В. У. Ціхановіч

ФАТОННЫЯ КРЫШТАЛІ

(Агляд)

1. Уводзіны

Ужо больш 50 гадоў паўправадніковыя тэхналогіі займаюць важнае месца ў шматлікіх сферах дзейнасці чалавека. Асноўнымі тэндэнцыямі сучаснай мікраэлектронікі з'яўляюцца мініяцюрызацыя элементаў мікраэлектронных схем і павелічэнне хуткасці перадачы інфармацыі. У сувязі з гэтым асаблівая ўвага аддаецца светлавым квантам як носьбітам інфармацыі, якія маюць значныя перавагі ў параўнанні з электронамі, у прыватнасці ў наступным: хуткасць святла нашмат больш за хуткасць электронаў, узаемадзеянне часцінак святла (фатонаў) значна меншае, чым электронаў, што прыводзіць да змяншэння стратаў энергіі, большая інфармацыйная ёмістасць светлавых хваляў (з прычыны іх высокай частаты).

У сувязі з выкарыстаннем святла як пераносчыка інфармацыйных патокаў у фізіцы з'явіўся новы накірунак, звязаны з незвычайнымі крышталічнымі структурамі. Гэтыя структуры атрымалі назву фатонныя крышталі.

Тэрмінам "фатонныя крышталі" (photonic crystals) абазначаецца новы клас аптычных матэрыялаў, для якіх характэрна наяўнасць наступных дзвюх уласцівасцяў. Першае — гэта перыядычная мадуляцыя (трансляцыйная сіметрыя) дыэлектрычнай пранікальнасці з перыядам, параўнальным з даўжынёй хвалі святла. Другое — наяўнасць звязанай з перыядычнасцю крышталю поўнай забароненай зоны ў спектры ўласных электрамагнітных станаў крышталю. Апошняя ўласцівасць адрознівае фатонны крышталь ад звычайнай дыфракцыйнай рашоткі. Яна азначае, што ў дадзеным спектральным дыяпазоне святло любой палярызацыі не можа ўвайсці ў такі крышталь альбо выйсці з яго ні ў якім напрамку. Гэта і ёсць адметная рыса фатоннага крышталю, з якой прынята звязываць магчымыя рэвалюцыйныя вынаходніцтвы ў такіх галінах навукі як тэхніка аптычнай сувязі, фізіка лазераў і аптычныя кампутарныя тэхналогіі [1].

Тэма фатонных крышталяў вельмі актуальная ў навуковай літаратуры, уключаючы выданні для шырокай навуковай грамадскасці, такія як Nature, Science і інш. У цяперашні час з выкарыстаннем ідэалогіі фатонных структур створаны нізкапарогавыя паўправадніковыя лазеры, аптычныя хваляводы, спектральныя фільтры і палярызатары. Вывучэннем фатонных крышталяў займаюцца ў 21 краіне свету, і колькасць публікацый, у залежнасці ад часу, расце па экспаненцыйнаму закону, што сведчыць пра росквіт дадзенага накірунку [2].

2. Гісторыя развіцця поглядаў на фатонныя крышталі

Узнікненне зоннай структуры спектра, уключаючай забароненыя зоны (шчыліны), з прычыны брэгаўскага рассеяння на перыядычным узрушэнні — гэта чыста хвалевая з'ява. Яна не залежыць ад таго ці з'яўляюцца хвалі квантавымі (фермі-часцінкі), ці класічнымі (бозэузрушэнні пры вялікіх ліках запаўнення). Таму не дзіўна, што аб існаванні забароненых зон электрамагнітнага спектра ведалі ўжо ў 1914 годзе [1], гэта значыць задоўга да з'яўлення квантавай механікі і ўяўленнях аб блохаўскіх хвалях. Аднак ў той час не існавала якіх-небудзь прадумоў для пастаноўкі праблемы фатонных крышталяў (адпаведная сітуацыя была і з гісторыяй стварэння лазера). На самой справе, усе вядомыя трохмерна перыядычныя структуры былі тады апісаны мадэлямі атамных рашотак, якія даюць шчыліны ў рэнтгенаўскім спектры і валодаюць вельмі малой варыяцыяй дыэлектрычнай пранікальнасці: $|\varepsilon - 1| \simeq 10^{-4}$. Як вынік, забароненыя зоны ў рэнтгенаўскім спектры надзвычай вузкія і магчымыя толькі для малых участкаў на паверхні зоны Брылюэна крышталю, а значыць ні аб якой поўнай забароненай зоне і не магло быць размовы.

Пачатак эпохі фатонных крышталяў адносяць да 1987 года, звязваючы яго з дзвюмя публікацыямі — "E.Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid State Physics and Electronics" i "S.John. Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices" [1]. Гэтыя працы прыцягнулі вялізарную ўвагу, дзякуючы ўзгадцы ў іх дзвюх выключна важных вынікаў, выцякаючых з наяўнасці шчыліны ў спектры фатонаў. Гэтыя палажэнні гучаць наступным чынам:

1.У вобласці поўнай забароненай зоны немагчымае спантаннае выпраменьванне, для якога патрабуецца наяўнасць уласных станаў у спектры (шчыльнасці станаў) выпраменьваемых фатонаў. У прыватнасці, электронна-дзіркавая рэкамбінацыя павінна цалкам падаўляцца, калі частата аптычнага перахода трапляе ў фатонную забароненую зону крышталя.

2.Фатоны могуць лакалізавацца на дыэлектрычных дэфектах фатоннага крышталя, прыводзячы да ўтварэння незвычайных фатонных станаў, уключаючы звязаныя атамна-фатонныя станы.

З гэтага вынікае, што фатонныя крышталі выклікаюць цікавасць не з пункту гледання іх фізічнай мадэлі, а якім чынам яны могуць быць выкарыстаныя на практыцы. Аднак з-за адсутнасці якіх-небудзь прыродных крышталяў першачарговай задачай з'яўляецца стварэнне штучных фатонна-крышталічных структур, і ў гэтай дзейнасці сваё месца адведзена тэхналогіі, эксперыменту і тэорыі. Каб атрымаць фатонныя крышталі для інфрачырвонай і бачнай абласцей патрабуюцца штучныя структуры з вялікім (у параўнанні з памерам атамаў) перыядам і вялікай варыяцыяй дадатнай дыэлектрычнай пранікальнасці.

3. Утварэнне забароненай зоны ў электрамагнітным спектры

Аналагічна звычайным крышталям, фатонныя крышталі ўтрымліваюць высокасіметрычную структуру элементарных ячэек, прычым, калі структура звычайнага атама вызначаецца становішчамі атамаў у рашотцы, структура фатоннага крышталя складаецца з перыядычнай прасторавай мадуляцыі дыэлектрычнай пастаяннай асяроддзя, маштаб якой супастаўляльны з даўжынёй узаемадзейнага выпраменьвання. Перыядычнасць мадуляцыі дыэлектрычнай пастаяннай можна ствараць у адной, дзвюх, альбо трох прасторавых каардынатах, фарміруючы адна-, двух- і трохмерныя крышталі [2].

Разгледзім рух фатонаў праз перыядычную структуру дыэлектрычных слаёў таўшчынёй у чвэрць хвалі з дзвюма рознымі паказнікамі праламлення — аднамерны фатонны крышталь. Такія структуры даўно вядомыя і добра вывучаны ў кагерэнтнай і нелінейнай оптыцы, носяць назву брэгаўскіх і выкарыстоўваюцца для вытворчасці высокаадбівальных люстраў для лазернай тэхнікі. Пры нармальным падзенні святла на плоскую мяжу падзелу дзвюх асяроддзяў з паказнікамі праламлення n_1 і n_2 амплітудныя каэфіцыенты адбіцця і прапускання святла r і tвызначаюцца розніцай паказнікаў праламлення

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \ t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}.$$
 (1)

Трэба адзначыць, што калі $n_1 > n_2$, амплітудны каэфіцыент адбіцця дадатны (Arg(r)=0), у супрацьлеглым выпадку r адмоўны (Arg(r)= π). Разгледзім сістэму з чаргуючыміся слаямі: d_1 – таўшчыня слоя з паказнікам праламлення n_1 , d_2 - адпаведна таўшчыня слоя з паказнікам праламлення n_2 . Святло, падаючае на такую сістэму, часткова адбіваецца ад першай мяжы з каэфіцыентам r, часткова праходзіць з каэфіцыентам t і даходзіць да другой мяжы, набіраючы фазу $2\pi n_2 d_2 / \lambda_0$, адбіваецца ад другой мяжы з каэфіцыентам r, вяртаецца да першай мяжы, зноў набіраючы фазу $2\pi n_2 d_2 / \lambda_0$, і выходзіць навонкі. Такім чынам, фаза хвалі, адбітай ад другой мяжы, і вярнуўшайся да першай, адрозніваюцца на велічыню $\Delta \Phi = 4\pi n_2 d_2 / \lambda_0 + \pi$.



Мал. 1 Адбіццё хваль у слаістай структуры

Калі рознасць фаз $\Delta \Phi$ кратная 2π , то хвалі, адбітыя ад першай і другой межаў будуць узмацняць адна адну. Такая сітуацыя адпавядае разглядаемаму выпадку, калі аптычная таўшчыня слоя складае чвэрць даўжыні хвалі: $n_2d_2 = \lambda_0/4$. Такім чынам, у разглядаемай структуры каэфіцыент адбіцця святла павялічваецца, а інтэнсіўнасць святла ў таўшчыні структуры, экспаненцыйна затухае.

Распаўсюджванне плоскай хвалі ў слаістым асяроддзі можна апісаць з дапамогай метаду матрыц перадач, заснаваным на тым, што электрамагнітнае поле можа быць апісана дзвюма лінейна незалежнымі скалярнымі велічынямі, напрыклад тангенцыйнымі ў адносінах да межаў слаёў кампанентамі электрычнага і магнітнага палёў, і значэнні гэтых велічынь у дзвюх розных пунктах структуры звязаны матрыцай перадачы *T*

$$\begin{pmatrix} E_{\tau}(z_2) \\ H_{\tau}(z_2) \end{pmatrix} = T(z_1, z_2) \begin{pmatrix} E_{\tau}(z_1) \\ H_{\tau}(z_1) \end{pmatrix}.$$

$$(2)$$

Дадзены метад дазваляе разлічыць каэфіцыенты адбіцця і прапускання святла ад аднамернага фатоннага крышталю, а таксама профіль інтэнсіўнасці святла ўнутры структуры. На мал. 2 паказаны спектр адбіцця святла ад крышталю. Бачна, што ў некаторай вобласці даўжынь хваль з центрам, адпавядаючым даўжыні хвалі, задавальняючай суадносіне $n_1d_1 = n_2d_2 = \lambda_0/4$, каэфіцыент адбіцця блізкі да адзінкі, гэта значыць святло цалкам адбіваецца ад структуры.

Хвалі ў перыядычным асяроддзі апісваюцца тэарэмай Блоха, і могуць быць прадстаўлены ў выглядзе здабытку плоскай хвалі на перыядычную функцыю $U_k(z)$, перыяд якой адпавядае перыяду структуры

$$H_k(z) = \exp(iKz) \cdot U_k(z).$$
(3)

Запісаўшы матрыцу перадач праз перыяд структуры $d = d_1 + d_2$ i, карыстаючыся тэарэмай Блоха, можна атрымаць дысперсійныя суадносіны, якія звязваюць частату святла ω i хвалевы вектар блохаўскай хвалі K:

$$2\cos(Kd) = T_{11}^{\ d}(\omega) + T_{22}^{\ d}(\omega).$$
(4)

Рашаючы дадзенае ўраўненне (4), можна атрымаць дысперсійныя суадносіны святла ў перыядычным асяроддзі $\omega(K)$. Пры гэтым

залежнасць $\omega(K)$ уяўляе сабой перыядычную функцыю ад K, перыяд якой адпавядае вектару адваротнай рашоткі $G = 2\pi/d$. Аналіз дысперсіўных залежнасцяў $\omega(K)$ праводзяць, выбраўшы хвалевы вектар у інтэрвале $-\pi/d < K < \pi/d$, гэта значыць у першай зоне Брылюэна.



Мал. 2. Спектр адбіцця святла ад аднамернай фатоннай структуры (*a*); профіль поля электрамагнітнай хвалі ў таўшчыні структуры (*б*); дысперсійная залежнасць для святла ў структуры (*в*); спектральная залежнасць уяўнага *K* у вобласці фатоннай забароненай зоны (*г*); спектр шчыльнасці фатонных станаў (*д*).

Тонкай лініяй паказана дысперсія свабоднага фатона.

Адбіццё святла можа быць інтерпрэтавана як змяненне хвалевага вектара *K* на супрацьлеглы – *K*. Гэта адбываецца і

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \frac{\pi c}{n_1 d_1 + n_2 d_2} = \frac{\pi c}{d\langle n \rangle}.$$
(5)

Улічваючы, што $\omega = kc/\langle n \rangle$ ёсць дысперсійная залежнасць для святла, якое распаўсюджваецца ў аднародным асяроддзі з паказнікам праламлення $\langle n \rangle$, можна бачыць, што з'яўленне фатоннай забароненай зоны адбываецца, калі хвалевы вектар святла ў аднародным асяроддзі з паказнікам праламлення, адпавядаючым усярэдненаму паказніку праламлення структуры $\langle n \rangle$, становіцца роўным палове адваротнага вектара рашоткі, гэта значыць калі хвалевы вектар падаючага святла змяняецца на велічыню вектара адваротнай рашоткі. Такім чынам, з'яўленне забароненай фатоннай зоны – гэта праява ўзаемадзеяння электрамагнітнага поля з перыядычнай структурай [3].

Размяжоўваюць два тыпы трохмерных фатонных крышталяў, паказаныя на мал. 3. У першым выпадку (мал. 3а) у вузлы рашоткі фатоннага крышталю змешчаны аднолькавыя дыэлектрычныя часцінкі, напрыклад, шары. Такі крышталь характарызуецца дыэлектрычнай пранікальнасцю ε_1 па-за шарамі і ε_2 унутры шароў, вектарамі рашоткі і радыусам шароў. У другім выпадку вузлы рашоткі ў дыэлектрыку з пранікальнасцю ε_1 звязаны адзін з адным цыліндрычнымі калонамі (мал. 3б) з дыэлектрычнай пранікальнасцю ε_2 . З невялікімі нюансамі гэтая класіфікацыя прыдатна і для двумерных фатонных крышталяў [1].



Мал. 3. Схематычны відарыс мадэляў фатонных крышталяў, утвораных дзвюма матэрыяламі з дыэлектрычнымі пастаяннымі ε₁ і ε₂ [1]

З прычыны перыядычнасці фатоннага крышталю уласныя электрамагнітныя станы ў ім з'яўляюцца блохаўскімі хвалямі, для характарызацыі якіх прыдатныя такія паняцці, як квазіімпульс, закон дысперсіі, адваротная рашотка і т.д. Маючы на ўвазе структуры фатонных крышталяў, выяўленых на мал. 3, праілюструем утварэнне фатоннай зоннай структуры ў вылучаным напрамку ўнутры крышталю. Звернемся да мал. 4, які адпавядае набліжэнню амаль свабодных фатонаў. У нулявым набліжэнні разглядаюцца свабодныя фатоны ў квазіаднародным асяроддзі з дыэлектрычнай пранікальнасьцю ε . Яны маюць закон дысперсіі:

$$\omega(K) = cK / \sqrt{\varepsilon}, \qquad (6)$$

паказаны на мал. 4 пунцірнай прамой лініяй; у дадзенай формуле c – хуткасць святла ў вакууме, K – хвалевы вектар і $\omega(K) = \omega(-K)$.

Увядзенне мадуляцыі дыэлектрычнай пранікальнасці з перыядам d прыводзіць да з'яўлення зоны Брылюэна памерам $\cong 1/d$. На краях зоны Брылюэна закон дысперсіі фатонаў адхіляецца ад дадзенай формулы, як і паказана на мал. 4. Знешне гэты графік мала чым адрозніваецца ад

дыяграмы, апісваючай узнікненне забароненых зон у набліжэнні амаль свабодных электронаў. Аднак на самой справе ў дысперсіі блохаўскіх фатонаў і электронаў ёсць два прынцыповыя адрозненні: лінейны закон дысперсіі свабодных фатонаў замест парабалічнага закону дысперсіі свабодных электронаў, істотная маласць памеру зоны Брылюэна фатоннага крышталю π/d у параўнанні з памерам зоны Брылюэна электронаў у паўправадніках, так як перыяд фатоннага крышталю $d \cong c/\omega$ больш чым у 10³ разоў перавышае пастаянную атамнай рашоткі.



Мал. 4. Закон дысперсіі электрамагнітных хваляў у фатонным крышталі (схема пашыраных зон) У правай частцы паказаны суадносіны паміж частатой ω

i

велічынямі Re K (суцэльныя крывыя) і Im K (пункцірная крывая ў стоп-зоне $\omega_{-} < \omega < \omega_{+}$) для зададзенага накірунку. У левай частцы да адной восі Re K прыведзены дысперсійныя галіны, адпавядаючыя дзвюм розным накірункам у крышталі; вылучаны тлустым чорным колерам стоп-зоны ў пунктах L i X зоны Брылюэна.

Няцяжка вызначыць характэрныя кропкі на дысперсійнай крывой блохаўскіх электрамагнітных хваляў, паказанай у правай частцы мал. 4. У даўгахвалевым ліміце, гэта значыць пры $d \ll K^{-1} - c/\omega$, даўжыня хвалі $\lambda \approx c/\omega$ па азначэнню больш, чым любы маштаб мадуляцыі дыэлектрычнай пранікальнасці. Для такой хвалі асяроддзе квазіаднароднае, прычым яго эфектыўная дыэлектрычная пранікальнасць адпавядае нулявому хвалеваму вектару ($K \rightarrow 0$). Як вынік, для лімітава доўгіх электрамагнітных хваляў у бясконцым фатонным крышталі справядлівы закон дысперсіі $\omega(K) = cK / \sqrt{\epsilon}$ з дыэлектрычнай пранікальнасцю

$$\varepsilon = \varepsilon_1 f + \varepsilon_2 (1 - f), \tag{7}$$

дзе *f* азначае адносную долю аб'ёму, займаемага асяроддзем ε_1 (мал. 3). У набліжанні амаль свабодных фатонаў, калі розніца $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|$ малая, формулу дысперсіі для свабодных фатонаў можна экстрапаляваць у вобласць даўжынь хваляў, дзе *Kd* \approx 1. Тады частата фатонаў

$$\omega_1 = \frac{\pi c}{d\sqrt{\varepsilon}},\tag{8}$$

адпавядаючая цэнтру першай забароненай энергетычнай зоны, атрымліваецца як пункт перасячэння графіка дысперсіі $K = \omega \sqrt{\varepsilon}/c$ з краем $K_1 = \pi/d$ галоўнай зоны Брылюэна (мал. 4) [1]. З дадзенай формулы вынікае, што становішча фатоннай забароненай зоны вызначаецца перыядам фатоннага крышталя. У структуры з перыядам адзін сантыметр фатонная забароненая зона можа ўзнікнуць для частаты парадку 10 ГГц, а для бачнага святла фатонны крышталь павінен мець перыяд каля 100 нм. Звычайны атамны крышталь з'яўляецца адначасова і фатонным крышталем для рэнтгенаўскага выпраменьвання [3]. Пры гэтым для даўжыні хвалі святла ў крышталі атрымліваем выраз

$$\lambda(\omega_1) = \frac{2\pi}{K_1} = 2d , \qquad (9)$$

які з'яўляецца умовай брэгаўскага роскіду фатонаў на рашотцы з перыядам d. З мал. 4 бачна, што на краях наступных зон Брылюэна $K_n = n\pi/d$ таксама ўтвараюцца забароненыя зоны спектра з цэнтрамі на

частотах $\omega_n = \frac{n\pi c}{d\sqrt{\epsilon}}$. Забароненую зону для вылучанага накірунку ў крышталі, які можна задаць вектарам адваротнай рашоткі *G*, звычайна называюць стоп-зонай (stop-band). Відавочна, што стоп-зоны адсутнічаюць пры $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ і могуць узнікаць пры $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$, а іх шырыня павінна расці з павелічэннем розніцы $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|$. Добра вядома, што кожны вектар *G* перпендыкулярны мноству плоскасцяў прамой рашоткі, а яго велічыня |G| адваротна прапарцыянальна адлегласці паміж гэтымі плоскасцямі. Да чаго гэта прыводзіць, бачна з левай часткі мал. 4, дзе дысперсійныя галіны, адпавядаючыя дзвюм розным накірункам у прасторы (умоўна кажучы, накірункам у пунктах *L* і *X* зоны Брылюэна), прыведзеныя да адной восі квазіхвалевага вектара. Калі ж розным вектарам G адпавядаюць розныя міжплоскасныя адлегласці ў прамой рашотцы, пры зададзеным законе дысперсіі свабодных фатонаў становішчы і шырыні стопзон могуць істотна залежыць ад накірунку. Відавочна, што наяўнасць стоп-зон з'яўляецца неабходнай, але не дастатковай умовай існавання поўнай забароненай зоны. Апошняя можа ўзнікнуць, толькі калі стопзоны для ўсіх без вынятку накірункаў у крышталі перакрываюцца, пры гэтым шырыня забароненай зоны роўная шырыні спектральнай вобласці перакрыцця усіх стоп-зон.

З дапамогай простай аналогіі з электроннай зоннай структурай была зроблена спроба тэарэтычна "узяць вяршыню" зоннай тэорыі фатонных крышталяў з ходу, аднак на гэтым шляху ўзніклі праблемы, яснае разуменне якіх заняло гады. Па-першае, у параўнанні са скалярнай (не звяртаючы ўвагі на спін) электроннай задачай, вектарная электрамагнітная задача прыводзіць да істотна вялікіх абмежаванняў ва ўтварэнні забароненых спектральных зон. Па-другое, аналіз паказаў, што фатонная забароненая зона ўтвараецца не для ўсіх тыпаў рашотак, але яе існаванне магчыма ў ГЦК-рашотцы (гранецэнтраванай кубічнай рашотцы). зона Брылюэна ГЦК-структуры найбольш Паколькі блізкая ла сферычнай, то ў ёй павышаецца верагоднасць перакрыцця стоп-зон для ўсіх накірункаў у крышталі. Гэта адносіцца і да рашоткі алмаза, якая ўяўляе сабой камбінацыю дзвюх ГЦК-рашотак, усунутых адна ў адну. Па-трэцяе, было высветлена, што вектарная мадэль зоннай структуры прыводзіць да выраджэння "валентнай" зоны і зоны "праводнасці" у пункце W зоны Брылюэна ГЦК-рашоткі з сферычна сіметрычнымі дыэлектрычнымі "атамамі". З-за гэтага узнікае толькі псеўдашчыліна, а не поўная забароненая зона. Каб зняць гэтае выраджэнне, трэба выкарыстаць несферычныя "атамы", што ў прынцыпе магчыма для абедзвюх мадэлей фатоннага крышталя, паказаных на мал. 3.

Нароўні з вывучэннем уласцівасцяў ідэальных фатонных крышталяў абмяркоўваўся ўплыў на іх дыэлектрычных дэфектаў (донараў і акцэптараў), дзе маецца на ўвазе, што акцэптар (донар) атрымліваецца пры выдаленні (даданні) дыэлектрычнага матэрыялу ў асобнай элементарнай ячэйцы фатоннага крышталю. Такія назвы былі ўведзены па аналогіі з паўправаднікамі: дробны акцэптар (донар) утварае лакальны ўзровень у ніжняй (верхняй) частцы фатоннай забароненай зоны [1]. Было канстатавана, што дэфекты могуць прыводзіць да з'яўлення надта вузкіх лакальных электрамагнітных узроўняў у фатоннай забароненай зоне.

4. Маштабаванне электрамагнітных узрушэнняў

У падмурку асноўных дапушчэнняў тэорыі фатонных крышталяў ляжаць набліжэнні лінейнай оптыкі, ізатропнасць і макраскапічнасць дыэлектрычнай пранікальнасці, адсутнасць частотнай дысперсіі і паглынання [1].

Такім чынам, далей дыэлектрычная пранікальнасць – гэта рэчаісная (як правіла, дадатна вызначаная) перыядычная функцыя каардынат $\varepsilon(r) = \varepsilon(r+a)$. Пры адсутнасці знешніх зарадаў і токаў задачу электрадынамікі для манахраматычнай хвалі з частатой ω звычайна фармулююць у тэрмінах магнітнага поля **H** на аснове ўраўнення

$$\operatorname{rot}_{r}\left(\frac{1}{\varepsilon(r)}\operatorname{rot}_{r}H(r)\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2}H(r), \qquad (10)$$

якое атрымліваецца з ураўненняў Максвела пасля выключэння электрычнага поля. Для рэчаісных функцый $\varepsilon(r)$ гэтае ўраўненне вызначае задачу на ўласныя значэнні $(\omega/c)^2$ з эрмітавым аператарам

$$\hat{L} = \operatorname{rot}_r \left[\varepsilon^{-1}(r) \operatorname{rot}_r \right].$$

Задача мае даволі блізкія аналогіі з аднаэлектроннай задачай квантавай механікі

$$\hat{H}\Psi = E\Psi$$

з гамільтаніянам

$$\hat{H} = -\hbar^2 \nabla^2 / 2m + V(r),$$

калі ўлічыць адпаведнасці [1]

$$L \to H$$
, $H \to \Psi$, $(\omega/c) \to E$.

У прыватнасці з эрмітавасці аператара \hat{L} вынікае, што ўласныя значэнні ω^2 рэчаісныя, і $\omega^2 > 0$ пры ўмове $\varepsilon(r) > 0$, гэта значыць, што і уласныя частоты ω рэчаісны.

Дадзеная аналогія карысная і для высвятлення адрозненняў паміж электроннымі і фатоннымі мадэлямі. У атамнай (электроннай) мадэлі маецца фундаментальны маштаб даўжыні – бораўскі радыус электрона. Для фатонных крышталяў такой фундаментальнай меры даўжыні няма, у выніку гэта прыводзіць да важных асаблівасцяў маштабавання (скэйлінга) у электрадынамічнай задачы (10). Няхай нам вядома рашэнне ураўнення (10), альбо, інакш кажучы, зонны спектр $\omega(\mathbf{K})$ і форма $H(\mathbf{r})$ блохаўскіх электрамагнітных мод у фатонным крышталі з дыэлектрычнай пранікальнасцю $\varepsilon(r)$. Прамаштабуем апошнюю, змяніўшы яе велічыню ў кожным пункце ў s^2 разоў, гэта значыць пяройдзем да новай функцыі $\varepsilon'(r) = \varepsilon(r)/s^2$. Пасля падстановы $\varepsilon(r) = \varepsilon'(r)s^2$ ураўненне (10) набывае выгляд

$$\operatorname{rot}_{r}\left(\frac{1}{\varepsilon'(r)}\operatorname{rot}_{r}H(r)\right) = \left(\frac{s\omega}{c}\right)^{2}H(r).$$
(11)

Гэта ўраўненне паказвае, што змяненне маштабу дыэлектрычнай пранікальнасці $\varepsilon \to \varepsilon/s^2$ прыводзіць толькі да трывіяльнага змянення маштабу зоннай структуры $\omega \to \omega \cdot s$. Такім чынам, абсалютнае значэнне $\varepsilon(r)$ няістотнае для існавання зоннай структуры (яно ўплывае на становішча забароненай зоны ў спектры), а, насамрэч, важная велічыня варыяцыі дыэлектрычнай пранікальнасці. Пры наяўнасці дзвюх матэрыялаў з пранікальнасцямі ε_1 і ε_2 (мал. 1) адносіну

$$\eta = \max_{i} \left\{ \varepsilon_{i} \right\} / \min_{i} \left\{ \varepsilon_{i} \right\}$$
(12)

звычайна называюць кантрастам паказніка праламлення [1], прычым для аднароднага асяроддзя (адсутнасць зоннай структуры) η = 1, а пры ўзрастанні η верагоднасць утварэння забароненай зоны павялічваецца.

Змяніўшы прасторавы маштаб задачы r' = sr, не змяняючы велічыню функцыі $\varepsilon(r)$, якая пераўтвараецца па правілу $\tilde{\varepsilon}(r') = \varepsilon(r'/s)$, з (5) атрымліваем

$$\operatorname{rot}_{r'}\left(\frac{1}{\tilde{\varepsilon}(r')}\operatorname{rot}_{r'}H\left(\frac{r'}{s}\right)\right) = \left(\frac{\omega}{sc}\right)^2 H\left(\frac{r'}{s}\right).$$
(13)

Гэта ўраўненне сцвярджае, што пры "расцяжэнні" каардынат $r \to sr$ структура спектра і характар уласных станаў не змяняюцца, але змяняецца маштаб частаты $\omega \to \omega/s$ і адбываецца "расцяжэнне" профілю электрамагнітнай моды $H(r) \to H(r/s)$. Ураўненні (11) і (13) сведчаць, што шляхам маштабавання усіх памераў фатоннага крышталю і / альбо дыэлектрычнай пранікальнасці тэарэтычна можна зрушыць забароненую зону электрамагнітнага спектра ў любую частотную вобласць, якая будзе патрабавацца для канкрэтнага практычнага выкарыстання. Аднак звяртанне да дадзенага прынцыпу у рэальным жыцці абмежаванае, так як пры змяненні частаты функцыя $\varepsilon(r)$ рэальнага рэчыва можа зазнаваць як колькасныя, так і якасныя (пры наяўнасці аптычных рэзанансаў) змены, а гэта зусім не дапускалася пры вывядзенні (11) і (13) [1].

5. Аднамерныя фатонныя крышталі

Шматслаёвыя перыядычныя структуры, з даўняй пары вядомыя як аптычныя фільтры, на сучасны дзень атрымалі назву аднамерных фатонных крышталяў [1]. Такі крышталь мадэлюецца чаргавальнымі слаямі матэрыялаў A i B з дыэлектрычнымі пранікальнасцямі ε_A i ε_B , прычым таўшчыні слаёў роўныя *a* i *b*, адпаведна, а перыяд роўны d=a+b. Закон дысперсіі блохаўскай электрамагнітнай хвалі, якая распаўсюджваецца па нармалі да слаёў, мае наступны выгляд

$$\cos Kd = \cos k_A a \cos k_B b - \frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{\epsilon_A}}{\sqrt{\epsilon_B}} + \frac{\sqrt{\epsilon_B}}{\sqrt{\epsilon_A}} \right) \sin k_A a \sin k_B b , \qquad (14)$$

дзе $k_i = \sqrt{\varepsilon_i \omega}/c$. Такі закон вызначае блізкую аналогію паміж аднамернай мадэллю фатоннага крышталя і электроннай мадэллю Кроніга-Пэнні, якая дапамагае зразумець прыроду і асаблівасці фатоннай забароненай зоны. У доўгахвалевым набліжанні, зрабіўшы ў законе дысперсіі блохаўскай электрамагнітнай хвалі раскладанне па малым параметрам $|K|d \ll 1$, $k_A a \ll 1$ і $k_B b \ll 1$, атрымліваем ураўненне (6), альбо закон дысперсіі свабодных фатонаў, у якім $\varepsilon = (\varepsilon_A a + \varepsilon_B b)/(a + b)$ з поўным узгадненнем з (7) пры ўмове f = a/d.

Прымаючы ўзрушэнне $|\varepsilon_A - \varepsilon_B|$ слабым і карыстаючыся правай часткай мал. 4, разглядаюць структуру электрамагнітных мод, да якіх адносіцца дысперсійнае ўраўненне (14). Паблізу краёў забароненай зоны непасрэдна пад і над ёй гэтыя моды ўяўляюць сабой стаячыя хвалі, даўжыня якіх $\lambda = 2d$ адпавядае (9). Пры гэтым нізкачастотная мода канцэнтруе сваю электрамагнітную энергію ў слаях з большай дыэлектрычнай пранікальнасцю $\max \{\varepsilon_A, \varepsilon_B\}$, а высокачастотная мода — у слаях з меншай дыэлектрычнай пранікальнасцю $\min \{\varepsilon_A, \varepsilon_B\}$. У забароненай зоне, якая адпавядае ўмове $|\cos Kd| > 1$ у (14), няма блохаўскіх фатонных станаў з рэчаісным хвалевым вектарам: там хвалевы вектар роўны $\pi/d + ik''$ з $k'' = \operatorname{Im} k(\omega) > 0$ (гэта паказана пунцірнай крывой на ўстаўцы правай часткі мал. 4). Такім чынам, у забароненай зоне немагчымае існаванне распаўсюджваючыхся хваляў блохаўскага тыпу, і моды згасаюць па экспаненцыйнаму закону

$$|H(r)| \approx \exp(-k''|z|)$$

уздоўж восі крышталя. Згасаючыя моды не задавальняюць трансляцыйна-сіметрычным межавым умовам, і ў бясконца працяглым ідэальным крышталі іх нельга абудзіць святлом. Аднак яны могуць абуджацца пры парушэнні трансляцыйнай сіметрыі крышталю дэфектамі і межамі. Як і ў аднамернай электроннай задачы, забароненыя зоны ў аднамерным фатонным крышталі ўтвараюцца тэарэтычна пры любой малой розніцы $|\varepsilon_A - \varepsilon_B|$ дыэлектрычных пранікальнасцяў, гэта значыць заўсёды. Пры пераходзе да схемы прыведзеных зон на мал. 4 забароненыя фатонныя зоны паміж парамі дазволеных зон павінны з'яўляцца альбо на краі галоўнай зоны Брылюэна, альбо ў яе цэнтры.

Аднамерныя і двухмерныя фатонныя крышталі з'яўляюцца вельмі прываблівымі як крыніцы дакладна вырашальных мадэляў і вельмі важнымі з практычнага гледзішча пры выкарыстанні іх як аптычных фільтраў, рэзанатараў і г.д. Да таго ж матэрыялы з аднамернай мадуляцыяй дыэлектрычных уласцівасцяў лёгка атрымліваюцца сучаснымі тэхналагічнымі метадамі мікраэлектронікі, калі параўноўваць з магчымасцямі атрымання трохмерных фатонных крышталяў [1]. Аднак ні аднамерныя, ні двумерныя фатонныя крышталі не ўтвараюць поўнай трохмернай забароненай зоны, так як у іх ёсць па меншай меры адно дадатковае вымярэнне, у якім спектр фатонаў безупынны. Як вынік, валодаючы фатоннымі стоп-зонамі, такія крышталі не могуць цалкам задавальняць узгаданым вышэй уласцівасцям, характэрным для фатонных крышталяў. Таму канчатковай мэтай фізікі фатонных крышталяў застаецца стварэнне трохмерных сістэм.

6. Трохмерныя фатонныя крышталі

Цяжкасці ў стварэнні трохмерных фатонных структур звязаны з тым, што ўласцівасці крышталяў уздоўж розных напрамкаў могуць істотна адрознівацца (напрыклад становішча паласы адбіцця брэгаўскага адбівальніка залежыць ад вугла падзення святла) і з тым, што вынік узаемадзеяння святла з межамі падзелу дзвюх асяроддзяў залежыць ад узаемнай арыентацыі мяжы падзелу і вектараў электрычнага і магнітнага светлавой хвалі (прыкладам таму з'яўляецца эфект Брустэра). На практыцы гэта азначае, што атрымаць такую сітуацыю, для якой фатонныя забароненыя зоны розных палярызацый святла перакрываюцца для ўсіх напрамкаў, даволі цяжка [3].

І ўсё ж упершыню поўная забароненая электрамагнітная зона была рэалізавана эксперыментальна ў мікрахвалевым дыяпазоне на штучнай структуры з ГЦК-рашоткай, якую ў гонар аднаго з аўтараў часам

называюць ябланавітам [1]. Гэты ўжо класічны аб'ект ствараецца, як пакана на мал. 5а.

Паверхня дыэлектрыка пакрываецца маскай з трыкутнай рашоткай дзірак, затым у месцах размяшчэння дзірак праводзіцца механічнае высвідроўванне адтулін у трох накірунках, складаючых вугал 35° у адносінах да нармалі і 120° у адносінах адзін да аднаго па азімуту. Перасячэнне высвідраваных цыліндрычных поласцяў унутры дыэлектрыка вызначае трохмерна-перыядычную ГЦК-рашотку, пры гэтым паверхня дыэлектрыка адпавядае плоскасці (111), а восі адтулін – накірункам [110] (гл. мал. 5а і 5б). Пры перасячэнні адтуліны ўтвараюць несферычныя поласці, дзякуючы чаму ўзгаданыя вышэй выраджэнні фатоннага спектра ў пункце W зоны Брылюэна ГЦК-рашоткі (гл. мал. 56) здымаецца, і псеўдашчыліна разгортваецца ў поўную забароненую зону. На мал. 5в паказана вымеранае згасание электрамагнітнага выпраменьвання пры яго праходжанні ад адной антэны да іншай праз такі фатонны крышталь, зроблены з матэрыялу з паказнікам праламлення $\sqrt{\epsilon_1} = 3.6$ і ўтрымліваючы 8-10 слаёў. Выразна выяўляецца забароненая зона шырынёй 3 ГГц з цэнтрам на частаце 14.5 ГГц. Аналагічныя вымярэнні пры наяўнасці адзіночнага дэфекта (акцептара) у цэнтры крышталю прыўносяць (мал. 5г) дадатковы пік у забароненай зоне, абумоўлены лакальным узроўнем акцептара.



Мал. 5. – Стварэнне фатоннага крышталю з несферычнымі "атамамі" ў ГЦКрашотцы (*a*); зона Брылюэна гэтага крышталю (б); вымеранае згасанне электрамагнітнага выпраменьвання ў забароненай зоне фатоннага крышталю паміж частотамі 13 і 16 ГГц (*в*); згасанне выпраменьвання, вымеранае пры наяўнасці адзінкавага акцэптарнага дэфекту ў цэнтры крышталю (*г*)[1]

Шматразова выказвалася думка, што шляхам рэактыўнага іоннага траўлення адтулін можна стварыць аптычныя адпаведнікі ябланавіта, у прыватнасці на аснове GaAs (на тэарэтычную магчымасць гэтага ўказвае схема маштабавання (13)). На сучасны дзень прапанаваны і шэраг іншых структур, якія, як чакаецца, могуць валодаць поўнай забароненай зонай. Аднак трэба мець на ўвазе, што цяжкасці ў практычнай рэалізацыі фатонных крышталяў істотна ўзрастаюць з павелічэннем частаты забароненай зоны. Гэта абумоўлена тым, што з ростам частаты фатонаў памяншаецца фізічна дасягальная велічыня варыяцыі дыэлектрычнай пастаяннай матэрыялаў і перыяд рашоткі фатоннага крышталю, задавальняючы умове (9).

На сучасным этапе да ліку найбольш важных нявырашаных праблем у стварэнні поўнай забароненай фатоннай зоны адносяцца наступныя [1]: шчыліна з "працоўнай" даўжынёй хвалі 1.5 мкм (стандарт telecom) і шчыліна ў бачнай вобласці спектра.

Для выкарыстання ў аптычнай сувязі і оптаэлектроніцы фатонаў з частатой паблізу 1.5 мкм (бліжняя інфрачырвоная вобласць) пастаянная рашоткі фатоннага крышталю павінна быць каля 0.5 мкм. Перспектыўнымі матэрыяламі для этага дыяпазону лічацца самаарганізавальныя сістэмы, такія як калоідныя структуры [дысперсійныя сістэмы (утварэнні з 2 ці больш цел з моцна развітай паверхняй падзелу між імі, дзе адна фаза (цела) размеркавана ў выглядзе дробных часцінак у іншай), прамежкавыя паміж сапраўднымі растворамі і грубадысперсійнымі сістэмамі – суспензіямі (дысперсійныя сістэмы, якія складаюцца з двух фаз – вадкай і цвёрдай, дзе дробныя цвёрдыя часцінкі размеркаваны ў вадкасці) і эмульсіямі(дысперсійныя сістэмы, якія складаюцца з двух нерастваральных адна ў адной вадкасцяў)] і штучныя апалы [мінералы тыпу SiO₂ · nH₂O, аморфны цвёрды гідрагель] [1]. Сінтэтычныя апалы маюць структуру ГЦК-рашоткі, у вузлах якой размешчаны монадысперсійныя шары аморфнага SiO₂, дыяметр якіх можа знаходзіцца ў дыяпазоне 150-600 нм. Як відаць, у звычайных апалах утварэнне поўнай забароненай зоны немагчыма з-за занадта малой велічыні дасягальнага аптычнага кантрасту η , які вызначаецца формулай (12). Аднак дастаткова вялікае значэнне η можна атрымаць пры інвертаванні апалаў [1], пад якім разумеецца стварэнне цвёрдага крэмніевага каркаса ў прасторы паміж шарамі SiO₂ у апале і далейшае выдаленне SiO₂ з крышталю. Вынікам гэтага з'яўляецца трохмерная рашотка Si, якая знаходзіцца ў матрыцы, утворанай ГЦК-рашоткай шароў паветра. Пры λ=1.5 мкм выконваецца важная для ўтварэння поўнай забароненай зоны ўмова адсутнасці паглынання, так як край аптычнага паглынання крэмнію знаходзіцца пры больш высокай частаце.



Мал. 6. – разлічаная зонная структура інвертаванага апалу з крэмніем пры запаўненні 88% аб'ёму пор крэмніем (*a*); вымераны спектр адбіцця святла ад інвертаванага апалу з крэмніем (б)[1]

Тэарэтычна прадказаная фатонная зонная структура інвертаванага апалу з крэмніем прыведзена на мал. ба. Яна паказвае наяўнасць стоп-зон у некаторых высокасіметрычных накірунках і поўнай забароненай зоны пры $\lambda = 1.5$ мкм, якая пры змяненні η разгортваецца пасля перавышэння памежнага значэння $\eta_c = 2.8$ [1]. У рэальных інвертаваных апалах з-за вялікага паказніка праламлення крэмнія $(\sqrt{\epsilon_{si}} = 3.5)$ у вакуумам велічын η значна пераўзыходзіць мяжу параўнанні 3 $\eta_c = 2.8$. Разлічаны зонны спектр (мал. 6а) параўновываўся з паказаным на мал.66 эксперыментальным спектрам адбіцця святла ад інвертаваных апалаў з крэмнія пры нармальным падзенні [1]. Шырокі спектральны максімум пры 2.5 мкм на мал. 6б аўтары растлумачылі наяўнасцю першай стоп-зоны (мал.4а), а больш вузкі максімум пры 1.46 мкм – магчымай поўнай забароненай зонай, адпаведна адлюстраванай на мал. 6a.

7. Практычнае выкарыстанне фатонных крыштыляў

Мікрарэзанатары. Возьмем атам, які знаходзіцца ва ўзбуджаным стане, здольны спраменіць фатон з частатой ω_0 , і змесцім яго ў бясконцы (альбо дастаткова вялікі) фатонны крышталь, у якім частата ω_0 будзе патрапляць на забароненую энергетычную зону. Паколькі для фатона

няма дазволенага стану, то выпраменьваць ён не зможа, і атам у ідэальным выпадку будзе знаходзіцца ва ўзбуджаным стане вечна. Такім чынам, фатонныя крышталі могуць быць выкарыстаны для кіравання падаўлення і ўзмацнення выпраменьвальнай святла _ патокам рэкамбінацыі. Калі ўзяць брэгаўскі адбівальнік канечнай таўшчыні і зрабіць аптычную таўшчыню аднаго з слаёў унутры структуры роўнай не чвэрці даўжыні хвалі, а яе палове (гэта значыць прапусціць адзін перыяд у такім аднамерным фатонным крышталі), то атрыманая структура будзе называцца мікрарэзанатарам, і дабротнасць такога рэзанатара вызначаецца каэфіцыентамі адбіцця брэгаўскіх люстраў, а таксама таўшчынёй поласці рэзанатара. Спектр адбіцця святла ад такой структуры паказаны на мал. 7. Бачна, што ў цэнтры паласы адбіцця на частаце ω₀ з'явіўся вузкі правал. Профіль электрычнага поля на частаце, якая адпавядае правалу ў спектры, мае максімум. Такі стан з'яўляецца лакалізаваным, і яму адпавядае дэльта-функцыя ў шчыльнасці фатонных станаў.

Возьмем атам, які знаходзіцца ва ўзбуджаным стане, і змесцім яго ў поласць мікрарэзанатара, у пучнасць электрычнага поля. Калі такі атам здольны выпраменіць фатон на частаце адрознай ад частаты ўласнай моды мікрарэзанатара ω_0 , то выпраменьванне такога фатона будзе забаронена. Аднак у выпадку, калі частата фатона будзе супадаць з частатой уласнай моды мікрарэзанатара, тады такі акт выпраменьвальнай рэкамбінацыі будзе дазволены, а верагоднасць выпраменьвання будзе тым больш, чым вышэй дабротнасць мікрарэзанатара. Такім чынам у мікрарэзанатары будзе назірацца эмісія фатона толькі ў адну моду, што дазваляе выкарыстовываць такія структуры для стварэння эфектыўных выпраменьвальнікаў святла – лазераў з вертыкальнай эмісіяй выпраменьвання [3].

Спантанная эмісія з'яўляецца не ўнутранай ўласцівасцю атама – яе ўласцівасці могуць змяняцца пры кіраванні электрамагнітным асяродкам, у які выпраменьвае атам. У шчыльным матэрыяле, альбо ў вялікім рэза натары шчыльнасць фатонных станаў з'яўляецца манатоннай функцыяй і спантанная эмісія можа адбывацца ў вялікім ліку станаў, якія займаюць спектральны дыяпазон нашмат большы, чым дыяпазон спантаннай эмісіі. У сучасных лазерах большасць фатонаў спантаннай эмісіі губляецца на выпраменьваемых модах і толькі малая частка ўзаемадзейнічае з рэзананснай модай. Таму значная магутнасць выпраменьвання вымушанай эмісіі можа быць атрымана, толькі калі падводзімая магутнасць перабольшвае некаторае парогавае значэнне, неабходнае, каб зменшыць страты ў знешняе ассяродзе. Такім чынам, у мікрарэзанатарах з памерамі, адпавядаючымі даўжыні хвалі, у якім можа існаваць 1-, 2- альбо 3мерна абмежаваны фатонны стан, генерыруемая мода атрымлівае максімум падводзімай энергіі.



Мал. 7. Спектр адбіцця святла ад мікрарэзанатара (a); профіль электрычнага поля ўласнай моды рэзанатара (б); спектр шчыльнасці фатонных станаў у мікрарэзанатары (в) Для параўнання прыведзены спектр адбіцця святла ад брэгаўскага адбівальніка [3]

Найбольш дасканалая тэхналогія стварэння сапраўднага фатоннага мікрарэзанатара складаецца ў выкарыстанні дыэлектрычнага фатоннага крышталя, створанага шляхам перыядычнай мадуляцыі дыэлектрычнай канстанты. Светлавая хваля рассейваецца ў матэрыяле з перыядычнымі змяненнямі дыэлектрычнай канстанты, дэструктыўна інтэрферыруючы на пэўных частотах, залежачых ад геаметрыі і варыяцыі паказніка дыэлектрычнай пранікальнасці, фарміруючы тым самым забароненую энергетычную зону. Фатоны з энергіямі, якія ляжаць за межамі дазволенай зоны, не могуць распаўсюджвацца ў структуры. Аднак месца дэфекту – прапушчаны перыяд альбо праскальзвание фазы – у структуры будзе затрымліваць фатоны, ствараючы мікрарэзанатар. Усе фатоны, адпавядаючыя даўжыні хвалі дэфекта, будуць уцягнутыя ў адзіную рэзанансную моду дэфекта і гэтая мода зможа распаўсюджвацца ў крышталі. Такі аднамодавы мікрарэзанансны светловыпраменьваючы дыёд з паказнікам спантаннай эмісіі таксама можа быць $\beta \cong 1$ выкарыстаны ў нізкапарогавых лазерах. Аднак існуюць некаторыя адрозненні: у мікрарэзанатары, альбо дэфекце, ва ўсіх накірунках існуе зваротная сувязь дамінуючай моды. Таксама ў адрозненне ад лазера, у якім выхадное выпраменьванне – гэта вынік канкурэнцыі мод і розніца ва ўзмацненні асобных мод, у мікрарэзанатары ствараецца толькі адна мода. Рэзанансная дэфектная мода вельмі лакалізавана вакол дэфекта і можа альбо распаўсюджвацца ў плоскасці энергетычнай зоны шляхам эфекта тунэлявання, альбо выцякаць у вертыкальным накірунку. На базе тэорыі эксперыментальна даследаваны створаны электронны мікрарэзанатар на аснове паўправадніковага фатоннага крышталя [4]. Залежнасць выхадной магутнасці ад току напампоўвання дадзенай прылады паказала "мяккі" парогавы ток, які характэрны для мікрарэзанатарных выпраменьвальнікаў святла. У дадзенай структуры эксперыментальна было паказана непатрэбнасць нават бакавых люстраў.



Мал. 8 Залежнасць інтэнсіўнасці выпраменьвання ад току напампоўвання мікрарэзанатара пры 300 К у імпульсным рэжыме Паказаны "мяккі" парогавы ток пры 300 мкА [4]

Такім чынам, можна стварыць ідэальны мікрарэзантар, у якім электрамагнітная хваля абмежаваная ў трох вымярэннях і ўбывае эксапаненцыйна па інтэнсіўнасці ўглыб крышталя. Калі ж размясціць на адлегласці, параўнальнай з даўжынёй хвалі, яшчэ такі ж кропкавы дэфект, магчыма рэалізаваць спектральны фільтр высокай дабротнасці, паколькі фатоны з энергіяй, адпавядаючай ніжэйшай модзе кропкавага рэзанатара, лёгка трапляюць у наступны мікрарэзанатар пры дапамозе рэзананснага тунэлявання. Частата асноўнай моды мікрарэзанатара можа змяняцца ў межах шырыні забароненай зоны пры адпаведным змяненні памеру, формы альбо сіметрыі дэфекта. Такім чынам можна рэалізаваць селектыўную па частотам перадачу энергіі з аднаго хвалявода ў іншы. Пры тунэляванні фатонаў з аднаго суседняга хвалявода кропкавы дэфект у выпраменьвальнай вобласці можа працваць як вантавы ўзмацняльнік, даводзячы велічыню карыснага светлавога сігнала да неабходнай для далейшага распаўсюджвання па інтэграванай струтуры. Кропкавы дэфект трохмернай выпраменьвальнай фатоннай структуры, створаны, напрыклад, у паўправадніковым слое, утварае высокадабротны рэзанатар (*Q* □ 10⁹) [2].

Паўправадніковыя лазеры. З часу першых прадказанняў наконт ўласцівасцяў фатонных крышталяў у 1987 г., яны прыцягнулі да сябе вялікую ўвагу дзякуючы магчымасці кіравання шчыльнасцю фатонных станаў. Фарміраванне фатонных забароненых зон для пэўных даўжынь хваляў у такіх структурах дазваляе ствараць высокаякасныя кампактныя хваляводы і фільтры. У прыватнасці фатонныя крышталі дазволілі палепшыць параметры паўправадніквых лазераў [5].

Два тыпы лазераў выкарыстоўваюць фатонныя крышталі: дэфектнамодавы (ДМ) лазер на аснове фатонных забароненых зон, у якім падаўляецца спантанная эмісія, і лазеры са зваротна размеркаванай сувяззю, у якім узмацненне адбываецца за кошт павольнай групавой хуткасці на краі энергетычнай зоны. Існуюць два віды структуры дэфектна-модавых лазераў: першая складаецца з паветраных дзірак, другая — з дыэлектрычных цыліндраў. Дэфект ствараецца шляхам змянення радыусу аднаго цыліндра і яго паказніка праламлення. Лазерная асцыляцыя можа назірацца у некаторых ДМ лазераў з паветранымі дзіркамі (цыліндрамі) і раўнамерна размеркаваным узмацняючым матэрыялам.



Мал. 9 Накірункі ў двухмерным фатонным крышталі.

Пры мадэляванні паводзінаў дэфектнага лазеру, як функцыі яго параметраў, было паказана, што пры павелічэнні памеру крышталя з 8×8 да 12×12 цыліндраў дабротнасць дэфектнага рэзанатара павялічылася з 6×10^3 да 5×10^5 , а парог узмацнення зменшыўся на два парадкі. Парог узмацнення ў ГМ накірунку трохкутнай рашоткі быў на адзін парадак па велічыні менш, чым у ГК накірунку, гэта азначае, што трохкутны дэфектны лазер палярызаваны ў ГМ накірунку. Дэфектны лазер звычайна паказваў шматмодавую асцыляцыю пры вялікім радыусе дэфекта. Аднамодавая генерацыя і малы парог узмацнення (4 см⁻¹) могуць быць атрыманы нават калі паказнікі праламлення цыліндраў і дэфекта, акружанага паветрам, былі прыблізна 3.5, з-за таго, што каэфіцыент падаўлення бакавой хвалі можа быць зроблены дастаткова вялікім, да 10^3 . Для любога радыуса дэфекта пры значэннях паказніка праламлення ў межах ад 3.5 да 1.5 была прадказана аднамодавая генерацыя і малы парог узмацнення (менш 20 см⁻¹) [6].

Выкарыстоўваючы фатонныя крышталі, была павялічана адбівальная здольнасць люстраў. Былі створаны і даследаваны заснаваныя на AlGaAs-InGaAs грабеньчатыя хваляводныя лазеры з двухмернымі трыкутнымі фатонна-крышталічнымі люстэркамі. Для сухога траўлення фатоннага крышталя на адным краі грэбня (гэта значыць хімічнай апрацоўкі цвёрдых матэрыялаў для змянення віду іх паверхні, звычайна растворамі кіслот, а таксама для давядзення металічных нарыхтовак да патрэбных памераў і формы) выкарыстоўвалася вільготна-акісленая маска Al₂O₃ [5]. Лазерная структура складалася з 60-нм AlAs слоя, размешчанага ў верхнім пакрыцці, які пераўтвараўся ў Al₂O₃ пасля акрэслення фатоннага крышталя літаграфіяй (выціскання) з дапамогай электроннага пучка і неглыбокага траўлення. Траўленне дзірак затым працягвалася з дапамогай Al_2O_3 маскі да канчатковай глыбіні ў 600 нм. Характарыстыкі згасання выпраменьвання ўдасканаленага такім чынам лазера мелі значную залежнасць ад перыяду фатоннага крышталю, і пры правільна падабраных параметрах крышталю можна было дамагчыся істотнага змяншэння парогавага току і павелічэння каэфіцыэнта карыснага дзеяння.

Звычайны лазер з дзвюма прымацаванымі на грэбнях люстрамі меў межавы ток у 32 мА і каэфіцыент карыснага дзеяння, роўны 0.20. У лазераў з фатоннымі крышталямі (замест люстраў) з перыядамі 200, 225 і 250 нм назіралася сістэматычнае змяншэнне межавага току і павелічэнне каэфіцыента карыснага дзеяння пры ўзрастанні перыяду фатоннага крышталю. Найлепшы рэжым дасягаўся для перыяду 250 нм (каэфіцыент карыснага дзеяння складаў P/I=0.34 W/A), калі межавы ток быў крыху меней за 16 мА [5].

Мал. 11 яскрава паказвае паляпшэнне характарыстык лазера ў параўнанні са звычайным лазерам. Аднак, як толькі шчыльнасць фатонных станаў унутры ФК становілася ніжэйшая за 0.19 альбо вышэйшая за 0.27 прыведзенага перыяду *a*/λ(λ - даўжыня хвалі лазернага рэзанатара), адбівальная здольнасць фатонна- крышталічнага люстра істотна падала. Як вынік, моды маглі лёгка распаўсюджвацца праз фатонны крышталь, і характарыстыкі лазера пагаршаліся. Параўнанне з вылічэннямі матрыцы перадач (узбуджэнне плоскай хвалі) ТЕ палярызацыі і ГМ арыентацыі ў фатонным крышталі паказала цудоўную ўзгодненасць з адпаведнай тэорыяй. Для даўжыні хвалі, роўнай 973 нм, дыяпазон пастаянных рашоткі фатоннага крышталю 190-270 нм стварае забароненую зону, што ў выніку дае высокую адбівальную здольнасць для фатоннакрышталічнага люстра. Для перыядаў, якія выходзяць за межы фатоннай забароненай зоны, ($a/\lambda < 0.19$ і $a/\lambda > 0.27$) паказчыкі прадукцыйнасці пагаршаюцца ў параўнанні з характарыстакамі звычайнага лазера. Разыходжанні з тэарэтычнымі прадказаннямі адбівальнай здольнасці блізкай да 100 адсоткаў можа быць растлумачана з аднаго боку стратамі ад роскіду на шурпатасці бакавых сценак і канечнай глыбінёй дзірак фатоннага крышталя. Дзіркі пранікаюць на 150-200 нм углыб ніжняй плакіроўкі. Больш таго, страты падложкі малыя, аднак іх нельга не ўлічваць.



Мал. 10 Залежнасць магутнасці лазера ад інжэктаванага току для розных перыядаў фатоннага крышталя для ГМ арыентацыі фатонна-крышталічнага люстэрка [5]



Мал. 11 Залежнасць каэфіцыента карыснага дзеяння і памежнага току ад перыяду фатоннага крышталю (ГМ-арыентацыя) [5]



Мал. 12 Адбівальная здольнасць фатоннага крышталя ў ГМ арыентацыі для каэфіцыента запаўнення паветрам у 30% вылічаная метадам матрыцы перадач [5]

Ацэнка адбівальнай здольнасці фатоннага крышталя быца зроблена і тэарэтычна параўноўваючы (15) для фатонна-крышталічнага люстра (дзе r_2 - адбівальная здольнасць фатоннага крышталю) з выпадкам дзвюх прымацаваных люстраных граняў ($r_{cf} = 0.32$ – адбівальная здольнасць прыладжаных люстэрак) [5]

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i F} + \frac{1}{\eta_i F} \cdot \frac{\alpha_i}{\ln(1/r_{cf} \cdot r_2)} L$$
(15)

$$F = \frac{1 - r_{cf}^{2}}{1 - r_{cf}^{2} + \frac{r_{cf}}{r_{2}}(1 - r_{2}^{2})}$$
(16)

Каэфіцыент магутнасці прайшоўшай праз прымацаваныя люстраныя грані F можа быць вылічаны выкарыстоўваючы (16). Унутраныя страты і даўжыня квантавага рэзанатара роўныя $\alpha_i = 0.95/$ см і L = 600мкм, адпаведна. Выкарыстоўваючы гэтыя велічыні адбівальная здольнасць фатоннага крышталю можа быць ацэнена ў прыблізна 90%. Так як ураўненне для F можа лічыцца строгім толькі для не маючых стратаў люстраў, F можа прымаць значэнні крыху меньшыя, калі ўлічваць страты ад роскіду ўнутры фатоннага крышталю [5].

Хваляводы. Выкарыстанне двухмерных фатонных крышталяў у плоскіх хваляводах з'яўляецца шматабяцаючым сродкам рэалізацыі звышкампактных прыстасаванняў аптычнай тэлекамунікацыі з-за іх адносна простага, ў параўнанні з трохмернымі крышталямі, спосабу вытворчасці.

Існаванне забароненых фатонных энергетычных зон у структурах, заснаваных на GaAs–AlGaAs хваляводзе, было прадэманстравана эксперыментальна пры назіранні паласы падаўлення перадачы ў канечных фатонных крышталях. Аднак, улічваючы, што для практычнага прымянення такіх мініяцюрных лазераў і высокадабротных рэзанатараў, патрабуюцца люстэркі з адбівальнай здольнасцю блізкай да адзінкі, такі спосаб зняцця характарыстык з'яўляецца не зусім правільным, таму што непасрэднае вымярэнне высокай адбівальнай здольнасці па-сутнасці вельмі цяжкае. Для больш дакладнай ацэнкі ўласцівасцяў такіх новых люстраў можна выкарыстаць іх у рэзанатары Фабры-Перо, вымераўшы перадачу такога прыстасавання.

Фатонныя крышталі з трохкутнай рашоткай валодаюць ТЕ-палярызаванай забароненай зонай для ўмеранага каафіцыента запаўнення f=30%[7] і добра падыходзяць для змяншэння стратаў па-за плоскасцю хвалявода пры ўмове, што глыбіня гравіроўкі дастаткова вялікая. Папярэдняе вывучэнне люстраў, зробленых з некалькіх шэрагаў паветраных стрыжняў выявіла два асобных рэжымы: люстэркі артаганальныя ГМ крышталяграфічнаму накірунку паказвалі адбівальную здольнасць да 80-90 %, хаця ў той жа час артаганальна ГК накірунку давалі высокі каэфіцыент зваротнай дыфракцыі ў першых парадках. Перавага была аддадзена ГМ люстрам, таму што у іх не прысутнічала дыфракцыя, і яны былі прасцейшыя для аналізу. Кіруемая фоталюмінісцэнцыя квантавых кропак InAs, умацаваных у GaAs, выкарыстоўвалася для таго, каб атрымаць спектр перадачы рэзанатара. Фотанапампоўванне адбывалася сродкамі 678 нм чырвонага лазера, сфакусаванага на плошчы 20 мкм² рэзанатара. Першапачатковае вывучэнне рэзанатараў Фабры-Перо, складаючыхся з чатырох шэрагаў люстраў, паказала пік адбівальнай здольнасці ў 90% у сярэдзіне зоны. Аднак дадзены дослед быў абмежаваны малой спектральнай вобласцю. Больш дакладнае вымярэнне для большай спектральнай вобласці дало для фатонных крышталяў значэнні адбівальнай здольнасці R=0.88, каэфіцыента праходжання T=0.06 і стратаў D=0.06 у ваколлі забароненай зоны. Глыбіня пранікнення хвалі складала парадак аднаго перыяду крышталя (<250 нм). Узгодненасць з тэорыяй была дасягнута ў дзвюх аспектах: па-першае, рэзанансныя даўжыні хваляў былі дакладна прадказаны з улічэннем паказніка дысперсі; па-другое, страты былі ўлічаны пры двухмерным мадэляванні [7].

Святло з даўжынямі хваль унутры забароненай зоны фатоннага крышталя распаўсюджваецца толькі ў канале хвалявода. Прычым святло ўзаемадзейнічае з вытраўленымі паветранымі дзіркамі, дзе адсутнічае кантраст паказніка праламлення ў вертыкальным накірунку, і гэта можа быць прычынай уцечкі выпраменьвання з хвалявода ў абкладкі з

прычыны роскіду. Каб зрабіць роскід малым, прапануюцца два на першы погляд супярэчныя падыходы. Першы падыход выкарыстоўваецца ў агульнапрынятых гетераструктурах, такіх як $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ сістэмы, з дыяпазонам кантрасту паказніка праламлення паміж слаямі ад умеранага да нізкага. Страты ад роскіду ў такіх структурах павяліч-ваюцца з квадратам $\Delta \varepsilon = n^2_{core} - n^2_{clad}$, дзе n_{core} і n_{clad} паказнікі праламлення хвалявода і абкладкі, адпаведна. Дзіркі прымаюцца бясконца глыбокімі, альбо па меншай меры дастаткова глыбокімі для таго, каб мода хвалявода не ўзаемадзейнічала з краямі. У гэтым выпадку найлепшы шлях – гэта захоўваць кантраст паказніка праламлення як мага маленькім. Іншы падыход складаецца ў тым, каб дасягнуць вельмі высокакантрастнага паказніка праламлення ў пласцінчатым хваляводзе. Такім матэрыялам можа быць крэмній у ізалятары (SOI) з кантрастам каля 3.5-1.45. З такім кантрастам, можна стварыць перыядычныя структуры з маленькімі блохаўскімі модамі. Для такіх мод гэта азначае немагчымасць перакрыцця з ассяродзем выпраменьвання. Аднак яны з'яўляюцца бясстратнымі толькі ў дасканалых перыядычных рашотках, тады як фатонныя крышталі, прымяняльныя на практыцы, з'яўляюцца канечнымі і/альбо маюць дэфекты, на якіх можа адбывацца роскід.



Мал. 13 Геаметрыя мадэлюемай структуры [8]

Вывучэнне двухмернай апраксімацыі цалкам трохмернай структуры, якая складаецца з трох-слоевага пласцінчатага хвалявода з паветранымі выемкамі, вытраўленымі ў структуры, паказала, што з павелічэннем кантрасту паказніка праламлення паміж стрыжнем і абкладкай структуры хвалявода назіралася павелічэнне стратаў ад роскіду, аднак страты некалькі зніжаліся пры ўзбуджэнні бясстратнай блохаўскай моды. У залежнасці ад прымянення выкарыстоўваюць адзін з двух рэжымаў змяншэння стратаў. У кампактных структурах са шматлікімі блізка размешчанымі дэфектамі (рэзанатары, адводы і г.д.) пажаданы нізкі кантраст паказніка праламлення, так як у гэтым рэжыме дэфекты выклікаюць умераны роскід святла, як і на кожным перыядзе крышталя. Для вялікіх структур з малым лікам дэфектаў або пры іх адсутнасці, найбольш правільным з'яўляецца выкарыстанне блохаўскай моды без стратаў, якая магчыма толькі для высокага кантрасту.



Мал. 14 Адбіццё, перадача і страты ад роскіду для мадэлюемай структуры як функцыі кантрасту паказніка праламлення Δε [8]

Аднак у дадзеным выпадку меліся на ўвазе бясконца глыбкія дзіркі. У рэальных структурах, глыбіня выемкі альбо дзіркі абмежавана здольнасцямі траўлення. У нізка-кантрастным рэжыме узнікае неабходнасць дасягнуць раўнавагу паміж захаваннем нізкага кантрасту і глыбінёй паветраных выемак для таго, каб пазбегнуць дадатковага роскіду на краях паветраных выемак. У высока-кантрастным рэжыме патрэбна дабіцца такога стану, у якім страты на ўшчыльненні перыядычнай структуры могуць тэарэтычна быць зведзены да нуля. Аднак у прыстасаваннях на такіх структурах заўсёды будуць прысутнічаць дэфекты, якія будуць выклікаць страты нават у тэарэтычна бясстратных структурах [8].

Праблема, якая можа ўзнікнуць пры выкарыстанні хваляводаў на фатонных крышталях у інтэгральных аптычных схемах, звязана са спосабам злучэння іх са звычайнымі дыэлектрычнымі хваляводамі і валокнамі. З-за адрозненняў у фізіцы кіравання святлом перадача свята з і ў фатонна-крышталічныя (ФК) хваляводы з'яўляецца далёка не трывіальнай задачай. На канцы ФК хвалявода можа ўзнікаць істотнае адбіццё і роскід, што адмоўным чынам уплывае на характарыстыкі перадачы светлавой хвалі. Адзін са шляхоў дасягнення эфектыўнай стыкоўкі паміж хваляводамі складаецца ў тым, каб стварыць рэзанансную моду на мяжы падзелу двух хваляводаў. Выбарам каэфіцыентаў злучэння для праводных мод пры рэзанансе можна дасягнуць вялікай перадачы. Аднак у гэтым выпадку карысная прапускная здольнасць абмежавана шырынёй рэзанансу. Неадпаведнасць хвалевага вектара ў Φ К і дыэлектрычным хваляводзе таксама перашкаджае непасрэднаму злучэнню. Таму больш эфектыўным з'яўляецца нерэзанансны спосаб злучэння дзвюх хваляводаў, які дазваляе дасягаць высокай перадачы для шырокага дыяпазону частот. Адзін з такіх спосабаў — гэта стварэнне конусавідных пераходаў паміж хваляводамі. Від такога перахода, выкарыстоўваемы пры перадчы мод з дыэлектрычнага хвалявода ў фатонны крышталь, паказаны на мал. 15. Шырыня дыэлектрычнага хвалявода w, даўжыня конуса l, конус пачынаецца на адлегласці d ад краю фатоннага крышталя. З-за таго, што конус уваходзіць унутр крыштыля, гэта можа выклікаць некаторыя дэфекты на паверхні конуса. Аднак, як паказвае эксперымент, гэта змяншае каэфіцыент перадачы толькі на 1%.



Мал. 15. Конусавіднае злучэнне для стыкоўкі з фатонным крышталём [9] Для большасці велічынь шырыні *w* пры пастаянных значэннях *d*=5*a* і *l=10а* (дзе *а* – пастаянная рашоткі фатоннага крышталя) каэфіцыент перадачы большы за 90% і дасягае 96% пры w=a/2. Аднак паблізу w=a каэфіцыент перадачы становіцца меншым за 77%. Вялікія адхіленні ў перадачы тлумачацца дысперсійнымі эфектамі ў месцы стыкоўкі, дзе непарыўная сіметрыя хвалявода замяшчаецца дыскрэтнай трансляцыйнай сіметрыяй крышталя. І пры *w=a* адна з мод частотнага дыяпазону прапускаемага імпульсу экспаненцыяльна затухае ў напрамку крышталя. Пры павелічэнні параметра *l* перадача таксама павялічваецца і стабілізуецца, калі *l* прыблізна становіцца роўным даўжыні хвалі святла ў паветры. Каэфіцыент перадачы злучэння з'яўляецца не строгай функцыяй ад d, аднак пры $d \approx 0$ могуць адбывацца страты выпрамень-вання на свабодных модах. Так як выкарыстоўваемыя хваляводы ў большасці шматмодавыя, то каэфіцыент перадачы з дыэлектрычнага хвалявода ў фатонны крышталь і наадварот з'яўляюцца не аднолькавымі. Пры перадачы светлавога імпульсу з дыэлектрыка ў крышталь інвертаваны конус (у якім *l*<0) паляпшае характарыстыкі перадачы. Так для хвалявода з параметрамі d=7a і l=-10a казфіцыент перадачы дасягае 89% [9]. Шырыня хвалявода w застаецца важным параметрам і пры такой

перадачы: пры яе змяншэнні эфектыўнасць стыкоўкі падае. Прычына гэтага складаецца ў тым, што пры змяншэнні шырыні хвалявода змяншаецца і лік мод у ім. А так як лік магчымых каналаў, у якія можа перайсці мода з фатоннага крышталя, падае, то каэфіцыент перадачы таксама змяншаецца. У выпадку ж перадачы імпульсу ў фатонны крышталь занадта шырокі дыэлектрычны хвалявод быў прычынай нізкай эфектыўнасці перадачы з-за вялікага ліку каналаў, у якія маглі перайсці адбітыя ад злучэння хвалі. З-за таго, што конусы з'яўляюцца нерэзанансным спосабам стыкоўкі хваляводаў, гэта дазваляе дасягнуць вялікай перадачы для шырокага частотнага дыяпазону, прычым для частот, якія пакрывае перадаваемы імпульс, значэнне каэфіцыента перадачы можа адхіляцца не больш чым на 10% ад значэння для цэнтральнай частаты для абодвух тыпаў стыкоўкі. Выкарыстоўваючы такую тэхналогію перадачы імпульснага сігналу ў фатонны крышталь можна атрымаць каэфіцыент перадачы 96% насуперак менш чым 60% непасрэднай стыкоўкі, калі хваляводы злучаюць плоскімі для паверхнямі. Для перадачы святла з фатоннага крышталю найлепш выкарыстўваць інвертаваны конус, з дапамогай якога можна атрымаць каэфіцыент перадачы 94% насуперак менш чым 60% пры непасрэднай стыкоўцы [9].

Валаконныя крышталі. фатонныя Валаконныя фатонныя крышталі (ВФК) – гэта крэмніевыя аптычныя валокны, якія складаюцца з цэнтральнай дэфектнай вобласці ў пастаяннай рашотцы паветраных дзірак. Фатонна-крышталічныя валокны менш адчувальныя да выгінаў валакна і яго кручэнню. ВФК могуць быць падзелены на два асобныя класы ў адпаведнасці са спосабамі кіравання святлом. У першым класе такіх структур можа распаўсюджвацца вузкі дыяпазон даўжынь светлавых хваляў з-за існавання дэфектаў у забароненай зоне. Другі клас валаконных фатонных крышталяў валодае незвычайнымі ўласцівасцямі праводжання святла нават для даўжынь хваляў, якія не ляжаць у забароненай зоне. Такія валокны звычайна складаюцца з гексаганальнай рашоткі амаль акруглых дзірак; адсутнасць адной дзіркі ў цэнтры валакна стварае плоскі крэмніевы стрыжань. Валокны гэтага тыпу таксама вядомыя як ВФК на аснове размеркавання паказніка праламлення [10]. Валокны з паветраным ядром здольныя прапускаць значна больш магутнае выпраменьвание, паколькі паветра мае высокі парог аптычнага прабоя [2]. Праводзячы механізм заснаваны на мадэфікаванай форме поўнага ўнутранага адбіцця (*M-TIR*) накшталт таго, што рэалізуецца ў звычайных валокнах. Для малых дыяметраў дзірак (адносіна дыяметра дзірак да іх перыяду складае прыкладна 0.4) валоконныя фатонныя крышталі з'яўляюцца "бясконца аднамодавымі" – пры змяншенні даўжыні хвалі

поле скрыўляецца больш рэзка каля дзірак, і меньшая доля поля пранікае ў паветраную вобласць. Гэта настолькі змяншае паказнік кантрасту, што з'яўленне вышэйшай моды становіцца немагчымым [11].

ВФК на аснове размеркавання паказніка праламлення з'яўляюцца найбольш распаўсюджанымі і маюць меншыя патрабаванні да структурнай узгодненасці. ВФК звычайна характарызуюцца серыяй дзірак, якія прабягаюць уздоўж валакна па ўсёй даўжыні размяшчаючыся ў мікраскапічнай структуры вакол унутранага стрыжня. Да выцягвання структура фарміруецца складваннем сілікатных трубак. Гэтая працэдура дазваляе ствараць шчыльна-упакаваныя структуры, дзе стрыжань валакна можа быць рэалізаваны замяшчэннем полых трубак суцэльнымі сілікатнымі стрыжнямі. Такі спосаб фарміравання валаконных загатовак дазваляе змяняць геаметрыю унутранага стрыжня, які можа быць зроблены як цыркулярна сіметрычным, так вельмі асіметрычным пры замяшчэнні некалькіх трубак. Такое замяшчэнне прыводзіць да стварэння ва ўнутраным стрыжні валакна вобласці з высокім паказнікам праламлення, што дазваляе праводзіць святло праз *M-TIR*. У стандартных валаконных сістэмах перадачы неаднароднасці ва ўнутраным слое прыўносяць выпадковае двайное праменепраламленне, якое прыводзіць да выпадков-ай палярызацыі святла. Такая праблема ў фатоннакрышталічных валокнах з сіметрычным стрыжнем пераадолена шляхам свядомага ўвядзення большага паказніка двайнога праменепраламлення. Гэта дасягаецца прыкладаннем напружання да ўнутранай вобласці валакна, такім чынам ствараючы двайное праменепраламленне $\Delta n \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Выкарыстоўваючы вялікі кантраст паказніка праламлення ў ВФК у спалучэнні з асіметрычным відам унутранага стрыжня дазваляе стварыць двайное праменеым відам унутранага стрыжня дазваляе стварыць дваиное прамене-праламленне, па меншай меры на адзін парадак вышэйшае чым у звычайных ВФК. Мэтай стварэння высока праменепраламляючых валокан з'яўляецца змяншэнне ўзаемадзеяння паміж артаганальнымі станамі асноўнай моды. Гэта найбольш дарэчы, калі не падтрымліваюцца моды вышэйшага парадку. Эксперыментальна паказана, што ВФК з асіметрычным стрыжнем падтрымліваюць моду другога парадку з прыведзенай частатой адсечкі $\Lambda/\lambda = 1.67$ для памеру дзірак $d/\Lambda = 0.4$, дзе d - дыяметр дзіркі, Λ - перыяд чаргавання дзірак. Валокны з памерам дзірак $d/\Lambda = 0.35$ таксама падтрымліваюць моду другога парадку [10].

Тэарэтычна прадказанае двайное праменепраламленне для шэрагу валокан з рознымі памерамі дзірак паказана на мал. 16. Праменепраламленне значна павялічваецца з павелічэннем памеру дзірак. Важна зазначыць, што толькі валокны з памерам $d/\Lambda = 0.30$ ці меншым могуць класіфікавацца як бясконца аднамодавыя. Аднак для ўсіх даследуемых валокнаў праменепраламленне дасягае свайго максімуму ў выпадку, калі валакно аднамодавае. Так валакно з памерам дзірак $d/\Lambda = 0.70$ дасягае максімуму велічыні $\Delta n = 7.7 \cdot 10^{-3}$ пры прыведзенай частаце $\Lambda / \lambda = 0.66$. З-за таго, што валакно дасягае адсечкі пры прыведзенай частаце $\Lambda/\lambda = 0.72$, на яго вытворчасць накладаюцца строгія патрабаванні для функцыянавання на патрэбнай даўжыні хвалі (так функцыянаванне на даўжыні 1.55 мкм патрабуе, каб пастаянная рашоткі фатоннага крышталя была меней чым 100 нм). Эксперыментальнае вымярэнне, праведзенае для валакна з асіметрычным стрыжнем даўжынёй 5 м і $\Lambda/\lambda = 0.75$, з выкарыстаннем некагерэнтнай крыніцы святла цэнтраванай каля 1.55 мкм, паказала праменепраламление 9.3.10⁻⁴ для асноўнай моды і 3.6 · 10⁻⁴ для моды вышэйшага парадку. Гэта вельмі добра адпавядае з тэарэтычнымі прадказаннямі, згодна з якімі для $\Lambda/\lambda = 2.9$ праменепраламление для асноўнай моды прымае прыблізнае значэние 1.0 · 10⁻³. Двайное праменепраламление для вышэйшай моды аказалася ніжэйшым, чым для асноўнай, як і патрабавала тэорыя. Патрэбна падкресліць, што ніякай інтэрферэнцыі паміж палярызацыйнымі станамі розных мод эксперыментальна не назіралася. Такім чынам, выкарыстоўваючы вялікі кантраст паказніка праламлення ў ВФК у спалучэнні з асіметрычнай формай унутранага стрыжня, можна дасягнуць двайнога праменепраламлення на адзін парадак вышэйшага, чым для сучасных высокапраменепраламляючых валокнаў [10].



Мал. 16 Залежнасць праменепраламлення ад памеру дзірак Памеры дзірак змяняюцца ад $d/\Lambda = 0.30$ да 0.70 з крокам у 0.10. Для кожнага выпадку крыжыкам паказана адсечка другога парадку, за выключэннем памеру 0.30, так як такое валакно з'яўляецца бясконца аднамодавым [10]

Эксперыментальна было паказана, што ВФК валодаюць палярызацыйнымі і праменепраламляючымі ўласцівасцямі. Для вывучэння віда поля і некаторых мод вышэйшага парадку выкарыстоўваўся вектарны метад, які паказаў,што ВФК з вялікімі дзіркамі могуць быць высока праменепраламлючымі, калі дэфармаваць унутранае кальцо. Для ВФК з малой доляй запаўнення паветрам дастаткова скалярнага апісання. На сённяшні дзень практычна даказана, што асноўныя моды амаль лінейна палярызаваны, што і чакалася для адносна слабакіруемых сістэм, і ніякага значнага двайнога праменепраламлення не назіраецца для ўнутрана несіметрычных валокан.

Асаблівую цікавасць маюць мадыфікацыі фатонна-крышталічных валокан. Так, валаконныя фатонныя крышталі з эліптычнымі паветранымі дзіркамі з'яўляюцца праменепраламляючымі, што дазваляе праверыць узаемадзеянне незвычайных дысперсійных уласцівасцяў звычайных ВФК з моцна палярызацыйна-залежнымі эфектамі. Было паказана, што параметры двайнога праменепраламлення залежаць ад частаты па-іншаму, чым звычайныя двухпраламляючыя сістэмы. Больш таго, можна атрымаць вялікае двайное праменепраламленне пры нязначнай групавой хуткасці. Было паказана, што шматлікія ўласцівасці ВФК з эліптычнымі дзіркамі моцна залежаць ад асноўных выпраменьваемых мод чыстай гексаганальнай структуры – вектарных адпаведнікаў так званай асноўнай прасторазапаўняючай моды [10].

Агульная форма валаконных фатонных крышталяў з эліптычнымі дзіркамі паказана на мал. 17. Паветраныя поласці размешчаны ў гексаганальнай рашотцы з перыядам Λ . Паказнік праламлення ў вобласці крэмнія роўны 1.45. Дзіркі харакатарызуюцца плошчай A і каэфіцыентам эліптычнасці $\eta = b/a$, дзе b і a – большы і меншы дыяметр адпаведна. Значная ўвага была надзелена здольнасці фатонных крышталяў генерыраваць новыя профілі дысперсіі групавой функцыі. Было паказана, што такія крышталі, як і ўсе валаконныя фатонныя крышталі, валодаюць анамальнай дысперсіяй у блізкай бачнай вобласці [10]. Магчымасць стварэння валокан з анамальнай дысперсіяй групавых хуткасцяў у бліжэйшым ІЧ дыяпазоне забяспечвае перспектывы для стварэння салітонных ліній сувязі з працягласцю асобнага імпульса ў фемтасекундным дыяпазоне, паколькі менавіта ў гэтым дыяпазоне найбольш развітая фемтасекундная лазерная тэхніка [2]. Да 2006 г. плануецца атрымаць гатовыя да эксплуатацыі салітонныя лініі працягласцю да 10 000 км.

Для валокан з плошчай дзірак A=0.28 мкм², пастаяннай рашоткі $\Lambda=2.58$ мкм і паказніка элептычнасці $\eta=3$ былі атрыманы сплюшчаныя дысперсійныя профілі даўжынёй каля некалькіх соцен нанаметраў вакол $\lambda=1.55$ мкм, прычым для *х*-моды і *у*-моды распаўсюджвання святла ў валакне назіраліся дысперсіі роўныя па велічыні, але супрацьлеглыя па

знаку. Для ВФК з элептычнымі поласцямі ў выпадку большай долі запаўнення з A=0.30 мкм², $\Lambda=1.42$ мкм і $\eta=2$ была атрымана роўная і супрацьлеглая дысперсія на даўжыні хвалі $\lambda=980$ нм.



Мал. 17. Разрэз валаконнага фатоннага крышталя з эліптычнымі дзіркамі Эліпсы заўсёды арыентаваны большым радыусам уздоўж каардынаты у [11]

У такіх валокнах была вынайдзена агульная рыса: для доўгіх хваляў назіраецца звязаная *х*-мода, якая ў рэшце рэшт перакрываецца з *у*палярызаваным станам. Значэнне *х*-звязанай моды можа ляжаць ніжэй значэння выпраменьваемай моды, і *х*-мода з'яўляецца ў гэтым рэжыме фактычна не шчыльнай. У выніку валакно відавочна падтрымлівае толькі адну *у*-палярызаваную моду. Частата адсечкі для *х*-моды з'яўляецца функцыяй эліптычнасці поласцяў, прычым частата адсечкі павялічваецца з павелічэннем эліптычнасці. Эфектыўная плошча моды павялічваецца з памяншэннем плошчы дзіркі пры дадзенай частаце. Такім чынам, эксперыментальна былі паказаны палярызыцыйныя ўласцівасці валокан дадзенай мадыфікацыі.

Пры стварэнні сучасных ВФК з маленькімі дзіркамі (дыяметр $d \le 0.2$ мкм), якія валодаюць такімі асаблівымі ўласцівасцямі як адсечка *x*-моды, аднамодавая аднапалярызацыя, вельмі істотнымі з'яўляюцца адхіленні ў значэннях памеру і формы дзіркі. Вельмі часта дзіркі ўжо пры вытворчасці атрымліваюцца злёгку эліптычнымі, але рознай арыентацыі, і ўнутранае кальцо дзірак можа быць вельмі адчувальным да зменаў у форме з-за недасканаласцяў у працэсе стварэння валокан. Таму валокны атрымліваюцца з рознымі формамі і памерамі дзірак, дзе сярэдняя элептычнасць з'яўляецца ненулявой. З іншага боку, валокны з большымі поласцямі, створаныя для дэманстрацыі кіравання святлом забароненых зон, паказалі выдатную ўзгодненасць у рашотцы. Большыя дзіркі ў кожным стрыжні лепей здольныя супрацьстаяць самаразбурэнню ў працэсе стварэння валакна. Магчыма, што любая эліптычнасць, нададзеная дзіркам у зыходных стрыжнях, застанецца адносна некранутай пры выплаўцы. Калі ўлічыць, што кожная дзірка ствараецца адным шкляным стрыжнем, дыяпазон элептычнасці будзе абмежаваны η ≤ 2–3. Такім чынам, валокны з вялікімі поласцямі і вялікай элептычнасцю могуць быць атрыманы толькі пры выкарыстанні новых тэхналогій вытворчасці [11].

Стварэнне валокан з дысперсіяй групавых хуткасцяў, блізкай да нуля ў шырокім дыяпазоне спектра, дазволіць павялічыць як хуткасць перадачы ў адным інфармацыйным канале, так і лік інфармацыйных каналаў у частотнага мультыплексавання (ушчыльнення) аптычных сістэмах сігналаў [2]. Выкарыстанне фатонных крышталяў у сістэмах мультыплексацыі, у прыватнасці ў прыстасаваннях мультыплексацыі па даўжыні хвалі высокай шчыльнасці, выкарыстоўваемых у тэлекамунікацыі, дазволіць значна зменшыць памер гэтых прыстасаванняў. Так як выкарыстоўваемы звычайны мультыплексар-дэмультыплексар мае вельмі вялікія памеры з-за слабога звязвання мод у гарызантальна арыентмеханізмах сувязі. Прыстасаванні, якія выкарыстоўваюць аваных вертыкальныя механізмы сувязі, – 4-х канальны мультыплексардэмультыплексар з 17-нанаметровымі каналамі і дзвюхканальны з 11нанаметровымі каналамі маюць меншыя памеры, але ўсё ж у парадках міліметраў-сантыметраў. Такія сістэмы патрабуюць высокадакладнага кантролю даўжыні хвалі крыніцы святла і мультыплексатара-дэмультыплексатара па даўжыні хвалі, што можа быць забяспечана пры выкарыстанні тэхналогіі фатонных крышталяў.

Дадзеныя задачы былі вырашаны пры дапамозе фатоннага крышталя, створанага з дыэлектрычных слупоў у паветры. Для таго, каб прыблізна ацаніць даўжыню ўзаемадзеяння ў створаным прыстасаванні для патрэбнага праводжання канала, была выкарыстана тэорыя звязаных мод, якая паказала, што памеры прыстасавання значна зменшыліся да некалькіх соцен мікраметраў з каналам праводжання ў 20 нм, выкарыстоўваемым у шырокапалосных сістэмах мультыплексацыі па даўжыні хвалі высокай шчыльнасці. Аднак хваляводы, створаныя на аснове двухмерных ФК з абасобленымі слупамі канечнай даўжыні, маюць значны недахоп з-за стратаў на дыфрацыях. У гэтым плане фатонныя крышталі, ўтвораныя як цыліндрычныя адтуліны ў дыэлектрычным матэрыяле, з'яўляюцца лепшымі [6].

Заключэнне

Фатонныя крышталі даюць якасна новыя магчымасці кіравання светлавымі патокамі, дзякуючы наяўнасці поўнай забароненай зоны ў шчыльнасці электрамагнітных станаў у зададзенай вобласці частот. Такія магчымасці былі ўжо прадэманстраваныя для мікрахвалевай вобласці, але тэорыя прадказвае магчымасць існавання фатонных крышталяў, валодаючых поўнай забароненай зонай у інфрачырвоным і нават у бачным дыяпазонах святла. Не зважаючы на цяжкасці, якія непамерна ўзрастаюць па меры павелічэння частаты забароненай зоны пры стварэнні фатонных крышталяў, можна спадзявацца на іх пераадоленне з часам. На сучасным этапе на базе тэорыі фатонных крышталяў ужо рэлізаваны такія прыстасаванні як вертыкальны лазер (поласць рэзанатара змешчана паміж дзвюма брэгаўскімі адбівальнікамі), рэзанатар, аптычны хвалявод у двухмерным фатонным крышталі, аптычнае валакно на аснове ФК.

Літаратура

- 1. Кособукин В.А. Фотонные кристаллы // Окно в микромир. 2002. № 4. С. 4–9.
- 2. Васильев В.Н., Беспалов В.Г. Информационные технологии, оптический компьютер и фотонные кристаллы // Проблемы когерентной и нелинейной оптики. 2000. № 1. С. 88–109.
- 3. Калитеевский М.А. Фотонные кристаллы: физические основы и возможные применения // http://edu.ioffe.ru/register/?doc=winter/2002/ main/kalit.tex.
- 4. Characteristics of a photonic bandgap single defect microcavity electroluminescent device / W. D. Zhou, J. Sabarinathan, P. Bhattacharya et. al. // IEEE J. of Quant. Electron. 2001. Vol. 37, No. 9. P. 1153–1160.
- Semiconductor lasers with 2-d-photonic crystal mirrors based on a wet-oxidized Al2O3-mask / J. Moosburger, M. Kamp, F. Klopf et. al. // IEEE Photon. Techn. Lett. 2001. Vol. 13, No. 5. P. 406–408.
- 6. Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers / M. Koshiba // J. of Lightwave Techn. 2001. Vol. 19, No. 12. P. 1970–1975.
- Performance of waveguide-based two-dimensional photonic-crystal mirrors studied with Fabry–Pérot resonators / M. Rattier, H. Benisty, C. J. Smith et. al. // IEEE J. of Quant. Electron. 2001. Vol. 37, No. 2. P. 237–243.
- 8. Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs / W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert et. al. // IEEE Photon. Techn. Lett. 2001. Vol. 13, No. 6. P.565–567.
- Mekis A., Joannopoulos J. D. Tapered couplers for efficient interfacing between dielectric and photonic crystal waveguides // J. of Lightwave Techn. 2001. Vol. 19, No. 6. P. 861–865.
- Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers / T. P. Hansen, J. Broeng, S.E. Libori et. al. // IEEE Photon. Techn. Lett. 2001. Vol. 13, No. 6. P. 588–590.
- 11. Steel M. J., Osgood R. M. Polarization and dispersive properties of elliptical-hole photonic crystal fibers // J. of Lightwave Techn. 2001. Vol. 19, No. 4. P. 495–503.