{R}} \delta(\vec{r} - \vec{R}) \xrightarrow{Fourier} \xrightarrow{Transform} \rightarrow \sum_{\vec{k}} \delta(\vec{k} - \vec{K})$$
(3-1)

بردار K خود بصورت $\bar{K}_{2} + m_{1}\bar{b}_{1} + m_{2}\bar{b}_{2} + m_{3}\bar{b}_{3}$ برحسب سه بردار پایه دیگر در فضای فوریه یا با اصطلاح فضای معکوس قابل بیان هستند. بسادگی می توان نشان داد که بردار های R و K باید رابطه زیر را با هم داشته باشند.

$$\vec{R} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \\ \vec{K} = m_1 \vec{b}_1 + m_2 \vec{b}_2 + m_3 \vec{b}_3$$
 $\rightarrow e^{j\vec{K}\cdot\vec{R}} = 1$ (4-1)

و برای تحقق شرط اخیر $\bar{K} \cdot \bar{R} = 2m\pi$ کافیست بردار های پایه در دو فضای مستقیم و معکوس رابطه زیر را با هم دارا باشند.

$$\vec{b}_{k} = 2\pi \frac{\vec{a}_{i} \times \vec{a}_{j}}{\vec{a}_{i} \times \vec{a}_{j} \cdot \vec{a}_{k}} \rightarrow e^{j\vec{b}_{i} \cdot \vec{a}_{j}} = \delta_{ij}$$
(5-1)

به این ترتیب بردار های پایه $_{1}^{b}$ تا $_{5}^{b}$ بردار های پایه ای هستند که کل فضای معکوس را می سازند. با توجه به محدود بودن طیف تبدیل فوریه توابع مشخصه اتم واضح است که پس از ضرب شدن این طیف در شبکه معکوس ، نقاط مجاور مبدأ مختصات از اهمیت و تاثیر بیشتری در نتیجه برخوردار بوده و نقاط دورتر تاثیر کمتری دارند.

1 تقارن و قضيه بلاغ 1

وجود تقارن در یک ساختار باعث می شود که کلیه پارامترهای فیزیکی و قابل اندازه گیری نیز از تقارن مشابهی پیروی کنند. به عنوان مثال تقارن کریستالی در پتانسل الکتریکی کریستال های الکترونی باعث می شود انتظار داشته باشیم $2 |\psi|$ که احتمال حضور الکترون در نقاط مختلف را بدست می دهد نیز پریودیک باشد. این انتظار در مورد خود تابع موج ψ وجود ندارد چون بطور فیزیکی قابل اندازه گیری نیست. بطور مشابه در کریستال های فوتونی انتظار داریم که $2 |\psi|$ و $2 |\bar{H}|$ و $2 |\bar{H}|$ در مورد حالت هارمونیک

¹ Bloch Theorem

زمانی توابعی پریودیک باشند. حتی جهت میدان های الکتریکی و مغناطیسی نیز بطور فیزیکی قابل اندازه گیری بوده و لذا پریودیک خواهد بود اما خود \bar{E} و \bar{H} می توانند یک فاز تابع مکان داشته باشند. پس اگر از تابع (\bar{r}) به عنوان شاخص عمومی میدان های الکتریکی و مغناطیسی استفاده کنیم داریم

$$\vec{\psi}(\vec{r}) = e^{j\xi(r)}\vec{u}_{\xi}(\vec{r})$$
(6-1)

که فاز تابع مکان را با علامت (\bar{r}) نشان داده ایم و $(\bar{r})_{,\bar{g}}$ تابعی برداری و پریودیک است که از همان تقارن کریستال پیروی می کند. تا اینجا صرفا از تقارن ساختار استفاده کردیم و معادله (1–6) باید مستقل از هر قانون فیزیکی در یک محیط کریستالی برقرار باشد. در تابع $(\bar{r})_{,\bar{g}}$ از اندیس z استفاده کرده ایم تا نشان دهیم که قانون فیزیکی ای که (\bar{r}) و رآن صدق می کند نهایتا به رابطه ای میان توابع $(\bar{r})_{,\bar{g}}$ و $(\bar{r})_{,\bar{g}}$ مبدل خواهد شد و لذا این دو تابع نمی توانند مستقل از هم تغییر کنند. قضیه ای به نام قضیه بلاخ وجود دارد [3–5] که در آن از خطی بودن و شکل مقدار ویژه ای

معادلات حاکم بر انتشار موج (معادله شرودینگر در کریستال های الکترونی و معادلات ماکسول در کریستال های فوتونی) استفاده می کند و ثابت می کند که اولا تابع فاز (r) ع در این موارد تابعی خطی از مکان است

 $\xi(\vec{r}) = \vec{k} \cdot \vec{r} \tag{7-1}$

و به این ترتیب تابع $(ec{r})$ برابر خواهد بود با

$$\vec{\psi}_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{jk \cdot r} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$$
(8-1)

که $(\bar{r})_{\bar{k}}$ همان بخش پریودیک است که به جای $z \in C$ آن از اندیس \bar{k} استفاده شده است. و ثانیا $v_{\bar{k}}(\bar{r})_{\bar{k}}$ همان بخش پریودیک است که به جای $z \in C$ در آن از اندیس \hat{k} استفاده شده است. و ثانیا ویژه مقادیر انرژی مربوط به ویژه توابع $v_{\bar{k}}$ که بصورت $v_{\bar{k}} = E_{\bar{k}} v_{\bar{k}}$ = $E_{\bar{k}} v_{\bar{k}}$ نوشته می شود خود ، نسبت به اندیس \bar{k} در فضای معکوس تابعی متناوب است

$$E_{\vec{k}+\vec{K}} = E_{\vec{k}} \tag{9-1}$$

در کریستال های فوتونی عبارت اخیر به اینصورت نوشته می شود که

$$\mathcal{P}_{\vec{k}+\vec{K}} = \omega_{\vec{k}} \qquad -1)$$

(10

بدلیل وجود این تناوب کافی است که ω_{k}^{0} را تنها در یک دوره تناوب آن در فضای معکوس مطالعه کنیم. این دوره تناوب به ازای $\bar{K} = 0$ ناحیه اول بریلوئن (1st Brillouin Zone) یا BZ نامیده می شود [4].

1-2- كريستال هاى فوتونى يك بعدى

کریستال های فوتونی یک بعدی همچون پتانسیل کرونیک-پنی¹ در فیزیک حالت جامد مدل های ساده ای از ساختارهای متناوب هستند که در عین حال برای درک مفاهیم کریستال های دو و سه بعدی ابزاری توانمند بشمار می روند. همانطور که خواهیم دید بسیاری از خواص کریستال های فوتونی میان ساختارهای یک ، دو و سه بعدی مشترک است. در فصل بعد ثابت خواهیم کرد که هر کریستال فوتونی دو یا سه بعدی را می توان بصورت مجموعه ای از کریستال های فوتونی یک بعدی تصور کرد.

1-2-1- منشاء باند توقف

دیدیم که در کریستال های فوتونی در صورت برقراری شرط (1-1) ، انعکاس های جزیی امواج انتشاری توسط ساختار بطور سازنده یکدیگر را تقویت کرده و با توجه به نامحدود بودن کریستال ، موج را بطور کامل بازتاب می کند. در صورتی که اختلال ایجاد شده توسط کریستال در فضای آزاد بسیار جزیی باشد می توان با دقت خوبی فرض کرد که امواج تخت با طول موج هایی که شرط (1-1) را برآورده نمی کنند همچنان بدون متاثر شدن از اختلال کریستال در فضا منتشر می شوند. در مورد امواج تخت که فوتون های آزاد را توصیف می کنند رابطه میان بردار موج و فرکانس (انرژی فوتون بخش بر \hbar) بصورت زیر است

$$\omega = c \left| k \right| \tag{11.1}$$

بنابراین نمودار $k = \omega - k$ بصورت دو نیم خط با تانژانت زاویه برابر سرعت نور رسم می شود. در حضور کریستال امواج با شرط $\lambda = 2a = m\lambda$ بازتاب می شوند که با توجه به تعریف $\lambda = 2\pi/\lambda$ بطور معادل می توان گفت که امواج با $k = m\pi/a$ نوسط کریستال بازتاب می شوند. در شکل (1–6) این مقادیر با

¹ Kronig-Peny Potential

خطوط خط-چین مشخص شده اند. با افزایش میزان اختلال ناشی از حضور کریستال می توان دید که منحنی k - w در محل تلاقی خطوط خط-چین دچار اعوجاج و گسیختگی می شود.



شکل 1–6– اعوجاج و گسیختگی در معادله پاشندگی فوتون های آزاد در اثر حضور کریستال فوتونی یک بعدی

این اثر در شکل (1–6) نشان داده شده است. گسیختگی منحنی به ایجاد نوارهای افقی ای منجر می شود که در آنها هیچ مقداری برای k وجود ندارد این همان باند توقف است که در داخل آن موج نمی تواند در داخل کریستال منتشر شود. در ادامه نشان خواهیم داد که همانطور که در شکل مشخص شده عرض باند توقف موجود در $K = m \pi / a$ با مقدار تبدیل فوریه پتانسیل عامل ایجاد کریستال در $\widetilde{V}(2m \pi / a)$

درصورتي که پتانسیل کریستال کوچک باشد و بتوان آن را بصورت اختلالی در حرکت ذره آزاد تصور کرد ، باند توقف باریک بوده و امواج قابل انتشار در مجاورت باند توقف اول تنها می توانند بردارهای موج $n = \frac{\pi}{a}$ داشته باشند. البته در کلیه انرژی های دیگر نیز دو موج متحرک یکی به سمت چپ و دیگری به سمت راست می توانند آزادانه وجود داشته باشند ولی در باند توقف هریک از این امواج توسط شبکه بازتاب شده و لذا هر دو موج همزمان باید وجود داشته باشند. با توجه به تقارن شبکه انتظار داریم خل های ممکن ترکیب های خطی زوج و فرد از موج های $n^{1/2} = 9$ یعنی امواج ساکن حل های ممکن ترکیب های خطی زوج و فرد از موج های $n^{1/2} = 9$ یعنی امواج ساکن مایز داریم ایند آزادانه و باز بود از موج های $n^{1/2} = 9$ محل از این امواج ماکن در شبکه بازتاب شده و از مرد و موج همزمان باید وجود داشته باشند. با توجه به تقارن شبکه انتظار داریم مایز داریم در مورد برگی و فرد از موج های $n^{1/2} = 9$ یعنی امواج ساکن مایز داریم در این در مورد بای دوره تناوبی دو برابر دوره تاوب شبکه دارند باشند و باز بدلیل تقارن شبکه انتظار داریم در مورد یکی از این امواج ساکن گره ها و در مورد دیگری شکم ها در وسط هر سلول واحد قرار گیرند. وجود پتانسیل شبکه سبب می شود که انرژی امواج در دو حالت متفاوت باشد. با فرض اینکه پتانسیل اختلال (x) مریب گذردهی الکتریکی و امواج ($\pi x/a$) cos ($\pi x/a$) و مراج ($\pi x/a$) و توصیف کننده وابستگی فضایی میدان الکتریکی باشند

$$E = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_0^a dx \, \varepsilon_r(x) \left| E(x) \right|^2$$
(12.1)

و لذا مي توان تفاوت ميان انرژي واقعي دو موج ساكن بالا را محاسبه كرد.

$$\Delta E = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_0^a dx \, \varepsilon_r(x) \left(\cos^2(\pi x/a) - \sin^2(\pi x/a) \right) \tag{13.1}$$

و يا

$$\Delta E \propto \int_{0}^{a} dx \, \varepsilon_{r}(x) \cos\left(2\pi x/a\right) \tag{14.1}$$

که نتیجه می دهد

$$\Delta E \propto \tilde{\varepsilon}_r (2\pi/a) \tag{15.1}$$

برای فوتون های تقریبا آزاد فرض می کنیم رابطه پلانک E = ħ همچنان برقرار باشد و لذا داریم

$$\Delta \omega \propto \widetilde{V}(2\pi/a) \tag{16.1}$$

به این ترتیب در گذر از باند توقف موج یک جهش ناگهانی از نقاط با ضریب گذردهی بالا به نقاط با ضریب گذردهی پایین دارد.



شکل 1–7– تمرکز انرژی امواج کسینوسی و سینوسی در مراکز به ترتیب با ضریب شکست بالا و پایین.

عبارت $\lambda \delta / \delta = {}_{x} v$ سرعت گروه و یا سرعت نسبی یک بسته موج با گسترش فرکانسی بسیار کم را بدست می دهد. سرعت گروه در مورد فوتون های آزاد با سرعت نور برابر است. در شکل (1-6) دیده می شود که در حضور کریستال نیز سرعت گروه برای فوتون های با فرکانس دور از شرط بازتاب برابر سرعت نور است اما در مجاورت باند توقف سرعت گروه به شدت کاهش یافته و در لبه باند توقف این مقدار به صفر می رسد. این به معنای سکون¹ بسته موج و متوقف شدن حرکت فوتون ها در شبکه است. تنظیم سرعت و توقف حرکت فوتون ها یکی از مهمترین ویژگي های کریستال های فوتونی است که انتظار می رود کاربرد بسیار زیادی در اپتیک کوانتومی و ساخت لیزر های جدید داشته باشد. در بخش (1-1-6) دیدیم که در یک کریستال فوتونی س تابعی متناوب از λ است و بنابراین برای توصیف وابستگی صحیح میان آنها باید نمودار (1-6) را بر روی محور λ تکرار کنیم. با توجه به متناوب بودن این وابستگی معمول آن است که منحنی $\lambda - \omega$ تنها برای یک دوره تناوب λ رسم شود. شکل (1-8) نتیجه این تکرار را نشان می دهد که در رسم آن از حل معادلات ماکسول به کمک رابطه شکل (1-8) به جای رابطه تقریبی (1-16) استه در سم آن از حل معادلات ماکسول به کمک رابطه



شکل 1-8- نمودار پاشندگی (منحنی ه - ه) یک کریستال فوتونی یک بعدی

¹ Localized Photons

اگرچه نمودار (1–8) اطلاعات نسبتا زیادی در مورد حل های معادله ماکسول در یک کریستال فوتونی در بر دارد اما آنچه در عکمل برای کار و مقایسه با نتایج آزمایش های تجربی اهمیت دارد ، نه وابستگی دقیق $k - \omega$ و بلکه طیف عبور توان و یا پراکندگی (در جهتی مشخص) از یک کریستال است که تنها به تعداد مودهای موجود در هر فرکانس وابسته است. بنابراین از این پس توجه خود را به بررسی عبور بازتاب و پراکندگی امواج از کریستال های فوتونی متمرکز خواهیم کرد.

1-2-2- محاسبه ضریب بازتاب کریستال فوتونی یک بعدی

انتشار موج در تخت در جهت عمود بر یک کریستال فوتونی را می توان (بدلیل شباهت معادلات حاکم) با انتشار موج در یک خط انتقال مدل کرد. در اینصورت مدل مداری شکل (1-8) برای یک کریستال فوتونی یک بعدی نیمه-محدود بدست می آید.



شکل 1–9– مدلسازی برخورد عمود موج تخت به کریستال فوتونی یک بعدی با زنجیره ای از دو نوع خطوط انتقال با طول ، ثابت انتشار و امپدانس مشخصه متفاوت. همانطور که در شکل نشان داده شده بدلیل نا محدود بودن ساختار در یک جهت ، امپدانس ورودی تکرار می شود.

بدلیل نامحدود بودن ساختار ، دو امپدانس ورودی z_n و z_{n-1} عبارتند از

$$Z_{n} = \eta_{1} \frac{Z_{n-1} + j\eta_{1} \tan \beta_{1}l_{1}}{\eta_{1} + jZ_{n-1} \tan \beta_{1}l_{1}} \quad Z_{n-1} = \eta_{2} \frac{Z_{n} + j\eta_{2} \tan \beta_{2}l_{2}}{\eta_{2} + jZ_{n} \tan \beta_{2}l_{2}}$$
(17.1)

با ترکیب این دو عبارت معادله جبری زیر برای _" z بدست می آید.

$$Z_{n}^{2}(\eta_{1} \tan \beta_{2}l_{2} + \eta_{2} \tan \beta_{1}l_{1}) - jZ_{n} \tan \beta_{1}l_{1} \tan \beta_{2}l_{2}(\eta_{1}^{2} - \eta_{2}^{2}) - \eta_{1}\eta_{2}(\eta_{1} \tan \beta_{1}l_{1} + \eta_{2} \tan \beta_{2}l_{2}) = 0 \qquad (18.1)$$

از حل این معادله و استفاده از رابطه

$$\Gamma = \frac{Z_n - \eta_0}{Z_n + \eta_0} \tag{19.1}$$

ضریب بازتاب بدست می آید. معادله (1–18) یک معادله درجه دوم است که دارای دو جواب است. بسادگی می توان نشان داد که این دو جواب قرینه مزدوج مختلط یکدیگر هستند (یعنی قسمت های موهومی برابر و قسمت های حقیقی قرینه دارند). با توجه به اینکه در حالت حدی برابری دو محیط ، امپدانس ورودی باید مقداری حقیقی و مثبت باشد ، جواب با قسمت حقیقی منفی غیر فیزیکی بوده و حذف می شود. برای آنکه موج ورودی بطور کامل توسط کریستال فوتونی بازتاب شود باید 1 = $|\tau|$ که خود مستازم آن است که قسمت حقیقی امپدانس ورودی ساختار صفر باشد. واضح است که این شرط معادل منفی بودن شناسه معادله درجه دوم بالا یعنی

 $-\tan^{2}(\beta_{1}l_{1})\tan^{2}(\beta_{2}l_{2})(1-\eta^{2})^{2} + 4\eta(\tan(\beta_{2}l_{2}) + \eta\tan(\beta_{1}l_{1}))(\tan(\beta_{1}l_{1}) + \eta\tan(\beta_{2}l_{2})) \leq 0 \quad (20.1)$ $\lim_{l \to \infty} \sum_{i=1}^{2} (\beta_{1}l_{1}) \tan^{2}(\beta_{2}l_{2})(1-\eta^{2})^{2} + 4\eta(\tan(\beta_{2}l_{2}) + \eta\tan(\beta_{1}l_{1}))(\tan(\beta_{1}l_{1}) + \eta\tan(\beta_{2}l_{2})) \leq 0 \quad (20.1)$ $\lim_{l \to \infty} \sum_{i=1}^{2} (\beta_{1}l_{1}) \tan^{2}(\beta_{2}l_{2})(1-\eta^{2})^{2} + 4\eta(\tan(\beta_{2}l_{2}) + \eta\tan(\beta_{1}l_{1}))(\tan(\beta_{1}l_{1}) + \eta\tan(\beta_{2}l_{2})) \leq 0 \quad (20.1)$

$$\eta = \frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{\sqrt{\mu_2/\varepsilon_2}}{\sqrt{\mu_1/\varepsilon_1}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} = \frac{n_1}{n_2}$$
(21.1)

با اعمال شرط (1–20) فرکانس امواج بازتاب شوند بدست می آید. حل معادله (1–20) و تعیین دقیق باندهای توقف به روش تحلیلی میسر نیست. اما اگر کریستال فوتونی را بصورت اختلالی در یک فضای همگن درنظر بگیریم در حالت حدی $1 \to \eta$ می توان نوشت

$$(\tan (\beta_1 l_1) + \tan (\beta_2 l_2))^2 \le 0$$
 (22.1)

تتها شرط مساوی می تواند برقرار باشد و لذا می توان نوشت

$$\tan \left(\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2\right) (1 - \tan \left(\beta_1 l_1\right) \tan \left(\beta_2 l_2\right)) = 0$$
(23-1)

صفرهای پرانتز دوم با معادله (1-22) سازگار نیست و صفرهای پرانتز اول نتیجه می دهد

$$\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2 = m \pi \tag{24-1}$$

و يا

$$2(n_1 l_1 + n_2 l_2) = m\lambda$$
 (25-1)

که طول موج مرکزی باندهای توقف را بدست می دهد. عرض باند توقف را می توان از استدلالی نظیر آنچه در بخش (1-2-1) گفته شد بدست آورد. در فرکانس های کمتر از باند توقف بیشتر انرژی موج در ماده با ضریب شکست بیشتر و در فرکانس های بالاتر از آن بیشتر موج در ماده با ضریب شکست کمتر ذخیر می شود. گذر از باند توقف معادل جهش سریع موج از یک ناحیه به ناحیه دیگر است. مطابق این استدلال عرض باند توقف با تبدیل فوریه پتانسیل کریستال در نقاط شبکه معکوس متناسب مطابق این استدلال عرض باند توقف با تبدیل فوریه پتانسیل کریستال در نقاط شبکه معکوس متناسب است. روش دیگر تعیین تقریبی عرض باند توقف حل تقریبی معادله (1–20) با استفاده از نظریه است. است. روش دیگر تعیین تقریبی عرض باند توقف حل تقریبی معادله (1–20) با استفاده از نظریه است. روش دیگر تعیین تقریبی عرض باند توقف حل تقریبی معادله (1–20) با محاسب ان نظریه اختلال است. با فرض اینکه $\delta + 1 = \eta$ که در آن x تغییرات η ناشی از اختلال کریستال و δ ضریب کوچکنمایی¹ باشد ، میزان اختلال ایجاد شده در فرکانس های حل معادله (1–20) را محاسبه ضریب کوچکنمایی¹ باشد ، میزان اختلال ایجاد شده در فرکانس های حل معادله (1–20) را محاسبه بنویسیم داریم دیگر آرگومان تابع (1 β) معاد را بصورت جمع دو جمله فرکانس مرکزی و عرض باند توقف می کنیم. اگر آرگومان تابع (1 β) معاد را بصورت جمع دو جمله فرکانس مرکزی و عرض باند توقف می کنیم. داریم

$$\tan\left(\frac{nl}{c}(\omega+\delta\omega)\right) = \frac{\tan\left(nl\,\omega/c\right) + nl\,\delta\omega/c}{1 - (nl\,\delta\omega/c)\tan\left(nl\,\omega/c\right)}$$
(26.1)

که چنانچه مخرج کسر را بسط داده و جملات مرتبه صفر و یک را نگه داریم بصورت زیر در می آید

$$\tan (\beta l) = \tan (nl \omega/c) + (nl \delta \omega/c)(1 + \tan^{2} (nl \omega/c))$$
(27.1)

با استفاده از $\sigma = 1 - \delta x$ و (1-27) می توان حالت تساوی معادله (1-20) را بصورت یک سری بر حسب ضریب کوچکنمایی σ نوشت. مرتبه صفر این سری همان فرکانس مرکزی باند توقف را که در بالا محاسبه شد بدست می دهد. جمله مرتبه اول سری متحد با صفر است. اگر جمله مرتبه دوم را نیز برابر صفر قرار دهیم داریم

$$\delta\lambda \approx \frac{2c\,\delta x}{m} \frac{\sin\left(n_2 l_2 \omega_o/c\right)}{\omega_0} \tag{28.1}$$

كه عرض باند توقف را برحسب طول موج نوشته ايم. مجددا براي حالت مواد غير مغناطيسي داريم

$$\delta x = 1 - \eta = 1 - \frac{n_1}{n_2} = \frac{\Delta n}{n_2}$$
(29.1)

و لذا نتيجه مي گيريم كه

$$\delta\lambda \propto \Delta n$$
 (30.1)

در شکل (1-10-الف) طیف عبور توان از یک کریستال فوتونی نشان داده شده است. این کریستال فوتونی متشکل از دو لایه متناوب به ضرایب شکست 1 و 1/41 و ضخامت های 100 و 150

¹ Smallness Factor
نانومتر است. همانطور که در شکل مشاهده می شود ، کریستال دارای باند توقف اصلی ای به عرض 120 نانومتر در محدوده نور قرمز و چند باند توقف باریک تر در فرکانس های بالاتر می باشد. طول موج مرکزی باندهای توقف را می توان از رابطه (1–25) به ازای m های مختلف بدست آورد. با جایگذاری مقادیر این طول موج به میزان 623 ، 311/5 و 207/7 نانومتر بدست می آید که با نمودارهای نشان داده شده انطباق کامل دارد.



شکل 1–10– طیف توان عبوری از یک کریستال فوتونی یک بعدی نیم بی نهایت (الف) و نمودار k – l این کریستال (ب). باند های توقف اول و دوم و باندهای دی الکتریکی و هوایی در هر دو شکل نشان داده شده است. در باند دی الکتریک میدان عمدتا در قسمت های با ضرییب شکست بالاتر و در باند هوایی در قسمت های با ضریب شکست کمتر متمرکز است.

1-2-3- محدود بودن كريستال

كريستال های واقعی ابعاد محدودی دارند كه آنها را از شرايط آرمانی كه به سادگی مطالعه تئوری می انجامد دور می كنند. اثر اعمال محدودیت بر كریستال را در فصل دوم مطالعه خواهیم كرد. با این حال نتایج شبیه سازی طیف عبور توان از یک كریستال یک بعدی با تعداد محدود 15 و 50 لایه به ترتیب در شکل های (1-11-ب) و (1-11-الف) نشان داده شده است. نوسانات مشاهده شده در خروجی بدلیل ایجاد مود های فابری-پرو¹ در اثر ضخامت محدود ساختار است. همانطور که مشاهده می شود کاهش تعداد لایه ها حذف باند توقف کامل را در پی داشته است.



شکل 1-11- طیف توان عبوری از یک کریستال فوتونی محدود برای 50 لایه در شکل (الف) و برای 15 لایه در شکل (ب) نشان داده شده است. در حالت (ب) باند توقف کامل وجود ندارد. نوسان های زیاد منحنی ها با مود های رزونانس فابری-پرو دو ساختار ارتباط دارد.

1-2-4- اثر ضريب شكست

برای اینکه ببینیم تغییرات ضریب شکست چه اثری بر باند توقف دارد طیف عبور توان از دو کریستال فوتونی یکی بعدی ، یکی با ضرایب شکست 1 و 2/23 با همان ضخامت های قبلی در شکل های (1–12–الف) و (1–12–ب) رسم شده است. به سادگی می توان تحقیق کرد که با استفاده از رابطه (1–25) می توان طول موج مرکزی باند های توقف در هر دو حالت را محاسبه کرد.

¹ Fabry-Perot



شکل 1-12- طیف توان عبوری از کریستال فوتونی یک بعدی با ضرایب شکست 1/41 و 2 (الف) و ضرایب شکست 1 و 2/23 (ب). ضخامت لایه ها در دو حالت به ترتیب برابر 100 و 150 نانومتر است. در دو حالت طول موج مرکزی باندهای توقف و عرض آنها افزایش یافته است.

اما در مورد کریستال اول می توان دید که ضرایب شکست 1/41 برابر ضرایب شکست کریستال مبنای بخش (1–2–2) می باشند. از آنجا که پارامتر فرکانس در معادله اصلی (1–20) همواره بصورت c م*onl /c یا 2\pi nl/\lambda یا mn/c طاهر شده است اگر کلیه ضرایب شکست در ضریب ثابتی مانند q ضرب شوند ، مواب معادله (1–20) تغییری نخواهد کرد جز اینکه محور طول موج به اندازه q فشرده (و یا محور فرکانس به اندازه q فشرده (و یا محور به اندازه q فشرده (و یا محور به اندازه q فشرده (و یا محور فرکانس به اندازه q فشرده (و یا محور به اندازه q فشرده و یا محور به اندازه q فشرده و یا محور به اندازه q فشرده (و یا محور به اندازه q فشرده و یا محور به اندازه q کریستال می شود. واضح است که این تغییر مقیاس به q برابر شدن عرض باند وتوق می انجامد. همانطور که در شکل مشاهده می شود اولین باند توقف از بازه (600 و 570) به بازه (970 و 600) منتقل شده که نشان می دهد محور افقی به اندازه 1/41 برابر قبل فشرده است و با این تغییر کلیه باندهای توقف تقریب ایر عریض تر شده اند. این استدلال در مورد کریستال و با این تغییر کلیه باندهای توقف 1/41 برابر عریض تر شده اند. این استدلال در مورد کریستال و فرتونی شکل (1–12–ب) صادق نیست اما همچنان می توان دید که عرض باندهای توقف تقریبا به وندوانی شده اید. این استدلال در مورد کریستال اندازه نصبت اختلاف ضریب شکست در مقایسه با حالت مبنای بخش (1–20) افزایش یافته اند که در موابق با معادله (1–10) می باشد.*

1-2-5- اثر تغيير مقياس ساختار

شکل زیر طیف عبور توان را برای کریستالی با ضرایب شکست 1 و 1/41 و ضخامت های 200 و 300 نانومتر (دو برابر ضخامت های قبلی) نشان می دهد. نمودار مشابه نمودار قبلی است با این تفاوت که محور فرکانس به اندازه دو برابر کشیده شده و لذا باند توقف به بازه (1380 و 1150) جابجا شده و عرض آن دو برابر شده است.



شکل 1-13- طیف عبور توان از یک کریستال فوتونی یک بعدی به ضخامت لایه های 200 و 300 نانومتر و ضرایب شکست 1 و 1/41.

با توجه به اینکه ضخامت 1 نیز در عبارت $2\pi n l/\lambda$ که آرگومان تابع تانژانت در معادله (1–20) است همانند n ظاهر می شود لذا همانطور که در قسمت قبل گفته شد اگر کلیه ضخامت ها در مقدار ثابتی ضرب شوند ، محور طول موج نیز به همان اندازه فشرده (و یا محور فرکانس به همان اندازه کشیده) می شود. با این تغییر مقیاس طول موج مرکزی باند توقف و عرض باند توقف هر دو به همان اندازه ضریب ثابت بزرگ می شوند.

اثر مقیاس ساختار بر فرکانس امواج الکترومغناطیسی از اهمیتی بنیادی برخوردار است بویژه اینکه این اثر در مورد ذرات جرم داری چون الکترون (که توسط معادله شرودینگر یا معادله نسبیتی دیراک توصیف می شود) وجود ندارد. اگر به شکل مستقل از زمان معادلات ماکسول دقت کنیم

$$\begin{cases} \nabla \times E = -j \,\omega \mu H \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} = j \,\omega \varepsilon \vec{E} \end{cases}$$
(31.1)

براحتی می توان دید که با یک تغییر مقیاس ($(x, y, z) \rightarrow (ax, ay, az)$ داریم ($(x, y, z) \rightarrow (ax, ay, az)$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right) \to \frac{1}{a}\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$$
(32.1)

و با جایگذاری این مشتقات جزیی در عملگر کرل همان معادله (1–31) بدست می آید اگر و فقط اگر « به

$$\omega \to \frac{\omega}{a}$$
 (33.1)

تبدیل شود. بنابراین معادلات ماکسول از خاصیت مقیاس پذیری برخوردارند. با کاهش ابعاد ساختار همان میدان های الکتریکی و مغناطیسی با همان توزیع های قبلی وجود دارند و تنها فرکانس امواج به همان نسبت افزایش می یابد و بنابراین معمولا برای توصیف رفتار فرکانسی ساختارها از فرکانس نرمالیزه که برابر حاصلضرب فرکانس در یکی از ابعاد ساختار بوده و تحت تغییر مقیاس ناورداست استفاده می شود.

1-2-6- اثر وجود ناخالصی در کریستال

چنانچه به هر دلیلی نظم کریستال بر هم بخورد ، انتشار موج از توصیفی که در بالا ارائه شد فاصله می گیرد. برای بی نظمی ها کوچک می توان همچنان مدلی تقریبی از آنچه رخ می دهد را براساس توصیف بالا ارائه کرد. در یک کریستال فوتونی تک بعدی دوگونه ناخالصی امکانپذیر است. یکی بی نظمی در ضخامت و دیگری بی نظمی در ضریب شکست. با توجه به اینکه دو پارامتر ضخامت و ضریب شکست در کلیه معادلات کریستال فوتونی یک بعدی بطور توامان و بصورت ۸/ 2*ml* در کنار یکدیگر ظاهر می شوند ، اگر به عنوان مثال ضریب شکست یک لایه p برابر بزرگ شده و ضخامت آن ثابت نگه داشته شود با حالتی که ضخامت p برابر بزرگ شده و ضخامت ثابت نگه داشته شود نتیجه یکسانی بدنبال دارد. بنابراین در این قسمت نتها اثر بی نظمی در ضخامت مورد بررسی قرار می گیرد و می دانیم که بی نظمی در ضریب شکست نیز اثرات مشابهی بدنبال خواهد داشت.

لایه (چنانچه فرکانس آن در باند توقف باشد) در هر یک از دو طرف یک کریستال فوتونی یک بعدی

را دیده و بازتاب می شوند. به این ترتیب این ناخالصی همانند یک محفظه تشدید (یا یک محفظه فابری-پرو با آینه های براگ¹) عمل کند.



شکل 1-14- یک ناخالصی ضخامتی در یک کریستال فوتونی یک بعدی. موجی که در این ناخالصی به دام افتاده در هر طرف یک کریستال فوتونی نیم بی نهایت می بیند و اگر طول موج آن در داخل باند توقف باشد از هر طرف بازتاب می شود.

با توجه به آنچه گفته شد در نقاط ناخالصی همچون محفظه های تشدید امواج با طول موج تشدید به دام افتاده و بطور محلی انرژی ذخیره می شود. این سایت ذخیره سازی انرژی موقعیتی برای فوتون ها فراهم می کند که بتوانند با تونل زدن از یک سوی کریستال به سایت ناخالصی و از این سایت به سوی دیگر کریستال از آن عبور کنند و لذا شکافی برای عبور موج در داخل باند توقف ایجاد می شود. نمودار های (1-15) تغییرات مکان این سایت را بر روی محور طول موج با افزایش ضخامت لایه ناخالصی نشان می دهد. جدا شدن ویژه مقدار مربوط به ناخالصی از طیف ویژه مقادیر باند دوم که باند هوایی است با اینکه لایه ناخالصی لایه ای با ضریب شکست کمتر بوده مطابقت دارد. می توان با تنظیم ضخامت طول موج ناخالصی را درست در وسط باند توقف قرار داد.

¹ Distributed Bragg Reflector



شکل 1-15- ظهور شکافی برای عبور موج در داخل باند توقف در اثر وجود ناخالصی و نیز جابجایی محل آن با تغییر ضخامت لایه ناخالصی. وجود ناخالصی امکان تونل زنی فوتون از یک سمت کریستال به سمت دیگر آن را بوجود می آورد. ضخامت ناخالصی در شکل های (الف) تا (و) به ترتیب 1 ، 1/2 ، 1/5 ، 1/9 ، 2/5 و 3 برابر ضخامت لایه 100 نانومتری کریستال هستند. منحنی خط چین طیف یک کریستال ایده آل و منحنی پیوسته طیف کریستال دارای ناخالصی را نشان می دهند.

 $^{-1}$ موجبر با زنجیره ای از ناخالصی ها $^{-1}$

اگر زنجیره ای منظم از ناخالصی های قسمت پیش در یک کریستال فوتونی ایجاد کنیم (شکل 1-15) در صورتیکه ناخالصی ها به اندازه کافی از هم دور باشند هر یک می توانند به عنوان یک سایت ذخیره سازی انرژی و تونل زنی فوتونی مورد استفاده قرار گیرند [6].



شکل 1-16- طرحواره ای از یک موجبر متشکل از زنجیره ای از ناخالصی ها در داخل یک کریستال فوتونی یک بعدی و نحوه تونل زنی فوتون از یک سایت ناخالصی به سایت دیگر در نتیجه همپوشانی بخش میرا شونده موج ذخیره شده در هر سایت [6].

هر یک از این ناخالصی ها شکافی در باند توقف ایجاد می کنند که در کنار یکدیگر یک باند عبور را در داخل باند توقف باز می کند. تونل زنی فوتون از یک سایت ناخالصی به سایت دیگر که بدلیل نشت تابع موج یک ناخالصی به ناخالصی دیگر میسر می شود می توانند همانند یک موجبر امواج درون باند توقف را از کریستال عبور دهد.

¹ Coupled Cavity Waveguide



شکل 1-17- طیف توان عبوری از یک کریستال فوتونی یک بعدی با زنجیره ای از ناخالصی ها (منخنی پیوسته) در مقایسه با یک کریستال معمولی بدون ناخالصی (منحنی خط چین). باند عبور باز شده در داخل باند توقف عرض باند موجبر را نشان می دهد.

طیف عبور توان از یک کریستال فوتونی یک بعدی که در آن در هر ده لایه با سه برابر کردن ضخامت یک لایه زنجیره ای از ناخالصی ها ایجاد شده در شکل (1–16) نشان داده شده است. در نتیجه وجود ناخالصی ها باند عبوری در داخل باند توقف ایجاد شده و یک باند توقف جدید در طول موج nm 870 ایجاد شده است.علت ایجاد این ناخالصی در فصل بعد مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

1-2-8- برخورد مايل

همه آنچه در مورد برخورد عمود گفته شد ، در مورد برخورد مایل نیز صادق است. با این تفاوت که در این حالت ضرایب شکست با مقادیر زیر جایگزین می شوند.

 $n_1 \to n_1 \cos \theta_1 \quad n_2 \to n_2 \cos \theta_2 \tag{34.1}$

بعلاوه مقادیر امپدانس مشخصه دو محیط باید در حالت پلاریزاسیون عمود با

$$\eta_1 \to \frac{\eta_1}{\cos \theta_1} \quad \eta_2 \to \frac{\eta_2}{\cos \theta_2} \tag{35.1}$$

و در حالت پلاریزاسیون موازی با

 $\eta_1 \to \eta_1 \cos \theta_1 \quad \eta_2 \to \eta_2 \cos \theta_2 \tag{13.1}$

جايگزين شوند که در آن بين $_{_{1}}$ و $_{_{2}}$ رابطه اسنل برقرار است

 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \tag{13.1}$

نتیجه اینکه منحنی پراکندگی (دیاگرام E-k) و طیف بازتابش به ازای هر زوایه و برای هریک از دو پلاریزاسیون عمود و موازی تفاوت دارد. شکل (I-18) تغییرات طیف عبور توان تابشی در زوایای مختلف و با دو پلاریزاسیون موازی و عمود را نشان داده و با طیف عبور برخورد عمود مقایسه نموده است.



شکل 1–18– طیف عبور توان از یک کریستال فوتونی یک بعدی به ازای زوایای مختلف تابش موج برای پلاریزاسیون های عمود و موازی.

فرکانس مرکزی باند های توقف با تغییر متغیر (1-34) از رابطه (1-25) بدست آمده و با افزایش زاویه تابش به سمت طول موج های کمتر جابجا شده است. این جابجایی با معیاری که به عنوان شرط براگ (1-1) معرفی شد نیز سازگاری دارد. عرض باند های توقف با افزایش زاویه تابش برای پلاریزاسیون عمود افزایش و برای پلاریزاسیون موازی کاهش یافته است. علت این تضاد آن است که در حالت پلاریزاسیون عمود تقسیم امپدانس های مشخصه به کسینوس زوایای تابش اختلاف آنها را افزایش داده و وضوح کریستال را بیشتر می کند در حالیکه در پلاریزاسیون موازی با ضرب آنها در کسینوس زوایا این اختلاف کاهش می یابد.

1-3- كريستال هاى فوتونى دو بعدى

1-3-1 برخورد عمود با کریستال های دو بعدی

شکل (1–13) بازتاب یک موج تابیده شده به یک کریستال فوتونی دو بعدی را نشان می دهد [7]. جهت تابش موج عمود بر صفحات کریستال است. همانند آنچه در مورد کریستال فوتونی تک بعدی بوقوع می پیوندد ، مجموعه اتم های کریستال را می توان بصورت صفحاتی آینه ای با ضرایب عبور و بازتاب غیر صفر در نظر گرفت. شرط بازتابش براگ در اینصورت همان شرط بدست آمده در حالت یک بعدی خواهد بود. به زبان منحنی پاشندگی این به معنای آن است که کریستال امواج موجود در شکاف انرژی را منعکس می کند.



شکل 1-19- برخورد عمود یک موج با یک کریستال فوتونی دو بعدی (شکل سمت چپ). اتم های کریستال را می توان بر روی سطوحی تصور کرد که هر سطح مانند یک آینه نیمه شفاف نور را منعکس می کند. درجه شفافیت آینه ها با چگالی اتم ها در روی سطح متناسب است. شکل سمت راست منحنی پاشندگی این کریستال را در جهت انتشار موج ورودی نشان می دهد. فرکانس موج در داخل شکاف فرکانسی کریستال بوده و لذا منعکس می شود [7].

1-3-2 برخورد مایل با کریستال های دو بعدی

شكل (1–14) بازتاب یک موج تابیده شده به همان كریستال فوتونی را این بار در جهت مایل نشان می دهد. اگرچه در ظاهر جهت تابش موج بر صفحات قرارگیری اتم های كریستال عمود نیست ، اما همانطور كه در شكل نشان داده شده همواره صفحاتی موازی قابل تصور است كه كلیه اتم های كریستال را در خود جای داده و برهم نهی بازتابش جزیی از هر یک از این صفحات در صورت برقرار شرط براگ به بازتابش كامل موج منجر می شود. منحنی پاشندگی كریستال این بار از زاویه دید موج ورودی رسم شده است. با توجه به تغییر فاصله بین صفحات از زاویه دید جدید ، فراصل فضای مستقیم و معكوس و نیز دوره تناوب تكرار منحنی پاشندگی نیز تغییر نموده و محل تقاطع یک منحنی با نسخه همسایه اش تغییر می كند. نتیجه اینكه شكاف انرژی در فركانس دیگری غیر از فركانس اولیه حاصل می شود و لذا برای اینكه موج تابیده شده در جهت مایل بازتاب شود ، باید فركانس آن با فركانس موج عمود تفاوت داشته باشد.



شکل 1-20- برخورد مایل موج با یک کریستال فوتونی دو بعدی (شکل سمت چپ). اتم های کریستال را می توان بر روی سطوحی عمود بر جهت انتشار موج ورودی تصور کرد هر سطح مانند یک آینه نیمه شفاف موج را منعکس می کند. درجه شفافیت آینه ها با چگالی اتم ها در روی سطح متناسب است که با چگالی آنها در شکل (1-13) تفاوت دارد. شکل سمت راست منحنی پاشندگی این کریستال را در جهت انتشار موج ورودی نشان می دهد. در این حالت فاصله صفحات با حالت قبل در شکل (1-13) تفاوت داشته و لذا شکاف در فرکانس دیگری ایجاد می شود [7].

نکته دیگر آنکه مجموعه اتم های شبکه را می توان بر روی دسته صفحات بی شماری تصور کرد که دو نمونه از آنها در دو قسمت قبل نشان داده شد. لازم به ذکر است که هر دسته صفحه در صورت تحقق شرط بازتابش براگ بخش (1–2–3) به انعکاس موج در جهت بازتابش آینه ای آن صفحه می انجامد. نتیجه اینکه در هر برخورد موج تخت با یک کریستال ، موج به جهت های بی شماری پراکنده¹ می شود که میزان توان پراکنده شده در هر جهت اولا به برقراری شرط براگ (1–2–3) و نیز به میزان بازتابش سطح (چگالی نقاط روی سطح بازتابنده) بستگی دارد.

1-3-3- شکاف انرژی کامل و اهمیت اختلاف ضریب شکست

شکل (1-15) دو منحنی پاشندگی بالا را در کنار یکدیگر نشان می دهد. همانطور که دیده می شود اگرچه در هر دو جهت شکاف انرژی وجود دارد ولی بدلیل عدم انطباق آنها بر هم ، کریستال فوتونی فوق فاقد یک شکاف انرژی کامل (در همه جهات) می باشد.



شکل 1–21– نمودار پاشندگی برای دو جهت عمود (سمت چپ) و مایل (سمت راست) انتشار موج در کریستال بر حسب مقادیر مختلف عدد موج. شکاف های انرژی در دو حالت با هم همپوشانی نداشته و لذا شکاف کامل نداریم [7].

برای ایجاد چنین شکاف کاملی کافیست اختلاف ضریب شکست دو محیط افزایش داده شود. در این صورت با توجه به افزایش عرض شکاف انرژی در دو نمودار بالا امکان همپوشانی این دو شکاف به ازای محدوده باریکی از فرکانس وجود خواهد داشت. شکل (1–16) این اثر را نشان می دهد. در این

¹ Diffract

صورت تابش امواج الکترومغناطیسی در بازه فرکانسی ذکر شده در هر یک از دو جهت به بازتابش براگ آن منجر خواهد شد.



شکل 1-22- نمودار پاشندگی برای دو جهت عمود (سمت چپ) و مایل (سمت راست) انتشار موج در کریستال بر حسب مقادیر مختلف عدد موج. بدلیل افزایش اختلاف ضرایب شکست شکاف های انرژی در دو حالت با هم همپوشانی پیدا کره و لذا شکاف کامل داریم [7].

برای ایجاد شکاف انرژی کامل (در همه جهات) بررسی همپوشانی شکاف در منحنی های پاشندگی همه جهات میسر نیست. بجای این کار نمودار E-k برای مقادیر محدودی از k در طول مسیر مشخصی از BZ رسم می شود. می توان نشان داد که در صورت افزایش اختلاف ضریب شکست از صفر ، لبه های BZ (نقاط وجود تبهگنی) اولین نقاطی از فضای معکوس هستند که در آنها شکاف اتفاق می افتد. این امر و نیز وجود تقارن زیاد در BZ ، تضمین می کنند که چنانچه نمودار k-E در طول مسیر درست در BZ رسم شود کلیه اطلاعات لازم را در بر خواهد داشت (شکل 1-2).



شکل 1–23– شکل سمت چپ و شکل وسط نمودار E-k (منحنی پاشندگی) دو کریستال فوتونی FCC را به ازای تغییر عدد موج در راستای مسیری از فضای معکوس که در BZ (شکل سمت راست) مشخص شده نشان می دهد [7].

1-4- منابع و مآخذ

- E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, "Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case," J. Optical Society American A, Vol. 7, No. 9, Sept. 1990.
- [2] E. Yablonovitch, "Photonic Crystals: Semiconductors of Light," Science American, pp. 47, Dec. 2001.
- [3] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 7th Ed., Wiley, 1996.
- [4] N. W. Aschroft, N. D., Mermin, Solid State Physics, Holt-Saunders Ed., 1976.
- [5] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press, 1995.
- [6] E. Ozbay, I. Bulu, K. Aydin, H. Caglayan, K. Guven, "Physics and applications of photonic crystals," Photonics and Nanostructures, vol. 2, pp. 87, 2004.
- [7] D. N. Chigrin, "Light Propagation in Photonic Crystals," Lecture.

فصل دوم تحلیل کریستال های فوتونی

مقدمه

روش های زیادی برای تحلیل کریستال های فوتونی وجود دارد که بسیاری از آنها به نوعی از روش های تحليل كريستال هاي طبيعي در فيزيك حالت جامد [1] الهام گرفته اند. از آن ميان مي توان به روش بسط به امواج تخت [2] كه مشابهت زيادي با مدل الكترون نيمه آزاد¹ دارد و يا روش تابع ونير² [3و4] که شباهت زیادی به روش Tight Binding دارد اشاره کرد. روش های دیگری چون روش خطوط انتقال [5] نیز وجود دارند که با توجه به استفاده از شکل خاص معادلات ماکسول منحصر به کریستال های فوتونی می باشند. با وجود این تعدد روش های تحلیل ، جای پرسش است که معرفی یک روش جدید برای تحلیل کریستال های فوتونی در پایان نامه ای که محور آن ساخت کریستال های فوتونی است چه جایی می تواند داشته باشد. چند انگیزه برای این کار وجود دارد. اول اینکه همانطور که خواهیم دید این روش درک فیزیکی عمیقی از عملکرد کریستال های فوتونی یک ، دو و سه بعدی بدست می دهد. دیگر اینکه سنخیت نظریه های الکترومغناطیس و کوانتم را از منظری دیگر نشان داده و با توجه به در دسترس بودن معلومات زياد در زمينه الكترومغناطيس ، به درک بهتر مفاهيم نظريه کوانتم کمک مي کند. و مهمتر از همه اینکه از دید محقق تجربی ای که تنها پارامتر قابل آزمایش برای او پراکندگی موج از کریستال فوتونی است ، مقایسه این نتایج با نتایج تئوری بدون درگیری با مفاهیم بیچیده تر تئوری بسیار راهگشاست. همانطور که خواهیم دید نظریه پراکندگی بدون توجه به شکل خاص پراکنده ساز مطرح خواهد شد و در آخر ، نتیجه برای پتانسیل های پراکنده ساز کریستالی بررسی می شود. بعلاوه هیچ استفاده ای از قضیه بلاخ³ بعمل نیامده و در نتیجه روش به سادگی برای مطالعه کریستال های محدود اعمال شده است. این خود مزیتی است که بسیاری از روش های تحلیل موجود از آن بی بهره اند. در آخر شایان ذکر است که روش تحلیلی که در ادامه به آن خواهیم برداخت هنوز محدودیت ها و نواقص زیادی دارد که امید داریم در آینده نزدیک برطرف شود.

¹ Nearly Free Electron Model

² Wannier Function Method

³ Bloch Theorem

2-1- نظریه پراکندگی

در این قسمت نظریه پراکندگی مکانیک کوانتم برای مطالعه پراکندگی راه دور یک فوتون (یا یک موج تخت) از یک شی دلخواه بکارگرفته می شود. مزیت استفاده از این نظریه برای مطالعه پراکندگی آن است که به کمک آن می توان کل مساله را بصورت یک مساله درجه اول فرمولبندی کرد. در ادامه از این روش برای مطالعه پترن پراکندگی یک موج تخت از سطح یک کریستال فوتونی استفاده می شود و نشان داده می شود که همانطور که قبلا نیز اشاره شد ، می توان یک کریستال فوتونی دلخواه دو یا سه بعدی را بصورت مجموعه ای از کریستال های فوتونی تک بعدی در نظر گرفت. موج پراکنده شده را می توان بصورت یک سری از تقریبات متوالی بدست آورد که تقریب اول آن در این قسمت محاسبه شده است.

1-1-2- تابع موج فوتون¹

اینکه فوتون نیز همچون سایر ذرات بنیادی از یک تابع موج (بردار حالت) تابع مکان برخوردار باشد ، موضوع قابل بحثی است که هنوز پایه محکم نظری ندارد [6]. با این حال ما نیز به پیروی از بیرولا² [7] بردار ریمان-سیلبرشتاین³ را که در ادامه با نوشتن معادلات ماکسول به شکل جدیدی تعریف می کنیم به عنوان تابع موج فوتون استفاده خواهیم کرد. اگر چگالی بار و جریان مغناطیسی را به معادلات ماکسول اضافه کنیم خواهیم داشت

$$\begin{cases} -\vec{\nabla} \times \vec{E} = \mu \frac{\partial}{\partial t} \vec{H} + \vec{J}_{m} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} + \vec{J}_{e} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{E}) = \rho_{e} \\ \vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{H}) = \rho_{m} \end{cases}$$
(1-2)

در یک محیط همگن با ضرب معادله کرل دوم در $1 - \sqrt{1} = j$ و جمع کردن آن با معادله کرل اول داریم

¹ Photon Wavefunction

² Iwo Bialynicki-Birula

³ Riemann-Silberstein Vector

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{\vec{E}}{\sqrt{\mu}} + j\frac{\vec{H}}{\sqrt{\varepsilon}}\right) = j\sqrt{\mu\varepsilon} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\vec{E}}{\sqrt{\mu}} + j\frac{\vec{H}}{\sqrt{\varepsilon}}\right) + j\left(\frac{\vec{J}_e}{\sqrt{\varepsilon}} + j\frac{\vec{J}_m}{\sqrt{\mu}}\right)$$
(2-2)

با تعريف "تابع موج" فوتون بصورت

$$\vec{\psi} = \frac{\vec{E}}{\sqrt{\mu}} + j \frac{\vec{H}}{\sqrt{\varepsilon}}$$
(3-2)

معادله بالا بصورت ساده زير نوشته مي شود.

$$\vec{\nabla} \times \vec{\psi} = j \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\psi} + j \vec{G}$$
(4-2)

بطور مشابه می توان معادلات دیورژانس را ترکیب کرد تا به معادله زیر رسید.

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{n}{c}\vec{\psi}\right) = g \tag{5-2}$$

که در آن از تعاریف زیر برای چگالی بار و جریان استفاده شده است.

$$\vec{G} = \frac{\vec{J}_{e}}{\sqrt{\varepsilon}} + j \frac{\vec{J}_{m}}{\sqrt{\mu}}$$

$$g = \frac{\rho_{e}}{\sqrt{\varepsilon}} + j \frac{\rho_{m}}{\sqrt{\mu}}$$
(6-2)

واضح است که این منابع معادله پیوستگی را اقناع می کنند.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{G} + \frac{\partial}{\partial t}g = 0 \tag{7-2}$$

در مرجع [8] نشان داده شده که با استفاده از تعریف (2-3) برای تابع موج می توان معادلات بدون منبع ماکسول را از معادله کلاین-گوردون¹ برای ذراتی بدون جرم و با اسپین واحد نظیر فوتون بدست آورد.

2-1-2 نمایش کوانتومی معادلات ماکسول

معادله (2-4) روند زمانی تغییرات تابع موج فوتون (میدان) را تعیین می کند و لذا مشابه معادله شرودینگر برای تابع موج الکترون است. این شباهت با نوشتن معادله (2-4) بصورت زیر تقویت می شود.

¹ Klein-Gordon Equation

$$\hbar \frac{c}{n} \vec{\nabla} \times \vec{\psi} = j\hbar \partial_{t} \vec{\psi}$$
(8-2)

با استفاده از تعریف ماتریس های
$$s$$
 و بردار ماتریسی $ar{s}$ بصورت

$$(S_i)_{jk} = -\epsilon_{ijk} \quad i = x, y, z \quad j, k = 1, 2, 3$$
 (9-2)

$$\vec{S} = \hat{x}S_x + \hat{y}S_y + \hat{z}S_z$$
 (10-2)

که در آن _{ایه} عانسور لوی-چیویتا¹ بوده و بصورت زیر تعریف می شود

$$\in_{ijk} = \begin{cases}
+1 & even \quad permutatio \quad n \text{ of } 1,2,3 \\
-1 & odd \quad permutatio \quad n \text{ of } 1,2,3 \\
0 & otherwise
\end{cases}$$
(11-2)

می توان نشان داد که کرل یک بردار را می توان برحسب بردار مانزیسی
$$\bar{s}$$
 نوشت
(12.2) $\psi \times \psi = (S.\nabla)\psi$

که در سمت راست آن بردار $ar{\psi}$ با فرم مانریسی (اسپینوری) آن ψ جایگزین شده است. با این تغییر داریم

$$\hbar \frac{c}{n} (\vec{S} \cdot \vec{\nabla}) \underline{\psi} = j \hbar \partial_{\mu} \underline{\psi}$$
(13.2)

عملگری که در سمت چپ تساوی بر <u></u> عمل می کند حاصلضرب داخلی عملگرهای تکانه و اسپین است

$$\hat{H} = jc \left(S \cdot \hat{p} \right) \tag{14.2}$$

و هلیسیتی² نام دارد. اگر این عملگر را همیلتونین سیستم تعریف کنیم داریم

$$\hat{H} | \underline{\psi}, t \rangle = j \partial_t | \underline{\psi}, t \rangle$$
(15.2)

می توان نشان داد که وابستگی زمانی بردار حالت $\langle \underline{\psi}, t \rangle$ بصورت زیر قابل تفکیک می باشد $|\underline{\psi}, t\rangle = e^{-j\omega t} |\underline{\psi}\rangle$ (16.2)

و به این ترتیب حل معادلات ماکسول مستقل از زمان سینوسی با حل معادله ویژه مقداری زیر معادل است.

¹ Levi-Civita Tensor

² Helicity

$$\hat{H} \left| \underline{\psi} \right\rangle = E \left| \underline{\psi} \right\rangle \tag{-2}$$

17)

در این قسمت هدف حل معادله ویژه مقداری (2–17) در حالتی است که همیلتونین (2–14) توسط پراکنده ساز ۷ بصورت

$$V = -\hbar c \,\sigma \tag{18.2}$$

2-1-2- فرمولبندى نظريه يراكندكي

دچار اختلال¹ شده باشد. در این رابطه ح ضریب هدایت محیط است که در حالت کلی تابعی از مکان می باشد. با این اختلال معادله موج بصورت زیر در می آید

$$\vec{\nabla} \times \vec{\psi} = j \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\psi} + \sigma \vec{\psi}$$
(19.2)

که به معنای آن است که تلف رسانایی برای هر دو جریان الکتریکی و مغناطیسی درنظر گرفته شده است. در این قسمت برای سادگی بحث خود را به پراکنده سازهایی از این نوع محدود می کنیم. همانطور که قبلا نیز اشاره شد تعمیم به حالت کلی بسیار سر راست است. به این ترتیب همیلتونین سیستم های مختل شده و نشده عبارتند از

$$\hat{H}_{0} = jc \, \overline{S}_{\cdot} \, \widehat{p}$$

$$\hat{H} = jc \, \overline{S}_{\cdot} \, \widehat{p} - \hbar c \, \sigma$$
(20.2)

در نظریه پراکندگی هدف تعیین ویژه تابع همیلتونین مختل شده با داشتن ویژه تابع همیلتونین مختل نشده است. از آنجا که پراکندگی الاستیک مد نظر است (انرژی فوتون یا بطور معادل فرکانس موج تغییر نمی کند) ویژه مقدار متناظر با ویژه توابع یاد شده باهم برابرند. پاسخ پراکندگی ذره فرودی با بردار حالت $\langle \underline{\rho} |$ توسط اختلال پراکنده ساز V بوسیله معادله لیپمن-شوینگر داده می شود که عبارت است از [9]

$$|\underline{\psi}\rangle = |\underline{\phi}\rangle - \frac{1}{\underline{\hat{H}}_{0}} - E} V |\underline{\psi}\rangle$$
(21.2)

¹ Perturbation

در این معادله $\left< \underline{\phi} \right>$ ویژه حالت همیلتونین مختل نشده (ذره یا موج فرودی) و $\left< \underline{\psi} \right>$ ویژه حالت همیلتونین مختل شده (ذره یا موج پراکنده شده) هستند¹.

 2 نمایش تکانه ای 2

با تعریف عملگر دیادیک گرین³ بصورت

$$\underline{\hat{G}} = \frac{1}{\underline{\hat{H}}_{0} - E}$$
(22.2)

معادله (21-2) را در نمایش تکانه (فضای فوریه) می توان بصورت زیر نوشت

$$\left\langle \vec{p} \left| \underline{\psi} \right\rangle = \left\langle \vec{p} \left| \underline{\varphi} \right\rangle - \left\langle \vec{p} \left| \underline{\hat{G}} \right\rangle \left| \underline{\psi} \right\rangle \right\rangle$$
(23.2)

که با گنجاندن⁴ دو عملگر یکه بصورت زیر در می آید

$$\left\langle \vec{p} \left| \underline{\psi} \right\rangle = \left\langle \vec{p} \left| \underline{\varphi} \right\rangle - \sum_{\vec{p}', \vec{p}'} \left\langle \vec{p} \left| \underline{\hat{G}} \right| \vec{p}' \right\rangle \left\langle \vec{p}' \left| V \right| \vec{p}'' \right\rangle \left\langle \vec{p}'' \left| \underline{\psi} \right\rangle \right\rangle$$
(24.2)

در اینجا از تعریف $\left< \frac{p_{x}}{p_{y}} \right> \left| \frac{p_{x}}{p_{y}} \right> \left| \frac{p_{y}}{p_{y}} \right> \left| \frac{p_{y}}{p_{y}} \right>$ ابتفاده از انتحادهای

$$\langle \vec{r} \mid \vec{p} \rangle = \frac{1}{\left(2\pi\right)^{3/2}} \exp\left(-j\frac{\vec{p}}{\hbar}.\vec{r}\right)$$
(25.2)

و

$$\langle \vec{p}' | \vec{r} \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(-j \frac{\vec{p}'}{\hbar} \cdot \vec{r})$$
 (26.2)

جمله مربوط به پتانسیل برابر است با

$$\left\langle p' \left| V \right| p'' \right\rangle = \sum_{r',r''} \left\langle p' \left| r' \right\rangle \left\langle r' \left| V \right| r'' \right\rangle \left\langle r'' \right| p'' \right\rangle$$
(27.2)

که برای حالت خاص پتانسیل محلی که ما با آن سر و کار داریم

$$\left\langle \vec{r} \right| \left| \vec{r} \right\rangle = V\left(\vec{r} \right) \delta\left(\vec{r} - \vec{r} \right)$$
(28.2)

بصورت زیر در می آید

- ² Momentum Representation
- ³ Green's Operator

⁴ Insertion

¹ در کل این فصل از نمایش کسری عملگرها (و ماتریس ها) استفاده شده که منظور از آن محاسبه عملگر معکوس برای عملگر موجود در مخرج و سپس ضرب آن از سمت چپ در عملگر موجود در صورت است.

$$\left\langle p' \left| V \right| p'' \right\rangle = \frac{1}{\left(2\pi\right)^3} \sum_{r'} e^{-j p' \cdot r' j^k} V(r') e^{-j r' \cdot r' j^k} V(r') e^{-j r' \cdot r' j^k} V(r') e^{-j r' \cdot r' j^k} V(r')$$

$$= \frac{1}{\left(2\pi\right)^3} \sum_{r'} e^{-j (p' - p'') \cdot r' j^k} V(r')$$
(29.2)

که همان تبدیل فوریه پتانسیل تابع مکان به ازای تفاضل تکانه های چپ و راست آن است.

$$\left\langle p' \left| V \right| p'' \right\rangle = \widetilde{V} \left(\left(\vec{p}' - \vec{p}'' \right) / \hbar \right)$$
(30.2)

علامت مد در بالای V نشانه تبدیل فوریه است. با تعریف تابع دیادیک گرین در فضای تکانه بصورت

$$\underline{\underline{\widetilde{G}}}(\vec{p},\vec{p}') = \langle \vec{p} \mid \frac{1}{\hbar c \bar{S} \cdot \hat{p} - E} \mid \vec{p}' \rangle$$
(31.2)

معادله لیپمن-شوینگر در نمایش تکانه (فضای فوریه) بصورت زیر در می آید:

$$\underline{\widetilde{\psi}}(\vec{p}) = \underline{\widetilde{\phi}}(\vec{p}) - \sum_{p',p''} \underline{\widetilde{\underline{G}}}(\vec{p},\vec{p}') \widetilde{V}((\vec{p}'-\vec{p}'')/\hbar) \underline{\widetilde{\psi}}(\vec{p}'')$$
(32.2)

برای محاسبه تابع گرین در نمایش تکانه باید توجه داشت که بردار حالت های $\left< ar{p} \right>$ ویژه حالت های همیلتونین مختل نشده هستند. چراکه با بسط عملگر گرین در معادله (2-2) داریم:

$$\frac{1}{\hbar c \vec{S} \cdot \hat{p} - E} = \frac{1}{\frac{jc}{E} \vec{S} \cdot \hat{p} - 1} \frac{1}{E} = -\frac{1}{E} \left(1 + \frac{jc}{E} \vec{S} \cdot \hat{p} + \left(\frac{jc}{E}\right)^2 \left(\vec{S} \cdot \hat{p}\right)^2 + \dots \right)$$
(33.2)

و از اینجا مشخص می شود که $\left<ar{p}
ight>$ ها ویژه حالت های این عملگر نیز هستند. بنابراین

$$\frac{1}{\underline{\hat{H}}_{0}} - E} | \vec{p} \rangle = \frac{1}{jc \, \underline{\vec{S}} \cdot \vec{p} - E} | \vec{p} \rangle$$
(34.2)

که در سمت راست عملگر \hat{p} با مقدار متغیر متناظر با آن $(\bar{p} \, < jcS \cdot \bar{p} \, | \, \bar{p} \, < jcS \, = \langle \bar{p} \, | \, \bar{p} \,)$ جایگزین شده است. بنابراین با ضرب عملگر گرین در بردار حالت $\langle \bar{p} \, | \,$ ، بازنویسی سری بصورت کسری و سپس ضرب بردار خوابیده¹ $| \, \bar{p} \, \rangle$ در آن خواهیم داشت

$$\underline{\underline{\widetilde{G}}}(\vec{p},\vec{p}') = \frac{1}{jc\,\underline{\underline{S}}.\vec{p}-E}\delta(\vec{p}-\vec{p}')$$
(35.2)

این نشان می دهد که تابع گرین در نمایش تکانه (فضای فوریه) قطری است. ماتریس

¹ Transposed

$$\frac{1}{H_0 - E} = \frac{1}{jc\,\vec{S}\,.\vec{p}\,-E}$$
(36.2)

دیگر معکوس یک عملگر نبوده و می توان به راحتی آن را محاسبه کرد. با عملیات جبری می توان نشان داد

$$\frac{1}{\underline{H}_{0} - E} = \frac{1}{-E\left(E^{2} - p^{2}c^{2}\right)} \underline{\underline{A}}$$

$$\underline{\underline{A}} = \begin{pmatrix} E^{2} - p_{x}^{2}c^{2} & -(jp_{z}E + p_{x}p_{y}c)c & -(-jp_{y}E + p_{x}p_{z}c)c \\ -(jp_{z}E + p_{x}p_{y}c)c & E^{2} - p_{y}^{2}c^{2} & -(jp_{x}E + p_{z}p_{y}c)c \\ -(jp_{z}E + p_{x}p_{y}c)c & -(-jp_{x}E + p_{z}p_{y}c)c & E^{2} - p_{z}^{2}c^{2} \end{pmatrix}$$

$$(37.2)$$

نذا معادله (2–32) بصورت زیر در می اید که معادله پراکندگی در نمایش تکانه است:

$$\underline{\widetilde{\psi}}(\vec{p}) = \underline{\widetilde{\phi}}(\vec{p}) - \sum_{p'} \underline{\widetilde{G}}(\vec{p}) \widetilde{V}((\vec{p} - \vec{p}')/\hbar) \underline{\widetilde{\psi}}(\vec{p}')$$
(38–2)

1-2-5- تقريب بورن¹

معادله (2–38) یک معادله انتگرالی مرتبه اول است که در آن مجهول $(\bar{p})_{\widetilde{M}}$ در دو طرف معادله ظاهر شده است و پاسخ آن تابع موج ذره پراکنده شده می باشد. این معادله را می توان به روش تقریب های متوالی ای حل کرد که در نظریه پراکندگی به تقریب بورن مشهور است [9و 10]. در تقریب اول فرض می کنیم که تابع موج موجود در سمت راست معادله همان تابع موج فرودی² باشد. اگر تکانه این موج $,\bar{q}$ و پلاریزاسیون آن $_{0}^{0}$ باشد داریم

$$\underline{\widetilde{\varphi}}(\vec{p}) = \underline{\varphi}_{o}\delta(\vec{p} - \vec{p}_{i})$$
(39.2)

و تابع موج ذره پراکنده شده در تقریب اول برابر خواهد بود با

$$\underline{\widetilde{\psi}}(\vec{p}) = \left(\delta(\vec{p} - \vec{p}_i) - \underline{\widetilde{\underline{G}}}(\vec{p})\widetilde{V}((\vec{p} - \vec{p}_i)/\hbar)\right)\underline{\varphi_0}$$
(40.2)

بنابراین موج فرودی با تکانه \vec{p}_i در جهت \vec{p}_i پراکنده می شود اگر و فقط اگر پتانسیل پراکنده ساز دارای تبدیل فوریه غیر صفر در نقطه $(\vec{p} - \vec{p}_i)/\hbar$ باشد.

¹ Born Approximation

² Incident Wavefunction

2-2- ساختارهای متناوب

برای ساختار متناوبی با بردار تناوب \bar{R} رابطه زیر در مورد پتانسیل اختلال وجود دارد:

$$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + R)$$

$$\vec{R} = m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 + m_3 \vec{a}_3$$
(41.2)

پتانسیل اختلال را می توان از واپیچش¹ تابع پتانسیل اتم با شبکه ای از توابع ضربه بصورت زیر نوشت $V(\vec{r}) = V_o(\vec{r}) * \sum_{\vec{R}} \delta(\vec{r} - \vec{R})$ (42.2)

 $\vec{R} = m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 + m_3 \vec{a}_3$ نقاط در نقاط توابع ضربه در نقاط قبل گفته شد که تبدیل فوریه شبکه ای از توابع ضربه در نقاط $\vec{K} = n_1 \vec{b}_1 + n_2 \vec{b}_2 + n_3 \vec{b}_3$ ها بردارهای پایه فضای خود شبکه ای از توابع ضربه در نقاط معکوس بوده و از

$$\vec{b}_{k} = \frac{\vec{a}_{i} \times \vec{a}_{j}}{\vec{a}_{k} \cdot (\vec{a}_{i} \times \vec{a}_{j})}$$
(43.2)

بدست می آیند. بنابراین تبدیل فوریه پتانسیل اختلال برابر خواهد بود با

$$\widetilde{V}(\vec{K}) = \widetilde{V}_{o}(\vec{K}) \sum_{\vec{K}'} \delta(\vec{K} - \vec{K}')$$
(44.2)

اگر این پتانسیل را در معادله پراکندگی با نقریب بورن قرار دهیم ، نتیجه می گیریم که فرودی با تکانه $\bar{p}_i = \bar{p}_i$ در جهت $\bar{k} = \bar{p}_i = \bar{p}_i$ پراکنده می شود اگر و فقط اگر $\bar{k} = \bar{k}_i - \bar{k}$ با بردار منتهی به یکی از نقاط فضای معکوس برابر باشد. با توجه به اینکه در مورد فوتون ها رابطه میان انرژی و تکانه بصورت نقاط فضای معکوس برابر باشد. با توجه به اینکه در مورد فوتون ها رابطه میان انرژی و تکانه بصورت نقاط فضای معکوس برابر باشد. با توجه به اینکه در مورد فوتون ها رابطه میان انرژی و تکانه بصورت نقاط فضای معکوس برابر باشد. با توجه به اینکه در مورد فوتون ها رابطه میان انرژی و تکانه بصورت توان بصورت $|\bar{k}_i| = |\bar{k}_i|$ این شرط را می

- $\left|\vec{k}_{i} \vec{K}\right|^{2} = \left|\vec{k}_{i}\right|^{2}$ (45.2)
 - که از آن نتیجه می شود
- $\vec{k}_{i} \cdot \hat{K} = \frac{1}{2} \left| \vec{K} \right| \tag{46.2}$

¹ Convolution

این شرط همان شرط بازتابش موج تابیده شده با تکانه $\vec{p}_i = \hbar \vec{k}_i$ است که در ادامه مورد بررسی قرار می گیرد.

2-2-1- کریستال های تک بعدی

در مورد یک کریستال فوتونی تک بعدی $\vec{R} = m\vec{a}$ که در آن $\vec{a} = \hat{x}a$ بردار پایه کریستال است. اگر (شکل $V_o(x)$ پتانسیل یک اتم باشد ، پتانسیل شبکه تکرار متناوب این پتانسیل با دوره تناوب a است (شکل -2).



شكل 2-1- پتانسيل متناوب يک كريستال يک بعدي.

شکل (2–2) تبدیل فوریه این پتانسیل را نشان می دهد که دنباله ای از توابع ضربه است که پوش (K) $\tilde{V}_{o}(K)$ در آن ضرب شده است. فضای معکوس توسط بردار $\bar{K} = n\bar{b}$ ساخته می شود که بردار پایه آن $\hat{K} = (2\pi/a)\hat{x}$ است.



شكل 2-2- تبديل فوريه بتانسيل كريستال يك بعدى. تبديل فوريه بتانسيل اتم بصورت بوش قطارى از ضربه ها ظاهر شده است.

با قرار دادن تبدیل فوریه پتانسیل در (2–40) و تحقیق شرط بازتابش (2–46) واضح است که اگر $i_{k_{i}}$ در جهت \hat{k} باشد داریم $\pi/a = m\pi/a$ و به عبارت دیگر $2a = m\lambda$ که همان شرط مورد نیاز $i_{k_{i}}$ در جهت \hat{k} باشد داریم مورد نیاز بازی تداخل سازنده موج های بازتاب شده از تک تک سطوح کریستال است. اگر $i_{k_{i}}$ در جهت \hat{k} نباشد دیگرام زیر را می توان رسم کرد.



شکل 2–3– فضای معکوس (فوریه) در مورد یک کریستال یک بعدی ، شرط بازتابش (تماس نوک بردار موج با لبه های نواحی بریلوئن) و تعریف نواحی اول و دوم بریلوئن. در هر نقطه تلاقی این خطوط و صفحات با خطوط خط چین که لبه های نواحی بریلوئن مختلف هستند موج بازتاب می شود.

طبق شرط (2–46) موج تابیده شده توسط کریستال بازتاب می شود اگر و فقط اگر انتهای بردار موج تابیده شده بر روی یکی از خطوط خط-چین باشد. بنابراین باید $\theta = m \pi / a = (2\pi / \lambda) \cos \theta = m \pi / a$ و یا (2.77)

$$2a\cos\theta = m\lambda \tag{47.2}$$

که همان شرط بازتابش براگ است. پس برای اینکه موجی از یک کریستال فوتونی بازتابیده شود کافیست شرط بازتابش (1–1) در مورد مولفه عمود بر سطح بردار موج (در اینجا $_{x}$) صدق کند. برای برقراری شرط بازتابش لازمست که زاویه موج بازتاب شده با موج تابیده شده برابر باشد. رابطه اخیر را می توان بصورت θ از 2*a/m* (co θ یوشت که طول موج مرکزی باند توقف را در حالت انتشار غیر عمود و برای نوارهای مختلف ... m=1, 2, 3, ...

نتها قاعده گزینش¹ موجود در نظریه پراکندگی بالا آن است که ممکن است موج تابیده شده حتی با وجود اقناع شرط بازتابش (2–46) توسط کریستال بازتاب نشود و این در مواردی رخ می دهد که پلاریزاسیون موج ورودی در هسته² تابع گرین (\tilde{p}, \tilde{p}') باشد.

با توجه به شکل (2-3) واضح است که برای مجموعه نامحدودی از فرکانس ها شرط بازتابش براگ برقرار بوده و لذا در این فرکانس ها باند توقف داریم. تابع ضربه موجود در مرکز مختصات صرفا از وجود پتانسیل پس زمینه ناشی شده و اثری بر انتشار موج ندارد. سایر ضربه ها را می توان به مجموعه های دو تایی (در سمت راست و چپ محور k) تقسیم کرد. اگر تنها یک جفت ضربه داشتیم پتانسیل برابر بود با

$$V(x) = A + B\cos(2\pi x/a)$$

در این حالت شرط بازتابش براگ نتها برای یک طول موج برقرار می باشد و لذا کریستال نتها یک باند توقف دارد.

در مورد كريستال فوتونى مورد بررسى (با نوع خاص رسانندگى الكتريكى و مغناطيسى كه در بخش 2-1-2 معرفى شد) از آنجا كه تبديل فوريه پتانسيل كريستال حاوى توابع ضربه است ، واضح است كه عرض باند توقف همواره صفر است. در ادامه خواهيم ديد كه در اين مورد خاص محدود كردن كريستال طيف امواج قابل بازتاب را افزايش داده و اثرى همانند افزايش عرض باند توقف دارد.

2-2-2 ساختارهای متناوب محدود

¹ Selection Rule

² Kernel

اگر ساختار محدودی به عنوان پراکنده ساز در نظر گرفته شود پتانسیل بالا مطابق زیر تصحیح می شود

$$V(\vec{r}) = \left(V_o(\vec{r}) * \sum_{\vec{R}} \delta(\vec{r} - \vec{R})\right) \Pi(\vec{r})$$
(48.2)

که محدودیت ساختار از طریق تابع (r̄) اعمال شده است. این تابع در محدوده کریستال برابر یک و در خارج آن برابر صفر است.



شکل 2-5- پتانسیل اختلال یک کریستال محدود که می توان آن را حاصلضرب پتانسیل کریستال محدود در یک تابع پوش دانست.

با محاسبه تبديل فوريه اين پتانسيل داريم

$$\widetilde{V}(\vec{K}) = \widetilde{V}_{o}(\vec{K}) \sum_{\vec{K'}} \widetilde{\Pi}(\vec{K} - \vec{K'})$$
(49.2)

شکل (2–6) تبدیل فوریه پتانسیل شبکه را برای حالت یک بعدی نشان می دهد. وجود نوسانات کوچکتر در نقاط فضای معکوس باعث می شود که شرط بازتابش تقریبا برای هر موج تابیده شده و مستقل از جهت و فرکانس تابش آن برقرار باشد. البته دامنه موج پراکنده شده در حالتی که بردار موج بر روی لبه نواحی بریلوئن باشد بسیار بیشتر است ولی در حالت های دیگر نیز وجود دارد. در حالت یک بعدی واضح است که به ازای هر موج تابیده شده همچنان فقط یک موج پراکنده شده داریم ولی در کریستال های دو و سه بعدی می توان نشان داد که اینطور نیست. در این کریستال ها محدود شدن ساختار به ایجاد لوب های جانبی¹ در پترن موج پراکنده شده می انجامد. نکته دیگر اینکه در مورد کریستال فوتونی یک بعدی مورد بررسی محدود ساختن کریستال عملا باند توقف را عریض تر کرده است.

¹ Side Lobes



شکل 2-6- تبدیل فوریه پتانسیل کریستال محدود. به جای توابع ضربه در شکل (2-2) توابع Sinc که تبدیل فوریه تابع پوش در یک کریستال محدود هستند قرار می گیرد.

2-2-3 مطالعه ناخالصی ها

یکی از مهمترین کاربردهای نظریه پراکندگی که در بالا معرفی شد ، مطالعه اثر ناخالصی ها در کریستال های فوتونی است. اگرچه در این قسمت خود را به مطالعه ناخالصی های ضریب شکستی در کریستال های فوتونی یک بعدی محدود می کنیم ، اما همانطور که در فصل اول نشان داده شد ، این ناخالصی ها با ناخالصی های ابعادی در کریستال های یک بعدی متناظرند.

پتانسیل کریستال های با ناخالصی های ضریب شکستی را می توان بسادگی بصورت جمع دو پتانسیل پراکنده ساز ، یکی پتانسیل کریستال و دیگری پتانسیل ناخالصی نوشت و واضح است که این جمع در مورد تبدیل فوریه دو پتانسیل نیز صدق می کند. بنابراین داریم

$$\widetilde{V}(\vec{K}) = \widetilde{V}_{crystal}(\vec{K}) + \widetilde{V}_{defect}(\vec{K})$$
(50.2)

با توجه به اینکه طبق رابطه (2-40) تابع موج ذره پراکنده شده در تقریب اول نسبت به پتانسیل اختلال خطی است می توان تابع موج کل را بصورت زیر نوشت

$$\psi'(\vec{p}) = \varphi(\vec{p}) + \psi'_{crystal} (\vec{p}) + \psi'_{defect} (\vec{p})$$
(51-2)

علامت پرایم بر روی $\tilde{\psi}$ ها در سمت راست عبارت بالا نشان می دهد که تنها قسمت موج پراکنده شده و نه موج تخت فرودی مدنظر است. بنابراین در تقریب اول یک ناخالصی ضریب شکستی در یک کریستال فوتونی می تواند مانند یک محفظه تشدید عمل کند که فرکانس تشدید آن برابر فرکانس تشدید یک محفظه تشدید منفرد با پتانسیل ناخالصی است. اگرچه در تقریب های بالاتر ناخالصی امواج کریستال را پراکنده خواهد کرد و امواج کریستال تابع موج و فرکانس تشدید ناخالصی را تغییر خواهند داد و لذا تقریب مرتبه اول غیر قابل اعتماد بنظر می رسد با این حال برای محاسبات سرانگشتی ابزار خوبی می باشد. به عنوان نمونه ای از این محاسبات به موجبر متشکل از زنجیره از ناخالصی ها¹ (CCW) که در فصل اول مورد بررسی قرار گرفت (شکل 2-7) توجه کنید.



شکل 2-7- موجبر ناخالصی زنجیره ای (CCW) که در بخش 1-2 بررسی شد. با استفاده از تقریب اول نظریه پراکندگی فرکانس باندهای توقف ایجاد شده در منحنی پیوسته با دقت خوبی محاسبه می شود.

با توجه به دوره تناوب این ناخالصی ها (\vec{K}) ها نند پتانسیل کریستالی است که در لبه های ناحیه بریلوئن شبکه معکوس موج را بازتاب کرده و منجر به ایجاد باند توقف می شود. طول موج مرکزی این باند

$$2(n_1 l_1 + n_2 l_2) = m\lambda$$
 (52.2)

است که با جایگذاری پارامترها مقدار صحیح mm 876 را بدست می دهد.

¹ Coupled Cavity Waveguide

² Effective Mass Theory

2-2-4- کریستال های دو بعدی

در مطالعه پراکندگی موج از کریستال های فوتونی دو و سه بعدی گفته شد که بطور شهودی می توان این کریستال ها را به تعداد بیشماری کریستال فوتونی یک بعدی تجزیه کرد. بطوریکه مجموعه اتم های تشکیل دهنده کریستال را بر روی دسته صفحات مختلفی تصور کرد که میزان ضریب عبور و بازتاب از هر صفحه با چگالی سطحی اتم ها بر روی آن منتاسب بوده و هر دسته صفحه معادل یک کریستال فوتونی یک بعدی می باشد. موج تابیده شده به یک کریستال فوتونی چند بعدی در صورت برقراری شرط بازتابش (2–46) برای هریک از کریستال های یک بعدی توسط آن کریستال بازتاب می شود. شکل (2–8) تجزیه یک کریستال فوتونی دو بعدی به دسته صفحات $\{0\}$ ، $\{10\}$ ، $\{11\}$ ، $\{11\}$ ایران از از از می رسد اما اینکه آیا امکان تجزیه فوق وجود دارد و اینکه آیا چنین تجزیه ای یکتاست یا خیر هنوز در پرده ابهام است. در این قسمت به اثبات قضیه وجود و یکتایی این تجزیه می پردازیم.



شکل 2-8- یک کریستال فوتونی با شبکه مربعی. دسته خطوط موازی تجزیه این کریستال دو بعدی به دسته کریستال های فوتونی یک بعدی را نشان می دهند.

برای اثبات وجود و یکتایی این تجزیه کافی است به نمایش کریستال در فضای معکوس توجه کنیم (شکل 2-9). مجموعه نقاط شبکه معکوس را می توان بر روی خطوطی تصور کرد که از مبدا مختصات عبور می کنند. واضح است که از هر نقطه از فضای معکوس (به جز مبداء مختصات) یک و تنها یک خط می گذرد. بنابراین تجزیه زیر امکانپذیر بوده و یکتاست.

$$\widetilde{V}(\vec{K}) = \widetilde{V}_{o}(\vec{K}) \sum_{\vec{K}'} \delta(\vec{K} - \vec{K}') = \widetilde{V}_{o}(\vec{K}) \left[\alpha \delta(\vec{K}) + \sum_{\vec{K}' \in <10>} \delta(\vec{K} - \vec{K}') + \sum_{\vec{K}' \in <10>} \delta(\vec{K} - \vec{K}') + \sum_{\vec{K}' \in <11>} \delta(\vec{K} - \vec{K}') + \dots \right]$$
(53.2)

از آنجایی که $(\bar{K}) \delta(\bar{K})$ بین کلیه خطوط مشترک است عبارت $(\bar{K}) \alpha \delta(\bar{K})$ را وارد کرده ایم تا ضریب $\delta(\bar{K}) \delta(\bar{K})$ در دو طرف تساوی در عبارت (2–53) برابر باشد. این عبارت را می توان بصورت خلاصه تر زیر نیز نوشت

$$\widetilde{V}(\vec{K}) = \alpha'\delta(\vec{K}) + V_{<10>}(\vec{K}) + V_{<01>}(\vec{K}) + V_{<11>}(\vec{K}) + \dots$$
(54.2)

همانطور که در قسمت های قبل نیز گفته شد ، وجود تابع ضربه در مرکز مختصات فضای معکوس بیانگر وجود پتانسیل پس زمینه¹ بوده و اختلالی در مسیر حرکت فوتون ها ایجاد نمی کند. بدلیل خطی بودن معادله موج در تقریب اول نسبت به پتانسیل پراکنده ساز ، تابع موج برابر خواهد بود با

$$\widetilde{\psi}^{1}(\vec{p}) = (1 + \alpha')\widetilde{\varphi}(\vec{p}) + \widetilde{\psi}'_{<10>}(\vec{p}) + \widetilde{\psi}'_{<01>}(\vec{p}) + \widetilde{\psi}'_{<11>}(\vec{p}) + \dots$$
(55.2)

که نشان می دهد تابع موج در تقریب اول برابر مجموع موج ورودی و موج پراکنده شده از هر یک از کریستال های فوتونی تک بعدی تشکیل دهنده کریستال است. مجددا علامت پرایم بر روی $\widetilde{\psi}$ ها در سمت راست عبارت بالا نشان می دهد که تنها قسمت موج پراکنده شده و نه موج تخت فرودی مدنظر است.

فاصله توابع ضربه پراکنده ساز بر روی هر خط (هر کریستال فوتونی یک بعدی) با عکس فاصله بین دسته صفحات عمود بر آن جهت متناسب است. بعلاوه می توان نوشت

- $\widetilde{V}(\vec{K}) = \widetilde{V}_{o}(K) * (2\pi)^{-3/2} \left(\iiint dk_{x} dk_{y} dk_{z} e^{-j(xk_{x}+yk_{y}+zk_{z})} \left(\sum_{i,j,k} \delta(x-ia_{1}^{<10>}) \delta(y-ia_{2}^{<10>}) \delta(x-ia_{3}^{<10>}) \right) \right)$ (56.2)
 - و لذا برای دسته صفحات (کریستال فوتونی) { 10} که در مورد آنها $k_x = k_{<10}$ داریم

¹ Background

$$\widetilde{V}(k_{x}) = \widetilde{V}_{o}(k_{x})^{*} (2\pi)^{-3/2} \left(\int dk_{x} e^{-jxk_{x}} \sum_{i} \delta(x - ia_{1}^{<10>}) \right)$$
(57.2)

و يا

$$\widetilde{V}(k_{x}) = \widetilde{V}_{o}(k_{x}) * \frac{(2\pi)^{-3/2}}{a_{1}^{<10>}} \sum_{i} \delta(k_{x} - i\frac{2\pi}{a_{1}^{<10>}})$$
(58-2)

که آن را می توان بصورت زیر نوشت

$$\widetilde{V}(k_{x}) = \widetilde{V}_{o}(k_{x}) * \frac{(2\pi)^{-3/2}}{a_{1}^{<10>}} \sum_{i} \delta(k_{x} - i\frac{2\pi}{a_{1}^{<10>}})$$
(59-2)

با تعریف سطح مقطع و حجم سلول واحد بصورت $a_3^{(10>} = a_2^{(10>} a_3^{(10>} = a_1^{(10>} a_3^{(10>} = a_2^{(10>} = a_2^{(10>} a_3^{(10>} = a_2^{(10>} = a$

$$\widetilde{V}(k_{x}) = \widetilde{V}_{o}(k_{x}) * \frac{(2\pi)^{-3/2}}{\upsilon} A_{<10>} \sum_{i} \delta(k_{x} - i\frac{2\pi}{a_{1}^{<10>}})$$
(60-2)



شکل 2-9- نمایش کریستال فوتونی شکل (2-8) در فضای معکوس. نقاط بازتابنده فضای معکوس روی خطوط گذرا از مرکز قابل تصور هستند. هر یک از این خطوط یک کریستال فوتونی یک بعدی را نشان می دهد و بنابراین این شکل وجود و یکتایی تجزیه کریستال فوتونی دو بعدی به مجموعه ای نا منتاهی از کریستال های فوتونی یک بعدی را نشان می دهد.

در آخر لازم به یادآوری است که در نظریه موج ، اصل جمع آثار در مورد مواد وجود ندارد و این سوال مطرح است که چگونه با این وجود تجزیه بالا میسر شد. در پاسخ باید گفت که استفاده از تقریب بورن معادله موج را از یک معادله انتگرالی به یک معادله ساده تبدیل می کند که پتانسیل اختلال در آن بصورت خطی ظاهر می شود. در تقریب های بالاتر بورن نیز معادله همچنان از شکل انتگرالی آن خارج شده و اصل جمع آثار در مورد ماده صادق است ، اما واضح است که این اصل در مورد حل دقیق که از جمع تصحیحات هر تقریب بدست می آید که پاسخ معادله انتگرالی است ، صدق نمی کند.

2-2-5- مراتب بالاتر تقريب بورن

برای دستیابی به تقریب مرتبه دوم از پترن پراکندگی کافی است نتیجه (2-40) را در سمت راست معادله انتگرالی موج (2-38) قرار دهیم که نتیجه می دهد

$$\underline{\widetilde{\psi}}(\vec{p}) = \left(\delta(\vec{p} - \vec{p}_i) - \underline{\widetilde{\underline{G}}}(\vec{p})\widetilde{V}(\vec{p} - \vec{p}_i) + \sum_{\vec{p}'}\underline{\widetilde{\underline{G}}}(\vec{p})\widetilde{V}(\vec{p} - \vec{p}')\underline{\widetilde{\underline{G}}}(\vec{p}')\widetilde{V}(\vec{p}' - \vec{p}_i)\right)\underline{\varphi_0}$$
(61.2)

دو جمله اول عبارت داخل پرانتز همان تقریب اول تابع موج است. جمله سوم که تصحیح مرتبه دوم است را می توان به این صورت تفسیر کرد که طبق این جمله ذره فرودی با تکانه $\bar{p}_{\bar{q}}$ در جهت \bar{q} پراکنده می شود اگر و فقط اگر جهت \bar{q} ای وجود داشته باشد که برای آن جهت تبدیل فوریه پتانسیل پراکنده ساز در نقاط $\bar{q} - \bar{q}$ و $\bar{q} - \bar{q}$ دارای مولفه باشد. اما دیدیم که $(\bar{q} - \bar{q})\tilde{\gamma}(\bar{q})\tilde{\underline{p}}$ تابع موج ذره پراکنده شده با تکانه اولیه \bar{q} در جهت \bar{q} و $(\bar{p} - \bar{q})\tilde{q}(\bar{p})\tilde{\underline{p}}$ تابع موج دره پراکنده شده با تکانه اولیه \bar{q} در جهت \bar{q} و $(\bar{p} - \bar{q})\tilde{\gamma}(\bar{q})\tilde{\underline{p}}$ تابع موج دره پروکنده شده با تکانه اولیه \bar{q} در جهت \bar{q} و $(\bar{p} - \bar{q})$ تابع موج دره پراکنده شده با تکانه اولیه \bar{q} در جهت \bar{q} را بدست می دهد. بنابراین نتیجه می گیریم که کل تصحیح تقریب مرتبه دوم بورن ، افزودن دامنه احتمال ذراتی است که با دوبار انعکاس از \bar{q} به \bar{q} پراکنده می شوند. در واقع فوتون فرودی ابتدا توسط کریستال فوتونی یک بعدی در جهت $\bar{q} - \bar{q}$ منعکس شده و سپس توسط کریستال فوتونی یک بعدی در جهت $\bar{q} - \bar{q}$ در راستای \bar{q} پراکنده می شود. با توجه به علامت جمع بر روی نوتونی ایک بعدی در جهت از می که شرط بازتابش (2–46) در مورد آنها صدق می کند) در این بازتابش دو مرحله ای شرکت می کند.

پس کریستال های فوتونی نه تنها موج فرودی بلکه موج بازتاب شده از یکدیگر را نیز مجددا بازتاب می کنند و این فرآیند (در تقریبات بعدی بورن) بارها و بارها تکرار می شود.

2-2-6- سری بورن و همگرایی

دیدیم که بردار حالت تابع موج پراکندگی در تقریب اول برابر است با
$$|\psi\rangle^{1} = |\varphi\rangle - \hat{\underline{G}}V |\varphi\rangle$$
(62.2)

و در تقریب دوم داریم

$$\left|\underline{\psi}\right\rangle^{2} = \left(\underline{\underline{1}} - \underline{\underline{\hat{G}}}V + \left(\underline{\underline{\hat{G}}}V\right)^{2}\right) \left|\underline{\varphi}\right\rangle$$
(63.2)

با ادامه این مسیر می توان نشان داد که بردار حالت را می توان بصورت یک سری توانی از جملات $\frac{\hat{G}V}{\hat{G}}$ - نوشت که در صورت همگرایی نتیجه می دهد

$$|\underline{\psi}\rangle = \left(\underline{\underline{1}} - \underline{\underline{\hat{G}}}V + \left(-\underline{\underline{\hat{G}}}V\right)^{2} + \dots\right)|\underline{\phi}\rangle = \frac{1}{1 + \underline{\underline{\hat{G}}}V}|\underline{\phi}\rangle$$
(64.2)

با جایگذاری عملگر گرین از (2–22) در عبارت بالا بسادگی می توان تحقیق کرد که بردار حاصل حل دقیق معادلات ماکسول خواهد بود. بنابراین مراتب بالاتر سری بورن تقریب های دقیق تری از بردار حالت بدست می دهند که در حد به حل دقیق معادلات منتهی می شود. همگرایی سری (2–64) خود موضوع مفصلی است [11] که نیاز به کار بیشتری داشته و از حوصله این پایان نامه خارج است. تنها به ذکر این نکته اکتفا می شود که همگرایی سری بورن در پراکندگی ذرات پر انرژی از پراکنده ساز کولنی (در صورتی که طول موج دوبروی¹ ذره فرودی از ابعاد پراکنده ساز کوچکتر باشد) اثبات شده است [11]. واضح است که این شرط در مورد کریستال های فوتونی صادق است چرا که در این کریستال ها به پراکندگی فوتون هایی علاقمندیم که طول موج آنها در حدود ثابت شبکه² کریستال باشد که خود بسیار کوچکتر از ابعاد کریستال است. با توجه به اینکه نظریه پراکندگی که در این پایان نامه مطرح شد از بسیاری جهات با نظریه پراکندگی ذرات بنیادی توسط پتانسیل کولنی مشابهت دارد ، انتظار

2-3- محاسبه پترن پراکندگی در تقریب اول

متاسفانه بدلیل تکینه بودن عملگر گرین در نمایش تکانه ، علیرغم سادگی ظاهری معادلات تا کنون موفق به انجام محاسبه در این نمایش نبوده ایم. برای انجام محاسبات به فضای مکان می رویم.

¹ De Broglie Wavelength

² Lattice Constant

2–3–1– نمایش مکان

با ضرب ویژه بردار مکان (z | (x | x |= x | x | عادله لیپمن-شوینگر از سمت چپ و جای دادن عملگر یکه

$$\hat{\mathbf{i}} = \sum_{\vec{r}} |\vec{r}\rangle \langle \vec{r} | \tag{65-2}$$

در وسط جمله دوم داريم

$$\left\langle \vec{r} \mid \underline{\psi} \right\rangle = \left\langle \vec{r} \mid \underline{\varphi} \right\rangle - \sum_{\vec{r}} \left\langle \vec{r} \mid \frac{1}{\underline{\hat{H}}_{0}} - E} \mid \vec{r}' \right\rangle \left\langle \vec{r}' \mid V \mid \underline{\psi} \right\rangle$$
(66.2)

با نامگذاری عبارت زیر به عنوان تابع گرین در نمایش مکان

$$\underline{\underline{G}}(\vec{r},\vec{r}') \equiv \langle \vec{r} \mid \frac{1}{\underline{\hat{H}}_{0}} - E} \mid \vec{r}' \rangle$$
(67.2)

معادله بالا بصورت زیر در می آید

$$\left\langle \vec{r} \mid \underline{\psi} \right\rangle = \left\langle \vec{r} \mid \underline{\varphi} \right\rangle - \sum_{\vec{r}} \underline{G}(\vec{r}, \vec{r}) \left\langle \vec{r} \mid V \mid \underline{\psi} \right\rangle$$
(68.2)

که با جای دادن یک عملگر یکه دیگر و استفاده از قطری بودن عملگر پتانسیل در نمایش مکان که از محلی بودن پتانسیل نتیجه می شود بصورت زیر در می آید

$$\underline{\psi}(\vec{r}) = \underline{\phi}(\vec{r}) - \sum_{\vec{r}'} \underline{\underline{G}}(\vec{r},\vec{r}') V(\vec{r}') \underline{\psi}(\vec{r}')$$
(69.2)

برای محاسبه نمایش مکان تابع دیادیک گرین از فرم آن در نمایش تکانه استفاده می شود

$$\underline{\underline{G}}(\vec{r},\vec{r}') = \sum_{\vec{p}} \sum_{\vec{p}'} \langle \vec{r} \mid \vec{p} \rangle \langle \vec{p} \mid \frac{1}{\underline{\hat{H}}_{0}} - E \mid \vec{p}' \rangle \langle \vec{p}' \mid \vec{r}' \rangle$$
(70.2)

که می توان آن را بصورت زیر نوشت

$$\underline{\underline{G}}(\vec{r},\vec{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{\vec{p},\vec{p}'} e^{j\frac{\vec{p}'}{\hbar}\cdot\vec{r}'} e^{-j\frac{\vec{p}'}{\hbar}\cdot\vec{r}'} \underbrace{\underline{\underline{G}}}_{\vec{p}}(\vec{p},\vec{p}')$$
(71.2)

با جایگذاری نمایش تکانه ای تابع گرین از (2-35) در عبارت بالا داریم

$$\underline{\underline{G}}(\vec{r},\vec{r}') = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{\vec{p}} e^{j\vec{p}.(\vec{r}-\vec{r}')/\hbar} \frac{1}{jc\vec{S}.\vec{p}-E}$$
(72.2)

$$\underline{\underline{G}}(\vec{s}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{\vec{p}} e^{j\vec{p}\cdot\vec{s}/\hbar} \frac{1}{jc\,\vec{S}\cdot\vec{p}-E}$$
(73.2)

و با محاسبه معكوس مانزيس موجود در مخرج داريم

$$\underline{\underline{G}}(\vec{s}) = \frac{1}{\left(2\pi\hbar\right)^3} \int d^3 p e^{j\vec{p}\cdot\vec{s}/\hbar} \frac{1}{-E\left(E^2 - p^2c^2\right)} \underline{\underline{A}}(\vec{p})$$
(74.2)

علامت جمع بدلیل طیف پیوسته تکانه با انتگرال تعویض شده است. ماتریس (\bar{p}) <u>می</u> را می توان با تعویض متغیرهای تکانه آن با اپراتورهای متناظر از زیر انتگرال خارج کرد. لازم به ذکر است که مشتق گیری در این عملگرهای تکانه نسبت به متغیر $\bar{x} = \bar{x} - \bar{x}$ می باشد. اگر انتگرال گیری را در دستگاه مختصات کروی دنبال کنیم داریم

$$\underline{\underline{G}}(\vec{s}) = \frac{\hbar^{-3}}{(2\pi)^2} \underline{\underline{A}}(\hat{p}) \int p^2 dp d (\cos \theta) e^{j ps \cos \theta/\hbar} \frac{1}{-E(E^2 - p^2 c^2)}$$
(75.2)

انتگرال زاویه ای به راحتی قابل محاسبه بوده و نتیجه می دهد

$$\underline{\underline{G}}(\vec{s}) = \frac{\hbar^{-2}}{(2\pi)^2 jE} \underline{\underline{A}}(\hat{p}) \frac{1}{s} \int_0^\infty p dp \ \frac{e^{+j\,ps/\hbar} - e^{-j\,ps/\hbar}}{E^2 - p^2 c^2}$$
(76.2)

که با تغییر متغیر به شکل ساده تر زیر در می آید.

$$\underline{\underline{G}}(\vec{s}) = \frac{\hbar^{-2}}{(2\pi)^2 jE} \underline{\underline{A}}(\hat{p}) \frac{1}{s} \int_{-\infty}^{+\infty} p dp \ \frac{e^{+j\,ps/\hbar}}{E^2 - p^2 c^2}$$
(77-2)

این انتگرال گیری شعاعی را می توان با استفاده از انتگرال گیری حول یک مسیر در صفحه مختلط انجام داد. با توجه به اینکه انتگرالده دارای تکینگی بر روی مسیر است لازم است مانند معادله لیپمن-شوینگر فرض کنیم

$$E \to E \pm j\delta$$
 (78-2)

تا نتایج همگرا شود. این تغییر متغیر به دو موج کروی درون گرا و برون گرا (برای علامت مثبت و منفی در بالا) می انجامد که یکی از آنها باید انتخاب شود. با انتخاب موج برون گرا داریم

$$\underline{\underline{G}}(\vec{s}) = \frac{-\hbar^{-2}}{4\pi E c^{-2}} \underline{\underline{A}}(\hat{p}) \frac{e^{j\frac{E}{\hbar c}s}}{s}}{s}$$
(79-2)

که در آن E انرژی ذره (فرکانس موج) فرودی است. با معرفی عدد موج k بصورت E/hc داریم

$$\underline{\underline{G}}(\vec{s}) = \frac{-\hbar^{-2}}{4\pi Ec^{-2}} \underline{\underline{A}}(\hat{p}) \frac{e^{jks}}{s}$$
(80-2)

که همان نمایش مکانی تابع دیادیک گرین است. با نامگذاری جمله آخر بصورت

$$B = \frac{e^{\frac{jks}{s}}}{s} \tag{81-2}$$

می توان نشان داد که با اعمال عملگر $\underline{A}(\hat{p})$ بر روی B داریم

$$\underline{\underline{A}}(\hat{p})B = B \underline{\underline{L}}(\hat{s})$$
(82-2)

که $(\bar{s}) \stackrel{L}{=} \Delta$ ماتریسی از متغیر های \bar{s} است. المان های مختلف این ماتریس را می توان به سادگی محاسبه کرد

$$\hat{p}_{x}B = j\hbar s_{x} \frac{1}{s^{2}} (1 - jks)B = j\hbar s_{x}d_{s}B$$

$$\hat{p}_{y}\hat{p}_{x}B = -\hbar^{2}s_{x}s_{y} \frac{1}{s^{4}} (3 - jks - k^{2}s^{2})B = -\hbar^{2}s_{x}s_{y}d_{ss}B$$

$$\hat{p}_{x}^{2}B = -\hbar^{2} (d_{ss}s_{x}^{2} - d_{s})B$$
(83.2)

برای سهولت بیشتر دو متغیر $d_{ss} = d_{ss}$ در این قسمت تعریف شده اند. در مرحله آخر اگر عملگر ماتریسی $\frac{A(\hat{p})}{A}$ را به مراتب مختلف مشتق گیری تجزیه کنیم داریم

$$\underline{\underline{A}} = E^{2} \underline{\underline{I}} - jcE \begin{pmatrix} 0 & \hat{p}_{z} & -\hat{p}_{y} \\ -\hat{p}_{z} & 0 & \hat{p}_{x} \\ \hat{p}_{y} & -\hat{p}_{x} & 0 \end{pmatrix} - c^{2} \begin{pmatrix} \hat{p}_{x}^{2} & \hat{p}_{x} \hat{p}_{y} & \hat{p}_{z} \\ \hat{p}_{y} \hat{p}_{x} & \hat{p}_{y}^{2} & \hat{p}_{y} \hat{p}_{z} \\ \hat{p}_{z} \hat{p}_{x} & \hat{p}_{y} \hat{p}_{z} & \hat{p}_{z}^{2} \end{pmatrix}$$
(84.2)

ماتریس $(\vec{s}) = \underline{L}(\vec{s})$ ماتریس نوشت

$$\underline{\underline{L}} = \left(E^{2} + \hbar^{2}c^{2}\right)\underline{\underline{I}} - j\hbar cEd \begin{bmatrix} 0 & s_{z} & -s_{y} \\ -s_{z} & 0 & s_{x} \\ s_{y} & -s_{x} & 0 \end{bmatrix} + \hbar^{2}c^{2}d_{ss} \begin{bmatrix} s_{x}^{2} & s_{x}s_{y} & s_{x}s_{z} \\ s_{y}s_{x} & s_{y}^{2} & s_{y}s_{z} \\ s_{z}s_{x} & s_{y}s_{z} & s_{z}^{2} \end{bmatrix}$$
(85.2)

2-3-2 تقريب بورن

معادله (2-69) مجددا یک معادله انتگرال گیری مرتبه اول است که می توان آن را به روش تقریب های متوالی بورن که در بخش (2-1-6) معرفی شد حل کرد. در تقریب اول فرض می کنیم که تابع موجی که در سمت راست معادله ظاهر شده همان تابع موج ذره فرودی باشد. اگر برای تابع موج ذره فرودی فرض کنیم

$$\underline{\varphi}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \underline{\varphi}_{0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$$
(86.2)

معادله (2-69) تبديل مي شود به

$$\underline{\psi}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \underline{\phi}_{0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{5/2} Ec^{-2}} \sum_{\vec{r}'} \frac{e^{j\vec{k}s}}{s} \underline{\underline{L}}(\vec{s}) V(\vec{r}') \underline{\phi}_{0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$$
(87.2)

که می توان آن را بصورت عددی حل کرد تا تابع موج ذره پراکنده شده در تقریب اول بدست آید. سپس می توان با جایگذاری تابع موج حاصل در معادله به تقریب های بالاتر دست یافت. پتانسیل (\vec{r}) را می توان بصورت

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{\vec{K}} \tilde{V}(\vec{K}) e^{j\vec{K}\cdot\vec{r}}$$
(88.2)

نوشت که در مورد ساختارهای غیر متناوب (و یا متناوب محدود) علامت جمع به انتگرال تبدیل می شود. با جایگذاری (2-88) در معادله (2-87) داریم

$$\underline{\psi}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \underline{\varphi_0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{5/2} Ec^{-2}} \sum_{\vec{k}} \widetilde{V}(\vec{K}) \sum_{\vec{r}'} \frac{e^{j\vec{k}s}}{s} e^{j\vec{K}\cdot\vec{r}'} \underline{\underline{L}}(\vec{s}) \underline{\varphi_0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}'}$$
(89.2)

2-3-3- تقريب ميدان دور

اگر به مقادیر تابع موج در نقاط دور اکتفا کنیم ، معادله (2–89) را می توان باز هم ساده تر کرد. چنانچه فاصله نقطه مشاهده از پراکنده ساز بسیار بیشتر از ابعاد پراکنده ساز باشد می توان نوشت

$$\frac{1}{s} \rightarrow \frac{1}{r} \quad \exp(jks) \rightarrow \exp(jk(r - \hat{r} \cdot \vec{r'}))$$
(90.2)

بعلاوه اگر بردار موج پراکنده شده را بصورت

$$\vec{k'} = k\hat{r} \tag{91.2}$$

تعريف كنيم ، معادله (2–89) با تقريب (2–90) تبديل مي شود به

$$\underline{\psi}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \underline{\phi}_{0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{5/2} Ec^{-2}} \frac{e^{jkr}}{r} \sum_{\vec{k}} \widetilde{V}(\vec{k}) \int d^{3}r' e^{-j\vec{k}'\cdot\vec{r}'} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}'} \underline{\underline{L}}(\vec{s}) \underline{\phi}_{0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}'}$$
(92.2)

 $\underline{\psi}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \underline{\phi}_{0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{5/2} Ec^{-2}} \frac{e^{jkr}}{r} \sum_{\vec{k}} \widetilde{V}(\vec{k}) \int d^{-3}r' e^{j(\vec{k}-\vec{k}_{0})\cdot\vec{r}'} \underline{\underline{L}}(\vec{s}) \underline{\phi}_{0}$ (93.2)

و معادله اخیر با تغییر متغیرهای $\vec{K}_{0} = \vec{K} - \vec{K}_{0}$ و $\vec{G} = \vec{K} - \vec{K}_{0}$ بصورت زیر در می آید

$$\underline{\psi}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \underline{\phi}_{0} e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{5/2} Ec^{-2}} \frac{e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \sum_{\vec{G}} \widetilde{V}(\vec{G} + \vec{K}_{0}) e^{j\vec{G}\cdot\vec{r}} \int d^{-3}s e^{-j\vec{G}\cdot\vec{s}} \underline{L}(\vec{s}) \underline{\phi}_{0} \qquad (94.2)$$

ماتریس (\bar{s}) از بردار \bar{s} و مولفه ها و اندازه آن تشکیل شده است. قسمت مربوط به اندازه بردار \bar{s} را می توان با استفاده از تقریب میدان دور از انتگرال خارج کرد. برای خارج کردن قسمت نخست ، لازم است که بردار \bar{s} را با عملگر مشتق گیری (عملگر تکانه) نسبت به بردار \bar{G} جایگزین کنیم.

$$\vec{s} \to \hat{G} = -j\nabla_{\vec{g}}$$
 (95.2)

بنابراین معادله (2-94) را می توان بصورت زیر نوشت

$$\underline{\Psi}(\vec{r}) = \left(\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{5/2}Ec^{-2}}\frac{e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r}\sum_{\vec{G}}\widetilde{V}(\vec{G}+\vec{K}_{0})e^{j\vec{G}\cdot\vec{r}}\underline{L}(\hat{s})\int d^{-3}se^{-j\vec{G}\cdot\vec{s}}\right)\underline{\varphi}_{0}$$
(96.2)

جمله آخر داخل پرانتز با تابع دلتای دیراک برداری متناسب بوده و لذا داریم

$$\underline{\Psi}(\vec{r}) = \left(\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{4}Ec^{-2}}\frac{e^{jkr}}{r}\sum_{\vec{G}}\vec{V}(\vec{G}+\vec{K}_{0})e^{j\vec{G}\cdot\vec{r}}\underline{L}(\hat{G})\delta(\vec{G})\right)\underline{\varphi}_{0}$$
(97.2)

عملگر ماتریسی (\hat{G}) بر روی $\delta(ar{G})$ اثر می کند. و بنابراین انتگرال باقی مانده تبدیل می شود به $\underline{L}(\hat{G})$

$$\underline{\Psi}(\vec{r}) = \left(\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-2}}{2(2\pi)^{4}Ec^{-2}}\frac{e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \left[\underline{\underline{L}}\left(-\hat{G}\right)\left(\vec{V}(\vec{G}+\vec{K}_{0})e^{j\vec{G}\cdot\vec{r}}\right)\right]_{\vec{G}=0}\right)\underline{\varphi}_{0}$$
(98.2)

که در اینجا از انتگرال گیری جزء به جزء استفاده کرده ایم تا مشتق گیری را از روی تابع دلتا به تابع ضریب آن منتقل کنیم. این نتیجه پاسخ معادله موج است که بدنبال آن بودیم. می توان آن را بصورت فشرده تر زیر نوشت.

$$\underline{\psi}(\vec{r}) = \left(\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{\hbar^{-1}}{2(2\pi)^4\omega c^2}\frac{e^{jkr}}{r} \underline{\Theta}\right)\underline{\phi}_0$$
(99.2)

که در آن ماتریس 🕘 را بصورت زیر معرفی کرده ایم.

معادله (2–99) تابع موج کل را در نقاط دور بدست می دهد و همانطور که مشاهده می شود متشکل از دو بخش است. یکی موج تخت مربوط به ذره فرودی و دیگری یک موج کروی که مربوط به تابع موج ذره پراکنده شده است. کلیه اطلاعات مربوط به پترن و پلاریزاسیون موج پراکنده شده در داخل ماتریس $\stackrel{0}{=}$ نهفته است که خود به تبدیل فوریه پتانسیل پراکنده ساز و مشتقات اول و دوم آن وابسته است. آنچه مسلم است آن است که موج تابیده شده با بردار موج \bar{x} در جهت ¹ \bar{x} پراکنده می شود اگر و فقط اگر تبدیل فوریه پتانسیل پراکنده ساز دارای مقدار یا مشتق اول و دوم غیر صفر در نقطه $\bar{x} - \bar{x} = \bar{x}$ باشد که همان نتیجه ای است که موج تابیده شده با بردار موج \bar{x} در جهت ¹ \bar{x} پراکنده می شود اگر و فقط اگر تبدیل فوریه پتانسیل پراکنده ساز دارای مقدار یا مشتق اول و دوم غیر صفر در نقطه $\bar{x} - \bar{x} = \bar{x}$ باشد ($_{6}$) \bar{y} یک شبکه از توابع ضربه معادل کریستال فوتونی نامحدود (2–44) بگذاریم در اینصورت تابع موج ذره پراکنده شده نتها در جهت هایی وجود داشت که در آنها $\bar{x} - \bar{x} = \bar{x}$ با یکی از نقاط شبکه معکوس برایر باشد. اما واضح است که بدلیل فرض میدان دور نمی توان معادلات بالا را در مورد کریستال نامنتاهی بکاربرد. ظهور مشتقات اول و دوم تابع ضربه در این حالت نیز بیان دیگر این عدم سازگاری فرض میدان دور با گسترش نامتاهی کریستال است. قرار دادن تبدیل فوریه پتانسیل یک در سازگاری فرض میدان دور با گسترش نامتاهی کریستال است. قرار دادن تبدیل فوریه پتانسیل یک در موج جهتی صفر نبوده و پترن پراش نیز دیگر الگوی تیزی با جهت گیری¹ بالا نخواهد بود.

2-3-4- نتايج شبيه سازى

با محاسبه عددی تابع موج ذره پراکنده شده از روی (2-99) و (2-100) می توان پترن پراکندگی یک موج تخت از یک کریستال فوتونی را محاسبه کرد. شکل (2-10) نتیجه محاسبه این پترن را برای پراکندگی یک موج تخت از یک کریستال فوتونی با شبکه ای مکعبی و ثابت شبکه واحد نشان می دهد. اتم ها کروی بوده و شعاع آنها 0/4 ثابت شبکه می باشد. کریستال محدود بوده و این محدودیت از

¹ Directivity



طریق یک تابع پوش کروی به شعاع 40 برابر ثابت شبکه اعمال شده است. طول موج تابش در شکل (a-10-2) 4 برابر و در شکل (b-10-2) 4/5 برابر ثابت شبکه می باشد.

شکل 2-10- پترن پراکندگی موج از یک کریستال فوتونی سه بعدی تحت تابش موجی با طول موج 4 (a) و 5/4(b) برابر ثابت شبکه

2-4- قدم های آینده

باز نویسی نظریه اختلال برای حالت های کریستال های فوتونی فلزی و غیر فلزی ، بررسی امکان محاسبه پترن پراکندگی در نمایش تکانه ، محاسبه تقریب های بالاتر بورن و بالاخره بررسی همگرایی سری بورن مسائل مهمی هستند که می توانند در ادامه مسیر و در راستای توسعه کاربرد نظریه پراکندگی در الکترومغناطیس مورد توجه قرار گیرند.

2-5- منابع و مآخذ

- [1] N. W. Aschroft, N. D. Mermin, Solid State Physics, Holt-Saunders Ed., 1976.
- [2] K. M. Leung, Y. F. Liu, "Full wave vector calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media," Physical Review Letter, vol. 65, pp. 2646, 1990.
- [3] G. H. Wannier, "The structure of Electronic Excitation Levels in Insulating Crystals," Physical Review, Vol. 32, pp. 191, 1937.
- [4] K. Busch, S. F. Mingaleev, A. Garcia-Martin, M. Schillinger, D. Hermann, "The Wannier function approach to photonic crystal circuits," J. of Physics: Condensed Matter, vol. 15, pp. 1233, 2003.
- [5] M. Shahabadi, S. Atakaramians, N. Hojjat, "Transmission line formulation for the ful-wave analaysis of two-dimensional dielectric photonic crystals," IEE Proceeding Science, Measurement and Technology, vol. 151, pp. 327, 2004.
- [6] D. Rosewarne, S. Sarkar, "Rigorous Theory of Photon Localizability," J. of European Optical Society B., Dec. 1992.
- [7] I. Bialynicki–Birula, "On the Wave Function of the Photon," Acta Physica Polonica, vol. 86, pp. 97–116, 1994.
- [8] I. Bialynicki-Birula, "Photon Wave Function," Progress in Optics, vol. XXXVI, Ed.Ed. E. Wolf Elsevier, Amsterdam 1996.
- [9] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, McGraw-Hill 1998.
- [10] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 6th Ed., 1983.
- [11] W. O. Amrein, J. M. Jauch, K. B. Sinha, "Scattering Theory in Quantum Mechanics," W. A. Benjamin, Inc, 1977.

فصل سوم روش های ساخت کریستال های فوتونی

مقدمه

ساخت کریستال های فوتونی چه از نظر تحقیقاتی و چه از نظر کاربرد از اهمیت بالایی برخوردار است. هدف نهایی در این بخش تحقق کریستال فوتونی سه بعدی در طول موج های نوری و ایجاد هرگونه ناخالصی دلخواه در آن است. لیکن با توجه به پیچیدگی تحقق ساختار های سه بعدی در ابعاد نانومتری که برای پیاده سازی ساختار های با طول موج های نوری لازم است ، با وجود گذشت بیش از 15 سال از پیدایش اولین کریستال فوتونی ، این زمینه هنوز از تازگی و پویایی زیادی برخوردار است. ساخت کریستال های فوتونی تک بعدی تحت عناوین ¹BPB و DFB² با هدف کاربرد در بسیاری از انواع دیودهای لیزری و قطعات ایتیکی از قبیل فیلترها از سالها پیش دنبال می شده است. ساخت این کریستال ها مستلزم بکارگیری روش های پردقت لایه نشانی نظیر رشد همبافت³ با استفاده از ابزارهایی چون ⁴BBM است. از آنجا که در این پایان نامه تاکید بر روش های ساخت کریستال های فوتونی دو و شده است. ساخت کرستال های فوتونی تک بعدی صرف نظر شده است. با این حال لازم به تذکر است که یکی از مهمترین کاربردهای کریستال های فوتونی ساخت شده است. با این حال لازم به تذکر است که یکی از مهمترین کاربردهای کریستال های فوتونی ساخت شده است. با این حال لازم به تذکر است که یکی از مهمترین کاربردهای کریستال های فوتونی ساخت شده است. با این حال لازم به تذکر است که یکی از مهمترین کاربردهای کریستال های فوتونی ساخت است [3-].

1-3 كريستال فوتونى دو بعدى

ساخت کریستال های فوتونی دو بعدی بدلیل اشتراک نحوه ساخت با تکنولوژی استاندارد نیمه هادی از سهولت و انعطاف پذیری بالایی برخوردار است. بنابراین در این فصل به روش های ساخت کریستال های فوتونی دو بعدی نتها اشاره ای شده و تاکید بر ساخت کریستال های فوتونی سه بعدی قرار داده خواهد شد. نقش نگاری نداخلی ، هولوگرافی و دو فوتونی که روش های نوین ساخت کریستال های فوتونی دو و سه بعدی به شمار می روند در بخش 3-4 بطور جداگانه بررسی خواهند شد.

¹ Distributed Feedback

² Distributed Bragg Reflector

³ Epitaxy

⁴ Molecular Beam Epitaxy

(SOI) -1-1-1 سیلیکون بر روی نارسانا (1

یکی از مشکلات کریستال های فوتونی دو بعدی مهار موج در بعد سوم (بعد عمود بر کریستال) است. استفاده از ویفر های SOI برای این منظور امکان محدود کردن موج را بوسیله مکانیسم بازتابش کلی در جهت عمود فراهم می کنند. همانطور که در شکل زیر نشان داده شده زیرلایه SOI لایه ای از اکسید سیلیسیوم است که بین زیرلایه سیلیکون و یک لایه سیلیکون دیگر ساندویچ شده است.



شکل 3-1- نمونه ای از یک خم در موجبر کریستال فوتونی که بر روی زیرلایه SOI ایجاد شده است.

با توجه به بالا بودن ضریب شکست سیلیکون نسبت به هوا و SiO₂ و عدم جذب امواج مادون قرمز ، ایجاد الگو در سیلیکون بالایی برای ساخت کریستال فوتونی ، موج را با بازتابش کلی در جهت عمودی به لایه سیلیکونی محدود می کند [4]. مراحل ساخت این کریستال به این ترتیب است که ابتدا ویفر SO که در شکل زیر نشان داده شده ، تهیه شده و سطح آن با فوتورزیست و پس از آن با ماده ضدبازتاب پوشیده می شود. در اثر تابش اشعه ماوراء بنفش قسمت هایی از فوتورزیست تخریب شده و برای تثبیت بقیه فوتورزیست برای مدتی حرارت داده می شود. سپس قسمت هایی از فوتورزیست تخریب شده و برای تثبیت مابقی به عنوان نقابی برای زدایش ابتدا سیلیکون و سپس اکسید استفاده می شود. پاک نمودن باقیمانده فوتورزیست با استون در مرحله آخر کریستال فوتونی نشان داده شده در بالا را بدست می دهد.

¹ Silicon over Insulator



شکل 3-2- مراحل ساخت کریستال فوتونی بر روی ویفر SOI

عمق نفوذ امواج میراشونده¹ در محیط خارجی با اختلاف ضریب شکست دو محیط متناسب است. لذا برای کاهش این نفوذ در جهت پایین می توان با استفاده از اسید HF قسمت هایی از اکسید زیرلایه را زدود. جزییات این روش در مرجع [5] آمده و نمونه ای از نتیجه در شکل زیر نشان داده شده است.



شکل 3–3– نمونه ای از موجبر کریستال فوتونی ساخته شده روی ویفر SOI با حذف لایه سیلیکون زیرین

نمونه دیگری از این نوع کریستال فوتونی در [6] گزارش شده و در شکل های (3-4) نشان داده شده است.

¹ Evanescent



شکل 3-4- نمونه های دیگری از کریستال فوتونی بر روی ویفر SOI با و بدون حذف لایه زیرین (الف و ب). شکل (ج) پنج باند اول کریستال فوتونی بالایی را در دیاگرام E-k و شکل (د) طیف ضریب عبور کریستال فوتونی را در دو جهت مختلف نشان می دهد [6].

X ساخت نقاب¹ و نقش نگاری² اشعه -2-1-3

برای تهیه نقاب های با تفکیک پذیری بالا که لازمه ساخت کریستال های فوتونی با گاف انرژی در محدوده امواج نوری می باشد ، روش های ابتدایی ساخت نقاب که عبارتند از رسم آن با نرم افزارهای کامپیوتری چاپ آن با چاپگر و کاهش اندازه آن با روش های اپتیکی امکان پذیر نیست. مشکل عمده این روش ها محدودیت قدرت تفکیک پذیری چاپگر ، آبیراهی عدسی ، غیر یکنواختی و همدوس نبودن منبع نور و بالاخره بالا بودن طول موج مورد استفاده برای الگودهی فوتورزیست است. برای ساخت این روش ها از نقش نگاری با یودن مدوس نبودن منبع نور و بالاخره بالا بودن طول موج مورد استفاده برای الگودهی فوتورزیست است. برای ساخت این استاب ها از نقش نگاری با پرتو الکترونی استفاده می شود. طول موج بسیار کوتاهتر الکترون ها علیرغم استفاده از عدسی های ضعیف تر الکترومغناطیسی امکان ایجاد نقش های با تفکیک پذیری بالاتر را استفاده از نقش می می بازد. شکل سمت چپ پایین مراحل ساخت نقاب را نشان می دهد. ابتدا روی ویفر سیلیکون فراهم می سازد. شکل سمت چپ پایین مراحل ساخت نقاب را نشان می دهد. ابتدا روی ویفر سیلیکون

¹ Mask

² Lithography

سیلیکون با استفاده از KOH یک غشاء نازک از Si₃N₄ باقی می ماند. برای نقش نگاری الکترونی از ماده ای حساس به الکترون به نام PMMA به جای فوتورزیست استفاده می شود. با پوشاندن نمونه با این ماده و تابش شعاع الکترونی و حرکت دادن آن PMMA الگودهی می شود. برای ایجاد یک نقاب دائمی به کمک PMMA باقیمانده طلا Theore می شود. به این ترتیب که روی نمونه با طلا پوشانده شده و قسمت های دارای PMMA در حلال مناسب حل می شوند. طلای باقیمانده نقاب معکوس¹ الگوی نگاشته شده را در خود دارد.



شکل 3–5– نقش نگاری پرتو الکترونی و اشعه X – شکل (الف) مراحل ساخت نقاب با استفاده از نقش نگاری پرتو الکترونی و شکل (ب) استفاده از این نقاب برای نقش نگاری اشعه X را نشان می دهد.

برای نقش نگاری با این نقاب استفاده از نور مریی یا ماوراء بنفش بدلیل طول موج بلند آنها امکانپذیر نیست. برای اینکار از اشعه X و ماده فوتورزیست مناسب برای این اشعه استفاده می شود. الگودهی فوتورزیست با استفاده از تابش اشعه X به نقاب ساخته شده در شکل بالا سمت راست نشان داده شده است. نمونه هایی از نقاب ها و کریستال های فوتونی ساخته شده با این روش در شکل های زیر نشان داده شده است.

¹ Negative Mask



شكل 3-6- دو نمونه از كريستال هاى فوتونى ساخته شده با نقاب هاى تهيه شده توسط نقش نگارى پرتو الكترونى

 $({\sf RIE})^{1}$ زدایش با استفاده از یون های فعال $({\sf RIE})^{1}$

روش های شیمیایی زدایش مواد ، بر ترکیب ماده حلال با ماده در حال حل شدن استوار بوده و عمدتا بصورت همسانگرد در همه جهات صورت می گیرد. درصورتی که لایه ای که در حال زدایش است از ضخامت کمی برخوردار باشد و قسمت هایی از آن توسط نقاب پوشانده شده و دور از دسترس ماده حلال باشد این روش کارایی زیادی دارد. ولی درصورتی که ضخامت لایه زیاد باشد ، برای انجام زدایش ناهمسانگرد روش های شیمی – فیزیکی لازم است. در بسیاری از موارد استفاده از تابش فوتون های با انرژی مناسب در جهت خاصی روی سطح نمونه ، سرعت زدایش قسمت های نور خورده را در حلال بسرعت بالا می برد. علت این امر شکست پیوند اتم ها از اتم های مجاور با دریافت انرژی از فوتون ها نور و سهولت بیشتر جداسازی آنها توسط ماده حلال می باشد. مکانیسم زدایش پلاستیک PET با

روش موثرتر و عمومی تر زدایش مواد که بخصوص در زدایش سیلیکون کاربرد زیادی دارد ، زدایش با استفاده از یون های فعال است.

¹ Reactive Ion Etching



شکل 3–7– نحوه جلوگیری ماده مانع از نفوذ ماده حلال به دیواره ها (الف) و مقایسه این روش زدایش با روش شیمیایی (ب). پدیده زیرزدایش که در حل همسانگرد و شیمیایی مواد اتفاق می افتد ، در روش فیزیکی RIE مشاهده نمی شود.

در این روش از ماده زداینده¹ در فاز گاز استفاده می شود. ماده دیگری به نام مانع² نیز بصورت گاز مورد استفاده قرار می گیرد. ماده مانع با پوشاندن سطح نمونه از ادامه زدوده شدن آن توسط حلال جلوگیری می کند. برای ادامه پروسه زدایش سطح نمونه در داخل محیط پلاسما توسط یون های پلاسما بمباران می شود. به این ترتیب لایه مانع روی سطح نمونه و نیز محصولات زدایش در اثر اصابت یون های پر انرژی پلاسما از سطح نمونه بلند شده و حلال فرصت دارد تا زدایش ساختار را ادامه دهد. برای ایجاد نقوش دلخواه ، نقاب مورد نظر از جنس فوتورزیست یا فلزی نسبتا مقاوم مانند کرم از ابتدا روی سطح نمونه ایجاد می شود. در حالیکه قسمت های روشن نقاب در حال زدوده شدن هستند ، پوشیده شدن دیواره های نمونه با ماده مانع از زیرزدایش آن جلوگیری می کند تا دیواره های کاملا روش را نشان می دهد [7].

¹ Etchant

² Inhibitor



(ب)

(الف)

شکل 3-8- دو نمونه از کریستال های فوتونی ساخته شده به روش RIE. در شکل (ب) از موجبری متشکل از دیواره ای میله ای (مشابه میله های کریستال فوتونی) و در شکل (الف) از یک موجبر تیغه عایقی¹ برای کوپل نمودن موج به داخل موجبر نیز استفاده کرده است.

3-2- كريستال هاى فوتونى سه بعدى

1-2-3 ساختارهای لایه به لایه

اولین روشی که برای ساخت کریستال های فوتونی سه بعدی به ذهن می رسد ، ایجاد ساختارهای لایه لایه ای است که هر لایه یک کریستال فوتونی دو بعدی باشد. به عنوان نمونه در شکل های زیر از زیرلایه سیلیکون برای این کار استفاده شده است.

¹ Dielectric Slab Waveguide



شكل 3-9- مراحل ساخت لايه به لايه يك كريستال فوتونى سه بعدى

ابتدا با الگودهی سیلیکون و ایجاد حفره هایی در آن یک کریستال فوتونی دو بعدی ایجاد می شود. سپس با لایه نشانی ضخامت زیادی از سیلیکا SiO₂ و پرداخت سطح ، داخل حفره ها از سیلیکا پر می شود. با لایه نشانی سیلیکون روی سطح نمونه ، تنظیم محل نسبی نقاب جدید با الگوی قبلی و زدایش سیلیکون ، لایه دوم با کمی شیفت نسبت به محل لایه اول ایجاد می شود و این پروسه برای لایه های بعدی ادامه می یابد. شکل (3–9) پروسه ساخت کریستال فوتونی را به روش لایه به لایه نشان می دهد. مهمترین مرحله از مراحل ساخت بالا زدایش عمودی سیلیکون است. روش منداول برای این کار زدایش با یون های فعال به روش RIB است که در آن از حلال های سیلیکون در فاز گاز برای زدایش و از پلاسما برای دورکردن محصولات زدایش از سطح نمونه استفاده می شود. شکل زیر مراحل انجام پروسه بالا را به روش RIB نمایش می دهد. در این روش با استفاده از آoth لیکوی نقاب روی سطح سیلیکون ایجاد شده و سپس با توجه به مقاومت بیشتر نیکل در مقابل پلاسمای زداینده ، از از پروی زدایش استفاده می شود. بقیه مراحل ساخت به همان ترتیب قبل انجام می گیرد با این تفاوت که هر برای زدایش استفاده می شود. بقیه مراحل ساخت به همان ترتیب قبل انجام می گیرد با این تفاوت که هر برای زدایش استفاده می شود. بقیه مراحل ساخت به همان ترتیب قبل انجام می گیرد با این تفاوت که هر بار پیش از زدایش سیلیکون ، نیکل Lift-off می شود. شکل های زیر نمونه ای از ساختار های



شکل 3-10- شکل (الف) جزییات Lift off نیکل برای آماده سازی نمونه جهت انجام عملیات RIE را نشان می دهد. از نیکل به عنوان نقاب محافظ در برابر RIE استفاده می شود. شکل (ب) نمای بالا و برش عرضی کریستال فوتونی ساخته شده را نشان می دهد.

شکل زیر شمایی از محصول نهایی و نتیجه آزمایش طیف سنجی و مقایسه آن با مقادیر پیش بینی شده توسط شبیه سازی را نشان می دهد.



شكل 3-11- شمايي از كريستال فوتونى ساخته شده به روش لايه به لايه و نقاب هاى مورد استفاده. شكل پايين سمت چپ نتايج اندازه گيرى طيف سنجى ضريب عبور را با پيش بينى حاصل از شبيه سازى مقايسه مى كند.

1 به هم چسباندن ويفر -2-2-3

روش دیگر تحقق لایه به لایه کریستال فوتونی سه بعدی به هم پیوستن ویفر است. این روش که بیشتر برای ساخت نوع بخصوص کریستال فوتونی تخته الواری استفاده می شود به این ترتیب است که ابتدا با الگودهی و زدایش سیلیکون یا زیرلایه دیگر تعدادی کریستال فوتونی تک بعدی ساخته شده و این لایه ها به یکدیگر چسبانده می شوند. شکل زیر این پروسه ساخت را نمایش می دهد.

¹ Wafer Bonding



شكل 3–12– مراحل ساخت كريستال فوتوني تخته الواري به روش به هم چسباندن ويفر .

نمونه ای از کریستال فوتونی تخته الواری سیلیکونی ساخته شده با این روش در مراجع [9 و 10] معرفی



شکل 3-13- شمایی از کریستال فوتونی تخته الواری (الف) و منحنی چگالی حالات¹ (DOS) آن (ب) که تعداد مودهای قابل انتشار در کریستال را در فرکانس های مختلف نشان می دهد. در داخل شکاف فرکانسی DOS صفر است و لذا هیچ موجی در هیچ جهتی نمی تواند منتشر شود.

¹ Density of States

شده است. این کریستال فوتونی سه بعدی در شکل بالا نشان داده شده و همانطور که در نمودار چگالی حالات سمت چپ مشاهده می شود از یک گاف فرکانسی کامل به عرض 17 درصد برخوردار است. نمونه ای دیگر از این نوع که در مرجع [11] گزارش شده به همراه نتایج آزمایش طیف سنجی در شکل زیر نشان داده شده است و همانطور که مشاهده می شود از یک گاف انرژی در محدوده طول موج مادون قرمز دور برخوردار است.



شکل 3-14- تصویر SEM از یک کریستال فوتونی تخته الواری از جنس سیلیکون (ب) و نتایج اندازه گیری طیف سنجی ضریب عبور در زوایای مختلف 0 تا 60 درجه (الف).



شكل 3-15- نمونه ديگري از يک كريستال فوتوني تخته الواري.

Yablonovite -3-2-3

اولین کریستال فوتونی سه بعدی با گاف فوتونی کامل در سال 1990 توسط Yablonovitch ساخته شد [12]. این کریستال فوتونی که Yablonovite نام گرفت با استفاده از ریزماشین کاری GaAs و Al₂O₃ بوده و دارای گافی در محدوده امواج مایکروویو بود. شکل زیر این کریستال و روش اندازه گیری آن را نشان می دهد. در شکل سمت راست کریستال بر روی یک صفحه دوار در خروجی یک محفظه بدون انعکاس قرار دارد که یک آنتن تک قطبی در آن جاسازی شده است. به ازای هر یک از زوایای قرارگیری کریستال فوتونی نسبت به دستگاه ، امواج تولید شده توسط آنتن با عبور از کریستال در گیرنده



شکل 3–16– شکل (ب) کریستال فوتونی سه بعدی Yablonovite و شکل (الف) چیدمان تداخل سنج ماخ – زندر ¹ مورد استفاده برای اندازه گیری دامنه و فاز تابع تبدیل ضریب عبور کریستال را نشان می دهد.

خروجی گیرنده با سیگنال منبع ادغام می شود تا آشکارسازی اندازه و فاز تابع تبدیل میسر باشد. منبع سیگنال بازه فرکانسی GHz 20°1 را جارو می کند. حاصل این اندازه گیری منحنی پاشیدگی زیر است که بطور تجربی و با ملاحظات نظری بدست آمده است. این کریستال فوتونی که از ساختاری FCC برخوردار است.

¹ Mach - Zender



شكل 3-17- منحنى E-k كريستال فوتونى Yablonovite و شكاف

انرژی آن

داشتن ساختار FCC برای حصول یک گاف انرژی کامل از آن جهت لازم است که به یک کریستال BCC در فضای معکوس منجر می شود که ناحیه بریلوئن¹ (BZ) آن بیشترین شباهت را به یک کره دارد. از آنجایی که کلیه امواجی که انتهای بردار موج آنها بر روی صفحات BZ قرار داشته باشد دچار بازتاب براگ می شوند ، داشتن BZ کروی به معنای انعکاس براگ برای یک طول موج در همه جهات است که به معنای داشتن همان گاف فرکانسی کامل است. عرض گاف به اختلاف نسبی ضریب شکست دو محیط وابسته است. با توجه به اینکه ZZ کروی قابل تحقق نیست معمولا از کریستال های fcc می شود که ZZ آنها BCC بیش از سایر ساختار ها به کره نزدیک است. این اختلاف از شکل کره منجر به این می شود که جهت های متناظر با وسط صفحات با عدد موج کمتری نسبت به گوشه ها قابل دسترس باشد. در اینصورت برای ایجاد یک گاف کامل اختلاف نسبی ضریب شکست باید بیش از 2 باشد. در ساخت Yablonovite از GaAs و اکسید آلومینیوم استفاده شده است که به ترتیب دارای ضرایب شکست گار و 30/6 بوده که هر دو از 2 بیشتر است.

¹ Brillion Zone



شکل 3-18- شکل (الف) توپولوژی هندسی Yablonovite و شکل (ب) نحوه ساخت آن به کمک روش RIE یا هر روش زدایش عمودی دیگر را نشان می دهد. نمونه بر روی صفحه دوار شیبداری با شیب 35 درجه با افق قرار گرفته و در سه زاویه 120 درجه بطور عمودی زدوده می شود.

برای ساخت Yablonovite ابتدا حفره هایی منظم با انحراف 35 درجه از حالت عمودی در نمونه ایجاد می شود ، سپس نمونه دو بار 120 درجه چرخانده می شود و هر بار مجدداً حفره های با همان زاویه در آن ایجاد می شود. روش متداول برای ساخت استفاده از سطح شیبداری با زاویه 35 درجه از افق است که یک صفحه دوار روی آن قرار دارد. صفحه دوار می تواند در سه زاویه که نسبت به هم 120 درجه اختلاف دارند ثابت شود. نمونه با استفاده از نقابی متشکل از دوایر قرار گرفته در یک شبکه شش ضلعی الگودهی شده و سپس سه بار به ازای هر یک از زوایای 120 درجه بطور عمودی زدوده می شود. شکل (3–18) شمای این عملیات را نشان می دهد.

نمونه ای از کریستال های فوتونی ساخته شده با این روش در طول موج های کوتاه تر در مراجع [13و 14] آمده است.



شکل 3–19– شکل (ب) شمایی از Yablonovite و شکل (ب) تصویر SEM از نمای بالای کریستال را نشان می دهد. FCC بودن ساختار کریستال در شکل (ب) کاملا مشخص است.

نمودار زیر میزان گذردهی این کریستال فوتونی را نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود بدایل عدم تجاوز اختلاف نسبی ضرایب شکست از 2 کریستال از گاف انرژی کاملی برخوردار نمی باشد.



شکل 3-20- اندازه گیری طیف سنجی ضریب عبور کریستال

ساخت ساختار معکوس Yablonovite علاوه بر برخورداری از گاف فرکانسی از نظر عملی نیز از جذابیت بالایی برخوردار است. روش معمول در ساخت این ساختار استفاده از ماده فوتورزیست منفی و نقش نگاری با امواج X می باشد. نمونه ای از ساخت این کریستال در مرجع [14] گزارش شده است. همانطور که مجددا مشاهده می شود ، بدلیل اختلاف نسبی کم ضریب شکست فوتورزیست با هوا شکاف کامل حاصل نشده است.



شکل 3-21- ساختار معکوس Yablonovite (الف) و اندازه گیری طیف ضریب عبور ساختار (ب).

3-3- نقش نگاری تداخلی¹

از تداخل همدوس دو موج بر روی یک پرده تعداد زیادی از خطوط (فریزهای) تداخلی روشن و تاریک ایجاد می شود. چنانچه این پرده با ماده فوتورزیست پوشانده شده باشد ، امکان ایجاد نقوش متناوب و استفاده از آن به عنوان نقاب با این ترتیب وجود دارد. این روش که نقش نگاری تداخلی نام دارد یکی از جذاب ترین روش ها ساخت کریستال های فوتونی می باشد. شکل زیر تداخل دو موج همدوس و فریز های ایجاد شده روی سطح را نشان می دهد. با توجه به عدم امکان ایجاد ارتباط فازی میان دو منبع غیر مرتبط معمولا خروجی یک منبع لیزر از دو مسیر مختلف به یک پرده تابانده می شود. فاصله فریزها به طول موج امواج تداخل کننده و زاویه تداخل آنها وابسته است.

¹ Interference Lithography



شکل 3–22– تداخل دو موج همدوس و تشکیل نوارهای روشن و تاریک بر روی سطح. همانطور که مشاهده می شود با تغییر طول موج امواج و زاویه تابش آنها به سطح زیرلایه می توان فاصله بین دو نوار را تغییر داد.

3-3-1- ساخت کریستال های فوتونی دو بعدی

برای ایجاد یک الگوی دو بعدی استفاده از چهار شعاع لیزر لازم است. نقش تداخلی حاصل می تواند به عنوان نقاب یا مستقیماً برای الگودهی به خود نمونه مورد استفاده قرار گیرد. شکل زیر این پروسه و چیدمان لازم برای این آزمایش بر روی یک میز اپتیکی را نشان می دهد.



شکل 3-23- شکل سمت (ب) چیدمان لازم برای انجام نقش نگاری نداخلی بر روی یک میز اپتیکی را نشان می دهد. شکل سمت (الف) نحوه آماده سازی نقاب 74برای انجام عملیات RIE و تشکیل الگوی نهایی کریستال را نشان می دهد.

نقش ایجاد شده با این روش شبکه ای مربعی دارد. برای دستیابی به شبکه های شش ضلعی (مثلثی) از نقاب تولید شده توسط پروسه بالا استفاده می شود و با استفاده از آن ، نمونه یکبار بصورت افقی و بار دیگر با زاویه مشخصی از افق الگودهی می شود. شکل زیر این پروسه را نمایش می دهد.



شکل 3=24- استفاده از نقاب بدست آمده از نقش نگاری تداخلی بمنظور ایجاد الگوی شش ضلعی

مزیت دیگر روش نقش نگاری تداخلی امکان ایجاد کریستال های فوتونی با نسبت های پرشدگی¹ مختلف است. روشی که در مرجع [15] برای این منظور معرفی شده استفاده از همان چیدمان بالاست که مجددا جزییات آن در شکل بالا نشان داده شده است.

¹ Filling Ratio



شکل 3–25– جزییات لازم برای استفاده از یک شعاع لیزر بمنظور انجام نقش نگاری تداخلی. از مقسم پرتو ¹ برای تقسیم نور به دو جهت و از آشکارساز فاز برای مقایسه فاز های دو شعاع استفاده می شود.

فریزهای تداخلی بر روی سطح نمونه در دو بعد ، توزیع میدان نشان داده شده در سمت راست شکل زیر را ایجاد می کند. شکل سمت چپ افزایش شعاع حفره ها را با کاهش شدت میدان (توان لیزر) نشان می دهد. با توجه به اینکه سطوح هم-توان از شکل مشابه شکل بالا-چپ برخوردارند ، می توان انتظار داشت همین نتیجه با تغییر ارتفاع محل قرار گیری سطح نمونه (فوتورزیست) حاصل شود.



.شکل 3-26- شکل (الف) انرژی تابشی حاصل از تداخل را بر حسب مختصات افقی و شکل (ب) ایجاد کریستال فوتونی دو بعدی با شعاع های حفره متفاوت با استفاده از تغییر میزان توان تابشی را نشان می دهند

¹ Beam Splitter

3-3-2- نقش نگاری تداخلی با استفاده از پراش

نوآوری دیگری در این زمینه استفاده از المان ها پراش برای نقش نگاری تداخلی است. یکی از مهمترین مشکلات نقش نگاری تداخلی تدارک میز اپتیکی و چیدمان دقیق وسایل برای حفظ رابطه مشخص فازی بین مسیر های مختلف نور است. استفاده از یک نقاب که در آن المان های پراش نقش همان شعاع های مختلف نور لیزر را بر عهده دارند و تابش نقاب با نور همدوس یک لیزر یکنواخت تقریبا همان نتیجه را در بر دارد.



(الف)

(ب)

شکل 3–27– نقش نگاری تداخلی با استفاده از عنصر پراکنده ساز . شکل (ب) استفاده از یک نقاب پراکنده ساز را برای انجام نقش نگاری تداخلی و ایجاد الگوی متناوب دو بعدی بر روی سطح نمونه نشان می دهد. شکل (الف) نقاب پراکنده ساز مورد استفاده را نشان می دهد. از تداخل سه شعاع برای ایجاد الگوی شش ضلعی استفاده شده است.

این روش در مراجع [16و 17] بکار گرفته شده و نتایج زیر را در بر داشته است.



شکل 3–28– شکل سمت چپ و راست به ترتیب نمای بالا و جانبی یک کریستال فوتونی دو بعدی با شبکه شش ضلعی و مربعی از جنس CdSe و شکل وسط اندازه گیری ضریب عبور کریستال و وجود شکاف را نشان می دهد.

جالب اینکه سطوح هم-انرژی در این حالت از تناوب محدودی در سه بعد برخوردارند. لذا با استفاده از یک ماده فوتورزیست شفاف با ضخامت بالا چون 8-SU ، الگودهی آن و حل قسمت های نور نخورده ، ساخت کریستال فوتونی سه بعدی میسر است. شکل زیر یک سطح هم توان را در مجاورت سطح نمونه و کریستال فوتونی سه بعدی ساخته شده به این روش در مرجع [18] را نشان می دهد. شکل های مونه و کریستال فوتونی و تصویر از بالا برای فواصل 1 و 6/0 میکرونی و تصویر برش مقطع نمونه با فاصله 1 میکرونی می باشند.



شکل 3–29– نقش نگاری سه بعدی با استفاده از تداخل (هولوگرافی) – شکل (الف)یک سطح هم-انرژی ، شکل (ب) بالا و وسط نمای بالا از دو کریستال فوتونی سه بعدی ساخته شده به این روش و شکل (ب) پابین نمای جانبی از همان کریستال وسطی را نشان می دهند.

3-3-3 نقش نگاری سه بعدی با استفاده از هولوگرافی

هولوگرافی روش تصویر برداری ای است که در آن جسم با استفاده از امواج همدوس مورد تابش قرار گرفته و موج حاصل از پراکندگی بگونه ای ثبت می شود که دامنه و فاز موج پراکنده شده قابل بازیافت باشد. منظور از نقش نگاری هولوگرافی ، تداخل سه یا بیشتر موج در یک فضای سه بعدی است ، که به ایجاد فریز های متناوب در سه بعد منجر می شود. چنانچه این تداخل در داخل ماده ای شفاف و جاذب مانند فوتورزیست صورت گیرد ، می تواند بمنظور ساخت کریستال فوتونی سه بعدی مورد استفاده قرار گیرد. شبیه سازی تداخل برای ایجاد دو کریستال فوتونی با شبکه های BCC و تمودار پاشندگی شبکه BCC و نمونه ای از تحقق یک کریستال فوتونی به این روش را در شکل مشاهده می کنید [19و20].



شکل 3–30- شکل (الف) شبیه سازی هولوگرام چهار موج برای تشکیل یک کریستال فوتونی BCC و شکل (ب) نمودار E-k این کریستال را نشان می دهد. وجود شکاف انرژی 22 % بین باند دو و سوم در شکل واضح است.



شکل 3-31- شبیه سازی هولوگرام چهار موج برای تشکیل یک کریستال فوتونی FCC (الف) و عکس SEM کریستال فوتونی ساخته شده به این روش (ب) نشان داده شده است. شکل بالا سمت چپ (ب) چهار جهت انتشار موج برای ایجاد هولوگرام را نشان می دهد.

 1 نقش نگاری دو فوتونی 1

¹ Two-Photon Lithography

از بدو پیدایش صنعت عکاسی تا به امروز اساس عملکرد کلیه امور فوتوگرافی و نقش نگاری بر استفاده از ماده حساس به نور مبتتی بوده است. ماده حساس به نور ، ترکیبی یونی یا پلیمری است که جاذب نور بوده و شکست پیوند بین اتم ها در داخل ملکلول های آن امکان حل شدن آن را توسط حلال بوجود می آورد. جذب نور همیشه بصورت تک فوتونی بوده است. با پیدایش لیزر های پالس کوتاه تحولی در این زمینه بوجود آمده و آن امکان انجام نقش نگاری دو فوتونی است. اگر شکست پیوند ملکول های فوتورزیست مستلزم تابش نوری با فرکاس f باشد ، اما ما آن را تحت تابش نوری با فرکانس 5/f قرار دهیم ، در حال عادی اتفاق خاصی نمی افتد. فوتورزیست فرکانس 5/f را جذب نکرده و بصورت کاملا شفاف نور تابیده شده را از خود عبور می دهد. اما چانچه به عنوان منبع نور از یک لیزر پر توان استفاده شود و نور لیزر به کمک عدسی در نقطه خاصی کانونی شود ، بدلیل تجمع فراوان فوتون ها در آن نقطه این احتمال وجود دارد که جذب دو فوتون متوالی انرژی لازم را فراهم آورده و باعث شکست پیوند فوتورزیست شود. این پدیده به جذب دو فوتون متوالی انرژی لازم را فراهم آورده خطی از درجه سوم است.



برخلاف نقش نگاری تک فوتونی در این روش نور در مسیری که برای رسیدن به نقطه کانونی شدن طی می کند ، هیچ تخریبی در فوتورزیست ایجاد نمی کند و محل ایجاد تخریب صرفا در نقطه کانونی شدن است. به این ترتیب با تغییر نقطه کانونی شدن نور لیزر (جابجایی مجل نسبی عدسی و نمونه) امکان نقش نگاری سه بعدی فراهم می شود. به علاوه از آنجایی که احتمال این جذب با حاصلضرب احتمال حضور هر یک از دو فوتون متناسب است ، امکان ایجاد تصاویری با قدرت تفکیک پذیری نصف تفکیک پذیری تک فوتونی (و کمتر از حد رایلی) بوجود می آید. بطور مشابه نقش نگاری n فوتونی امکان افزایش بیشتر قدرت تفکیک پذیری را بوجود می آورد. البته پیچیدگی های عملی بسرعت
افزایش می یابد. جزییات این روش در مراجع [24–21] آمده است. شکل زیر نمونه ای سه بعدی با قدرت تفکیک پذیری nm 150 را نشان می دهد که با استفاده از نوری با طول موج 780 nm به روش نقش نگاری دو فوتونی و در مدت سه ساعت ایجاد شده است [25].



شکل 3-32- نمونه ای از یک ساختار سه بعدی که توسط نقش نگاری دو فوتونی ایجاد شده است. همانطور که در متن اشاره شد ، از طول موج 780 nm برای رسیدن به قدرت تفکیک پذیری 150 nm استفاده شده است.

نمونه های دیگری از این دست در شکل های زیر نشان داده شده است.



(الف)

شکل 3-33- شکل (الف) یک زنجیر با سه حلقه و دو قلاب را نشان می دهد که در یک مرحله نقش نگاری دو فوتونی ساخته شده است. شکل (ب) دستگاه فنر -وزنه ای را در حال نوسان نشان می دهد. شكل سمت چپ دستگاه وزنه- فنرى را در حال نوسان نشان مى دهد. قطر سيم فنر nm 300 است و كل سيستم در داخل اتانول معلق شده تا نيروى ويسكوزيته سبب ميرايى نوسان شود. سرانجام نمونه از كريستال فوتونى ساخته شده به اين روش با ثابت شبكه 4 ميكرون در شكل هاى زير نشان داده شده است.



شکل 3-34- شکل (الف) یک کریستال فوتونی سه بعدی را که با استفاده از نقش نگاری دو فوتونی ساخته شده را نشان می دهد. تصویر (ب) همین کریستال را با جزییات بیشتری نشان می دهد.

la Opal -4-3

روش جالب دیگری برای ساخت کریستال ها فوتونی که بیشتر بر عملیات شیمیایی تکیه دارد ، ایجاد امولسیونی از ذرات کروی ، ته نشین کردن و خشک نمودن آنها می باشد. ته نشین شدن این ذرات معلق عموما به قرارگیری منظم آنها در شبکه ای FCC که با کمترین حجم ممکن منتاظر است منجر می شود. بنابراین بدون انجام عملیات فیزیکی ، کریستال فوتونی ای با ساختار FCC حاصل می شود. اگر ذرات از جنس سیلیکا SiO₂ باشند ، حاصل امول نامیده می شود که در طبیعت نیز بصورت اگر درات از جنس سیلیک عملی باشد می ساخت می باشد. می ساخت می باشد. می معلی می باشد. ته نشین شدن این درات معلق عموما به قرارگیری منظم آنها در شبکه ای FCC که با کمترین حجم ممکن منتاظر است منجر می شود. بنابراین بدون انجام عملیات فیزیکی ، کریستال فوتونی ای با ساختار FCC حاصل می شود. اگر درات از جنس سیلیکا ورد



شکل 3-35- چهار نمونه از سنگ های طبیعی که در ساختار آنها کریستال های فوتونی Opal وجود دارد.

مکانیسم ته نشین شدن به این ترتیب است که با ایجاد یک گرادیان دما ، در اثر غلبه نیرو های چسبندگی بر انرژی جنبشی ، ذرات در سمت دمای کم ته نشین می شوند. شکل زیر این پروسه و نیز میکروگرافی اپتیکی از یک Opal را نمایش می دهد [26و 27].



شکل 3–36– شکل (ب) نحوه ته نشین کردن ذرات معلق سیلیکا با استفاده از گرادیان دما و شکل (الف) تصویر میکروسکوپی از این Opal شکل گرفته به این روش را نشان می دهد.

برای کنترل ابعاد ذرات معلق که سنگ بنای کریستال فوتونی را تشکیل خواهند داد عموما از ترکیبات پلیمری استفاده می شود. پلی متیل متاکریلیت (PMMA) پلیمری است که با رشد یک منومر اولیه در داخل ماده مناسب ایجاد می شود. مدت زمانی که محلول شامل منومر اولیه در داخل ماده دوم ریخته می شود تا زمانیکه مکانیسم رشد با اضافه کردن محلول شامل منومر تمام کننده خاتمه می یابد ، اندازه نهایی ملکول های پلیمر را تعیین می کند. استفاده از PMMA برای اینکار و ته نشین کردن آن به کریستالی با % 26 فضای خالی منجر می شود.



شكل 3-37- تصوير ميكروسكوب الكتروني از يك كريستال سه بعدى Opal

با توجه به کمی اختلاف ضریب شکست PMMA نسبت به هوا کریستال فوتونی که با این روش ساخته می شود با وجود برخورداری از یک BZ نزدیک به کره ، گاف کامل انرژی از خود نشان نمی دهد. برای افزایش اختلاف ضریب شکست از ساختاری دیگری به نام Opal معکوس استفاده می شود. برای اینکار پس از ایجاد یک Opal اولیه از ماده ای همچون PMMA از آن به عنوان قالبی برای پر کردن فضای خالی با مواد با ضریب شکست باال استفاده می شود. این پروسه معمولا به سه روش آبکاری الکتروشیمیایی برای لایه نشانی SG ، و MMA از می دوس آبکاری اینکار پس از ایجاد یک Ide اولیه از ماده ای همچون PMMA از آن به عنوان قالبی برای پر کردن فضای خالی با مواد با ضریب شکست باال استفاده می شود. این پروسه معمولا به سه روش آبکاری الکتروشیمیایی برای لایه نشانی Ni ، Ge ، A و MD ، روش CVD برای لایه نشانی Sa ، Sa کرین بصورت الماس یا گرافیت ، GaAs و ZnS و استفاده از محلول های معلق برای لایه نشانی اکسید تیتانیم ، سیلیکا و کوانتم دات ها انجام می گیرد. شکل زیر روال منطقی این پروسه را نشان می دهد.



شکل 3–38– مراحل ایجاد ساختار Opal معکوس– ابتدا از یک Opal اولیه به عنوان الگو و قالب استفاده و جای خالی بین ذرات در آن با ماده ای با ضریب شکست باال بر شده و سیس قالب اولیه از بین برده می شود.

پس از پرکردن فضای خالی Opal با مواد بالا ، الگوی اولیه با استفاده از یکی از روش های گرمایی (در مورد پلیمرهایی چون PMMA) ، زدایش (برای اکسیدهایی از قبیل سیلیکا) و حل کردن از بین می رود. استفاده از مواد با ضریب شکست بالا ایجاد گاف انرژی کامل و عریض در سه بعد را در حجم بالا در این کریستال ها میسر نموده است. شکل زیر تصاویر اپتیکی و الکترونی نمونه ای از یک Opal معکوس و منحنی پاشندگی و نتایج اندازه گیری ضرایب بازتاب و عبور و مقایسه آنها با نتایج تئوری را نشان می دهد [30–28].



شکل 3–39– Opal معکوس – شکل سمت راست تصاویر میکروسکوپ نوری (الف) از نمای جانبی و میکروسکوپ الکترونی (ب) از نمای بالای یک کریستال فوتونی Opal معکوس را نشان می دهد. شکل (ج) از بالا به پایین به ترتیب نمودار E-k کریستال و شکاف انرژی آن مقادیر اندازه گیری شده (قرمز) و شبیه سازی شده (سیاه) ضریب بازتاب ساختار در جهت <111> و جهت <100> را نشان می دهد.

روش شیمیایی بالا برای ساخت کریستال های Opal و Opal معکوس از بهترین روش های ساخت کریستال های فوتونی سه بعدی در حجم بالا به شمار می رود. البته کریستالی که به این روش ساخته می شود کاملا منظم بوده و عاری از هر گونه ناخالصی¹ عمدی از قبیل موجبر و محفظه تشدید می باشد. روشی که برای ایجاد این قبیل ناخالصی ها در ساختار کاملا منظم یک کریستال فوتونی پیشنهاد شده است ، استفاده از نقش نگاری دو فوتونی و یا چند فوتونی برای تخریب نقطه یا نقاط مشخصی از کریستال در سه بعد است.

¹ Defect

در پایان این بخش لازم به اشاره است که روش های معرفی شده ، نتها روش های ساخت کریستال های فوتونی بشمار نمی روند و خلاقیت و ابتکار محققان در این زمینه روش های بسیار متنوع تر و بعضا جالب تر را به همراه داشته است. آنچه اشاره شد ، گزیده ای از رایج ترین و موثرترین این روش ها بود.

3-5- منابع و مآخذ

- V. A. Tolmachev, T. S. Perova, E. V. Astrova, B. Z. Volchek, J. K. Vij, "Vertically etched silicon as 1D photonic crystal," Physica Status Solidi (a), Vol. 197, No. 2, pp. 544, May 2003.
- [2] J. Canning, N. Groothoff, E. Buckley, T. Ryan, K. Lyytikainen, J. Digweed, "Allfiber photonic crystal distributed Bragg reflector (PC-DBR) fibre laser," Optics Express, Vol. 11, No. 17, pp. 1995, 2003.
- [3] A. Dabirian, M. Akbari, N. A. Mortensen, "Propagation of light in photonic crystal fibre devices," Pure Applied Optics, Vol. 7, pp. 553, 2005.
- W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, B. Luyssaert, P. Bienstman, R. Baets, "Fabrication of Photonic Crystals in Silicon-on-Insulator Using 248-nm Deep UV Lithography," IEEE Journal Quantum Elect., Vol. 8, No. 4, July 2002.
- [5] M. Loncar, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer,"Design and Fabrication of Silicon Photonic Crystal Optical Waveguides," Journal Lightwave Technology, Vol. 18, No. 10, Oct. 2000.
- [6] M. Notomi, A. Shinya, E. Kuramochi, "Photonic Crystals: Towards Ultrasmall Lightwave Circuits," NTT Technical Review, Vol. 2 No. 2 Feb. 2004
- [7] M. J. Andries de Dood, "Silicon Photonic Crystals and Spontaneous Emission," PhD Thesis, Univ. of Utrecht, 2002.
- [8] S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, "Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap," Applied Physics Letter, vol. 77, pp. 3490, 2000.
- [9] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan, "Full Three–Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near–Infrared Wavelengths," Science, Vol. 289, pp. 604, July 2000.
- [10] H. S. Sozuer, J. P. Dowling., "Photonic Band Calculations for Woodpile Structures," J. of Modern Optics, vol. 41, pp. 231, Feb. 1994.

- S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho,
 M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz, J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," Nature, Vol. 394, pp. 251, 1998.
- [12] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, "Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case," J. Optical Society American A, Vol. 7, No. 9, Sept. 1990.
- [13] C. C. Cheng et al., "Nano-fabricated three-dimensional photonic crystals operating at optical wavelengths," Physica Scripta. Vol. T68, pp. 17, 1996.
- [14] M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen, H. I. Smit, "A three-dimensional photonic crystal with designed point defects," Nature, Vol. 429, pp. 538, June 2004.
- [15] M. Farhoud J, Ferrera, A. J. Lochtefeld, T. E. Murphy, M. K. Schattenburg, J. Carter, C. A. Ross, H. I. Smith, "Fabrication of 200 nm period nanomagnet arrays using interference lithography and a negative resist," J. Vacuum Science Technology B 17.6., Nov 1999.
- B. Divliansky, A. Shishido, I. C. Khoo, T. S. Mayer, D. Pena, S. Nishimura, C. D. Keating, T. E. Mallouk, "Fabrication of Two-Dimensional Photonic Crystals Using Interference Lithography and Electrodeposition of CdSe," Applied Phys. Lett., Vol. 79, No. 21, Nov. 2001.
- [17] H. H. Solak, C. David, J. Gobrecht, F. Cerrina, L. Wang, "Multiple Beam Interference Lithography in the EUV and Visible Regions," Paul Scherer Institute Annual Report 2001.
- [18] I. Divliansky, T. S. Mayer, K. S. Holiday, V. H. Crespi, "Fabrication of Three-Dimensional Polymer Photonic Crystal Structures Using Single Diffraction Element Interference Lithography," Appl. Phys. Lett., Vol. 82, No. 11, 17 March 2003.
- [19] O. Toader, T. Y. M. Chan, S. John, "Photonic Band Gap Architectures for Holographic Lithography," Phys. Rev. Lett., Vol. 92, No. 4, Jan. 2004.
- [20] D. C. Meisel, W. Wegener, K. Busch, "Three-dimensional photonic crystals by holographic lithography using the umbrella configuration: Symmetries and complete photonic band gaps," Phys. Rev. B, Vol. 70, 165104, 2004.
- [21] G. Witzgall, R. Vrigen, E. Yablonovitch, V. Doan, B. J. Schwartz, "Single-shot two-photon exposure of commercial photoresist for the production of threedimensional structures," Optics Letter, Vol. 23, No. 22, pp. 1745, Nov. 1998.

- [22] E. Yablonovitch, R. B. Vrigen, "Optical projection lithography at half the Rayleigh resolution limit by two-photon exposure," Optical Engineering, Vol. 38, No. 2, Feb. 1999.
- [23] P. W. Wu, B. Dunn, E. Yablonovitch, V. Doan, B. J. Schwartz, "Two-photon exposure of photographic film," Optical Society American B, Vol. 16, No. 4, pp. 605, April 1999.
- [24] P. W. Wu, W. Cheng, I. B. Martini, B. Dunn, B. J. Schwartz, E. Yablonovitch, "Two-photon Photographic Production of Three-Dimensional Metallic Structures within a Dielectric Matrix," Advanced Materials, Vol. 12, No. 19, Oct. 2000.
- [25] D. V. Korobkin, E. Yablonovitch, "Twofold spatial resolution enhancement by two-photon exposure of photographic film," Opt. Eng., Vol. 41, No. 7, July 2002.
- [26] S. Kawata, H. B. Sun, T. Tanaka, K. Takada, "Finer structures for functional microdevices," Nature, Vol. 412, pp. 697, 2001.
- [27] N. D. Denkov, O. D. Velev, P. A. Kralchevsky, I. B. Ivanov, H. Yoshimura, K. Nagayama, "Two-dimensional crystallization," Nature, Vol. 361, pp. 26, 1993.
- [28] P. Jiang, J. F. Bertone, K. S. Hwang, V. L. Colvin, "Single-Crystal Colloidal Multilayers of Controlled Thickness," Chem. Mater., Vol. 11, pp. 2132, 1999.
- [29] F. Garcia–Santamaria, C. Lopez, F. Meseguer, F. Lopez–Tejeira, J. Sanchez– Dehesa, H. T. Miyazaki, "Opal–like photonic crystal with diamond lattice," Applied Physics Letter, Vol. 79, pp. 2309, 2001.
- [30] F. Garcia-Santamaria, H. T. Miyazaki, A. Urquia, M. Ibisate, M. Belmonte, N. Shinya, F. Meseguer, C. Lopez, "Nanorobotic Manipulation of Microspheres for On-Chip Diamond Architectures," Advanced Materials, Vol. 14, No. 16, pp. 1144, Aug. 2002.

فصل چھارم ریزماشین کاری PET

مقدمه

روشی که برای ساخت کریستال های فوتونی دو بعدی و سه بعدی در این پایان نامه استفاده شده ریزماشین کاری PET است. با توجه به ابعاد بسیار کوچک و نظم بالای مورد نیاز برای تحقق کریستال های فوتونی دقت بالایی در ماشین کاری مورد نیاز است. به همین دلیل بخش عمده ای از پایان نامه به بررسی و بهبود تکنیک ریزماشین کاری PET اختصاص یافته که در این بخش به تفصیل به آن پرداخته می شود.

1-4- معرفي PET

پلی اتیلن ترفتالات¹ یا PET یکی از انواع پلاستیک است که به پلاستیک های حرارتی² موسوم اند [8]. این دسته از مواد همچون سایر پلاستیک ها قابل شکل دهی³ بوده و در عین حال مانند بسیاری از مواد دیگر از یک رفتار حرارتی برگشت پذیر و نقاط ذوب و انجماد برخوردار می باشند. بیشتر این مواد از جمله PET از زنجیره های پلیمری تشکیل شده اند که توسط نیروی ضعیف وان در والس با یکدیگر ارتباط دارند.



شکل 4-1- ساختار شیمیایی یک منومر PET

در دسته مقابل پلاستیک های غیر حرارتی⁴ قرار دارند که پس از تشکیل و انجماد دیگر ذوب نشده و تغییر شکل نمی دهند. بسته به نحوه فرآوری و تاریخچه حرارتی ، PET می تواند بصورت آمورف⁵

¹ Polyethylene Terephthalate

² Thermoplastic

³ Deformable

⁴ Thermosetting

⁵ Amorphous

(شفاف) و شبه کریستال (سفید و کدر) باشد. معمولا از واکنش بین گلیکل¹ و دی متیل ترفتالات² و یا واکنش اسید ترفتالیک³ و اتیلن گلیکل⁴ برای تولید PET استفاده می شود [11].



شکل 4–2– تولید PET از اسید ترفتالیک و اتیلن گلیکل

PET ماده ای کاملا بازگشت پذیر می باشد و در عین حال در مقابل کلیه مواد (بجز الکل ها) مقاوم است و به همین دلیل عموما در ساخت ظروف نوشیدنی و سایر مواد خوراکی ، الیاف مصنوعی⁵ و سایر کاربردهای شکل دهی حرارتی از آن استفاده می شود. بعلاوه ماده ای سبک بوده و بسته به ضخامت و طول و نحوه آرایش زنجیره های پلیمری آن می تواند صلب یا انعطاف پذیر باشد. گاز ، رطوبت ، الکل ها و سایر حلال ها را از خود عبور نمی دهد و بصورت طبیعی شفاف و بی رنگ است. Tet به میزان کمی رطوبت را بخر می شود. بعلاوه ماده ای سبک بوده و بسته به ضخامت و طول و نحوه آرایش زنجیره های پلیمری آن می تواند صلب یا انعطاف پذیر باشد. گاز ، رطوبت ، الکل ها و سایر حلال ها را از خود عبور نمی دهد و بصورت طبیعی شفاف و بی رنگ است. PET به میزان کمی رطوبت را جذب می کند اما اگر همین PET مرطوب حرارت داده شود هیدرولیز⁶ بین آب و ملکول های آن محتوای شیمیایی آن را تغییر می دهد. خواص فیزیکی ، مکانیکی ، الکتریکی و حرارتی PET در جدول زیر لیست شده است [9 و 10].

- ¹ Glycol
- ² Dimethyl Terephthalate
- ³ Terephthalic Acid
- ⁴ Ethylene Glycol
- ⁵ Fibers
- ⁶ Hydrolyze

Electrical Properties	
Dielectric constant @1MHz	3.0
Dielectric strength (kV.mm ⁻¹)	17
Dissipation factor @ 1kHz	0.002
Surface resistivity (Ohm/sq)	10 ¹³
Volume resistivity (Ohm.cm)	>10 ¹⁴
Mechanical Properties	
Coefficient of friction	0.2-0.4
Hardness – Rockwell	M94-101
Izod impact strength (J.m ⁻¹)	13-35
Poisson's ratio	0.37-0.44(oriented)
Tensile modulus (GPa)	2-4
Tensile strength (MPa)	80, for biax film 190-260
Physical Properties	
Density (g.cm ⁻³)	1.3-1.4
Flammability	Self Extinguishing
Limiting oxygen index (%)	21
Refractive index	1.58-1.64
Resistance to Ultra-violet	Good
Water absorption - equilibrium (%)	<0.7
Water absorption – over 24 hours (%)	0.1
Thermal Properties	
Coefficient of thermal expansion ($x10^{-6}$ K ⁻¹)	20-80
Heat-deflection temperature - 0.45MPa (°C)	115
Heat-deflection temperature - 1.8MPa (°C)	80
Lower working temperature (°C)	-40 to -60
Specific heat (J.K ⁻¹ .kg ⁻¹)	1200 - 1350
Thermal conductivity (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	0.15-0.4 @ 23
Upper working temperature (°C)	115-170

جدول 4-1- خواص فیزیکی ، مکانیکی ، الکتریکی و حرارتی PET [9].

DCM أستشو با محلول

یکی از مهمترین کاربرد های PET تهیه ورقه های شفافی است که در صنعت چاپ و نیز در نمایش متون و تصاویر بر پرده سخنرانی ها از آن استفاده می شود. شکل (4–3) نمودار عبور و بازتابش نور مرئی و اشعه ماوراء بنفش را از یک ورقه PET نشان می دهد. با توجه به نمودار ، گذردهی یک ورقه PET در محدوده نور مرئی در حدود 85 % است و درصد بالایی از نور تابشی در اثر اختلاف ضرایب شکست هوا و PET از سطح مورد تابش بازتاب می شود. برای کاهش این بازتابش و بالابردن میراز از سنتی در از لایه این از از است و درصد بالایی از نور تابشی در اثر اختلاف میراز از استور مرئی در حدود 85 % است و درصد بالایی از نور تابشی در اثر اختلاف میراز از شکست هوا و PET از سطح مورد تابش بازتاب می شود. برای کاهش این بازتابش و بالابردن میراز شفافیت PET تا میزان 95 % از لایه ای نازک با ضریب شکست کم و ضخامت مشخص به میزان ضدبازتابش¹ برای پوشش سطح آن استفاده می شود. با توجه به این که این ورقه ها منبع عمده تهیه

¹ Anti Reflection Coating

PET های مصرفی در این پروژه بوده اند ، ابتدا آنها را در محلول دی کلرومتان¹ یا DCM شستشو داده ایم تا لایه فوق از روی PET جدا شود.



شکل 4-3- طیف متوسط عبور (منحنی آبی رنگ) و بازتابش (منحنی قرمز رنگ) نور مریی و اشعه ماوراء بنفش از سه نوع ورقه PET به ضخامت μm 150.

PET زدایش² غیرهمسانگرد PET

زدایش غیرهمسانگرد پلاستیک PET تحت تاثیر تابش پرتو ماوراء بنفش³ (UV) پدیده ای است که برای اولین بار در آزمایشگاه لایه های نازک دانشگاه تهران مشاهده شده است [7-1]. زدایش همسانگرد و بسیار کند PET در داخل محلول دی متیل فرم آمید⁴ یا DMF در جهت تابش UV به شدت تقویت شده و زدایش غیر همسانگرد آن را به دنبال دارد. اثرتابش UV به اندازه ای اهمیت دارد که در نقاطی که توسط مانع ، سایه شده است ، تقریبا هیچ زدایشی مشاهده نمی شود. در ادامه به بررسی جزیبات این پدیده می پردازیم.

¹ Dichloromethane

² Etching

³ Ultra Violet

⁴ N, N Dimethylformamide

DMF مشخصات محلول

حلال DMF مایعی شفاف است که به راحتی در آب و حلال های ارگانیک حل می شود و در بسیاری از واکنشهای شیمیایی مورد استفاده دارد [13]. محلول DMF خالص ماده ای بی بو و بی رنگ است اما به مرور زمان به ماده ای به نام دی متیل آمین¹ تجزیه می شود که بوی ماهی فاسد شده را دارد.



مشخصات فيزيكي DMF در جدول زير آمده است [12].

C ₃ H ₇ NO	فرمول شيميايي
73/09	جرم مولى (g/mol)
0/944	چگالی (g/cm ³)
-61	دمای ذوب (°°)
153	دمای جوش (°°)
3/7	فشار بخار C°25 @ torr)
)

جدول 4–2– مشخصات فيزيكي محلول

DMF

4-3- سامانه زدایش PET

برای انجام زدایش PET از یک ظرف فلزی از جنس استیل زنگ نزن² استفاده شده که DMF در آن ریخته شده و نمونه PET بر روی یک ریخته شده و نمونه PET بر روی نگهدارنده¹ ای نصب و در آن قرار داده می شود. ظرف بر روی یک

¹ Dimethylamine

² Stainless Steel

گرماساز قرار دارد که توسط یک کنترل کننده PID دیجیتال قطع و وصل می شود تا دمای مطلوب حاصل شود. اندازه گیری دمای محلول توسط حسگر دمایی² انجام می شود که بر روی بدنه خارجی ظرف نصب شده است.

UV منبع UV

منبع اشعه ماوراء بنفش در قسمت بالای ظرف قرار دارد و از مغزی لامپ بخار جیوه ®OSRAM HQL) با مجموع توان 750 وات تامین شده است. نمودار شکل (4-5) طیف تابشی یکی از این منابع را نشان می دهد.



شكل 4-5- طيف توان تابشي يك لامپ بخار جيوه MBF-U) OSRAM (MBF-U)

همانطور که در نمودار دیده می شود حداکثر توان تابشی منبع در طول موج 250 نانومتر است. با این وجود این منابع UV طیف گسترده ای دارا می باشند که از میزان قابل توجهی اشعه مادون قرمز برخوردار است. بنابراین علاوه بر گرمایش گرماساز ، حرارت قابل توجهی بصورت تابشی از منبع UV به محلول DMF منتقل می شود که افزایش تبخیر سطحی DMF را بدنبال دارد.

¹ Holder

² Thermocouple

DMF تبخير –2–3–4

از آنجا که DMF ماده ای گران قیمت بوده و نیز تنظیم ارتفاع آن در ظرف برای ادامه فرآیند زدایش ضروری است ، به منظور ممانعت از تبخیر بی رویه DMF از یک صفحه شفاف از جنس کوارتز برای بستن درب ظرف استفاده شده است. وجود یک فضای بسته باعث می شود که فشار درون ظرف کمی نسبت به فشار بیرون افزایش پیدا کرده و از تبخیر بیشتر DMF جلوگیری شود. در شکل (4–6) طرحواره سامانه زدایش عمودی PET نمایش داده شده است.



شكل 4-6- طرحواره سامانه زدايش PET

با توجه به خواص خورندگی DMF واضح است که باید از استفاده از هرگونه پلاستیک و مشتقات آن در مجاورت نمونه پرهیز شود. استفاده از واشرهای لاستیکی بین صفحه کوارتز و ظرف خورده شدن آن در بخار DMF و کثیف شدن محلول و سطح نمونه را بدنبال داشت. به علاوه لایه ای ازمحصولات واکنش لاستیک با DMF صفحه کوارتز و لامپ های UV را پوشانده و مانع انتقال UV به نمونه می شد. بنابراین از واشر های آلومینیومی برای پوشاندن¹ درزهای احتمالی استفاده شده است.

DMF -3-3-4 تنظيم ارتفاع سطح

سرعت فرآیند زدایش به شدت به ارتفاع نسبی سطح DMF و نمونه PET وابسته است. خارج کردن PET از محلول با هدف انجام زدایش در فاز گاز سرعت فرآیند را به شدت کاهش می دهد. به علاوه غرق کردن نمونه در محلول با هدف انجام زدایش در فاز گاز سرعت فرآیند را به شدت کاهش می دهد. به علاوه غرق کردن نمونه در محلول DMF نیز افت شدید نرخ زدایش را در پی دارد. بهترین حالت زمانی است که نمونه به میزانی در DMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل نمونه به میزانی در IMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل مونه به میزانی در DMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل بمونه به میزانی در IMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل مونه به میزانی در IMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل مونه به میزانی در IMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل مونه به میزانی در IMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل مونه به میزانی در IMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل مونه به میزانی در IMF فرو رود که تنها لایه نازکی از محلول سطح نمونه را بیوشاند. نمودار شکل (4–7) سطح موثر ملکول های DMF برای جذب اشعه ماوراء بنفش را نشان می دهد [14] و حکایت از جذب بالای این پرتو ها توسط محلول DMF دارد. بنابراین افت شدت UV بطور نمایی با ضخامت لایه ای از IMF که پرتو از آن عبور می کند رابطه دارد که نتایج تجربی بالا را کاملا تایید می کند.



شكل 4-7- سطح مقطع موثر جذب PET در محدوده اشعه ماوراء بنفش [14].

با این حال ثابت نگه داشتن ارتفاع سطح DMF بدلیل تبخیر سطحی آن بسیار مشکل است. این امر مستلزم آن است که در طول فرآیند مرتبا ارتفاع محلول بازبینی شده و در صورت لزوم DMF کافی تزریق شود. در آینده خواهیم دید که افزایش نرخ زدایش تا حد زیادی این نگرانی را مرتفع می سازد.

¹ Sealing

4-3-4 جریان آب خنک کننده

استفاده از یک محیط بسته برای گرم کردن DMF هرچند مانع از تبخیر بی رویه آن می شود ، اما از افزایش دمای محلول و بخار جلوگیری نمی کند. بویژه بخار DMF که از قابلیت اشتعال بالایی برخوردار است ، با جذب پرتوهای مادون قرمز تابیده شده از منبع بطور غیر قابل کنترلی گرم شده و در نهایت شعله ور می شود. افزایش دمای بخار ، افزایش فشار آن را به همراه دارد بطوریکه بالاخره گاز نقطه درزی پیدا کرده و از آن خارج می شود . دیگر آنکه بخار متراکم علاوه بر اشعه مادون قرمز سهم بسزایی از اشعه ماوراء بنفش را نیز جذب کرده و مانع رسیدن آن به PET می شود. برای برطرف نمودن این سه مشکل از یک جریان آب خنک کننده در نیمه بالایی ظرف برای خنک کردن بخار PM استفاده می شود. برای این منظور نیمه بالایی ظرف از دو جداره برخوردار است که آب سرد با دمای تقریبا CM جلین آنها جریان دارد. این امر از افزایش دمای بخار PMF می شود، مثار آن را ماستفاده می شود. برای این منظور نیمه بالایی ظرف از دو جداره برخوردار است که آب سرد با دمای

4-3-3- صفحه كوارتز

استفاده از هرگونه شیشه به جای کوارتز برای بستن درب ظرف افت شدید نرخ زدایش و حتی توقف آن را به همراه دارد. با توجه به شرایط آزمایش شیشه مورد استفاده باید از ضخامت و پایداری کافی برای دوام در دمای C° 200 برخوردار باشد. در شکل (4–8) طیف گذردهی شیشه و کوارتز با هم مقایسه شده است.





همانطور که در نمودار مربوط به شیشه دیده می شود ، عبور پرتوهای با طول موج کمتر از 300 نانومتر به شدت دچار افت می شود. لذا با توجه به نتایج آزمایش انتظار داریم پرتوهای موثر در فرآیند زدایش طول موجی کمتر از 300 نانومتر داشته باشند.

¹–4– لايه نقاب

با توجه به امکان کنترل زدایش بوسیله تابش یا عدم تابش پرتو UV برای حذف انتخابی² PET ، می توان از یک نقاب برای ایجاد ساختارهای دلخواه بر روی PET استفاده کرد. برای کاهش اثر بیرون زدگی³ که توسط پرتوهای تابشی غیر عمود بر سطح ایجاد شده و به کاهش دقت و قدرت تفکیک پذیری فرایند زدایش می انجامد ، از لایه نازکی فلز یا نیمه فلز که بر روی سطح PET لایه نشانی شده به عنوان نقاب استفاده شده است. مراحل مختلف ریزماشین کاری PET در شکل (4–9) بصورت طرحوار مشخص شده است.

¹ Masking Layer

² Selective Removal

³ Projection



در این روش ابتدا E-beam در محلول DCM شسته شده و سپس به کمک دستگاه E-beam لایه نقاب بر روی آن لایه نشانی می شود. در مرحله بعد با استفاده از ماده فوتورزیست¹ الگوی دلخواه از روی یک نقاب اولیه بر روی نقاب موجود بر سطح PET منتقل شده و زدایش عمودی PET با استفاده از نور UV انجام می پذیرد. قسمت هایی از PET که در معرض UV هستند زدوده شده و قسمت هایی که در زیر نقاب هستند سالم برجای می مانند. شکل (4–10) نمونه ای از ساختاری ساخته شده با این روش را نشان می دهد.

¹ Photoresist



شکل 4–9– آرم دانشگاه تهران که بر روی PET ماشینکاری شده است(الف) و جزییات این شکل نیاز به دقت µ 1m دارد. یکی از نقاط موجود در آرم به ابعاد µm 10 و ارتفاع µm 100 به عنوان نمونه ای از نسبت نتاسب 1:10 (ب).

4-4-1- ترک خوردگی نقاب

با توجه به دمای نسبتا بالای انجام واکنش و اختلاف ضرایب انبساط گرمایی PET و لایه نقاب موجود بر روی آن تتش سطحی بسیار بالایی بر این لایه اعمال می شود که عموما منجر به ایجاد ترک خوردگی در سطح نقاب می شود. این ترک خوردگی ها با عبور UV و DMF زمینه زدایش PET موجود در زیر خود را بوجود می آورند و به این ترتیب شیار های زیادی در PET ایجاد می شود که پس از زدودن لایه نقاب باقی می ماند. عمق این شیارها به زمان ایجاد ترک خوردگی و مدت زمان کل فرآیند زدایش بستگی دارد. شکل (4–11) نمونه ای از شیارهای ایجاد شده در اثر ترک خوردگی لایه نقاب را نشان می دهند.



شکل 4–11– تصویر میکروسکوپ الکترونی از شیارهای ایجاد شده در PET در اثر ترک خوردگی نقاب (الف). نمای نزدیک یکی از شیارهای ایجاد شده در PET به عرض تقریبی 4 μm و عمق 7 μm (ب). در شکل (الف) کل ضخامت μm 150 ورقه PET زدوده شده است.

برای کاهش تعداد و عمق این شیارها لایه نقاب به نحوی باید انتخاب شود که تا حد زیادی در مقابل تنش های سطحی ناشی از انبساط و انقباض طولی PET مقاوم باشد. طی تحقیقات قبلی که در این زمینه صورت گرفته [5 و 6] ، استفاده از نقابی متشکل از 9 لایه متناوب مس و ژرمانیم که ضخامت هر لایه با دقت انتخاب شده به عنوان بهنرین نقاب معرفی شده است. استفاده از ساختارهای مشابه با دو ماده نرم و سخت که بطور متناوب تکرار می شوند برای فرونشاندن¹ تنش در متالورژی کاربرد فراوان دارد. بعلاوه استفاده از این ساختار این مزیت را داراست که ترک های ایجاد شده در یک لایه توسط لایه بعد متوقف می شوند. طی آزمایشات انجام گرفته از بین ترکیبات مختلف ژرمانیم ، مس ، نیکل ، آلومینیوم و نقره ، دو ماده مس و ژرمانیم به علت چسبندگی نسبتا بالای این دو ماده به یکدیگر و در عین حال چسبندگی بالای ژرمانیم به TPT انتخاب شده اند. برای لایه نشانی نقاب بر روی PET ، از مکانیسم تبخیر حرارتی برای لایه نشانی مس و از پرتو الکترونی برای تبخیر و لایه نشانی ژرمانیم در یک دستگاه استفاده شده برای لایه نشانی مس و از پرتو الکترونی برای تبخیر و لایه نشانی ژرمانیم در یک دستگاه استفاده شده

¹ Release

ضخامت کل	ضخامت لايه	سرعت (Å/sec)	جنس لايه	شماره لايه
(Å)	(Å)			
350	350	0/3	Ge	1
420	70	0/2	Cu	2
470	350	0/5	Ge	3
1120	350	0/3	Cu	4
1470	350	0/7	Ge	5
1620	150	0/2	Cu	6
1970	350	0/5	Ge	7
2040	70	0/2	Cu	8
2390	350	0/3	Ge	9

جدول 4-3- مشخصات لایه های مختلف نقاب

برای افزایش چسبندگی نقاب به PET ، دمای زیرلایه در حین لایه نشانی در حدود C^o 80 حفظ شده و برای جلوگیری از انبساط و انقباض آن ، ورقه PET توسط گیره هایی بصورت کشیده نگه داشته می شود. با این حال پس از پایان گرفتن فرآیند لایه نشانی ، PET تمایل به لوله شدن دارد که این خود به ایجاد ترک خوردگی های منظمی عمود بر جهت لوله شدن منجر می شود. این ترک ها که فاصله نسبتا ثابتی در حدود چند میلیمتر از یکدیگر دارند نیز ایجاد شیارهایی در ریزساختارهای نهایی را در پی دارند و از آنجایی که از ابتدای فرآیند زدایش بر روی نقاب حضور دارند نسبت به شیارهای ناشی از ترک های بعدی از عمق بالاتری برخوردار هستند.



شكل 4-12- تصوير ميكروسكوب الكتروني از شيارهاي ايجاد شده به دليل لوله شدن PET



شكل 4-12- تصوير ميكروسكوپ الكتروني از شيارهاي ايجاد شده به دليل لوله شدن PET

4-5- بررسى فرآيند زدايش

در این بخش به بررسی فرآیند زدایش و نقش پارامترهای مختلف موثر بر آن می پردازیم.

4–5–1– انثر حرارت و UV بر DMF در طول فرآیند زدایش DMF از ماده ای بی رنگ ، شفاف و نسبتا بی بو به محلولی زرد رنگ و با بوی ماهی فاسد شده تغییر می کند. تغییر رنگ DMF در طول فرآیند زدایش نشان از واکنشی شیمیایی بین

DMF و PET دارد. برای اطمینان از این قضیه ، محلول DMF برای مدت نسبتا طولانی در همان شرایط لازم برای زدایش (البته بدون حضور PET) قرار داده شد و تغییر رنگی مشاهده نشد. تغییر بو که در غیاب PET نیز همچنان وجود دارد به تجزیه DMF به دی متیل آمین ارتباط داده می شود [8].

PET اثر UV بر PET

از آنجا که واکنش در غیاب تابش UV متوقف می شود و در حضور آن مسیر پرتو تابیده شده به PET را دنبال می کند ، طبیعی است فرض کنیم که فوتون های UV تغییری شیمیایی در PET ایجاد می کند که سهولت حل شدن آن در DMF را در پی دارد. این تغییر می تواند شکستن پیوندهای پلیمری در PET و تبدیل آن به منومر باشد. طیف جذب PET که از میانگین جذب سه نوع PET مورد استفاده در آزمایش ها بدست آمده و در شکل (4–13) رسم شده ، نشان می دهد که فوتون های با طول موج کمتر از 300 نانومتر به شدت جذب می شوند. این فوتون ها قادرند پیوندهایی با انرژی حدود 4 الکترون ولت را بشکنند.



شكل 4-13- نمودار طيف جذب PET در محدوده نور مريى و ماوراء بنفش.

جدول (4-4) انواع پیوندهای مختلف موجود در PET و DMF و طول و انرژی لازم برای تشکیل آنها در دمای C[°] 25 را نشان می دهد. از روی این جدول انتظار داریم که پیوندی که توسط فوتون های UV در فرآیند زدایش شکسته می شود ، پیوند یگانه بین اکسیژن و کربن یعنی همان پیوند پلیمری باشد.

Bond	KJ/mol	picometer	eV
0-0	142	148	1.47
C-C	346	154	3.59
C=C	602	134	6.24
C-0	358	143	3.71
C=0	799	120	8.28
C-H	411	109	4.26
C–N	305	147	3.16

جدول 4-4- انرژی تشکیل و طول پیوندهای مختلف

4-6- سرعت زدایش

سرعت زدایش از اهمیت بسیار بالایی در کارآیی تکنیک و نیز کیفیت نتایج حاصله دارد. اگرچه عوامل زیادی در تعیین نرخ زدایش نقش دارند ولی می توان عوامل بنیادی زیر را از بین آنها متمایز ساخت. 4-6-1- شدت UV

در شکل (4–14) منحنی تغییرات نرخ زدایش بصورت تابعی از شدت UV تابشی نشان داده شده است. وابستگی خطی نرخ زدایش به شدت UV که با تعداد فوتون های تابیده شده به سطح PET متناسب است ، نتیجه گیری قسمت قبل را کاملا تایید می کند.



4-6-2 اثر دما

منحنی تغییرات نرخ زدایش با دمای انجام واکنش که در شکل (4–15) نشان داده شده و تا دمای C[°] 120 افزایش نمایی نرخ زدایش با دما را نشان می دهد. پس از این دما PET به شدت تغییر شکل داده و ترک های بسیار زیادی در لایه نقاب بوجود می آورد. بعلاوه در دماهای بالاتر DMF به سرعت تبخیر می شود بطوریکه ادامه فرآیند زدایش بدلیل قابلیت اشتعال بخار DMF امکان پذیر نمی باشد.



وابستگی نمایی که در دماهای پایین نر در نمودار مشاهده می شود ، مشخصه طبیعی غالب واکنش های شیمیایی است که به یک انرژی فعال سازی برای انجام واکنش نیاز دارند. مطابق قانون ماکسول – بولتزمان در مکانیک آماری سرعت و انرژی جنبشی ملکول های واکنش دهنده ، یک توزیع احتمالی است که متوسط آن تابعی صعودی از دما است. بنابراین در هر دما تعدادی از ملکول ها انرژی لازم برای انجام واکنش را دارا می باشند و تعداد این ملکول ها بطور نمایی با افزایش دما افزایش می یابد. انرژی فعال سازی مطابق رابطه آرنیوس¹ از نمودار نرخ زدایش بر حسب دما بدست می آید [16].

$$R = Ze^{-\frac{E}{k!}}$$

در این رابطه R نرخ واکنش ، E_a انرژی فعال سازی ، T دمای واکنش برحسب کلوین ، R ثابت جهانی گازها و Z عدد ثابتی است. با استفاده از نمودار شکل (4–15) این مقدار برای زدایش PET در حدود 1 الکترون ولت بدست می آید.

4-6-5- غلظت ، فشار و سطح موثر

عامل دیگر موثر بر نرخ واکنش ، نرخ بروز تصادم میان ملکول های واکنش دهنده است. این پارامتر در گازها به فشار ، در مایعات به غلظت و در جامدات به سطح ماده شرکت کننده در واکنش وابسته است. افزایش دما علاوه بر افزایش انرژی متوسط ملکول ها افزایش فشار و لذا متوسط تعداد برخورد های بین ملکولی را در پی دارد. بعلاوه آزمایشات نشان می دهد که بمباران PET در دستگاه PECVD یا RIE توسط یون های هیدروژن پیش از لایه نشانی نقاب ، نرخ زدایش را افزایش می دهد که آن را می توان به متخلخل شدن سطح PET و افزایش سطح موثر آن ارتباط داد.

² -4-6-4 كاتاليست

یکی دیگر از روش های افزایش سرعت انجام واکنش های شیمیایی کاهش انرژی فعال سازی با استفاده از یک کاتالیست است. کاتالیست ها موادی هستند که سرعت انجام واکنش را به شدت تغییر می دهند بدون آنکه خود در واکنش شرکت کنند. استفاده از کاتالیست عموما واکنش را در مسیری غیر از مسیر طبیعی واکنش سوق می دهد که البته انرژی فعال سازی کمتری نیاز دارد. تا کنون اثر این پارامتر در زدایش PET بررسی نشده و می تواند یکی از زمینه های تحقیقات آتی باشد.

¹ Svante Arrhenius

² Catalyst

4-7- افت سرعت زدایش با زمان همانطور که گفته شد استهلاک لایه نقاب در طول فرآیند زدایش که معلول تغییرات سطحی PET در اثر گرما می باشد ، مهمترین پدیده نامطلوب در فرآیند زدایش است. یک راه ساده برای مبارزه با این پدیده ، افزایش نرخ زدایش است تا زمان فرآیند هر چه امکان دارد کوتاهتر باشد. متاسفانه اگرچه توانسته ایم با تنظیم بهینه متغیرهای موثر نرخ زدایش را تا 10 میکرومتر بر دقیقه افزایش دهیم ، اما این نرخ با گذشت زمان کاهش می یابد بطوریکه نهایتا پس از یک ساعت زدایش کاملا متوقف می شود. شکل (4-16) تغییرات سرعت انجام واکنش را برحسب زمان نشان می دهد.



شكل 4-16- منحنى تغييرات نرخ زدايش بصورت تابعي از زمان فرآيند

افت نرخ زدایش را می توان به اشباع محلول DMF ، کاهش سطح محلول در نتیجه تبخیر و غیرفعال سازی¹ سطح TPT در اثر تجمع زوائد زدایش ربط داد.

DMF اشباع محلول

همانطور که قبلا گفته شد ، فرآیند زدایش مستلزم انجام واکنشی شیمیایی بین DMF و ملکول های PET است که محتوای شیمیایی هر دو را تغییر می دهد. در طول فرآیند بتدریج محلول DMF با حل کردن این زوائد از مایعی شفاف و بی رنگ به مایعی زرد رنگ تغییر رنگ می دهد. میزان این تغییر رنگ با

¹ Passivation

افزایش حجم PET زدوده شده متناسب است. دیگر آنکه تحت تاثیر حرارت و تابش UV محلول DMF به مواد سازنده آن از قبیل دی متالین تجزیه می شود. لذا طبیعی است انتظار داشته باشیم که با کاهش غلظت مواد موثر در محلول JMF کاهش سرعت فرآیند را در پی داشته باشیم. بعلاوه بنظر می رسد که نفوذ UV در داخل محلول اشباع شده ضعیف تر باشد که عامل دیگر افت سرعت زدایش است.

DMF كاهش ارتفاع سطح محلول

عامل دیگر تبخیر محلول DMF است که از اهمیت بالاتری برخوردار است. اگرچه DMF تا دمای C[°] مامل دیگر تبخیر محلول DMF است که از اهمیت بالاتری برخوردار است. اگرچه DMF تر دمای C[°] ماع 153 در فشار جو سطح DMF در ظرف به سرعت پایین می رود. قبلا گفته شد که با توجه به جذب بالای UV توسط DMF باید سطح DMF بیش از یک لایه بسیار نازک از سطح نمونه بالاتر نباشد. تبخیر سطحی DMF ماید سطح آن را از سطح نمونه پایین تر می برد که به توقف قرآیند منجر می شود. به علاوه در اینصورت با توجه به تابش پرتو UV که به همراه خود گرمای قابل فرآیند منجر می شود. به علاوه در اینصورت با توجه به تابش پرتو UV که به همراه خود گرمای قابل نوجههی را بصورت امواج مادون قرمز (که با توجه به تابش پرتو UV که به همراه خود گرمای قابل توجههی را بصورت امواج مادون قرمز (که با توجه به شکل در طیف منبع UV وجود دارد) به نمونه می نوبه می رساند باعث افزایش بی کران و دور از تعادل دمای نمونه می شود. این پدیده دریدو امر چروکیده شدن رساند باعث افزایش بی کران و دور از تعادل دمای نمونه می شود. این پدیده دریدو امر چروکیده شدن مسلح TP و در نهایت ایجاد ترک های بسیار در سطح لایه ماسک را به دنبال دارد. شکل زیر نمونه می و TP مای TP را نشان می دهد که فرآیند زدایش در آن بدلیل تبخیر TP مای متود این دارد) به مود هدن این پدیده دریدو امر خروکیده شدن مرح این و دور از تعادل دمای نمونه می شود. این پدیده دریدو امر جروکیده شدن رسلح TP و در نهایت ایجاد ترک های بسیار در سطح لایه ماسک را به دنبال دارد. شکل زیر نمونه ای از TP را نشان می دهد که فرآیند زدایش در آن بدلیل تبخیر TP متوقف شده و به مدت ده دقیقه ای ای از TP را نشان می دهد که فرآیند زدایش در آن بدلیل تبخیر TP مای متول می موده است.



شکل 4–17– نمونه ای از PET که سطح آن به دلیل تبخیر DMF به مدت 10 دقیقه تحت تابش UV قرارگرفته و چروکیده شده است.

بنابراین تنظیم سطح DMF برای اینکه به میزان کمی از سطح نمونه بالاتر باشد کار مهم و در عین حال بسیار مشکلی است. امید داریم در سامانه های بعدی که برای زدایش ساخته می شود تنظیم خودکار تراز محلول را بگنجانیم. به علاوه تثبیت فشار گاز می تواند مانع تبخیر بی رویه DMF باشد ولی باید این فشار به حدی باشد که مانع رسیدن UV به نمونه و خروج احتمالی گازهای محصول واکنش از ظرف نشود.

4-7-5- غيرفعال سازى سطح توسط زوائد زدايش

اگرچه واکنش شیمیایی زدایش PET با محلول DMF در ابعاد ملکولی اتفاق می افتد ، از آنجا که نرخ زدایش با سطح موثر PET در تماس با محلول متناسب است ، کاملا طبیعی است که گوشه های تیز دچار زیر زدایش شده و در نهایت با ادامه زیر زدایش و یا در اثر فشار ناشی از وزن و جریان های موجود در مایع بصورت یک قطعه کوچک از PET جدا شوند. این قطعات پس از جدا شدن از زیرلایه اصلی بر روی کف نمونه تجمع کرده و اگرچه زدایش خود آنها همچنان ادامه دارد ، با ممانعت از رسیدن VU به زیرلایه زدایش آن را بشدت کاهش می دهند. قطعات کوچک تر بصورت لایه ای یکنواخت کف نمونه را پوشانده و علاوه بر ایجاد ناهمواری در سطح ، نرخ زدایش زیرلایه را بشدت کاهش دهند. شکل (4–18–الف) تجمع زوائد زدایش بر روی سطح نمونه را نشان می دهد. کنده شدن قطعاتی از PET و پوشش سطح زیرلایه با لایه ای از این زائده های کوچکتر ناهمواری سطحی را در شکل (4– 18–ب) ایجاد کرده است.



شکل 4–18– تلنبار شدن محصولات و زوائد زدایش روی نمونه (الف) و ساختاری به ابعاد 2x10 µm وارتفاع بیش از 50µm (ب).

اگرچه تجمع زوائد زدایش و پوشش زیرلایه با آنها افت نرخ زدایش را سبب شده و لذا عاملی نامطلوب محسوب می شود ، اما از سوی دیگر همین ممانعت از زدایش زیرلایه در شیارهای ناشی از ترک خوردگی های لایه نقاب ، از عمیق شدن این شیارها جلوگیری می کند که اثر مطلوبی است. با توجه به عرض نسبتا کم شیارها اثر غیرفعال سازی سطح PET با ایجاد پوشش مورد نظر از عمیق تر شدن این شیارها جلوگیری می کند.

4-7-4- جريان هاى شوينده

در اثر تغییرات زیاد دمایی در داخل ظرف جریان های همرفت زیادی در محلول ایجاد می شود. این جریان ها می تواند نقش بسزایی در شستشوی سطح PET و دفع زوائد ایفا کند. ایجاد جریان های مصنوعی با هم زدن مکانیکی محلول نیز می تواند برای تقویت این امر مورد استفاده قرار گیرد. اما باید توجه کرد که چنانچه جریان های ایجاد شده شدید باشد می تواند همانطور که سطح زیرلایه را از زوائد شستشو می دهد ، زوائد موجود در شیارهای ناخواسته ناشی از ترک های نقاب را نیز علیرغم عرض کم آنها دور کرده و ادامه فرآیند زدایش در آنها و ایجاد شیارهای عمیق تر را سبب شود.

4–7–5– زدایش سری در مقابل زدایش موازی

همانطور که در ابتدای این قسمت اشاره شد ، نقش UV شکستن پیوندهای پلیمری در PET و نقش DMF انجام واکنش شیمیایی با زنجیره های شکسته شده است. در بخش بعد شبیه سازی کامپیوتری ای انجام گرفته است که ننایج آن تا حدی این فرضیه تفکیک نقش UV و DMF را تایید می کند. در صورت صحت این فرضیه ایده ای که بلافاصله به ذهن می رسد انجام سری عملیات زدایش است. به این ترتیب که ابتدا نمونه با نقاب تحت تابش UV قرار داده شود تا بیوند های پلیمری موجود در آن شکسته شود و سیس آن را در داخل ظرف زدایش در داخل DMF قرار داده و دمای آن را تا C ° 130 افزایش دهیم تا DMF با زنجیره های شکسته شده واکنش داده و آنها را در خود حل کند. انجام سری عملیات زدایش چند مزیت دارد. مزیت اول آن است که به این ترتیب شیارهای ناشی از ترک های لایه نقاب کاملا حذف می شوند. همانطور که در قسمت قبل اشاره شد شیارها به این دلیل در PET ایجاد می شوند که لایه نقاب دچار ترک خوردگی شده و با باز شدن این ترک ها در طول فرآیند زدایش UV و DMF به PET موجود در محل ترک خوردگی می رسند. در زدایش سری اولا منبع اصلی گرما که انتقال آن از گرماساز به نمونه از طريق DMF مي باشد در مرحله تابش UV حذف شده و ثانيا با توجه به نقش UV مي توان از منابع UV سرد که فاقد اشعه مادون قرمز هستند برای این کار استفاده نمود. دیگر آنکه ارتفاع نسبی سطح DMF و نمونه دیگر پارامتر مهمی نبوده و می توان نمونه را بطور کامل در داخل DMF غرق نمود. مزیت مهم دیگر زدایش سری آن است که بیش از گذاشتن نمونه در داخل DMF می توان مرحله تابش UV را به دفعات دلخواه و با نقاب های مختلف تکرار نمود. به این ترتیب که پس از هربار تابش UV لايه نقاب را شسته و لايه ديگري روي PET نشانده و آن را با نقش ديگري الگودهي کنيم. مي توان نشان داد که با این روش تحقق ساختارهای دلخواه سه بعدی میسر می شود. مزیت اخر اینکه با توجه به اینکه دیگر بقای لایه نقاب در مرحله زدایش با DMF ضروری نیست ، می توان پس از مرحله نوردهی با UV بطور كامل لایه نقاب را پاک كرده و سپس نمونه را در داخل DMF قرار داد. بنابراین لزومی ندارد که برای نقاب از لایه ای پیچیده با ترکیب یاد شده استفاده کنیم و می توان از یک لایه نازک کرم يا نيكل براي اين منظور استفاده كرد. آزمایش های اولیه انجام گرفته برای بررسی این موضوع اگرچه عدم ایجاد شیار در PET را تایید کرد ، ولی متاسفانه عمق زدایش در هیچ یک از نمونه ها از μα 30 تجاوز نکرد. بنظر می رسد که عمق کم زدایش بدلیل جذب بالای UV در داخل PET باشد. عامل این جذب نمی تواند شکستن پیوندهای پلیمری باشد چرا که اگر در نقطه ای پیوندی توسط یک فوتون شکسته شود ، فوتون بعدی بدون تاثر از آن ناحیه عبور می کند (به بیان دقیق تر این یک مسئله گذرا¹ بوده و طی آن چگالی محلی ترازهای انرژی² تغییر می کند) و بنابراین طی زمان کافی باید پیوند های موجود در عمق نیز شکسته شود. بنظر می رسد نمی توان این پدیده را به تشکیل مجدد پیوند های شکسته شده ارتباط داد. پیوند های پلیمری عموما برای تشکیل به دمای بالا و کاتالیست نیاز دارند. برای بررسی این امر دو نمونه به مدت 1 ساعت تحت رسد نمی توان این پدیده را به تشکیل مجدد پیوند های شکسته شده ارتباط داد. پیوند های پلیمری عموما برای تشکیل به دمای بالا و کاتالیست نیاز دارند. برای بررسی این امر دو نمونه به مدت 1 ساعت تحت رسد نمی توان این پدیده را به تشکیل مجدد پیوند های شکسته شده ارتباط داد. پیوند های پلیمری عموما برای تشکیل به دمای بالا و کاتالیست نیاز دارند. برای بررسی این امر دو نمونه به مدت 1 ساعت تحت مرا کرم نموده (انتظار می رود که حرارت به تشکیل خود به خودی³ پیوندها کمک کند) و دیگری را 2 ساعت دیگر تحت تابش VU قرار دادیم. سپس هر دو نمونه را در داخل ظرف زدایش حاوی JMG و در مای 2 ° 100 قرار دادیم. نتیجه اینکه عمق زدایش در هر دو نمونه به میزان یکسان می 30 بود. اگرچه بنظر می رسد که نمی توان از زدایش سری برای تحقق ساختارهای عمیق استفاده نمود ولی به دلیل مزایای زیاد این روش نسبت به زدایش موازی ادامه تحقیق در این زمینه قویا توصیه می شود.

4-7-6 نتيجه گيرى

همانطور که قبلا اشاره شد موثرترین روش برای کاهش اثر ترک خوردگی نقاب ، افزایش نرخ زدایش و ممانعت از کاهش آن توسط عوامل یاد شده است. این کار مستلزم تجدید منظم DMF در طول فرآیند ، تثبیت سطح آن با اندازه گیری ارتفاع سطح محلول و تزریق مداوم DMF تازه و نیز ایجاد جریان های لازم برای شستشو و دفع زوائد زدایش از سطح زیرلایه می باشد که در ساخت سامانه جدید زدایش PET مدنظر قرار خواهد گرفت.

¹ Transient

² Local Density of States (LDoS)

³ Spontaneous Recombination
4–8– مشکل زیرزدایش¹ و رفع آن

از آنجا که انجام واکنش شیمیایی زدایش PET توسط DMF ، منوط به شکستن پیوند های پلیمری در محل زدایش است که تنها با حضور فوتون های UV میسر است ، انتظار داریم سطح مقطع زیرلایه پس از زدایش بصورت کاملا عمودی جهت زدایش را در جهت پرتو UV دنبال کند. همانطور که شکل های (4–19) نشان می دهند نتایج اولیه این انتظار را برآورده نمی کند. در این شکل ها زیرزدایش نسبتا زیادی در زیر لبه های تیز الگوی ایجاد شده دیده می شود.





شکل 4–19– نمونه ای از یک چرخ دنده خورشیدی به ابعاد μm 50 که بر روی زیر لایه PET ماشینکاری شده است (الف) و نمای نزدطک از یکی از دنده های این چرخ دنده (ب). زیرزدایش مورد اشاره در متن و اتصال منحنی ساختار به زیرلایه دیده می شود..

بررسی بیشتر این پدیده در نمونه های دیگر که تحت شرایط مختلف ایجاد شده اند ، نتایج ضد و نقیضی به همراه دارد بطوریکه میزان زیرزدایش از هر نمونه به نمونه دیگر تفاوت دارد. وابستگی زیاد زیرزدایش و شکل نیمرخ آن به پارامترهای مختلف و مهمتر از همه محل قرار گیری نمونه در ظرف نشان می دهد که احتمالا این پدیده یک پدیده شیمیایی نیست. برای اطمینان از صحت این امر از الگویی شامل دو خط کش (نردبان) مدرج عمود بر هم که به فاصله بسیار کمی از هم قرار دارند برای بررسی زیرزدایش استفاده شد. اهمیت فاصله کم آن است که می توان فرض کرد دما در دو نقطه با هم برابر و اذا کلیه پارامترهای محیطی برای هر دو نقطه یکسان است. تصاویر میکروسکوپ الکترونی از دو خط کش مجاور هم بر روی یک نمونه در شکل های (4–20– الف) و (4–20–ب) نشان داده شده است. همانطور که از شکل ها پیداست ، سازه های یک خط کش متحمل زیرزدایش زیادی از جانب عرضی شده و در نهایت بدلیل ادامه این زیر زدایش از وسط شکسته شده اند در حالیکه همین زیرزدایش در خط کش دیگر که عمود بر خط کش اول قرار دارد از جانب طولی بوده و سازه های آن هنوز از استحکام لازم برای بقا برخوردارند. با توجه به اینکه در هر دو خط کش جهت زیرزدایش یکسان است ، نتیجه گرفتیم که این پدیده ناشی از غیر یکنواختی و گسترش فضایی کش جهت زیرزدایش یکسان است ، نتیجه گرفتیم که این پدیده ناشی از غیر یکنواختی و گسترش فضایی منبع نور VU در جهت مورد نظر است. همانطور که گفته شد از لامپ های بخار جیوه ای استوانه ای به عنوان منبع VU استفاده شده است که غیریکنواخت و غیر متقارن بوده و باعث می شوند که دسته زیادی از پرتو های مورب با زوایای مختلف به سطح رسیده و هر یک از این پرتو ها زدایش در مسیر پرتو را سبب شوند. این پدیده نه تنها زیر زدایش های غیر یکنواخت ساختارها و در نتیجه اعمال محدودیت بر کمترین ابعاد قابل حصول را بدنبال دارد ، عامل ایجاد نقاطع غیر عمود ساختار ها به سطح زیر لایه و انحنا نیمرخ آنها که در شکل های (4–20–1



شکل 4–20- خط کشی با درجات 2xµ 10m که در راستای گسترش فضایی منبع قرار داشته است(الف) . دندانه های خط کش از

عرض دچار زیر زدایش شده و نهایتا قطع شده اند. خط کش مشابهی که روی همان نمونه ولی در جهت عمود بر قبلی قرار داشته است (ب). دندانه های این خط کش از طول دچار زیرزدایش شده و همچنان پابرجا هستند.

4-8-1- شبيه سازى نورى

برای اطمینان از صحت نتیجه گیری اخیر شبیه سازی ساده ای با استفاده از نرم افزار 7.0 Matlab انجام گرفت که در آن گستردگی منبع نور و لذا اثر زاویه دار بودن پرتوهای زداینده UV در نظر گرفته شود. نرخ زدایش در هر نقطه بصورت تابعی خطی از شدت اشعه ماوراء بنفشی که با در نظر گرفتن اثرات سایه ای به آن نقطه می رسد و سطح موثر PET که در آن نقطه با DMF در تماس است محاسبه شده است. به منظور سهولت کار از هرگونه اثر مربوط به کاهش نرخ زدایش در اثر اشباع و تبخیر DMF و غیر فعال سازی سطح توسط زوائد زدایش صرف نظر شدن است. فرض شده که دما در کلیه نقاط نمونه یکسان است. بعلاوه در محاسبه شدت نور UV با توجه به کوچک بودن طول موج نسبت به ابعاد ساختار و لایه نقاب از کلیه اثرات براش صرف نظر شده و فرض شده که نور بصورت برتو های مستقیم از منبع به سطح نمونه می رسد. شکل های (4–21–الف) و (4–21–ب) نتایج شبیه سازی را برای روند زمانی زدایش PET نشان می دهد.



(ب)

شکل 4–21– شبیه سازی فرآیند زدایش برای نمونه نشان داده شد در شکل (4–20–الف). دندانه های خط کش در جهت عرضی باریک شده اند ولی طول آنها دست نخورده باقی مانده است. شبیه سازی مشابهی برای خط کش عمود بر جهت گسترش منبع مشابه

نمونه شکل (4–20–ب). دندانه ها در جهت طولی دچار زیرزدایش و باریک شده اند ولی در جهت عرضی تغییر شکل چندانی نداده اند. انحنای نقطه اتصال ساختار به زیرلایه کاملا در شکل مشهود بوده و بدلیل غیر موازی بودن پرتو های تابشی است.

در شکل (4–21–ب) دیده می شود زیرزدایش در جهت طول درجه ها و در شکل (4–21–الف) در جهت عرض آنها می باشد. نتایج شبیه سازی نشان می دهند که اولا راستای زیرزدایش به شدت به گستردگی و ابعاد منبع UV وابسته است و ثانیا این عامل می تواند نیم رخ منحنی تقاطع ساختار ها با زیرلایه را نیز توجیه کند.

¹-2-8-4 استفاده از روزنه

پدیده زیرزدایش و تقاطع منحنی ساختار ها با زیرلایه از مهمترین عوامل کاهش قدرت تفیکیک پذیری و دقت قابل حصول است. بدیهی است که برخورداری از یک منبع یکنواخت با پرتو های موازی این مشکل را کاملا برطرف می کند. روش ساده تر حل این مشکل استفاده از روزنه ای کوچک و متقارن در مقابل منبع UV است. با این اینکه روزنه از منبع کوچکتر است همچنان در مقایسه با نمونه و الگوی روی آن بزرگ بوده و لذا مجموعه پرتوهایی که به نمونه می رسند مخروطی با زوایه فضایی کوچکتر می سازند. در شکل (4–22) نتیجه استفاده از یک روزنه مناسب نشان داده شده است. همانطور که در شکل دیده می شود دیواره های ساختار کاملا عمودی بوده و تقریبا هیچ زیر زدایشی نداریم. بعلاوه محل تقاطع ساختار با زیرلایه از انحنای کمتری برخوردار است. واضح است که استفاده از منبع UV یکنواخت با پرتو های موازی و یا تعبیه روزنه ای مناسب در مقابل آن به شدت دقت و ظرافت زدایش را بالا می برد.

¹ Aperture



شکل 4−22− شبیه سازی زدایش PET با استفاده از یک روزنه در مقابل منبع UV. دیواره ها کاملا عمودی و بدون زیرزدایش هستند.

پس از انجام شبیه سازی و مشاهده نتایج آن روزنه ای در مقابل منبع UV قرار دادیم که اگرچه افت نرخ زدایش را به همراه داشت ، ایجاد دیواره های کاملا عمودی و بدون زیرزدایش و نیز ساختار های بسیار زیر را میسر ساخت.



(ب)

شکل 4–23– نتیجه استفاده از روزنه. ساختاری با ارتفاع μm 60 با دیواره های کاملا عمودی. دقت لازم برای تهیه این الگو کمتر از μm 1 است (الف). تصویر میکروسکوپ الکترونی از قسمتی از شکل سمت راست (ب). دیواره های عمودی به ارتفاع μm 60. نوسانات مشاهده شده در مسیر دیوار بدلیل وجود نوسانات مشابهی در نقاب مورد استفاده است.

1-8-8- قابليت تفكيك پذيرى

(الف)

¹ Resolution

اعوجاج های بسیار کوچکی که در خطوط شکل (4–23–ب) دیده می شود ناشی از محدودیت دقت در الگوی نقاب است که دیواره های عمودی ساختار دقیقا این جزئیات را دنبال کرده است. به علاوه الگوی نشان داده شده در شکل (4–23–الف) از جزئیات بسیار زیادی با دقت کمتر از یک میکرومتر برخوردار است. عمق 100 60 میکرومتر هر دو شکل بیانگر آن است که فرآیند زدایش معرفی شده به خودی خود از دقت بسیار بالایی برخوردار است که تحقق ساختار های کوچکتر از یک میکرومتر را میسر می سازد. شکل های (4–24–الف) و (4–23–ب) ساختارهای کوچکتری را نشان می دهند. درجه های خط کش نشان داده شده در شکل (4–24–الف) از عرض 2 میکرومتر و طول 10 میکرومتر برخوردارند. شکل (4–23–ب) نمای نزدیک یکی از این درجه های را نشان می دهد که دیواره های آن در طول ارتفاع 50 میکرومتری ساختار نسبتا عمود است.



شکل 4–24-خط کش مورد نظر که با استفاده از روزنه ساخته شده است (الف) و یکی از دندانه های خط کش با ارتفاع µ 50m (ب).

ساختار نشان داده شده در شکل (4–24–ب) ظریف ترین الگوی موجود بوده که به عنوان نقاب برای زدایش PET از آن استفاده شده است. بمنظور ارزیابی امکان بالقوه تکنیک برای تحقق ساختار های کوچکتر از روش جدید لیتوگرافی پرتو الکترونی که به تازگی در آزمایشگاه لایه نازک ابداع شده و هنوز در حال توسعه است استفاده شده است. با استفاده از پرتو الکترونی که از یک نانولوله کربنی¹ خارج می شود ، الگوی دایره ای با قطر 600 نانومتر ایجاد شده و از آن به عنوان نقاب استفاده شده است. تصویر SEM شکل (4–25) نتیجه زدایش PET با استفاده از این نقاب را نشان می دهد. با اینکه تعیین عمق حفره ایجاد شده میسر نیست ، دیواره ها همچنان عمودی به نظر می رسند. این نتیجه موید آن است که فرآیند زدایش به خودی خود از دقت و ظرافت بسیار بالایی برخوردار است.



شکل 4-25- حفره ای به قطر nm 600 که با نقش نگاری الکترونی و سپس زدایش PET ایجاد شده است.

چنانچه تدبیری اندیشیده شود که زائده های زدایش در محل تلنبار نشوند ، آنچه نهایتا دقت فرآیند زدایش را محدود می کند طول موج نور UV مورد استفاده و ابعاد زنجیره های پلیمری قابل جدا شدن از بدنه PET است. با این حال انتظار داریم که تا طول موج در نقاب برجسته می شود. طول موج اثرات پراش موج UV توسط روزنه موجود در نقاب برجسته می شود.

4-9- کاربرد ریزماشین کاری در MEMS

ریزماشین کاری زیربنای تکنولوژی نوینی به نام MEMS² است که هدف از آن تحقق سیستم های الکترومکانیکی در ابعاد میکرونی است. امروزه تکنولوژی MEMS با وجود نوظهوری در بسیاری از زمینه های فنی ، مهندسی ، نظامی و پزشکی کاربرد یافته است. استفاده از RF MEMS به منظور سهولت کوچک سازی³ و یکپارچه سازی طبقه آخر فرستنده/گیرنده ها ، استفاده از MOEMS در

¹ Carbon Nanotube

² Micro Electromechanical Systems

³ Miniaturization

تکنولوژی سویچینگ و مسیردهی¹ در شبکه های نوری ²DWDM و نیز نمایشگرهای انعکاسی ، کاربرد آنها در ساخت میکرو روبات ها برای انجام عملیات نظامی و جاسوسی و مهمتر از همه میکرو روبات های قابل تزریق در خون برای انجام جراحی بسته و ترمیم بافت ها و ارگان های از کار افتاده می باشد. ریزماشین کاری پلاستیک که با تکنیک زدایش عمودی PET میسر شده ، نویدساز پیشرفت و نوآوری در کلیه زمینه های یاد شده است. قابلیت بالفعل و ظرفیت بالقوه بسیار بالای تکنیک که در این فصل به آن پرداخته شد و در فصل بعد نیز مورد بررسی قرار می گیرد بر بسیاری از تکنیک های رایج ریزماشین کاری که در فصل اول به آنها اشاره شد برتری دارد.

4-9-1- ساخت قطعات مكانيكي

اولین گام در تکنولوژی MEMS تحقق قطعات پایه مکانیک از قبیل پره ، چرخ دنده و جعبه دنده³ است. شکل (4–26–الف) تحقق یک پروانه پلاستیکی را در مقیاس 500 میکرومتر نشان می دهد. شکل (4–26–ب) نمونه مشابهی در مقیاس 200 میکرومتر را نشان می دهد که در داخل محفظه ای قرار گرفته تا نقش توربین یا یمپ را ایفا کند.



(الف)

شکل 4–26– نمونه ی از یک پروانه پلاستیکی (الف) و استفاده از آن برای ساخت توربین و پمپ (ب)

(ب)

¹ Routing

² Dense Wavelength Division Multiplexing

³ Gear Box

برای عملکرد درست لازم است سقف پمپ نشان داده شده در شکل (4–26–ب) با یک درپوش پوشانده شود. واضح است که می توان از یک ورقه PET دیگر که قسمت هایی از آن زدوده شده برای این امر استفاده کرد.

شكل (4–27–الف) نمونه اى از یک چرخ دنده پلاستیکی به ابعاد 500 میکرومتر را بر روی زیرلایه نشان می دهد. در شكل سمت (4–27–ب) مجموعه ای از این چرخ دنده ها در كنار یكدیگر قرار گرفته اند تا نقش یک جعبه دنده را ایفا كنند. یکی از مهمترین مزایای تكنیک ریزماشین كاری امكان تحقق همزمان ساختارهای مرتبط است. شكل (4–27–ب) نمونه ای از این ساختار است. اگرچه این چرخ دنده ها هنوز با زیرلایه در تماس اند می توان با ادامه دادن به فرآیند زدایش آنها را از زیرلایه جدا کرد. با این روش می توان چنانچه PET بر روی شیشه یا ویفر سیلیکون باند شده باشد ، بطور یکپارچه و همزمان یک جعبه دنده پلاستیکی آماده کار متشکل از تعداد دلخواه چرخ دنده های قابل حرکت را درجای مناسب ایجاد کرد.



(ب)

(الف)

شکل 4–27– نمونه ای از یک چرخ دنده پلاستیکی بر روی PET (الف) و یک جهبه دنده با مجموعه ای از چرخ دنده ها (ب).

یکی از قطعات مهم در مکانیک که در سیستم های پیچیده از قبیل ساعت کاربرد داشته و در MEMS نیز از اهمیت بسزایی برخوردار است چرخ دنده های دو لایه ای است که برای انتقال حرکت بین دو لایه و تغییر قدرت و سرعت چرخش استفاده می شوند. شکل (4–28) دو نمونه از این چرخ دنده ها را نشان مي دهد كه با لايه نشاني نقاب در دو طرف يک ورقه PET ، الگودهي هماهنگ نقاب دو طرف و سیس دو مرحله زدایش عمودی PET بیاده سازی شده اند.



(ب)

شکل 4=28– تصویر میکروسکوپ نوری از چرخ دنده های دو لایه که با نقش نگاری دو سویه و زدایش دو مرحله ای محقق شده اند.

$^{-1}$ استفاده از PET به عنوان قالب $^{-1}$

اگرچه چرخ دنده های پلاستیکی به راحتی می توانند در ساخت قطعات MEMS مورد استفاده قرار گیرند مواردی وجود دارد که اصطحکام ، انعطاف و خواص گرمایی و الکتریکی مورد نظر ، استفاده از قطعات مشابه فلزی را ایجاب می کند. یکی از مهمترین نکات قوت ریزماشین کاری PET امکان استفاده از ساختارهای پلاستیکی به عنوان قالبی برای آبکاری الکتروشیمیایی فلزات در داخل آنهاست. شکل های (4–29–الف) و (4–29–ب) دو نمونه از قالب های ایجاد شده در پلاستیک برای ساخت چرخ دنده های فلزی را نشان می دهند.

¹ Mold



(ب) (الف) شکل 4-29- دو نمونه از قالب های ایجاد شده در PET برای ساخت چرخ دنده های فلزی با استفاده از آبکاری الکتروشیمیایی

میکروعملگرهای¹ الکتریکی یکی دیگر از مهمترین قطعاتی هستند که کاربرد بسزایی در تکنولوژی MEMS دارند. شکل (4–29) نمونه ای از عملگرهای شانه ای² ایجاد شده در داخل پلاستیک را نشان می دهد. عملگرهای شانه ای رایج ، نمونه فلزی همین عملگرها هستند که با اعمال ولتاژ بین دو شانه تو در تو و بدلیل ظرفیت خازنی بالای موجود میان آنها یکدیگر را جذب یا دفع و انرژی الکتریکی را به انرژی مکانیکی تبدیل می کنند. برای عملی کردن این قطعات کافی است اولا فرآیند زدایش تا انتهای ورقه PET دنبال شود و ثانیا از ساختار نشان داده شده در شکل به عنوان قالبی برای ساخت عملگر فلزی استفاده شده و یا با استفاده از تکنیک CVD لایه فلزی نازکی بر روی آن لایه نشانی شود.



(ب)

¹ Micro Actuators

² Comb Drive Actuators

شکل 4–30- نمونه ای از قالب های میکرو عملگر شانه ای ساخته شده در پلاستیک برای انجام آبکاری الکتروشیمیایی

4-9-3- نتيجه گيرى

نتایج این قسمت که بیشتر جنبه نمایشی داشتند ، مروری بر توانمندی های ریزماشین کاری پلاستیک با استفاده از زدایش عمودی PET می باشند. تحقق ساختارهای مختلف با نسبت نتاسب های دلخواه ، استفاده از ساختار های پلاستیکی به عنوان قالبی برای آبکاری الکتروشیمیایی و نیز امکان استفاده از لایه فدا شونده از مزایای مهم تکنیک یاد شده است.

4-10- منابع و مآخذ

[1] T. Maleki, S. Mohajerzadeh and A. Afzali-Kousha, IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 50, no. 8, p.1813–15, Aug. 2003.

[2] B. Sadeghi, M. Ghaforifard, S. Mohajerzadeh, T. Maleki and S. Mohammdi, "Anisotropic etching of PET Plastics for the fabrication of micro-gears", *Sensors and Actuators A*.

[3] T. Maleki, S. Mohajerzadeh and S. Mohammadi "A novel ultra-violet assisted micromachining of Plastics" Euro-Senosrs, Portugal (2003).

[4] S. Famini, B. Sadeghi, S. Mohajerzadeh, B. Fallah and M. Sadeghi, "PET micromachining for realization of high aspect ratio three dimensional structures on silicon substrates", Euro-sensors, Sept 14–18, 2004.

[5] تیمور ملکی ، زدایش ناهمسانگرد پلاستیک ، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشکده برق و کامپیوتر ، دانشگاه تهران، اسفند 1381.

[6] بهاره صادقی مکی ، بررسی و ساخت ترموکوپلهای لایه نازک و بکارگیری آنها در حسگرهای مینیاتوری خلاء و شار ، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشکده علوم ، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی.

[7] تيمور ملكى ، بهاره صادقى مكى ، ابراهيم يوسف نژاد ، محمد رضا غفورى فرد ، شمس الدين مهاجرزاده ، على افضلى كوشا ، ابراهيم اصل سليمانى ، زدايش ناهمسانگرد پلى اتيلن ترفتاليت به كمك اشعه ماوراء بنفش ، يازدهمين كنفرانس برق ايران ، 1381.

[8] Web page: http://en.wikipedia.org/wiki/Polyethylene_terephthalate

[9] Web page: http://www.azom.com/details.asp?ArticleID=2047

[10] Web page: http://www.goodfellow.com/csp/active/STATIC/E/Polyethylene_terephthalate.html

[11] Web page: http://designinsite.dk/htmsider/m0011.htm

[12] Web page: http://en.wikipedia.org/wiki/Dimethylformamide

[13] Web page: http://www.inchem.org/documents/cicads/cicads/cicad31.htm

[14] Web site: http://www.atmosphere.mpg.de

[15] Web site: http://www.sciner.com/Opticsland

[16] Web site: http://en.wikipedia.org/wiki/Arrhenius_equation

فصل پنجم ساخت كريستال هاى فوتونى

در این فصل اصول و روش های مورد اشاره در فصل های پیشین برای ساخت کریستال های فوتونی مورد استفاده قرار می گیرد. اگرچه تلاش هایی برای ساخت کریستال های فوتونی یک بعدی صورت گرفته اما تاکید بر ساخت کریستال های فوتونی دو و سه بعدی و عموما بکارگیری تکنیک ماشین کاری PET که در فصل قبل مورد بررسی قرار گرفت بوده است. ساخت کریستال های اخیر مستلزم بکارگیری نقاب های بسیار ظریفی است که تهیه آن مدت زمان نسبتا زیادی از انجام پروژه را به خود صرف کرده است. روش کوچک سازی نقاب و مشکلات و محدودیت های آن در قسمت جداگانه ای مطرح شده است. یکی دیگر از روش های ساخت کریستال های فوتونی دو بعدی پیاده سازی آنها با استفاده از نانولوله های کربنی می باشد که تلاش هایی در جهت تحقق آن در آزمایشگاه لایه های نازک دانشگاه تهران انجام گرفته و این تلاش ها همچنان ادامه دارد. مجموعه فعالیت های مرتبط با این موضوع نیز در قسمت جداگانه ای معرفی شده است.

5-1- كريستال هاى فوتونى يك بعدى

همانطور که قبلا نیز گفته شد کریستال های فوتونی یک بعدی از مدت ها پیش در اپتیک و فتونیک و الکترونیک نوری¹ کاربرد داشته و ساخت آن عمدتا مستلزم بکارگیری روش های دقیق لایه نشانی همچون اپی تاکسی با استفاده از ابزارهایی چون MBE می باشد. با این حال تلاش هایی برای ساخت این کریستال های فوتونی با استفاده از ابزارهایی چون MBE می باشد. با این حال تلاش هایی برای ساخت این کریستال های فوتونی با استفاده از ابزارهای موجود در آزمایشگاه لایه های نازک دانشگاه تهران صورت گرفت که از آن میان می توان به استفاده از ابزارهای موجود در آزمایشگاه لایه های نازک دانشگاه تهران محررت گرفت که از آن میان می توان به استفاده از سیستم کندوپاش RF² برای لایه نشانی متناوب اکسید سیلیسیم SiO₂ و نیز استفاده از سیستم تبخیر SiO₂ و برای لایه نشانی متناوب نشانی متناوب یا SiO₂ و نیز استفاده از سیستم تبخیر Ge اشاره کرد. تنظیم نشانی متناوب نشانی متناو و نیز استفاده از بیاسیم SiO₂ و سیلیسیم SiO₂ و سیلیسیم SiO₂ و نیز استفاده از سیستم تبخیر Ge مورد دوم با استفاده از میان می توان به میژان توان پلاسما و زمان لایه نشانی و در مورد دوم با استفاده از منانی منتاو و نشانی متناو و نیز استفاده از سیستم تبخیر Ge و نیز استفاده از میستم تبخیر SiO₂ و میانه کرد. تنظیم نشانی متناو می توامان SiO₂ و سیلیسیم SiO₂ و در مورد دوم با استفاده نشانی متناو و در مورد دول با تنظیم میژان توان پلاسما و زمان لایه نشانی و در مورد دوم با استفاده از کریستال اندازه گیری ضخامت خود دستگاه انجام گرفت. متاسفانه بدلیل عدم امکان کنترل دقیق ضخامت لایه ها با استفاده از سیستم های مورد استفاده ، غیر یکنواختی لایه نشانده شده و عدم وجود فر می منترک تمیز بین لایه های مختلف نتیجه مطلوب حاصل نشد. بعلاوه کیفیت نامطلوب لایه های

¹ Optoelectronics

² RF Sputtering

نشانده شده جذب بالای نور توسط لایه ها را در پی داشت که عامل مزاحمی برای مشاهده باند توقف بود. با توجه به طولاتی بودن زمان لایه نشانی (معمولا در حدود 6 ساعت به علاوه 6 ساعت زمان لازم برای آماده سازی خلاء مناسب) ، ترافیک بالای استفاده از دستگاه های لایه نشانی و نیز عدم وجود نوآوری در ساخت کریستال های یک بعدی ، تلاش برای ساخت این کریستال ها متوقف شد. با توسعه تکنیک زدایش عمودی PET امکان پیاده سازی ساختارهایی از قبیل کریستال های فوتونی یک بعدی آجدار¹ که نمونه ای از آن در شکل (5–1) نشان داده شده میسر شد اما بدلیل ترجیح ساخت کریستال های فوتونی دو و سه بعدی تلاش های بعدی در این جهت تمرکز یافت.



(ب)

(الف)

شکل 5−1− کریستال فوتونی آجدار . عرض ساختار در حدود µ 20m و ارتفاع آن در حدود µ 100m می باشد. اعوجاج خطوط ناشی از وجود اعوجاج در نقاب مورد استفاده بوده است.

5-2- كوچک سازی نقاب

همانطور که در فصل های گذشته اشاره شد برای ایجاد باند توقف در طول موج نوری ، داشتن شبکه ای متناوب با دوره تناوب نانومتری لازم است. تحقق چنین شبکه ای مستلزم داشتن نقاب هایی با همین دوره تناوب است که تهیه آن بسیار مشکل است. روش متداول برای ساخت نقاب های ریز نقش استفاده از فناوری نقش نگاری پرتو الکترونی² است که بسیار پرهزینه است. فقدان چنین فناوری ای ما را بر آن وا داشت که از روش های ساده تر تهیه نقاب استفاده کنیم. روشی که برای این منظور استفاده شد ،

¹ Corrugated 1D Photonic Crystal

² Electron Beam Lithography

رسم طرح نقاب در نرم افزار Adobe Freehand MX ، چاپ آن بر روی برگه های شفاف PET با استفاده از چاپگرهای پردقت و کوچک سازی آن با استفاده از اپتیک هندسی بوده است. برای چاپ نقاب روی برگه های شفاف از چاپگری لیزری با قدرت تفکیک پذیری نامی 2540 dpi استفاده شده که بطور نظری قادر به طراحی خطوط سیاه و سفید متوالی به ضخامت µ می باشد. از آنجایی که میزان قدرت تفکیک پذیری مورد نیاز برای ایجاد یک نقش تا حد زیادی به جزییات موجود در شکل (به بیان دقیق تر به مولفه های فرکانسی موجود در تبدیل فوریه دو بعدی آن) و روش نقش نگاری (حساسیت ماده حساس به نور که آستانه دامنه قابل تاثیر گذاری این مولفه ها را تعیین می کند و نیز کمترین ابعاد قابل زدایش از ماده که قدرت تفکیک پذیری آن را تعیین می کند) وابسته است ، واضح است که ایجاد یک مربع بدلیل ایجاد مولفه های فرکانس بالا توسط گوشه ها تیز مربع بسیار پیچیده تر از ایجاد یک نقش های دو بعدی ، به ازای ابعاد مسانگرد بودن غالب فتورزیست ها می توان نشان داد که از بین نقش های دو بعدی ، به ازای ابعاد مساوی دایره از کمترین مولفه های فرکانسی موثر برخوردار بوده و نقش های دو بعدی ، به ازای ابعاد مساوی دایره از کمترین مولفه های فرکانسی موثر از این بین نقش های دو بعدی ، به ازای ابعاد مساوی دایره از کمترین مولفه های فرکانسی موثر داد که از بین نقش های دو بعدی ، به ازای ابعاد مساوی دایره از کمترین مولفه های فرکانسی موثر برخوردار بوده و نقری مولفه های فرکانسی موثر موزی دایره این دایره بر نقری مولفه های فرکانسی موثر دوزی دایره این دایل از این پس قطر کوچکترین دایره نقری دقت هر تکنیک نقش آن مورد نیاز است. به همین دلیل از این پس قطر کوچکترین دایره

اگرچه قدرت تفکیک پذیری نامی چاپگر لیزری مورد استفاده برابر 10m µ است ، اما میزان عملی آن بیش از µ 40m می باشد. بعلاوه دایره های ایجاد شده با این روش در لبه ها به شدت دارای اعوجاج هایی هستند که در اثر محدودیت قدرت تفکیک پذیری ماده حساس به نور مورد استفاده ایجاد شده است.

5-2-1- روش کوچک سازی

همانطور که گفته شد برای کوچک سازی نقاب از تکنیک نورهندسی استفاده شده است. به این ترتیب که با استفاده از یک عدسی مرکب ، یک منبع UV و ماده حساس به نور و تنظیم فواصل برای دستیابی به یک تصویر کوچکتر و حقیقی از شیء که همان نقش چاپ شده روی ورقه شفاف می باشد ، پس از ظهور تصویر کوچکتر از شیء بر روی ماده حساس به نور ظاهر می شود. شکل (5–2) طرحواره ساده ای از این تکنیک را نشان می دهد.



شکل 5-2- طرحواره ای از سامانه کوچک سازی نقاب

متاسفانه بدلیل محدودیت های زمانی امکان بررسی تحلیلی و شبیه سازی فرآیند کوچک سازی میسر نشد. در این قسمت بطور خلاصه نتایج تجربی بدست آمده و مشکلات و محدودیت های موجود مورد بررسی قرار می گیرند.

¹ -2-2-5 تنظيم تمركز

همانطور که از شکل (f−2) پیداست دستگاه کوچک سازی دارای دو درجه آزادی p و q است که اگر f فاصله کانونی عدسی مورد استفاده باشد ، برای تشکیل تصویر لازم است رابطه زیر بین آنها برقرار باشد.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{q}$$
(1-5)

بنابراین در عمل تنها یک درجه آزادی وجود دارد که آن میزان کوچکنمایی m=p/q تصویر است. چنانچه p را برحسب m بنویسیم خواهیم داشت.

$$p = (1 + m) f$$
 (2-5)

¹ Focusing

در عمل ابتدا از روی این رابطه p را برای حصول میزان کوچکنمایی از پیش تعیین شده ای مثلا m=20 تنظیم و تثبیت کرده و سپس برای تشکیل تصویر واضح با مقدار p بازی می کنیم. از آنجایی که تصویر ایجاد شده m برابر کوچکتر است تشخیص وضوح و یا عدم وضوح آن بسیار مشکل است. روشی مورد استفاده در عمل تنظیم تمرکز تصویر معکوس است. به این ترتیب که در هنگام تنظیم تمرکز ، جای شیء و تصویر جابجا شده و نور مریی از قسمت بالا به نقاب (شیء) تابانده می شود. به این ترتیب تسویر می کنید می نید. به این ترتیب که در هنگام تنظیم تمرکز ، جای شیء و تصویر جابجا شده و نور مریی از قسمت بالا به نقاب (شیء) تابانده می شود. به این ترتیب تشید (m برایر می کند. شکل (m می در می این ترتیب که در هنگام کند. شکل (5–3) روش انجام این کار را نشان می دهد.



شكل 5-3- نحوه تنظيم تمركز و وضوح تصوير

5–2–3– دقت نقاب تنظيم تمركز و اثرات مكانيكى

نکته ای که در این روش تنظیم تمرکز اهمیت دارد استفاده از نقابی با قدرت تفکیک پذیری بالا و دقت مکانیکی تنظیم فواصل است. دقیق ترین نقابی که در اختیار داشتیم دارای نقوشی راه راه با درجاتی به ضخامت µ 2m بوده است. تنظیم q تا آنجا ادامه دارد که خطوط سایه و روشنی که در اثر این نقوش روی پرده ایجاد شده اند با چشم غیر مسلح قابل تفکیک باشند. پس از این تنظیم دستگاه قادر خواهد بود خطوطی با همین درجه از دقت را بر روی نمونه پوشانده از فوتورزیست ایجاد کند.

¹ Contrast

عامل دیگر دقت مکانیکی تنظیم فواصل است. در عمل عوامل مکانیکی مانع از آن می شوند که مقدار Q با دقت کافی تنظیم شوند. بطوریکه مثلا اگر از پیچ برای این منظور استفاده شود ، حداقل تغییراتی که در Q می توان داد توسط فاصله دندانه های پیچ تعیین می شوند. لغزش های موجود در چرخش پیچ از دیگر عوامل کاهش دقت تنظیم است. پس از تنظیم نیز اعمال کوچکترین لرزش و تکان به سیستم تمرکز آن را از بین می برد. برای کاهش اثرات لرزش های محیطی می توان کل سیستم را روی پایه سنگینی که خود در حوض محتوی شن غوطه ور است قرار داد.

5–2–4– اثرات دما و جریان آب

برای تاثیر گذاری بر روی فوتورزیست استفاده از پرتو UV با طول موج 400 mm لازم است. برای این منظور از سه عدد از همان لامپ های 250 واتی بخار جیوه (MBF-U) "OSRAM HQL که در زدایش PET اشاره شد ، استفاده می شود. این لامپ ها از بهره تابشی کمی برخوردار بوده و قسمت زیادی از توان خود را به صورت امواج مادون قرمز تابش می کنند (شکل 4–5). نتیجه اینکه در یک محیط بسته گرمای زیادی تولید می کنند. گرمای زیاد دمای دستگاه را بشدت بالا می برد و باعث انبساط در این محیط بسته گرمای زیادی تولید می کنند. گرمای زیاد دمای دستگاه را بشدت بالا می برد و باعث انبساط محیط بسته گرمای زیادی تولید می کنند. گرمای زیاد دمای دستگاه را بشدت بالا می برد و باعث انبساط این مشکل و نیز ممانعت از بروز احتراق لوله های آبی در جداره دیواره جعبه منبع UV تعبیه شده که این مشکل و نیز ممانعت از بروز احتراق لوله های آبی در جداره دیواره جعبه منبع UV تعبیه شده که با جریان دادن آب خنک دمای مجموعه را کاهش دهد.

5-2-5- صفحه كوارتز

منابع UV مورد استفاده از توزیع سطحی توان بسیار غیر یکنواختی برخوردارند که باعث می شود تصویر خود لامپ UV بر روی نمونه ایجاد شود. برای ایجاد یکنواختی در توان تابشی از یک شیشه که با بمباران شنی¹ مات شده است ، استفاده می شود. از آنجا که اولا شیشه جذب بالایی داشته و ثانیا گرم شده و بدلیل مقاومت حرارتی پایین خیلی زود شکسته می شود ، پس از چند بار آزمون خطا از یک صفحه کوارتز که به روش مشابهی مات شده برای این منظور استفاده کردیم.

5-2-5- انتخاب عدسى

جنس ، میزان آبیراهی و فاصله کانونی از مهمترین پارامترهای عدسی مورد استفاده هستند. جنس عدسی باید بگونه ای باشد که جذب و انعکاس کمی داشته و پرتوهای با طول موج مطلوب (در حدود nm (400) را به راحتی از خود عبور دهند. با اینکه مطابق رابطه (2) حصول هر درجه از بزرگنمایی با هر عدسی میسر است (با افزایش p) اما در عمل بدلیل محدودیت ابعاد و نیز افت شدید توان تابشی UV با فاصله (بدلیل جذب در ملکول های هوا) ، لازم است از عدسی های با فاصله کانونی کوچک استفاده شود. فاصله کانونی عدسی از رابطه زیر بدست می آید [1]

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$
(3-5)

که در آن n ضریب شکست ماده عدسی و r_1 و r_2 شعاع کره هایی تشکیل دهنده سطوح دو طرف عدسی می باشند. برای افزایش بزرگنمایی و کاهش فاصله کانونی لازم است که عدسی از ماده ای با ضریب شکست بالا تولید شود. این خود درصد نور انعکاسی را افزاش می دهد که برای کاهش آن معمولا سطح عدسی با لایه ای ماده ضد بازتاب پوشانده می شود. کم بودن ضریب شکست با انحنای بیشتر عدسی جبران می شود که به آبیراهی¹ یا انحراف از تقریب محوری عدسی می انجامد. میزان آبیراهی به میزان انحراف عدسی از شکل ایده آل نیز وابسته است که خود به کیفیت تراش خوردگی آن و افت کیفیت نتیجه است. در دستگاه مورد استفاده سازوکاری تعبیه شده بود که بتوان توازی کلیه سطوح موجود را به مقدار مطلوب تنظیم کرد.

نکته دیگری که باید در انتخاب عدسی مد نظر قرار گیرد عمق تمرکز است. استفاده از عدسی های با فاصله کانونی کم اگرچه ابعاد دستگاه را کاهش داده و کار کردن با آن را ساده تر می کنند اما حساسیت تنظیم ارتفاع را افزایش می دهند بطوریکه با کوچکترین انحراف q از مقدار مطلوب وضوح تصویر بشدت تحت تاثیر قرار می گیرد. بعلاوه عمق تمرکز² و لذا عمق نفوذ UV در داخل فوتورزیست را نیز

¹ Aberration

² Depth of Focus

کاهش می دهند. اگر ضخامت فوتورزیست از عمق تمرکز بیشتر باشد پس از ظهور همچنان لایه ای فوتورزیست در نواحی ای که باید زدوده می شدند باقی مانده و مانع ظهور نقش مورد نظر می شوند. 5-2-7- ماده حساس به نور

پارامترهای مختلف فوتورزیست نیز اهمیت بالایی در دقت و کیفیت کوچک سازی دارند. قدرت تفکیک پذیری فوتورزیست (متوسط ابعاد ملکولی و پلیمری قابل زدایش) ، میزان چسبندگی آن (که ضخامت پوشش فوتورزیست بر روی سطح نمونه را تعیین می کند) و نیز آستانه حساسیت آن به نور مریی و UV از مهمترین پارامترهای قابل ذکر می باشند.

ضخامت فوتورزیست مورد استفاده در حدود 2m µ بوده که برای کاهش چسبندگی و لذا ضخامت آن می توان از مخلوط کردن آن با سایر حلال ها بویژه تولوئن¹ استفاده کرد. باید توجه داشت که اگرچه طبخ فوتورزیست پیش و پس از قرارگیری در معرض UV² در داخل کوره در نقش نگاری معمولی نیز انجام می پذیرد ، نتظیم دقیق مدت زمان انجام هریک از این مراحل در فرآیند کوچک سازی نقاب اهمیت بیشتری دارد. بخصوص زمان پیش طبخ³ از آنجا اهمیت دارد که کم بودن آن به جاری بودن فوتورزیست و زیاد بودن آن به از دست دادن حساسیت فوتورزیست می انجامد.

5–2–8– نتيجه کوچک سازی

کوچکترین نقاب بدست آمده با روش کوچک سازی الگوی نشان داده شده در شکل (5-4) است که شبکه ای مثلثی با ثابت شبکه M 5 از دوایری با قطر 2m می باشد. تصویر نشان داده شده در شکل (5-4) لایه ای از نیکل بر روی ویفر سیلیکون است که به منظور رشد نانو لوله (قسمت بعد) شکل (5-4) لایه ای از نیکل بر روی ویفر سیلیکون است که به منظور رشد نانو لوله (قسمت بعد) الگودهی شده است. بعلاوه الگوی نقاب اصلی معکوس الگوی شکل (5-4) بوده که برای ایجاد کریستال فوتونی دو بعدی متشکل از حفره الگوی نقاب اصلی معکوس الگوی شده (5-4) بوده که برای ایجاد کریستال الگودهی شده است. بعلاوه الگوی نقاب اصلی معکوس الگوی شکل (5-4) بوده که برای ایجاد کریستال فوتونی دو بعدی متشکل از حفره هایی در PET طراحی شده بود. برای معکوس کردن الگو از روش Lift off off استفاده شده است. با توجه به آنچه گفته شد در شرایط حاضر به دلیل محدود بودن قدرت تفکیک پذیری نقاب مورد استفاده برای تنظیم تمرکز و نیز ضخامت فتورزیست انتظار می رود تحقق

¹ Toluene

² UV Exposure

³ Prebake

نقاب های ظریف تر با استفاده از عملیات کوچک سازی به تنهایی میسر نباشد. چنانچه سامانه کوچک سازی به یک سیستم جابجایی ظریف نمونه مجهز شود می توان با ترکیبی از عملیات کوچک سازی و جابجایی نقاب های با جزئیات بیشتر را ایجاد کرد.



(ب)

شكل 5-4- كوچكترين الكوى بدست آمده از عمليات كوچك سازى نقاب.

با توجه به انجام موازی فعالیت های کوچک سازی نقاب و ساخت کریستال فوتونی ، در نتایج مربوط به ساخت کریستال های فوتونی در هر مقطع زمانی بهترین نقاب موجود مورد استفاده قرار گرفته که عموما از نقاب نشان داده شده در شکل (5-4) بزرگتر بوده اند.

5-3- ساختارهایی با نانولوله های کرینی¹

نانولوله های کربنی (CNT) ساختارهای کریستالی خودگردهما²یی از کربن هستند که در شرایط ترمودینامیکی مناسب در حضور کاتالیست بوجود می آیند. رشد نانولوله های کربنی چند دیواره³ (MWNT) از چندی بیش در آزمایشگاه لایه های نازک دانشگاه تهران بمنظور استفاده در آزمایشات مختلف انجام مي گيرد [2و3]. مهمترين انگيزه از پرداختن به نانولوله هاي كربني در اين پروژه بررسي

¹ Carbon Nanotube (CNT)

² Self-Assembly

³ Multiwall CNT

امکان بکارگیری خواص ویژه و بخصوص نسبت تناسب¹ بسیار بالای آنها (عرض nm 100 و ارتفاع (عرض nm 100 و ارتفاع (µ 5m) در کاربردهای نوری و نیز ساخت کریستال فوتونی بوده است.

5-3-1 رشد نانولوله های کربنی

رشد نانولوله ها در محیط پلاسمای یک دستگاه DC PECVD و بر روی زیرلایه سیسلیکون انجام می پذیرد. از لایه بسیار نازکی از نیکل که بر روی سطح سیلیکون لایه نشانی شده به عنوان کاتالیست استفاده می شود. این لایه نازک در محیط پلاسما توسط یون های هیدروژن بمباران شده و سپس در مجاورت گازهای استیلن (C_2H_2) و هیدروژن در دما و فشار مناسب قرار می گیرد. در این شرایط کرین ها رشد نانولوله ها را از زیر نیکل شروع کرده و نیکل را به سمت بالا می رانند. از آنجا که حضور نیکل برای رشد نانولوله ها را از زیر نیکل شروع کرده و نیکل را به سمت بالا می رانند. از آنجا که حضور نیکل برای رشد نانولوله ها را از زیر نیکل شروع کرده و نیکل را به سمت بالا می رانند. از آنجا که حضور نیکل برای رشد نانولوله ها را از زیر نیکل شروع کرده و نیکل را به سمت بالا می رانند. از آنجا که حضور نیکل برای رشد نانولوله ها را از زیر نیکل شروع کرده و نیکل را به سمت بالا می رانند. از آنجا که حضور نیکل برای رشد داده شده بر روی بستر سیلیکون را نیکل برای رشد داد. شکل (5-6) نمونه ای از نانولوله های رشد داده شده بر روی بستر سیلیکون را نشان می دهد که در آنها با الگودهی به لایه کر از رشد نانولوله ها در قسمت سیلیکون را نشان می دهد که در آنها با الگودهی به نیکل از رشد داده شده بر روی بستر سیلیکون را نشان می دهد که در آنها با الگودهی به لایه کاتالیست نیکل از رشد داده شده بر موی بستر سیلیکون را نشان می دهد که در آنها با الگودهی به لایه کاتالیست نیکل از رشد داده شده بر موی بستر سیلیکون را نشان می دهد که در آنها با الگودهی به لایه کاتالیست نیکل از رشد نانولوله ها در قسمت هایی از نشان می دهد که در آنها با الگودهی به لایه کاتالیست نیکل بور نانولوله ها در قسمت هایی از نشان می دهد که در آنها با الگودهی به نه به نوی می از رشد نانولوله ها در قسمت های از نشان می ده در آنها با الگودهی به نو

¹ Aspect Ratio



شکل 5-5- جنگلی از نانولوله های کربنی که با استفاده از الگودهی به لایه کاتالیست در محدوده از پیش تعیین شده ای رشد نموده اند (الف) و نمای نزدیک و مقابل از چند نانولوله کربنی به ارتفاع 2 میکرومتر (ب). وجود نیکل در سر نانولوله در تصویر (ب) قابل تشخیص است.

5-2-3- ساخت یک بازتاب کننده سهموی

با توجه به امکان رشد نانولوله ها در نقاط از پیش تعیین شده ، آزمایش هایی برای تعیین خواص الکتریکی و نوری آنها انجام گرفت. یکی از این آزمایش ها ساخت یک بازتاب کننده سهموی بود. با توجه به ارتفاع نانولوله ها اگر بتوان آنها را به صورت یک سهموی قرار داد ، قادر خواهند بود که با بازتابش موج تخت فرودی ، آن را در نقطه کانون سهمی متمرکز کنند. از آنجا که خواص الکتریکی نانولوله های کربنی چند دیواره بسیار مشابه گرافیت است و بشدت نور را جذب می کنند سطح نمونه پس از رشد با لایه نازکی از طلا پوشانده شده است. شکل (5–6) تصاویر میکروسکوپ الکترونی از این نمونه را نشان می دهند.



شکل 5-6- تصویر میکروسکوپ الکترونی از نانولوله های رشد داده شده بر روی یک الگوی سهموی (الف) ، نمای نزدیک تر از نوک سهمی که نانولوله ها را به تفکیک نشان می دهد (ب) و تصویر میکرسکوپ نوری از نتیجه بازتابش پرتو لیزر قرمز از ساختار (ج). بدلیل عدم وجود پراکنده ساز در نقطه کانون سهمی نوری وارد عدسی میکروسکوپ نشده است.

مهمترین مزیت استفاده از نانولوله ها به جای یک آینه معمولی در این ساختار آن است که از آنجایی که موج فرودی که دارای پلاریزاسیون میدان الکتریکی عمود بر سطح باشد با ایجاد جریان در طول نانولوله ها بازتاب می شود درحالیکه پلاریزاسیون افقی بدون هیچ بازتابی از جنگل نانولوله های رشد داده شده عبور می کند. به این ترتیب این ساختار علاوه بر یک بازتاب کننده و متمرکز کننده سهموی نقش یک پلارایزر را نیز ایفا کرده و پلاریزاسیون های عمودی و افقی را از هم جدا می کند. جالب اینکه می توان ساختارهای دیگری نظیر آینه تخت ، محفظه تشدید و ... ساخت که در عین حال از این خاصبت نیز برخوردار باشند.

می توان آرایه ای از نانولوله ها را بصورت یک آرایه آنتن ها نیز تصور کرد. به این ترتیب که هر نانولوله (به همراه تصویر آن در کف) یک آنتن ربع طول موج تشکیل می دهد. موج تحت فرودی جریانی در سطح آنتن القاء می کند که آنتن آن را بطور در همه جهات¹ تشعشع می کند. در نقاطی که تداخل تشعشعات آنتن های مختلف سازنده باشد (نقطه کانون) میدان و انرژی الکترومغناطیسی دامنه زیادی خواهند داشت.

¹ Omni Directional

5-3-3- آرايه اي از نانولوله هاي كريني

شکل (5–7) رشد نانولوله ها را بر روی الگوی یک کریستال فوتونی نشان می دهد. در این نمونه به جای استفاده از روش Lift off برای معکوس کردن الگو از لایه نشانی لایه نازک آلومینیوم بر روی لایه كاتاليست نيكل (كه خود بر روى ويفر سيليكون لايه نشاني شده) استفاده مي شود. به جاي الگودهي به نيكل ألومينيوم الگودهي مي شود و از أنجا كه NaOH كه براي ظهور فتورزيست استفاده مي شود ، زدِاينده آلومينيوم نيز محسوب مي شود اين کار بسيار ساده است. با الگودهي به آلومينيوم ، نيکل در قسمت های روشن نقاب از زیر آلومینیوم هویدا شده و می تواند به عنوان کاتالیست برای رشد نانولوله مورد استفاده قرار گیرد.



(الف)



(ب)

شکل 5–7– نانولوله های رشد داده شده بر روی یک الگوی کریستالی (الف) و یک نانولوله تکی که با سوراخ شدن لایه آلومینیوم و مجاورت نیکل زیر آن با گاز از بر روی آن رشد کرده و از زیر آلومینیوم بیرون زده است.

با بمباران نمونه توسط یون های هیدروژن در محیط پلاسما لایه آلومینیوم در برخی نقاط توسط پروتون سوراخ شده و نیکل زیر آن در مجاورت گاز قرار گرفته و از همان جا یک نانولوله تکی رشد می کند. شکل (5–7–ب) این پدیده جالب را نشان می دهد.

5-4- کریستال های فوتونی دو بعدی با PET

با توجه به اینکه ساخت کریستال های فوتونی دو بعدی تنها نیازمند زدایش عمودی است ، ماشین کاری PET که در فصل گذشته مورد بررسی قرار گرفت روش بهینه ای برای ساخت کریستال های فوتونی دو بعدی به شمار می رود. ساخت کلیه مدارات مجتمع نوری با اجزایی چون آینه ها ، عدسی ها ، پلارلیزر ها ، شکافنده های موج و ... تنها در طراحی نقاب و کوچک کردن آن خلاصه شده و می توانند همانند هر الگوی دیگر بر روی زیرلایه PET ساخته شود.

5-4-1 ساخت كريستال فوتونى

اولین نمونه از کریستال های فوتونی محقق شده ، یک کریستال فوتونی دو بعدی است که در آزمایشگاه لایه های نازک دانشگاه تهران طراحی و ساخته شده است. برای ساخت این کریستال از تکنیک زدایش عمودی PET استفاده شده است. نمونه ای از کریستال فوتونی دو بعدی ساخته شده با این روش در شکل (5–8) نشان داده شده است.



شكل 5-8- شكل سمت چپ عكس ميكروسكوپ الكترونى از كريستال فوتونى ساخته شده و شكل سمت راست حفره هاى ايجاد شده را نشان مى دهد. ترک هاى شده روى نمونه سطحى بوده و بيش از 3~2 ميكرون عمق ندارد.

شکل (5–9) روش ساخت این کریستال فوتونی را نمایش می دهد. ابتدا لایه از کرم با هدف ایجاد یک زیرلایه آینه ای برای کریستال فوتونی روی شیشه لایه نشانی شده است (a) ، با استفاده از سیستم تبخیر به کمک E-Beam چندین لایه متوالی مس و ژرمانیوم به تتاوب به عنوان ماسک روی سطح PET لایه نشانی شده است (b) ، ابعاد مناسبی از PET بر روی شیشه/کرم Bound شده است (c) ، پس از پوشاندن سطح نمونه با فوتورزیست (b) ، تابش VU و پترن کردن آن با ماسک کریستال فوتونی (e) ، ماسک De/Cu با حلال مناسب لایه برداری شده (f) و فوتورزیست شسته می شود (g). در مرحله آخر نمونه PET باند شده روی شیشه/کرم است که قسمت هایی از آن با استفاده از ماسک Ge/Cu پوشانده شده است. قسمت هایی پوشیده نشده با استفاده از روش ماشین کاری PET زدوده می شود.



شكل 5-9- مراحل ساخت كريستال فوتونى با زدايش عمودى PET.

شکل های (5−10) نمونه دیگری از کریستال های فوتونی متشکل از شبکه ای مربعی از مکعب مستطیل های برجسته با ثابت شبکه µ 200m را نشان می دهد.



(ب)

(الف)

شکل 5−10− یک کریستال فوتونی دو بعدی متشکل از مکعب مستطیل های 80*808 µ در شبکه ای مربعی با ثابت شبکه µ 200m

تعبیه مکانیسم مناسب برای تحریک و هدایت موج در داخل کریستال فوتونی ساخته شده از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است. شکل (5–11) نمونه ای از کریستال فوتونی با شبکه ای مربعی با ثابت شبکه 20m لز حفره های استوانه ای را نشان می دهد که یک خم 90 درجه در آن بصورت ناخالصی¹ خطی ایجاد شده را نشان می دهد که قرار است نور را بین دو پایانه عمود بر هم منتقل کند. برای تحریک موجبر دو کانال بصورت فرو رفتگی در داخل PET ایجاد شده است تا با تعبیه فیبرهای نوری در داخل آن هدایت موج در داخل کریستال انجام گیرد. برای افزایش میزان جفت شدگی² و لذا ضریب تغذیه توان بین فیبر و کریستال فوتونی از یک عدسی یک طرفه³ که بطور یکپارچه بصورت خمیدگی با کریستال فوتونی ساخته شده است بمنظور افزایش روزنه عددی⁴ اتصال فیبر به موجبر استفاده شده است. عدسی و کانال بگونه ای طراحی شده اند که هسته⁵ فیبر نوری در نفطه کانون

- ¹ Impurity
- ² Coupling
- ³ Singlet
- ⁴ Numerical Aperture

⁵ Core



شکل 5-11- نمونه ای از یک زاویه 90 درجه در مسیر موجبر ایجاد شده در کریستال فوتونی (الف) و نمای نزدیک تر از یکی از حفره های ایجاد شده در PET (ب). شیار های موجود در پایانه های موجبر برای تعبیه فیبر نوری و تغذیه نور به موجبر می باشد.

5-5- كريستال فوتونى سه بعدى با PET

برخلاف کریستال های فوتونی دو بعدی که ساخت آنها به دلیل اشتراک زیاد با تکنولوژی نیمه هادی از سهولت نسبی برخوردار است ، ساخت کریستال های فوتونی سه بعدی همچنان چالشی اساسی محسوب می شود. روش های ساخت بسیار محدود و عمدتا مستازم صرف وقت و هزینه زیاد و بکارگیری تکنولوژی های بالا می بالا می باشند. از سوی دیگر بسیار از ویژگی های منحصر به فرد کریستال های فوتونی تنها در کریستال های فوتونی می محسوب را الا می بالا می باشند. از سوی دیگر بسیار از ویژگی های منحصر به فرد کریستال های فوتونی تنها در کریستال های فوتونی سه بعدی محسوب وقت و هزینه زیاد و بالای فوتونی تنها در کریستال های فوتونی سه بعدی بالا می باشند. از سوی دیگر بسیار از ویژگی های منحصر به فرد کریستال های فوتونی تنها در کریستال های فوتونی سه بعدی بطور کامل ظهور می کنند و بنابراین از جذابیت بسیار بالایی برخوردار اند. ساخت کریستال های فوتونی سه بعدی با استفاده از ریزماشین کاری PET که روشی ارزان ، سریع و ساده بشمار می رود بر اهمیت ، انعطاف پذیری و کاربرد این روش می افزاید.

5-5-1- ايده اوليه

از آنجا که زدایش PET دقیقا مسیر تابش پرتو های UV را دنبال می کند ، می توان با قرار دادن زاویه دار زیرلایه PET نسبت به جهت تابش UV ساختارهایی با زاویه دلخواه ایجاد کرد. با ایجاد امکان زدایش مورب اولین ایده ای که در ارتباط با ساخت کریستال های فوتونی به ذهن می رسد ، تحقق کریستال های فوتونی سه بعدی نظیر PET به همراه نقابی با شبکه مثلثی بر روی یک سطح شیب است. به این ترتیب که با نصب نمونه PET به همراه نقابی با شبکه مثلثی بر روی یک سطح شیب دار و انجام عملیات زدایش عمودی می توان سوراخ های موازی و موربی در داخل PET ایجاد کرد. سپس نمونه را روی سطح شیبدار به میزان 120 درجه چرخانده و دوباره عملیات زدایش را انجام می دهیم. به این ترتیب دسته سوراخ های جدیدی بوجود می آید که نسبت به سوراخ های قبلی زاویه دارد. مجددا نمونه را 200 درجه چرخانده و زدایش را تکرار می کنیم. به این ترتیب دسته سوراخ های جدیدی ایجاد می شود که نسبت به دو دسته قبلی زاویه دارد. این سه دسته سوراخ درعمق PET بارها و بارها یکدیگر را قطع کرده و عامل ایجاد نتاوب در عمق می باشند. به این ترتیب می توان کریستال های فوتونی سه بعدی از قبیل Yabionovite را به سادگی محقق کرد.



شکل 5–14– طرحواره ساخت کریستال فوتونی سه بعدی با استفاده از زدایش عمودی و نصب نمونه بر روی یک سطح شیبدار چرخان.

5-5-2 روند زمانی پیاده سازی

برای پیاده سازی ایده بالا و ساخت کریستال فوتونی سه بعدی ابتدا سطحی شیبدار با زاویه 35 درجه نسبت به افق ساخته و بر روی آن یک استوانه قابل چرخش نصب گردید. نمونه PET به همراه نقابش که با شبکه ای مثلثی از دوایر شفاف در یک زمینه تیره الگودهی شده بود بر روی این استوانه نصب شد و کل مجموعه در داخل ظرف زدایش قرار داده شد. عملیات زدایش سه بار و هر بار به اندازه 20 دقیقه انجام گرفت. پس از هر بار زدایش نمونه را به اندازه 120 درجه نسبت به محور عمود بر سطح شیبدار چرخانده و DMF موجود در ظرف را تجدید نموده ایم. حاصل کار در شکل های (5−15) نشان داده شده است.



شكل 5–15– تصاوير ميكروسكوپ الكتروني از ساخت ناموفق كريستال فوتوني سه بعدي.

در شکل (5–15–الف) اثراتی از زدایش مورب در ساختار مشاهده می شود اما بنظر می رسد که زدایش تنها در دو جهت انجام شده است. بقایای ساختاری که در شکل (5–15–ب) دیده می شود نشان می دهد که ساختار بسیار سست شده و به راحتی از زیرلایه جدا می شود. از این شکل ها نتیجه گرفتیم که اولا از آنجا که نمونه با زاویه نسبت به سطح DMF قرار دارد تنظیم ارتفاع DMF نسبت به نمونه بسیار مشکل بوده و این مقدار و لذا نرخ زدایش در نقاط مختلف سطح نمونه متفاوت است. ثانیا طولانی شدن فرآیند زدایش همانطور که در بخش چهارم به آن اشاره شد ، به عمیق شدن شیارها و ترک های ساختار ، افزایش میزان زیرزدایش و سایر عوامل نامطلوب می انجامد.

برای مقابله با این مشکلات تصمیم گرفتیم به جای ایجاد سری (پشت سر هم) سه دسته سوراخ در داخل PET ، آنها را بطور موازی (همزمان) ایجاد کنیم تا زمان کل زدایش را کاهش دهیم. شکل (5-16) طرحواره ای از نحوه انجام این کار را نشان می دهد.



شکل 5–16– روش موازی (همزمان) ساخت کریستال فوتونی سه بعدی. زدایش در هر سه جهت بطور همزمان انجام می گیرد.

با توجه به اینکه در حالت زدایش کریستال فوتونی سه بعدی فاصله نسبتا زیادی بین منابع UV و سطح نمونه وجود دارد ، سوراخ های ایجاد شده در نقاب هر یک از منابع را در داخل مخروط بسیار باریکی می بینند (در آزمایش های بعدی از یک روزنه در مقابل منبع استفاده شد که زاویه مخروط را کوچکتر هم می کند). بنا براین با تنظیم فواصل منابع UV و نمونه می توان پرتو های موثر تابیده شده از منبع به سطح نمونه را به زوایه تقریبی 35 درجه محدود کرد. شکل (5–17) کنارهم قرارگیری سه مجموعه دولامپی از لامپ های UV را بر روی یک صفحه آلومینیومی نشان می دهد که برای این منظور ساخته شده است. سطح زیر لامپ ها نسبت به افق 35 درجه زاویه دارد.



شکل 5-17- منبع UV مورد استفاده برای ساخت موازی کریستال فوتونی سه بعدی. سه مجموعه دو تایی از لامپ های UV بر روی سه سطح شیبدار با زاویه 35 درجه نسبت به افق نصب شده اند.

(ج)

از آنجایی که دهانه ظرف زدایش مربعی به ابعاد 5 cm² بود ، چنانچه از این ظرف برای ساخت کریستال فوتونی سه بعدی استفاده می شد ، با توجه به زاویه دار بودن پرتو منابع تقریبا هیچ اشعه ماوراء بنفشی به نمونه نمی رسید. بنابراین از یک قوطی کنسرو برای زدایش استفاده شد. عدم وجود جریان آب خنک کننده داغ شدن بخار DMF و آتش سوزی آن را بدنبال داشت. شکل (5–18) نتیجه این آزمایش را نشان می دهد.



(ب)

(الف)

شكل 5-18- نتايج تلاش براى ساخت موازى كريستال فوتونى سه بعدى. پلاستيك به شدت از شكل خارج شده است.

سه بعدی بودن ساختار در شکل های (5–18) مشاهده می شود. دایره نبودن حفره های به علت گرم شدن بیش از حد نمونه و تغییر شکل آن در اثر این گرماست. پس از این نتیجه مجددا از ظرف زدایش برای ساخت کریستال فوتونی سه بعدی استفاده شد با این تفاوت که با تعویض درپوش کوارتز مربعی به مساحت 6 cm^2 برای عبور UV فراهم شد. که سه نمونه از نتایج آن در شکل زیر دیده می شود. در شکل های (5–19–الف) تقریبا هیچ اثر زدایش مورب مشاهده نمی شود که نشان می دهد پرتوهای مورب به سطح نمونه نمی رسند. شکل (5–19–ب) زدایش مورب متاهده نمی شود که جهت را نشان می دهد.


شکل 5–19– نتایج دیگری از تلاش برای ساخت موازی کریستال فوتونی سه بعدی. زدایش در جهت های مطلوب بسیار کم است.

از این نمونه ها نتیجه می گیریم که پرتوهای UV سه منبع در یک نقطه روی سطح به هم نمی رسند. با توجه به جنس آلومینیومی نگهدارنده منابع زاویه بین منابع به شدت متغیر بود. با تنظیم دقیق تر این زاویه نتایج زیر بدست آمد. در این نتایج نمونه نیز در ارتفاع بالاتری قرار گرفته تا دیواره ظرف مسیر پرتوهای مورب UV را سایه نکنند. همانطور که در شکل ها دیده می شود همچنان تنها دو پرتو از سه پرتو UV در یک نقطه به هم می رسند.



شکل 5-20- نتایج دیگر ساخت موازی کریستال فوتونی سه بعدی. زدایش در دو جهت از سه جهت انجام گرفته است.

انحنایی که در نیمرخ سوراخ ها در شکل (5–20–ب) دیده می شود به وجود پرتوهایی با زوایای ناخواسته ارتباط داده می شود. بعلاوه مشکل دیگری که با بالا آوردن محل نمونه بوجود می آید ، سرد شدن DMF در اثر مجاورت با جریان آب خنک کننده است. این عامل زمان زدایش را افزایش داده و به شکسته شدن ساختار کریستال فوتونی که اکنون با زدایش درصد زیادی از PET آن سست شده است می انجامد. شکل (5–20–الف) نمونه ای از این شکستگی را نشان می دهد. با تنظیم مجدد زاویه لامپ ها و فواصل نتایج شکل (5–21) حاصل شد که اولین نتیجه از یک زدایش مورب سه جهتی و یک کریستال فوتونی سه بعدی را نشان می دهد. شکستگی های ناشی از سست شدن ساختار و طولانی شدن زمان زدایش در این نمونه ها نیز مشاهده می شود. در این ساختار بعلاوه از یک روزنه نیز برای حذف پرتو های ناخواسته استفاده شده است.



شكل 5-21- نتايج ديگر ساخت موازي كريستال فوتوني سه بعدي. زدايش در هر سه جهت انجام گرفته است.

5-5-3- كريستال فوتونى سه بعدى

شکل (5-22) نمایی نزدیک از قسمتی از کریستال فوتونی سه بعدی را نمایش می دهد. تناوب در دولایه به سادگی به سادگی قابل تشخیص است. علت محدود شدن تناوب به دو لایه به افت سرعت زدایش در اثر کاهش دمای DMF و شکل غیر دایره ای سوراخ ها در لایه زیرین نیز به عدم دقت کافی در تنظیم زوایای منابع UV ارتباط داده می شود. کل این ساختار در مدت 30 دقیق ایجاد شده است.



شکل 5–22– کریستال فوتونی سه بعدی نهایی. زدایش در سه جهت بطور کامل انجام گرفته و دو لایه از لایه های کریستال در شکل کاملا واضح است. ساخت این کریستال 1 ساعت بطول انجامیده است.

5-5-4 سامانه ساخت كريستال فوتونى سه بعدى

با توجه به آنچه گفته شد بنظر می رسد که با ساخت یک سامانه مناسب متشکل از ظرف جدیدی با دهانه بازتر و عمق کمتر برای زدایش PET و نیز نصب منابع UV بر روی نگهدارنده ای قوی تر که امکان تنظیم و تثبیت ساده تر زوایا را فراهم سازد می توان ساخت کریستال فوتونی را بسیار ساده تر کرده و کیفیت آن را به مراتب بهبود بخشد. شکل (5–23) طرح واره ای از سامانه ساخته شده را نشان می دهد.



شكل 5-23- طرحواره منبع جديد UV براى ساخت كريستال فوتونى سه بعدى. لامپ UV در داخل محفظه هاى روزنه دار نصب مى

شود. زوایا قابل تنظیم بوده و با استفاده از پیچی که بر روی محور قرار گرفته تثبیت می شوند. از روزنه بالا برای تنظیم محل قرار گیری نمونه به کمک پرتو لیزر استفاده می شود.

6-5 قدم های بعدی

افزایش کیفیت کریستال فوتونی سه بعدی و استفاده از آن به عنوان قالبی برای پر کردن فلز با انجام عمل آبکاری الکتروشیمیایی از موضوعاتی است که به عنوان مراحل آتی در آزمایشگاه لایه نازک دنبال می شود. شکل (5–24) طرح واره ای از شبکه فلزی ایجاد شده با این روش هنگامی که قالب PET زدوده شده باشد را نشان می دهد.



شکل 5-24- طرح واره شبکه فلزی که با پرکردن قالب کریستال فوتونی از فلز و زدودن قالب میسر خواهد شد.

5-7- منابع و مآخذ

- [1] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics,* Pergamon Press, 6th Ed., 1983.
- [2] Y. Abdi, S. Mohajerzadeh, H. Hosseinzadegan, D. Shahrjerdi, M. Robertson, J.C. Bennett, "Application of carbon nanotubes in nano-lithography and nanoelectronics", Device Research Conference, USA, 2005.
- [3] J. Koohsorkhi, Y. Abdi, H. Hosseinzadegan, S. Mohajerzadeh, M.D. Robertson, C. Bennett, "Anomalous tip growth of carbon nanotubes on silicon substrates using a PECVD method", 207th meeting of the Electrochemical Society, Inc (ECS) Quebec, Canada, May, 2005.

فصل ششم اندازه گیری

مقدمه

برای بررسی عملکرد درست کریستال فوتونی طیف عبور توان از آن را تحت زوایای مختلف بررسی کرده ایم. متاسفانه کریستال های فوتونی سه بعدی ساخته شده هنوز از کیفیت لازم برای اندازه گیری برخوردار نیستند و لذا اندازه گیری بر روی یک کریستال فوتونی دو بعدی با شبکه ای مثلثی به ثابت شبکه µ 5 متشکل از حفره هایی دایروی به قطر µ 1 و عمق تقریبی µ 30 انجام گرفته است. اما واضح است که نمی توان با تابش موج از بیرون به یک کریستال فوتونی تیغه ای هیچ یک از مود های انتشاری آن را تحریک کرد. دلیل این امر آن است که امواجی که از بیرون به یک تیغه عایقی تابش می شوند پس از شکست و ورود به داخل تیغه زاویه ای کمتر از زاویه بحرانی (برای بازتاب شدن به داخل) دارند و از شکست و مقداری با زمان می شوند پس این ترتیب می توان مراتب مختلف پراش موج از یک کریستال فوتونی دیغه بطور کامل از آن خارج می شوند. اما به این ترتیب می توان مراتب مختلف پراش موج از یک کریستال فوتونی دیغه بطور کامل از آن خارج می شوند. اما به آن متنظرید را اندازه گیری نمود که هدف این فصل است.

1-6- ساخت سامانه اندازه گیری

برای بررسی پراش موج توسط کریستال فوتونی در زوایای مختلف نیاز به سامانه ای داشتیم که بتواند نمونه را در دو جهت مختلف افقی و عمودی در زوایای مختلف دوران دهد. شکل (6–1) طرحواره ای از سامانه ساخته شده را در زوایای مختلف نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود این سامانه از یک قطعه ثابت و دو قطعه متحرک که یکی (قطعه بزرگتر خارجی) بر روی قطعه ثابت و دیگری (قطعه کوچکتر داخلی) بر روی قطعه متحرک اول نصب شده تشکیل شده است. دو پنجره به ابعاد راقطعه کوچکتر داخلی) بر روی قطعه متحرک اول نصب شده تشکیل شده است. دو پنجره به ابعاد داخلی ایجاد شده است. پنجره ثابت همواره عمود بر جهت تابش موج است و نمونه بر روی قطعه متحرک داخلی ایجاد شده است. پنجره ثابت همواره عمود بر جهت تابش موج است و نمونه بر روی قطعه متحرک متحرک کوچک نصب می شود. برای ثابت نگه داشتن آن از دو ناخنک موجود روی قطعه متحرک داخلی (که در شکل نشان داده نشده) استفاده می شود.. پیش از سفت کردن ناخنک ها توازی اضلاع کریستال فوتونی با اضلاع پنجره موجود در قطعه متحرک داخلی بررسی شده است. زاویه قطعه متحرک خارجی نسبت به سطح قائم را ϕ و زاویه قطعه متحرک داخلی نسبت به صفحه قائم (در هنگامیکه زاویه ϕ برابر صفر است) را θ نامیده ایم. کلیه زوایا در این فصل بصورت ترکیب دو تایی (ϕ , θ) گزارش شده اند. در کلیه تنظیمات مربوط به زاویه ابتدا در حالیکه $0 = \phi$ ، زاویه θ را تنظیم کرده و سپس زاویه ϕ را تنظیم می کنیم. برای تنظیم زاویه از یک نقاله با دقت 5/0 درجه استفاده شده است. با این حال لغزش های موجود در قطعه نشان داده شده در شکل (θ -1) دقت تنظیم زاویه را به 2 درجه کاهش داده است. اصطکاک محور قطعات چرخان با بدنه بگونه ای بود که پس از تنظیم ، زاویه دیگر تغییر نمی کرد.



شکل 6-1- سامانه ساخته شده برای دوران کریستال فوتونی بطور همزمان در دو جهت عمود بر هم

سامانه شکل (6–1) مانع عبور قسمت زیادی از نوان تابشی می شود. بطوریکه حتی در زوایای (0و0) بیش از 50 % از توان تابشی را مسدود می کند. اشعه مادون قرمز ابتدا از پنجره ثابت عبور کرده و سپس از پنجره و نمونه دوران یافته عبور می کند. ابعاد کریستال فوتونی در حدود mm 0/5 mm 0/5 می باشد که بسیار کوچکتر از پنجره عبور اشعه می باشد. الگوی کریستال کاملا منظم و نسبتا عاری از هرگونه ناخالصی بوده بطوریکه طیف پراش مراتب بالاتر آن با چشم غیر مصلح قابل تشخص بوده است.

6-2- روش و نتایج اندازه گیری

ورقه PET مورد استفاده ضخامتی در حدود μm 150 داشته و ضریب شکست آن برابر 1/73 می باشد. برای اندازه گیری طیف توان از یک طیف سنج مادون قرمز FTIR¹ استفاده شده است. این طیف سنج بطور نامی قادر است برای تشخیص طیف امواج بین 300 تا 6000 طول موج بر m r بکار رود که معادل محدوده طول موجی μm 1/67 تا m 33/3 می باشد اما بدلیل وجود نویز زیاد در طول موج های کوتاه و طراحی کریستال فوتونی برای طول موج μm r r ، در اینجا ما توجه خود را به طول موج های کوتاه و طراحی کریستال فوتونی برای طول موج μm r r ، در اینجا ما توجه خود را به طول موج های ساع 6 الی μm 26 محدود می کنیم. شکل (6–2) نحوه قرار گیری سامانه شکل (6–1) در طیف سنج FTIR را نشان می دهد. با توجه به ثابت بودن محل منبع و آشکارساز و دوران نمونه FTIR در این شکل واضح است که نتها قادر به اندازه گیری مرتبه صفر پراش خواهیم بود. طیف سنج FTIR افقد مسیر انتشار توان مرجع می باشد و برای سنجش طیف نسبت به یک طیف مرجع ابتدا طیف اخیر اندازه گیری شده و سپس طیف اصلی اندازه گیری می شود. محاسبه اختلاف میان این دو بطریق نرم افزاری انجام می شود.



شکل 6-2- نحوه قرار گیری سامانه شکل (6-1) در مقابل تابش اشعه مادون قرمز . اشعه مادون قرمز از منبع موجود در سمت راست تابیده شده و ابتدا از پنجره ثابت و سپس از پنجره متحرک عبور کرده و در نهایت به آشکارساز موجود در سمت چپ می

¹ Fourier Transform Infra Red

ابتدا طیف عبوری یک ورقه PET به ضخامت μm 150 با درنظر گرفتن حالت بدون PET به عنوان مرجع برای حذف اثرات هوا و رطوبت اندازه گیری شده که در شکل (6–2) دیده می شود. همانطور که مشاهده می شود مورد مطالعه جذب بسیار بالایی دارد. بخصوص طول موج های بین 6/5 μm

رسد.



شکل 6–3– طیف عبور توان از یک ورقه PET به ضخامت μm 150 که نشان از جذب بسیار زیاد PET در محدوده مادون قرمز دارد.

سپس کریستال فوتونی (زدوده شده در PET) بر روی سامانه دوران دهنده نصب شده و طیف آن اندازه گیری شده است. در این حالت از سامانه دوران دهنده خالی (بدون حضور نمونه) در حالت (0و0) به عنوان مرجع استفاده شده است. نتایج اندازه گیری طیف عبور در این حالت بصورت خطوط پیوسته در شکل های (6–4–الف) الی (6–4–ن) برای زوایا مختلف ((ϕ, ϕ)) رسم شده است. خطوط نقطه چین در نمودار هر زاویه طیف عبوری از یک نمونه PET خالی را که بر روی سامانه نصب شده و در همان زاویه قرار گرفته است را نشان می دهد.



















Wavelength (um)











شکل 6-4- طیف عبوری ازکریستال فوتونی (منحنی پیوسته) و PET خالی (منحنی نقطه چین) در زوایای مختلف سامانه دوران دهنده

6-3- بحث و بررسی

نتایج اندازه گیری نشان داده در شکل (6-4) گذشته از تغییر ضریب بهنجاری تقریبا با یکدیگر مشابهند و هیچ اثری از پراش یک کریستال فوتونی (تغییرات طیف با تغییر زاویه) مشاهده نمی شود. البته با توجه به مساحت بسیار زیاد پنجره عبور توان در مقایسه با مساحت کریستال فوتونی این امر طبیعی است چرا که طیف کریستال فوتونی در طیف PET خالی غرق می شود. لذا در ابتدا پوشاندن قسمت های دیگر پنجره با یک لایه نازک از فلز در دستور کار قرار گرفت اما پیش از آن برای بررسی درستی تخمین خود از ضریب شکست PET که مقدار 1/73 متناظر با ضریب گذردهی الکتریکی 3 می باشد ، طیف عبور از یک ورقه PET به ضخامت μm 150 را با نتیجه شبیه سازی مقایسه کردیم. شکل های (6–5–الف) تا (6–5–ب) این مقایسه را برای حالتی که گذردهی الکتریکی دارای قسمت حقیقی 3 و قسمت موهومی به ترتیب مقادیر 0 ، 0/02 ، 20/0 و 0/05 باشد را نشان می دهد. واضح است که اولا PET جذب بسیار بالایی داشته و ثانیا این جذب تابع غیر ثابتی از فرکانس است.



شکل 6-5- مقایسه طیف عبور از PET (منحنی آبی رنگ) با نتیجه شبیه سازی به ازای ضرایب گذردهی الکتریکی مختلف (µm) 150)

با توجه به اینکه برای اندازه گیری ضخامت ورقه PET از یک میکرومتر استفاده کرده ایم که خطایی در حدود μm 10 دارد ، برای مشاهده اثر تغییرات ضخامت ورقه PET بر طیف آن ، طیف ورقه ای با ضخامت μm 200 را محاسبه نموده و با همان مقادیر گذردهی الکتریکی قبل در شکل (6-6) رسم نموده ایم.



شکل 6-6- مقایسه طیف عبور از PET (منحنی آبی رنگ) با نتیجه شبیه سازی به ازای ضرایب گذردهی الکتریکی مختلف (µm) 200)

در مرحله آخر شبیه سازی ضخامت PET به همان مقدار µm 150 برگردانده شده و این بار مقدار حقیقی ضریب گذردهی الکتریکی از 3 به 2 کاهش یافته است. مقادیر 0 ، 0/002 ، 0/02 و 0/05 به عنوان قسمت موهومی درنظر گرفته شده اند. شکل (6-7) نتیجه این مقایسه را نشان می دهد.



شکل 6-7- مقایسه طیف عبور از PET (منحنی آبی رنگ) با نتیجه شبیه سازی به ازای ضرایب گذردهی الکتریکی مختلف (µm) 150

با توجه به نتایج شبیه سازی های اخیر که در شکل های (6-5) ، (6-6) و (6-7) ارائه شد ، نتیجه می گیریم که PET از پاشندگی ماده ای بسیار بالایی برخوردار است بطوریکه مقادیر حقیقی و موهومی

ضریب گذردهی الکتریکی آن به شدت تابع فرکانس می باشد. بدیهی است که هرگونه مقایسه نتایج اندازه گیری با نتایج شبیه سازی مستلزم داشتن تخمین مناسبی از این تابعیت فرکانسی می باشد. با توجه به محدودیت های زمانی و عدم موفقیت در تلاش های اولیه ای که برای تخمین مقادیر حقیقی و موهومی ضریب گذردهی الکتریکی از روی نتایج اندازه گیری انجام گرفت ، انجام پروژه در همین قسمت متوقف شد.

6-4- نتيجه گيري

در این فصل طیف عبوری از یک کریستال فوتونی دو بعدی به ازای جهت گیری های مختلف فضایی نمونه اندازه گیری شده است. نتایج تغییر قابل ملاحظه ای با تغییر زاویه از خود نشان نمی دهند که انتظار می رود ناشی از غرق شدن طیف کریستال فوتونی در طیف ماده PET زمینه باشد. بعلاوه PET در محدوده اشعه مادون قرمز جذب بسیار بالایی دارد که تابع فرکانس است و عدم اطلاع از این تابعیت مانع از مقایسه نتایج شبیه سازی با نتایج اندازه گیری می شود.

هدف اصلی از انجام این پایان نامه ساخت کریستال های فوتونی دو و سه بعدی بر روی بستر PET بوده است. اگرچه در ساخت ساختارهای مربوطه موفق بوده ایم اما متاسفانه بدلیل تلف و پاشندگی بالای PET مقایسه طیف عبور توان از کریستال با نتایج شبیه سازی میسر نشده است. به همین دلایل PET سهولت در ماشین کاری ، ماده مناسبی برای ساخت ادوات اپتیکی در محدوده اشعه مادون قرمز بشمار نمی رود.

6-5- قدم های بعدی

اندازه گیری طیف عبوری از یک کریستال فوتونی دو بعدی به این روش نتها مرتبه صفرم پراش آن را به ازای زوایای مختلف تابش موج نشان می دهد. چنانچه این اندازه گیری بر روی کریستال فوتونی سه بعدی انجام شود آثار مشخص تری از باند توقف در آن قابل مشاهده است. دیگر آنکه یکی از علل غرق طیف کریستال فوتونی در طیف ماده زمینه اختلاف کم میان ضرایب شکست هوا و PET است. استفاده از PET به عنوان قالبی برای پر کردن آن با ماده ای دیگر که ضریب شکست بالاتری داشته باشد و یا حتی فلز می تواند اثر کریستال فوتونی در خروجی را به میزان زیادی افزایش دهد. بررسی طیف عبور از نقاب های ایجاد شده برای ساخت کریستال فوتونی بر روی کرم و یا مولیبدن خود می تواند باند های توقفی ناشی از تحریک پلاسمون های سطحی در فلز ایجاد کند که انجام آن در ادامه انجام این پروژه توصیه می شود. متاسفانه PET در محدوده امواج مادون قرمز ماده مناسبی برای آزمایش های ایتیکی به شمار نمی رود. اگر بتوان ابعاد کریستال فوتونی را تا کمتر از یک میکرون کاهش داد ، باند توقف آن به محدوده مخابرات نوری و نور مرئی منتقل می شود. در این محدوده طول کاهش داد ، باند توقف آن به محدوده مخابرات نوری و نور مرئی منتقل می شود. در این محدوده طول اکاه داد ، باند توقفی کاربرد بیشتری دارد و اندازه گیری طیف عبور و بازتاب ساده نر می شود. بعلاره کاهش داد ای توتونی کاربرد بیشتری دارد و اندازه گیری طیف عبور و بازتاب ساده نر می شود. بعلاره موجی کریستال فوتونی کاربرد بیشتری دارد و اندازه گیری طیف عبور و بازتاب ساده نر می شود. بعلاوه

پايان

Abstract

Photonic crystals are artificial materials in which periodic modulation of refractive index results in prohibition of EM wave propagation in a frequency band called photonic band gap. In this thesis, photonic crystals and the effects of translational symmetry on their properties are introduced. Onedimensional photonic crystals are studied in details and a new method for scattering of photons off finite and infinite photonic crystals is developed. This method is used to show that every two or three-dimensional photonic crystal can be considered as a set of one-dimensional photonic crystals.

Common photonic crystal fabrication methods are studied and vertical etching of Polyethylene Terephthalate (PET) is introduced as an economic and powerful method for realization of these structures. Photonic crystal fabrication requires fine, high resolution and high aspect ratio features and thus a considerable amount of time is spent to improve the quality of the mentioned technique. In addition, a molecular model is suggested which along with the performed simulations facilitates efficient parameter settings. Aspect ratios as high as 30 and features as fine as 600 nm are reported and the possibility of achieving higher resolution and lower features are discussed.

Optical imaging is used to reduce the printed masks dimensions and vertical etching of PET is then used to fabricate 2D photonic crystals using the reduced-size masks.

Inclined structures in PET are achieved due to etch profile follow of the UV illumination direction and this has been used to fabricate Yablonovite 3D photonic crystal. FTIR spectroscopy is used to measure transmission spectra of 2D photonic crystal in different angles. Unfortunately, due to high dispersion and attenuation of PET and its low dielectric contrast with respect to air in the desired frequency range, it was not possible to compare the measurement results to simulations.





University of Tehran Faculty of Engineering Department of Electrical & Computer Engineering

Thesis Title: Design & Fabrication of Photonic Crystals

By: Yashar Komijani

Advisor Professors: Dr. S. Mohajerzadeh Dr. M. Shahabadi

A thesis submitted to the Graduate Studies Office in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in Electrical and Electronics Engineering

Spring 2006