

## Тема 11. З'єднувачі.

### Лекція 11.

З'єднувачі. З'єднання волоконних світловодів поміж собою, з'єднання джерел світла з ВС, з'єднання волоконних світловодів з інтегрально-оптичними хвилеводами.

Волокна у оптичних системах для передачі сигналів повинні бути зв'язані з збуджуючими їх джерелами світла та з оптичними детекторами, що приймають ці сигнали. Якщо по умовам експлуатації оптичні пере датчики та приймачі неможливо з'єднати одним відрізком волокна, то необхідні додаткові з'єднувачі, щоби з'єднати дві або більше секцій. В оптичній системі зв'язку присутні як стаціонарні, так і нестаціонарні з'єднання між волокнами, а також оптичні переходи від джерел світла до волокон і від них до фотодетекторів. Стаціонарні і нестаціонарні волоконні з'єднуючи пристрої зв'язують волокна однакового поперечного перерізу. Вони утворюють звичайні з стаціонарні, так і нестаціонарні з'єднання встик. Переходи між вихідними отворами оптичних пере датчиків та волокнами або між волокнами та вхідними отворами оптичних приймачів залежать від форми та розміру цих вхідних та вихідних отворів. Якщо у вихідному отворі пере датчика збуджуюча волокно хвиля та моди волокна мають аналогічний розподіл поля, то хорошу ефективність забезпечує з'єднання волокна встик з отвором. Але якщо ці розподіли полів значно відрізняються по розповсюдженню у протилежному напрямку або по формі або по обох показниках разом, то для досягнення кращої ефективності збудження є необхідним спеціальний перехід, який повинен трансформувати один розподіл поля у інший. Тому при проектуванні волоконних зчленувань та переходів необхідно перш за все проаналізувати збудження волоконних мод при забезпечуванні з'єднання між волокнами або між волокном та оптичним волокном іншого типу.

*Аналіз збудження мод волокна.* У з'єднаннях оптичних хвилеводів обидва хвилеводи безпосередньо приєднуються один до одного встик або з невеличким зазором між торцями. Як приклад на **рис. 1** показано таке з'єднання між прямокутним смугастим світловодом та круглим двошаровим волокном. Передній торець волокна відбиває деяку кількість світла, що падає на нього. Для зменшення цього відбивання місце з'єднання занурюють у рідину,

яка узгоджує показники заломлення обох хвильоводів. Замість цієї узгоджуючої рідини стаціонарне з'єднання можна також заповнити матеріалом, що після затвердіння, має необхідний для узгодження показник заломлення. Якщо обидва хвильоводи розрізняються показниками заломлення, то показник заломлення узгоджуючої рідини повинен мати проміжне значення між показниками заломлення обох хвильоводів. Окрім занурення в узгоджуючу рідину торцеві поверхні можуть покриватися узгоджувачами шарами товщиною в  $\frac{1}{4}$  довжини хвилі. Їх показники заломлення мають проміжне значення між відповідними величинами хвильоводів, що з'єднуються. Якщо обидва хвильоводи можна з'єднати без зазору, то для узгодження показників заломлення  $n_i$  та  $n_f$  обох хвильоводів необхідно використати лише один чвертьхвильовий шар з показником заломлення  $n_m$ , що задовольняє умові

$$n_m^2 = n_i n_f \quad (1)$$

Якщо при цьому обидва хвильоводи мають однакові або близькі показники заломлення  $n_i \approx n_f$ , то природно ніякого узгоджувачого шару між ними не потрібно.

Припустимо, що зчленування, яке представлено на **рис. 1**, занурюється у відповідну узгоджуючу рідину, і тому при аналізі можна нехтувати залишковим відбиванням. Нехай хвиля або пучок хвиль, що випромінюються первинним хвильоводом, мають на передньому торці волокна розподіл електричного поля  $E_0$ . Припустимо, що ця хвиля несе одиничну потужність. Якщо обидва хвильоводи з'єднуються безпосередньо без будь-якого зазору, то величина  $E_0$  дорівнює величині електричного поля  $E_i$  падаючої хвилі з одиничною потужністю у первинному хвильоводі

$$E_0 = E_i \quad (2)$$

Якщо обидва хвильоводи розташовуються на відстані  $z$  один від одного (**рис. 1**), то поле  $E_0$  близько до поля випромінювання торця первинного хвильоводу. Теорія дифракції Кирхгофа призводить до наступного наближення для цього поля випромінювання:

$$\mathbf{E}_0 = \frac{1}{4\pi} \int \int_{S_i} \mathbf{E}_i \exp(-jk_m r) [-jk_m + (-jk_m + 1/r)(z/r)] dS / r \quad (3)$$

де  $k_m = n_m k$  означає хвильове число узгоджуючого середовища між обома хвилеводами, а  $r$  - відстань між точками на торці первинного хвилеводу та торцевої поверхні  $S_f$  волокна. У виразі (3) вважається, що відстань  $z$  не є занадто малою. Для дуже малих відстаней між двома хвилеводами поле  $\mathbf{E}_0$  отримується інтерполяцією між значеннями  $\mathbf{E}_0$ , що відповідають формулам (2) та (3).

Падаюча хвиля збуджує спрямовані моди та моди випромінювання волокна електричні поля яких у торцевій площині дають представлення виду  $\mathbf{E} = \sum_{\mu} \mathbf{E}_{\mu}$ . Підсумовування розповсюджується по

всім спрямованим модам серцевини та оболонки волокна, воно також включає інтегрування по неперервному спектру мод випромінювання. Ортогональність між всіма спрямованими модами у слабоспрямовуючих волокнах можна виразити згідно співвідношенню:

$$\left| \int \int E_{\mu} E_{\nu} dS_0 \right| = \left[ (\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2} / n_1 \right] P_{\mu} |\delta_{\mu\nu}| \quad (4)$$

де  $P_{\mu}$  означає потужність, яку передає мода  $\mu$  з електричним полем  $E_{\mu}$ . Умова, подібна (4) має місце і для ортогональності між спрямованими модами і модами випромінювання, а також між самими модами випромінювання. При включенні в розгляд мод оболонки волокна немає необхідності розглядати моди випромінювання. Більш того, оскільки практичний інтерес представляє тільки та потужність, з якої поле падаючої хвилі збуджує моди серцевини, то збудження мод випромінювання а також мод оболонки не буде розглядатися.

Оскільки поле  $\mathbf{E} = \sum_{\mu} \mathbf{E}_{\mu}$  на передньому торці волокна збуджується полем  $\mathbf{E}_0$  падаючої хвилі, ці поля повинні дорівнювати одне одному:

$$\mathbf{E}_0 = \sum_{\mu} \mathbf{E}_{\mu} \quad (5)$$

Якщо утворимо скалярний добуток цієї рівності з вектором  $\mathbf{E}_{\mu}$ , проінтегруємо його по всьому поперечному перерізу і застосуємо умову ортогональності (4), то відмінними від нуля членами у правій частині будуть ті, для яких  $\mu = \nu$  а вектор  $\mathbf{E}_{\nu}$  має ту ж саму поляризацію, що і вектор  $\mathbf{E}_{\mu}$ . Потужність, з якої збуджується мода  $\nu$  даної поляризації визначається виразом

$$P_{\nu} = \left| n_1 (\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \iint \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{\nu} dS \right| \quad (6)$$

Вище вважалось, що вектор  $\mathbf{E}_0$  представляє собою поле падаючого випромінювання одиничної потужності. При цій умові величина  $P_{\nu}$  має зміст ефективності, з якої поле  $\mathbf{E}_0$  збуджує моду  $\nu$  волокна. кприклад розглянемо гаусів хвильовий пучок, що зображено на **рис. 2**, який падає на градієнтне волокно, причому вісь пучка відхилена на кут  $\Delta\alpha$  відносно осі волокна і зміщена на його передньому торці на відстань  $\Delta x$ . Мінімальний радіус плями  $w_i$  знаходиться на відстані  $\Delta z$  від торця волокна, тому згідно рівняння  $R(z) = z + w_0^4 \beta^2 / 4z$  (де  $R$ - радіус кривизни фазового фронту,  $z$ - аксіальна відстань,  $w$  – розмір плями,  $\beta$ - фазова стала), його фазовий фронт на торці волокна викривлено з радіусом

$$R(z) = \Delta z + w_i^4 k_m^2 / 4\Delta z \quad (7)$$

Таке збудження градієнтного волокна гаусовим хвильовим пучком забезпечується лазером, який має оптичний резонатор з фокусуючими дзеркалами; у резонаторі відбуваються коливання низчого порядку. Той же ефект спостерігається коли в якості первинного хвилеводу, що розташований на відстані  $\Delta z$  від переднього торця, використовують градієнтне волокно з параболічним профілем показника заломлення, причому падаючою є його основна мода, тобто мода низчого порядку.

При малому зміщенні  $\Delta x$  та малих нахилах падаючої моди пучка оцінка виразу (6) призводить до наступному виразу для ефективності збудження основної моди:

$$P_{00} = \frac{4}{\left(\frac{w_0}{w} + \frac{w}{w_0}\right)^2 + \left(\frac{k_m w w_0}{2R}\right)^2} - \frac{\Delta x^2}{2} \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{w_i^2}\right) - \frac{k_m^2 \Delta \alpha^2}{2} (w_0^2 + w_i^2) \quad (8)$$

У випадку відсутності зміщення або нахилу у правій частині цієї формули залишається лише перший член. На **рис. 3** цей член зображено в функції  $w/w_0$  при різних значеннях параметру  $\sigma = k_m w_0^2 / R$ . При 100% ефективності мода падаючого пучка повинна узгоджуватися з основною модою волокна так, щоби мінімальний переріз пучка поміщується на передньому торці волокна, а радіус його плями  $w_i$  підібрано рівним радіусу плями  $w_0$  основної моди волокна. Любі відхилення від цих ідеальних значень збудження зменшують величину  $p_{00}$ . При наявності згаданих вище відхилень падаюча мода пучка збуджує також моди вищих порядків, з якими розповсюджується деяка частина потужності.

Якщо два різних градієнтних волокна з параболічними профілями показника заломлення з'єднуються безпосередньо один з одним без будь-якого нахилу та зміщення та без зазору між їх торцями, то основна мода з радіусом плями  $w_i$ , що падає від первинного волокна, збуджує основну моду з радіусом плями  $w_0$  у вторинному волокні з ефективністю

$$p_{00} = 4 / (w_0 / w_i + w_i / w_0)^2 \quad (9)$$

Ця формула впливає з виразу (8) при  $w = w_i$  та  $R \rightarrow \infty$ ; вона представлена кривою на **рис. 3** при  $\sigma = 0$ .

Вплив нахилів та зміщень моди падаючого пучка на ефективність збудження враховується другим та третім членами у правій частині рівняння (8). Особливо критичними є нахили при яких збудження спадає із зростанням квадрата відношення радіуса плями

до довжини хвилі. Це такий же вид критичної чутливості, який проявляється по відношенню до мікрОВИГНАМ.

Розглянемо тепер двошарове волокно з ступінчастим профілем показника заломлення (радіус серцевини  $a$ , показники заломлення серцевини  $n_1$ , та оболонки  $n_2$ ) замість градієнтного (рис. 2). На рис. 4 показано ефективність збудження при рівних нулю зміщенні  $\Delta x$ , нахилі  $\Delta \alpha$  та зсуві  $\Delta z$  моди падаючого пучка. Для рис. 4 вибрано типову різницю показників заломлення серцевини та оболонки у випадку падіння моди пучка із вільного простору з  $n_m = n_0 = 1$ . Показані дані обчислень для різних значень  $a/\lambda$  в одномодовій області та для типового багатомодового випадку (зображена ефективність збудження не тільки для основної, але і для трьох наступних мод вищого порядку. Ефективність збудження основної моди як функція відношення  $w_i/a$  має максимум. Цей максимум майже не залежить від відношення  $a/\lambda$ , але з його збільшенням переміщується в сторону менших значень відношення  $w_i/a$ . На рис. 5 показано це оптимальне значення  $w_i/a$  в залежності від  $a/\lambda$  для максимальної ефективності збудження основної моди волокна при різних різницях показників заломлення серцевини та оболонки. В багатоходовій границі при дуже великих відношеннях  $a/\lambda$  оптимальна величина наближується до значення

$$(w_i / a)_{opt} = 0.64 \quad (10)$$

незалежно від різниці показників заломлення серцевини та оболонки.

Якщо мода пучка зміщена на величину  $\Delta x$  від осі волокна, то ефективність збудження зменшується (рис. 6).

**Зчленування та зрощування волокон.** При зчленуванні або зрощуванні волокон з однаковими номінальними розмірами серцевин та однаковим розподілом показників заломлення кращу ефективність зв'язку забезпечує торцеве зчленування. Щоби звести до мінімуму втрати при зв'язку, хвилеводи повинні зчленуватися з невеличкими зазорами між їх торцевими поверхнями без осьових зміщень та нахилів. Особливо чутливі до всіляких зміщень та нахилів торцеві зчленування одномодових волокон. На рис. 7 показано ефективність зв'язку одномодового хвиле водного зчленування для типових значень відносного розміру серцевини волокна та відносної різниці

показників заломлення серцевини та оболонки. На **рис. 7а** ефективність представлена у функції зміщення  $\Delta x$  між обома волокнами при нульових нахилу та зазорі між їх торцевими поверхнями. На **рис. 7б** показана ефективність зчленування в функції кута нахилу для нульового зміщення та нульового зазору між волокнами. Щоби втрати при зчленуванні були низькими, волокна не повинні бути нахилені відносно один одного більш ніж на  $1^\circ$ . Ефективність зчленування при нульовому нахилі та відсутності зміщення показана на **рис. 7в** в функції зазору між торцями волокон. З цього графіку видно, що починаючи з деяких зазорів між волокнами в зчленуванні, ефективність зв'язку змінюється мало.

Розглянемо тепер торцеве зчленування із зміщенням  $\Delta x$  між двома волокнами, що показані на **рис. 8**. З чотирьох областей, що показані на **рис. 8**, волокна перекриваються лише у областях *I* та *II*. Якщо потужність подається від волокна *i*, то до збудження мод у волокні *o* призводять лише ті її частини, які у місці зчленування передаються областями *I* та *II*. У всій області *I* числова апертура волокна *i* менше числової апертури волокна *o*. Тому вся потужність, що проходить через цю область, буде прийматися волокном *o*. Цю потужність можна розрахувати з використанням наступного інтегралу по області *I*:

$$P_{II} = \frac{2S(0)}{n_1^2 - n_2^2} \int_0^{\varphi_1} \int_{r_1}^a [n^2(r) - n_2^2] r dr d\varphi \quad (11)$$

де границі інтегрування даються виразами

$$r_1 = \Delta x / 2 \cos \varphi \quad (12)$$

та

$$\varphi_1 = \arccos(\Delta x / 2a) \quad (13)$$

що стосується області *II*, то у ній волокно *i* має більшу числову апертуру у порівнянні з волокном *o*. Тому волокно приймає тільки частину потужності, що падає з волокна *i* в цю область. Влюбій області *II* волокно *o* приймає випромінювання в межах такої ж числової апертури, в який волокно *i* випромінює його в симетричній точці області *I*. Тому потужність, яку волокно *o* отримує в області *II*, дорівнює потужності, що випромінює волокно *i* в області *I*.

Всього волокно  $o$  отримує потужність, що дорівнює  $2P_{II}$ , а ефективність зв'язку складає

$$p = 2P_{II} / P \quad (14)$$

де  $P$  означає повну падаючу потужність

$$P = \frac{2\pi S(0)}{n_1^2 - n_2^2} \int_0^a [n^2(r) - n_2^2] r dr \quad (15)$$

Щоби визначити ефективність зв'язку, інтеграли в рівняннях (11) та (15) у загальному випадку повинні бути вирішені чисельно. У випадку параболічного профілю показника заломлення обчислення цих інтегралів призводить до наступного аналітичного виразу

$$p = \frac{2}{\pi} \arccos\left(\frac{\Delta x}{2a}\right) - \frac{\Delta x}{\pi a} \left[ 4 - \left(\frac{\Delta x}{a}\right)^2 \right]^{1/2} \left\{ 1 - \frac{1}{12} \left[ 2 + \left(\frac{\Delta x}{a}\right)^2 \right] \right\} \quad (16)$$

При малих зміщеннях воно апроксимується наступним чином:

$$p \approx 1 - \frac{8\Delta x}{3\pi a} \quad (17)$$

це співвідношення забезпечує 1% точність в межах  $\Delta x/a < 0.4$ . Волокно із ступінчастим профілем показника заломлення має постійну числову апертуру в перерізі серцевини, а при рівномірному розподілу потужності між модами – також постійну інтенсивність в цьому перерізі. Ефективність зв'язку при зчленуванні з зміщеним волокном в цьому випадку є просто відношенням площі перекриття до поперечного перерізу серцевини

$$p = \frac{2}{\pi} \arccos\left(\frac{\Delta x}{2a}\right) - \frac{\Delta x}{\pi a} \left[ 1 - \left(\frac{x}{2a}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (18)$$

В випадках малих зміщень цей вираз апроксимується наступним чином



$$p \approx 1 - \frac{2\Delta x}{\pi a} \quad (19)$$

що є точним у межах 1% для  $\Delta x / a < 0.6$ . Графіки залежностей (16) та (18) та їх відповідних наближень (17) та (19) представлені на **рис. 9**. Порівняння **рис. 7а** та **рис. 9** показує, що у багатомодовому волокні можна допустити майже таке саме зміщення, що віднесено до розміру серцевини, як і у випадку одномодового волокна, якщо потрібна та ж сама ефективність зв'язку, хоча у абсолютних величинах, ясна річ, у багатомодових волокон з більшими діаметрами зміщення може виявитися набагато більшим.

Перед тим як зчленувати або зрощувати волокна один з одним, необхідно підготувати їх торцеві поверхні так, щоби вони були оптично плоскими і перпендикулярними до осі волокна. Для цього розроблені спеціальні методики. Відомо, що скляні волокна, що тонші за певний діаметр ламаються утворюючи рівні та перпендикулярні відносно осі торцеві поверхні. Для цього на волокнах, що попередньо напружені поблизу границі міцності наносять мітку (наприклад алмазом). Розрив в цих умовах виникає в тій точці волокна, де була нанесена мітка. На **рис. 10** показана схема пристрою, що дозволяє шляхом нанесення мітки ламати вигнуті волокна, що знаходяться під напруженням. Волокно під контрольованим напруженням до радіуса кривизни  $\rho \geq \rho_0$  за допомогою форми, поверхня якої має відповідне покриття для вільного ковзання по ньому волокна. Потім на волокно опускають лезо для нанесення мітки і підбирають необхідний тиск, під дією воно рухається поперек волокна.

При з'єднанні волокон їх торцеві поверхні повинні бути належним чином розташовані одне проти іншого, щоби співпадали серцевини. Вирівнювання серцевин особливо важке у випадку одномодових волокон. Діаметр їх світловедучих серцевин є мали порівняно із зовнішнім діаметром, і в залежності від методу виготовлення серцевини мають більшу або меншу ексцентриситет по відношенню одна до іншої. Вирівнювання серцевин волокон пояснюється на **рис. 11**. Торці волокон розміщують та приклеюють у клиноподібних пазах, які виточені у штифтах у поздовжньому напрямку до такої глибини, щоби кожна вісь мала ексцентриситет  $e$  відносно осі штифта. Штифти у свою чергу вставлені у два

паралельних паза різної глибини у спільній опорі. Їх осі, таким чином, зміщені одна відносно іншої з ексцентриситетом  $b$ . Якщо обидва штифти обертаються, їх можна перемістити у таке положення, де осі серцевин співпадуть.

**Оптичні переходи.** Оптичні хвилеводи, що розрізняються по формі поперечного перерізу або по розмірам або і по тому і іншому, неможливо з'єднувати безпосередньо одним з одним торцевими зчленуваннями. У таких членуваннях багато потужності втрачалось б на випромінювання або перетворення у інші, небажані моди.

Розглянемо спочатку перехід від одного гаусового пучка до іншого. Для узгодження різних гаусових пучків необхідно лише помістити лінзу з відповідною фокусною відстанню  $f$  на відповідній відстані від падаючого пучка та того що пройшов лінзу. На **рис. 12** показано такий лінзовий трансформатор, що розташований між двома гаусовими пучками. Якщо мінімальний радіус плями одного пучка дорівнює  $w_1$ , а іншого -  $w_2$ , то лінза з фокусною відстанню

$$f > f_0 = \pi w_1 w_2 / \lambda \quad (20)$$

буде перетворювати розподіл поля в одному пучці у відповідний розподіл поля у іншому пучці, якщо перерізи з мінімальними розмірами пучків розташовані на відстанях

$$d_1 = f \pm (w_1 / w_2)(f^2 - f_0^2)^{1/2} \quad (21)$$

та

$$d_2 = f \pm (w_2 / w_1)(f^2 - f_0^2)^{1/2} \quad (22)$$

від центральної площини узгоджуючої лінзи. Лінза з мінімальною фокусною відстанню  $f_0$ , згідно з співвідношенням (20) повинна розміщуватися точно у центрі між мінімальними перерізами обох пучків.

Перехід від еліптичного світлового пучка до кругового реалізується з використанням пристрою, що показано на **рис. 13**. Еліптичний світловий пучок з компланарними звуженнями променя та мінімальними розмірами плями  $w_x$  та  $w_y$  узгоджується з круглим пучком, який має мінімальний радіус плями  $w_0$ . Для досягнення

найбільшої ефективності зв'язку фокусні відстані  $f_x$  та  $f_y$  схрещених циліндричних лінз та відстані між лінзами та торцевими поверхнями обох хвильоводів повинні бути вибрані таким чином, щоби отримати круглий пучок з радіусом плями  $w_0$  на передньому торці волокна.

Оптичні хвильоводи різної форми і з різними розмірами поперечного перерізу можна також узгоджувати за допомогою плавних хвильоводних переходів від одного перерізу до іншого. Такі хвильоводні переходи особливо хороші, якщо хвильовод необхідно об'єднати з планарною оптичною системою. На **рис. 14** показані втрати на випромінювання при переході між одномодовими волокнами з діаметрами серцевин  $2a = 0.82\lambda$  та  $2a = 0.4\lambda$ , причому показники заломлення серцевини  $n_1 = 1.43$ , а оболонки  $n_2 = 1$ . Втрати на випромінювання швидко зменшуються якщо довжина переходу перевищує  $L > 10a$ .

**Переходи між джерелом та волокном.** В оптичних волоконних системах зв'язку, що включають лазери або люмінесцентні діоди з безпосередньою модуляцією, волокно приєднують безпосередньо до джерела. Переходи між джерелом та волокном служать для поліпшення ефективності збудження. Для введення потужності в основну моду одномодового волокна необхідно, щоби джерело генерувало просторово когерентну світлову хвилю, яку відповідний оптичний перехід і узгоджує з основною модою волокна.

На **рис. 15** представлена схема випромінюючої апертури напівпровідникового лазера з подвійною гетеро структурою смугастої конфігурації. Ефективна ширина апертури складає  $2a_y$  а ефективна висота  $2a_x$ . Поперечний переріз смугастого хвильоводу в лазерах з активною смугастою конфігурацією має ширину у десять разів більше за товщини. Таким чином, основний лепесток діаграми спрямованості звичайно набагато ширше у напрямку, що перпендикулярний широкій стінці смуги, у порівнянні з напрямком, який паралельний йому. Циліндричні лінзи, що перпендикулярні одна одній (як на **рис. 13**), при їх правильному розміщенні між торцевими поверхнями лазера та волокна дозволяють сфокусувати лазерне випромінювання так, що майже все випромінювання падає в межах числової апертури.

**З'єднання волоконних світловодів з інтегрально-оптичними хвилеводами.** Волокно можна з'єднувати з хвилеводом без будь-якого проміжного пристрою. Якщо поперечні перерізи волокна та хвилеводу близькі по розмірам, то можливо досягти високої ефективності з'єднання, як і у випадку стикового з'єднання канальних хвилеводів. Для зменшення втрат на границі розділу можна використати рідину з проміжним значенням показника заломлення. Головна проблема при використанні стикового з'єднання полягає в тому, що дуже трудно досягти і підтримати юстування оскільки серцевина волокна і хвилевод, мають, як правило розміри порядку 1 мкм. Приклад зв'язку волокно-хвилевод показано на **рис. 16**. Волокно ексцентрично закріплюється в з'єднуючій втулці, яка в свою чергу монтується у другій великій втулці. Обертальний рух обох втулок дає можливість переміщувати волокно по значній площі в межах з'єднувача, забезпечуючи тим самим його юстування з хвилеводом. Інший варіант зв'язку показано на **рис. 17**, де волокно вставляється у циліндричний отвір в підкладці трохи нижче хвилеводу. Світлові хвилі, які виведені з тонко плівкового хвилеводу, збираються волокном. Також для зв'язку волокна з хвилеводом можна використовувати решітки як елементи зв'язку. Зв'язок можна також реалізовувати за допомогою витікаючих хвиль. Наприклад стрічковий багатоволоконний світловод, серцевини світло ведучих волокон якого знаходяться на поверхні стрічки, прижимають до канального світловоду, щоби забезпечити взаємопроникнення оптичних хвиль (**рис. 18**). Шляхом виготовлення скляного канального світловоду та скляного стрічкового багатоволоконного світловоду, що мають синхронізовані моди, вдалося забезпечити ефективність зв'язку вище 90%.

Рекомендована література: 2, 3, 11

2. Р.Хансперджер Интегральная оптика. Теория и технология. М.: Мир, 1985.-384с.
3. Волоконно-оптическая связь. Приборы, схемы и системы. Под ред. М.Дж.Хауэса и Д.В.Моргана.-М.: «Радио и связь»., 1982.-272с.
11. Х.-Г.Унгер Планарные и волоконные оптические волноводы М.-Мир, 1980.-656с.