

Szolitonok az optikai távközlésben

TAKÁCS SÁNDOR

BME Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék
takacss@freemail.hu

Kulcsszavak: szoliton, optikai szoliton, optikai távközlés

Az elmúlt évtizedben a szoliton-alapú eljárásokat növekvő érdeklődés kísérte az optikai távközléssel foglalkozó kutató-fejlesztő és ipari körökben is. Röviden áttekintjük a szolitonokkal kapcsolatos alapvető fizikai fogalmakat, legfontosabb tulajdonságaikat és az optikai távközlésben várhatóan nagy jelentőségű alkalmazásukat. Kitérünk az e téren elért eddigi eredményekre és a még megoldatlan problémákra is.

1. Bevezetés

Az elmúlt 40 évben egyre intenzívebb kutatások folytak a szoliton mint univerzális fizikai jelenség jobb megismerése és lehetséges alkalmazásai céljából, nemcsak a fizika, hanem számos más tudomány (geológia, biológia, kozmológia stb.) területén is. Az eredmények egész sor monográfiában [1-7,10] és a szakcikkék sokaságában olvashatók.

A szoliton története 1834-ben kezdődött, amikor egy fiatal skót mérnök, J. S. Russel megfigyelte, hogy egy tengeri csatornában a víz hullám torzítatlan formában terjedt kilométereken át. Boussinesq (1872) és Korteweg-deVries (1895) a róluk elnevezett (KdV) nemlineáris differenciálegyenlet felírásával és megoldásával igazolták, hogy ezek a *szolitáris hullámok* elméletileg valóban lehetségesek. Hosszú szünet után, Zabusky és Kruskal 1965-ben numerikusan is megoldották a KdV egyenleteket. A modellezés során arra az érdekes eredményre jutottak, hogy bár az egyenletek nemlineárisak és két, különböző sebességgel haladó szolitáris hullám találkozásukkor erős kölcsönhatásba lépnek egymással, ez a kölcsönhatás csak időleges és a hullámok gyorsan visszanyerik eredeti alakjukat és sebességüket. Ez a folyamat az elemi részecskék rugalmas ütközésére hasonlít, s erre való utalásként vezették be a *szoliton* elnevezést. Gardner és társai (1967) az inverz szórás módszerként ismert transzformációval előállították a KdV egyenlet egzakt megoldását. A szolitonok kutatásának fő területe már 35 éve az optikai szolitonok vizsgálata, s ennek nyilvánvaló célja a nemlineáris impulzusok távközlési felhasználása.

Az *optikai szolitonok* [8-11] különböznek a KdV szolitonoktól: míg a KdV szolitonok hidrodinamikai, vagyis térbeli szolitáris hullámok, a fényvezető szálban terjedő optikai szolitonok az optikai vivőhullámon keletkező impulzus alakú burkolók. Az optikai szolitonok lokalizált elektromágneses hullámok, amelyek megfelelő nemlineáris (NL) közegben a diszperzió és/vagy a diffrakció okozta lineáris kiszélesedés, illetve az NL *Kerr-effektus* okozta kompresszió közötti masszív egyensúly eredmé-

nyeként jönnek létre. Létezésük két alapvető tudományos előzménye: a szolitonok matematikai elméletének kidolgozása és a lézerek kifejlesztése a 60-as években. Ez utóbbiak a kellően nagy és monokromatikus optikai teljesítmény előállításához szükségesek.

A potenciális műszaki alkalmazások szempontjából a modern nemlineáris optika lényeges részét képező, s a fényvezető szálban terjedő optikai szolitonok a legfontosabbak. Ezek lehetnek időbeli vagy térbeli szolitonok is, attól függően, hogy a terjedés során a fény lokalizációja időben vagy térben valósul meg. Mindkét típus annak következtében jön létre, hogy a fény intenzitása az anyag (például az üvegszál) törésmutatójának NL megváltozását idézi elő (*optikai Kerr-effektus*). Egy térbeli szoliton akkor alakul ki, amikor egy optikai nyaláb önfókuszálása kiegyenlíti a természetes diffrakciós kiszélesedését. Ha viszont az önfázismoduláció (SPM) tart egyensúlyt egy optikai impulzus diszperziós kiszélesedésével, akkor időbeli szoliton képződik.

Ez utóbbi lehetőséget 1973-ban Hasegawa mutatta ki [21] a fényvezető szálban terjedő NL hullámot leíró Schrödinger-egyenlet (NLSE) megoldásával. Ő ismerte fel, hogy optikai impulzusok alakváltozás nélkül képesek terjedni az anomális diszperzió tartományában. Az így keletkező optikai szolitonokat először Mollenauer figyelte meg laboratóriumában 1980-ban [24]. Ekkor kezdődött az optikai szolitonok iránti óriási érdeklődés és vált ígéretes lehetőséggé a nagytávolságú és nagykapacitású optikai távközlés gyökeres átalakítása.

2. Optikai szolitonok

A fényvezető üvegszál egyik alapvető jellemzője az n törésmutató, amely – egyebek mellett – függvénye a λ hullámhossznak és a szálban terjedő optikai hullám I intenzitásának is. Előbbi jól ismert következménye a jel csoportsebességének *diszperziója* (GVD), amely lineáris esetben is az impulzus kiszélesedését okozza, utóbbi azonban csak NL terjedés esetén válik jelentőssé. Ekor viszont az optikai hullám önfázismodulációját (SPM)

a kiszélesedés kompenzálására tudjuk felhasználni, s bizonyos paraméterek megfelelő beállítása esetén **optikai szolitonok** képződnek. Az alábbiakban ezt a fontos kérdéskört kissé részletesebben is kifejtjük.

Az egymódusú szálban terjedő fényimpulzus burkolója időfüggő és általános alakja:

$$E(\mathbf{r},t) = A(Z,t) F(X,Y) \exp(j\beta_0 z) \quad (1)$$

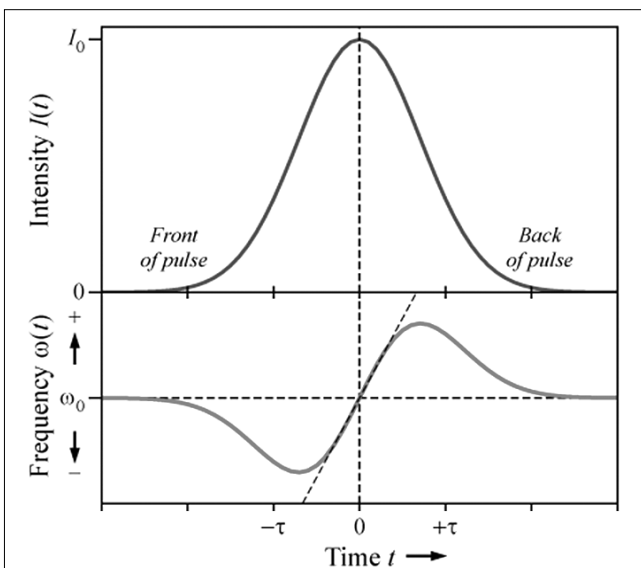
$A(Z,t)$ az amplitúdó, $F(X,Y)$ az egymódusú szál transzverzális téreloszlása, $\beta_0 = 2\pi n_0 / \lambda$ a veszteségmentes szál terjedési tényezője. Mivel A az idő függvénye, az impulzus valamennyi spektrális összetevője a *kromatikus diszperzió* miatt nem terjedhet ugyanazon sebességgel. Másrészt a törésmutató:

$$\bar{n} = n(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (2)$$

ahol $n(\omega)$ a közönséges, n_2 a nemlineáris törésmutató. Si esetén $n_2 = 2,2...3,4 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^2/\text{W}$ [18] $n(\omega)$ frekvencia-függése fontos szerepet játszik az időbeli szolitonok képződésénél és NL effektusok hiánya esetén az impulzusok kiszélesedéséhez vezet. Ha azonban az impulzus amplitúdója nagy, akkor a fel- és lefutó élei időfüggő intenzitást képviselnek, amely gyorsan nő zérustól a csúcserőig, s onnan gyorsan tér vissza zérusig. Nemlineáris közegben, amelynek intenzitás-függő a törésmutatója, a jel időfüggő intenzitása időfüggő törésmutatót produkál. Ezért az impulzus csúcán más lesz a törésmutató, mint az oldalain. A fel- és lefutó éle mentén dn/dt pozitív, a lefutó éle mentén negatív.

Ez az időben változó törésmutató időben változó $d\varphi/dt$ fázisváltozást idéz elő (1. ábra), amely hozzáadódik a lineáris fázistoláshoz és $\delta\omega = -d\varphi/dt$ frekvenciaváltozást, spektrális kiszélesedést hoz létre. Ez az **önfázismoduláció** jelensége, amely az anomális diszperzió tartományában az impulzus időbeli kompresszióját eredményezi és lehetővé teszi a GVD kompenzálásával a szoliton kialakulását. Lineáris esetben az SPM hatásait igyekszünk minimalizálni, ami végeredményben a bemenő impulzus teljesítményének korlátozását jelenti ($P_{in} \ll 0.1W$).

1. ábra Az impulzus SPM okozta spektrális kiszélesedése



A burkoló szoliton terjedését optikai szálban leíró egyenlet azonban egy nemlineáris Schrödinger-egyenlet (NLSE):

$$j \frac{\partial u}{\partial z} - \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \pm |u|^2 u = 0 \quad (3)$$

Ebben az egyenletben z jelenti a terjedési irányban mért távolságot és τ a normalizált időt. A második tag a csoportsebesség diszperziójából származik, a harmadik pedig a NL hatást fejezi ki.

A (3) egyenletben szereplő mennyiségek:

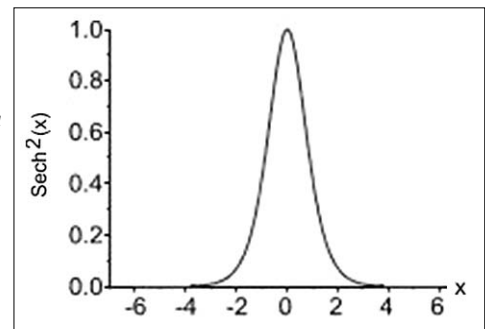
$$\tau = (t - \beta_1 z) / T_0, \quad z = Z / L_D, \quad u = \sqrt{|\gamma| L_D} A, \\ \beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}, \quad \gamma = n_2 \omega_0 / (c A_{eff}).$$

A kifejezésekben szereplő paraméterek: T_0 a bemenő impulzus szélessége, L_D a diszperziós távolság, melyen az impulzus szélessége $\sqrt{2}$ -szeresére növekszik, $\beta_1 = 1/v_g$, ahol v_g az impulzushoz tartozó csoportsebesség és β_2 a csoportsebesség diszperziós paramétere (GVD), amelynek az előjele lehet pozitív (normális diszperzió) és negatív is (anomális diszperzió) a hullámhossztól függően. A (3) egyenletből láthatóan annak a szükséges és elégséges feltétele, hogy szoliton megoldása legyen, a GVD és a NL tag ellenkező előjele. Anomális diszperzió esetén a NLSE úgynevezett világos (bright) szolitonokat leíró alakja:

$$j \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (4)$$

A (4) egyenlet a teljesen integrálható rendszerek egyik osztályához tartozik, zárt alakban megoldható az inverz szórás módszerével [4] és megoldásai szolitonok (2. ábra).

2. ábra Az $N=1$ szoliton alakja



Különleges szerepet játszanak azok a szolitonok, amelyeknek a kezdeti amplitúdója

$$u(z = 0, \tau) = N \text{sech}(\tau) \quad (5)$$

Ha analizáljuk az (5) kezdeti amplitúdójú megoldásokat, azt találjuk, hogy $N=1$ esetén változatlan marad az alakjuk az optikai szálban való terjedés során (*fundamentális szolitonok*), viszont periódikusan ismétlődő képeket mutatnak az $N > 1$ egész értékekre (*magasabbrendű szolitonok*). Az N paraméter a bemenő impulzus paramétereivel fejezhető ki:

$$N^2 = \gamma P_0 L_D = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|, \quad (6)$$

ahol P_0 az impulzus csúcsteljesítménye.

Csak a fundamentális szoliton őrzi meg az alakját és marad chirp-mentes az optikai szálban történő terjedése folyamán. S éppen ez a tulajdonsága teszi ideális szereplővé az optikai távközlés számára. A kísérletek során azt is megfigyelték, hogy a szolitonok perturbációkkal szemben igen stabilak, fundamentális szolitonok akkor is létrejönnek, ha az impulzus alakja és csúcsteljesítménye kissé eltér az ideális feltételektől.

Eddig a terjedést veszteségmentes optikai szálban vizsgáltuk. Mivel minden valóságos szál többé-kevésbé veszteséges, a NLSE-et a megfelelő taggal ki kell egészíteni [16,19,20]:

$$j \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u - j \frac{\alpha}{2} u = 0 \quad (7)$$

Itt α (1/m) az erősítés, illetve $\alpha < 0$ esetén a csillapítás. Helyette a (7) egyenletben – a többi mennyiséghez hasonlóan – a $\Gamma = \alpha L_D$ normált csillapítást használják, aminek a fizikai értelme az L_D -vel egyező hosszúságú szál csillapítása. Ez az egyenlet csak közelítő módszerekkel integrálható. $N=1$ és $\Gamma \ll 1$ esetén a fundamentális szoliton perturbációs közelítésben:

$$u(z, \tau) \approx e^{-Iz} \operatorname{sech}(\tau e^{-Iz}) \exp[j(1 - e^{-2Iz})/4\Gamma] \quad (8)$$

Emiatt a szolitonos vonalakba is erősítőket kell beiktatni, bár ezek távolsága most kisebb, mint lineáris esetben. A csillapítás más szempontból is gondot okoz. Ha ugyanis csökken az impulzusok amplitúdója, akkor folyamatosan változik az SPM is, ezzel pedig a diszperziót kompenzáló hatása. E problémákra még visszatérünk.

3. Szoliton alapú fényvezetős távközlés

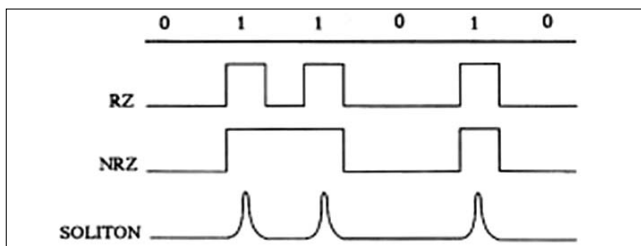
A szolitonok egyik fontos alkalmazása az információk átvitele optikai szálakon. Ebben a szakaszban az ilyen átviteli rendszerek felépítését és a szolitonokat mint információhordozókat tekintjük át. Vizsgáljuk a gyakorlati megvalósításuk előtt álló főbb akadályokat és azok megoldásának módjait. Választ keresünk arra a kérdésre is, hogyan tökéletesíthetők a már létező optikai hálózatok jellemzői szolitonok felhasználásával [25-30].

3.1. Információ átvitele szolitonokkal

Az alapgondolat egyszerű: egy bitfolyamban az 1-es szimbólumokat egy-egy szoliton képviselje a megfelelő bitrésben (3. ábra).

A szomszédos szolitonoknak jól el kell különülniük egymástól, vagyis két szoliton között a távolság a szé-

3. ábra Különböző modulációs formátumok optikai átvitelre



lességük többszöröse legyen. Emiatt csak RZ modulációs formátum jöhet szóba. A szoliton T_0 szélessége és a B bitsebesség kapcsolata:

$$B = \frac{1}{T_B} = \frac{1}{2q_0 T_0} \quad (9)$$

Itt T_B a bit-rés szélessége és $2q_0 = T_B/T_0$ a szomszédos szolitonok közötti *normalizált távolság*. Tipikusan $q_0 \approx 5$. Mivel $N=1$ esetén a szoliton csúcsteljesítménye (6)-ból

$$P_o = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (10)$$

az impulzusnak a $0,5 P_o$ -hoz tartozó szélessége (Full-Width at Half Maximum, FWHM):

$$FWHM = 1.7627 T_0, \quad (11)$$

és az impulzus energiája:

$$E_s = 2P_o T_0. \quad (12)$$

Egy szoliton sorozat átlagos teljesítménye:

$$P_s = P_o/2q_0. \quad (13)$$

Ha például $q_0=5$, $B=10$ Gb/s és $T_0=10$ ps, akkor $P_o=5$ mW mellett $E_s=0.1$ pJ és $P_s=0,5$ mW.

3.2. Szolitonok kölcsönhatása

A szomszédos bitekben lévő szolitonok zavarják egymást, egyszerűen azért, mert az együttes optikai terük nem megoldása a NLSE-nek [18-20]. A közöttük fellépő NL kölcsönhatás miatt vagy közelednek egymáshoz, vagy távolodnak egymástól (fáziskülönbségüktől függően), s ez hibát okoz az átvitelben. A kölcsönhatás elkerüléséhez aránylag nagy szoliton távolság lenne szükséges, ami viszont korlátozza az átviteli sebességet.

Ezt a jelenséget fontossága miatt behatóan vizsgálták [33,34,39]. Azt találták, hogy a kölcsönhatás redukálható, ha a szomszédos szolitonok amplitúdói eltérnek egymástól (legalább 10%-kal) vagy a bemenő impulzusra egyéb kikötést teszünk (például a kezdeti chirp-re).

3.3. Szolitonok csillapodás menedzselése

Amint a (7) egyenlet megoldásával kapcsolatban már említettük, a veszteséges vonalon terjedő szoliton nem őrzi meg az alakját, fokozatosan csökken az amplitúdója és exponenciálisan nő a szélessége. Ez tovább korlátozza a bitek közötti távolságot. Mivel pedig az SPM teljesítményfüggő, a csökkenő szoliton amplitúdó ezt a hatást is gyengíti. Végül nem lesz elég erős ahhoz, hogy ellensúlyozza a diszperziót, s az impulzus szélesedik. Ez teszi szükségessé, hogy erősítőket iktassunk a rendszerbe. Kétféle erősítési technika használatos: koncentrált vagy elosztott erősítés. Azt azonban érdemes hangsúlyozni, hogy az erősítők visszaállítják a szoliton eredeti szélességét, ellentétben a lineáris impulzusokkal.

Koncentrált erősítés esetén az optikai erősítőket periódikusan ismétlődő távolságokban helyezik el a vonal mentén úgy, hogy két szomszédos erősítő között a fényvezető veszteségeit az erősítés pontosan kompenzálja. Fontos tervezési paraméter a szomszédos erősí-

tők távolsága – a költségek csökkentése céljából a lehető legnagyobbra kell választani. A nem-szoliton optikai vonalakon ez a távolság 80-100 km, szoliton rendszerekben ennél jóval kisebb a NL terjedés természete miatt. Az optikai erősítő ugyanis gyorsan felviszi a szoliton energiáját a bemeneti szintre és a felerősített impulzus szélessége dinamikusan igazodik az erősítőt követő vonalszakaszhoz, a fundamentális szoliton újraépülését nem segíti elő. Ezen a szakaszon az impulzus diszperzív hullámok alakjában elveszíti energiájának egy részét, s ez a veszteség a nagyszámú erősítő fokozaton való áthaladás során jelentős szintre nőhet, amit el kell kerülni.

Kimutatták [16,19], hogy ez a hatás minimalizálható, ha az erősítők közötti L_A távolságot az impulzus L_D diszperziós távolságánál sokkal kisebbre választják:

$$B^2 L_A \ll (4q_0^2 |\beta_2|)^{-1} \quad (14)$$

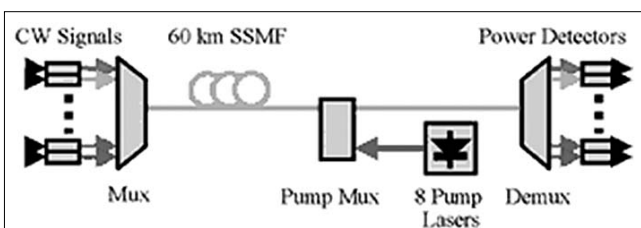
Példaként tipikus értékeket választva: $\beta_2 = -0,5 \text{ ps}^2/\text{km}$, $L_A = 50 \text{ km}$ és $q_0 = 5$ esetén $T_0 \gg 5 \text{ ps}$ és $B \ll 20 \text{ GHz}$. Világos, hogy az úthosszra átlagolt szolitonok használata szigorú korlátokat szab az átviteli sebességre és az erősítők közötti távolságra is. A (14) egyenlőtlenség teljesítése egyre nagyobb nehézségekbe ütközik a gyakorlatban, amint az átviteli sebesség meghaladja a 10 Gb/s értéket. A feltételt jelentősen enyhíti az elosztott erősítők használata.

Elosztott erősítés: a lineáris átvitelnél használatos EDFA erősítő a működéséhez speciális szerkezetű optikai szálát igényel. A szoliton alapú átvitelnél erre nincs szükség, mert az itt bevált *Raman-erősítő* magát a fényvezető szálát használja erősítő közegként. Működése az *indukált Raman-szórás* (Stimulated Raman Scattering, SRS) jelenségén alapul. Ez a NL effektus a szálba becsatolt intenzív optikai nyaláb és a szálát alkotó anyag rácsrezgései közötti kölcsönhatás következménye. Lényegében a Si atom először elnyel egy adott energiájú foton, majd emittál egy kisebb energiájú, azaz nagyobb hullámhosszú másik foton. Az elnyelt és az emittált fotonok energia különbsége egy fonon alakjában a rács energiáját növeli. A teljesítmény transzfer 80-100 nm hullámhossz növekedést eredményez, ez az úgynevezett Stokes-eltolódás [20,22-23].

A Raman-erősítőben a fenti folyamat során egy nagy teljesítményű lézer energiáját pumpálják a gyenge jelet szállító optikai szálba, a vivőhulláménál 80-100 nm-el kisebb hullámhosszon. Tipikusan $\lambda = 1450 \text{ nm}$ -es a pumpáló forrás, s ez az 1530-1550 nm tartományon belül egy 30 nm-es (10 THz!) sávban biztosítja az erősítést.

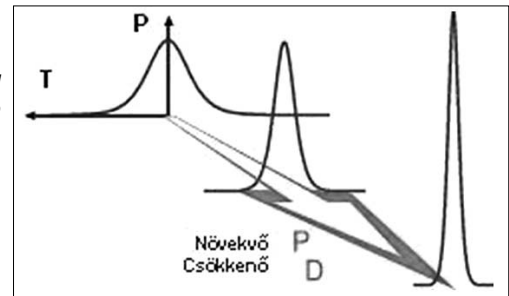
A gyakorlatban egyidejűleg több pumpáló lézert használnak, hogy széles tartományban nagyjából egyenle-

4. ábra A Raman-erősítő beiktatása



tes legyen az erősítés. A jel és a pumpáló hullám haladhat egy irányban is, de előnyösebb, ha a pumpálást a vonalszakasz végén végzik, mert ott a leggyengébb a jel (4. ábra). Az egymással szemben haladó hullámok esetén a szakasz mentén egyenletesebb *elosztott erősítés* nyerhető. A gyakorlatban az elosztott Raman erősítő erősítését a zajok korlátozzák <20 dB-re. Néhány Watt teljesítményig ma már standard tokozással ellátott pumpáló források kaphatók a kereskedelemben [23]. Mivel a szál veszteségei a pumpáló hullámot is csillapítják, körülbelül a szakasz utolsó 20-40 km-én biztosítható hatásos elosztott erősítés.

5. ábra A DDF szál működése



3.4. Szolitonok diszperzió menedzselése

A diszperzió menedzselése általánosan használt eljárás a modern WDM rendszerekben, ugyanis jelentős háson származik abból, ha a GVD β_2 paramétere alkalmas módon változik az optikai szál hossza mentén. Lineáris átvitel esetén ezt egymást váltakozva követő pozitív, illetve negatív GVD paraméterű vonalszakaszokkal érik el, igen kedvező eredménnyel. Ez a *diszperzió-kompensáció* bevett módszere. Nemlineáris átvitel esetén ez nem célravezető eljárás, ehelyett az úgynevezett *csökkenő diszperziójú* (DDF) szálakat úgy tervezik, hogy a csökkenő GVD éppen ellensúlyozza a csillapodó szolitonok által keltett egyre gyengülő SPM-t [16,19,31]. A szoliton ilyen esetben zavartalanul terjed, ezt nevezik a *diszperzió menedzselésének* (DM) (5. ábra). Mivel a szoliton amplitúdója egy veszteséges szálban exponenciálisan csökken, az előbbi feltétel teljesítéséhez a GVD paraméternek is exponenciálisan kell csökkennie. A szigorú matematikai analízis is erre az eredményre vezet. Ez esetben egy fundamentális szoliton még veszteséges szálban is megőrizi az alakját és a szélességét [16-20].

DDF szálak előállítása: A közel exponenciális GVD profilú szálak előállítása nem egyszerű feladat. A gyártás során, a szál húzása közben a mag átmérőjét előre programozott módon folyamatosan csökkentik, s ezzel csökken a hullámvezető diszperzió, ezáltal pedig a GVD paraméter nagysága is. A szolitonok terjedését DDF szálban számos kísérletben demonstrálták [16,19,35,36].

3.5. Az erősítő zaja és a jitter

A fényvezető csillapítását erősítők beiktatásával kompenzálják, ezek azonban a felerősített spontán emissziójukkal (Amplified Spontaneous Emission, ASE) additív zajt termelnek. Az ASE szolitonokra gyakorolt hatása a perturbált NLSE megoldásával vizsgálható [16,19,37,38]. Eredményül azt kapjuk, hogy a szolitonok paraméterei

az egyes erősítők kimenetén véletlenszerűen változnak. Pontosabban, az ASE hatásainak halmozódása miatt az amplitudó és a frekvencia fluktuációinak a szórása lineárisan nő az optikai szál mentén. Az amplitudó fluktuációi rontják a szoliton bit-folyam jel/ zaj viszonyát.

Ez a degradáció ugyan nem kívánatos, de nem a legnagyobb korlátozó tényező. Valójában a frekvencia fluktuációi a jitter indukálásával sokkal drasztikusabban hatnak a rendszer tulajdonságaira. Ez könnyen belátható, ha meggondoljuk, hogy a szoliton frekvenciájának véletlen ingadozásai miatt a vonalon való áthaladási idejük is véletlenszerűvé válik. A szolitonok érkezési idejének az ASE által indukált fluktuációi a szakirodalomban Gordon-Haus jitter néven ismertek [16,19].

Ez szab felső határt a BL szorzat nagyságának, mégpedig a modulációs formátumtól (RZ, NRZ, vagy CRZ) függetlenül. A számítások szerint [19] a tolerálható jitter 8 ps 10 Gb/s-os rendszer és csupán 2 ps 40 Gb/s-os rendszer esetén. Nyilvánvaló, hogy a fényvezető átlagos diszperziójának majdnem teljesen el kell tűnnie, ha a rendszer tervezésénél el akarjuk kerülni az ASE által indukált jitter korlátozó hatását. Ez indokolja a diszperzió menedzselésének fent részletezett megoldásait.

3.6. Szoliton adók

A szoliton adók olyan koherens optikai fényforrások, amelyek alkalmasak közel „sech” alakú, chirp-mentes ps-os impulzusok előállítására nagy ismétlési frekvenciával. Az ilyen fényforrásnak az 1550 nm-es tartományban kell működnie. A korai kísérletekben erre a célra olyan lézereket használtak, amelyeknek az erősítését a küszöbérték alól periódikusan jóval a küszöb fölé pumpálták, s így módon 20-30 ps szélességű impulzusokat állítottak elő. Az eljárás jelentős hátránya az így keltett impulzusok nagy chirp-je [16-19]. A módus-zárt félvezető lézereket előnyben részesítik, mert az emittált impulzussorozatuk közel chirp-mentes. Ugyanakkor a rács hangolási lehetőséget is kínál, amellyel a lézer széles frekvenciasávban modulálható. Ezzel a forrással 12-18 ps-os szoliton impulzusok állíthatók elő 40 Gb/s ismétlési frekvenciával [24].

Igen korszerű és kompakt forrás a több lézer dióddal egyidejűleg pumpált optikai szálas Raman-erősítő, melyel eltolt diszperziójú (DS) szálban ps szélességű impulzusok állíthatók elő [23,32,36]. Egyszerű elektronikával hangolható az 1620-1660 nm sávban és 400 fs-os impulzusokat is sikerült kelteni. A fs-os impulzusok felhasználása nagymértékben kiterjeszti a szolitonos átviteli rendszerek kapacitását. Ugyanakkor, a fs-os tartomány újabb nehézségeket is okoz: megjelennek az SRS magasabb rendű NL termékei és az impulzus spektrumának gyors eltolódásai a nagyobb hullámhosszak felé. E a hatások a gyakorlatban az impulzusok kiszélesedésére vezetnek. Adaptív visszacsatolással azonban az eredeti szélességük és amplitudójuk is megőrizhető [16].

3.7. Kísérleti eredmények

Az optikai szolitonok létezését sikeresen demonstráló kísérletek [24] nagy érdeklődést váltottak ki e terület iránt. Felvillant a teljesen optikai átvitel lehetősége, mely

a 80-as évek végéig használt regeneratív erősítők helyett optikai erősítőkre épül. Különösen vonzónak látszott, hogy magát az optikai szálát lehet a Raman-effektus révén erősítésre felhasználni, s ezt 1988-ban sikerrel igazolták is [23], amikor 4000 km-re vittek át szolitonokat Raman-erősítők alkalmazásával. Az 55 ps-os impulzusok szélességük számottevő változása nélkül futották be ezt a távolságot. A kísérlet sikere nagyon biztató volt egy transzocéáni szolitonos csatorna létrehozása szempontjából. A Raman-erősítők azonban túlságosan nagy teljesítményt (500 mW cw) igényeltek, amelyet akkoriban félvezető lézerekkel nem tudtak előállítani, más megoldás pedig nem volt eléggé praktikus. A helyzet 1989-ben az EDFA erősítők megjelenésével változott. 1991-ben egy 3 EDFA erősítőt tartalmazó 75 km-es hurokban 2,5 Gb/s sebességgel 12000 km-re vittek át szolitonokat.

A diszperzió menedzselésének koncepcióját egycsatornás ultra-nagysebességű és WDM átvitel esetében is hasznosították. Sikerült megvalósítani egycsatornás 40 Gb/s sebességű DM átvitelt 10000 km-re [29], 1,1 Tb/s (20 Gb/s*55 csatorna) sebességűt pedig 3000 km-re [30].

Az újabb és még meggyőzőbb eredményeket sokáig lehetne sorolni. A DM szálakkal elért jelentős sikerek ellenére, maradtak még megoldatlan kérdések. Ezek egyike a DWDM rendszerekben való alkalmazhatóságuk. A hatékonyság növelése céljából ugyanis igen sok csatornát kell egy korlátozott szélességű frekvenciasávba zsúfolni. A tapasztalatok szerint azonban a DM szétesik, ha a csatornák közötti távolság nagyon kicsi. Ráadásul, ha két szomszédos csatorna szolitonja időben átlapolja egymást a bemeneten, ebből nagy helyzeti eltolódások keletkeznek később.

Egy másik megoldatlan probléma a *polarizációmódus-diszperzió* (PMD), aminek következtében a szolitonok kiszélesedése \sqrt{z} -vel nő. Nagy kihívás a szolitonokban rejlő lehetőségek érvényesítése a WDM rendszerekben, ami a NL áthallások csökkentésével érhető el, s erre több út is kínálkozik. Az utóbbi években e téren figyelemre méltó eredmények születtek [36-38]. A PMD-nek ellenálló DM átvitel meggyőző bemutatása még várat magára.

4. Összefoglalás

Az optikai szoliton felfedezése és kísérleti realizálása igen jelentős lehetőség a távközlés gyökeresen új módszerének bevezetésére. Az ilyen irányú törekvések valóságos ösztönzője a mind gyorsabb és nagyobb távolságú információ átvitel iránti exponenciálisan növekvő igény. A gyakorlati bevezetést késleltetik a NL átvitelt kísérő rendkívül szövevényes és matematikai modellezéssel is nehezen követhető viszonyok, valamint az a tény, hogy az optikai szálak és erősítők folyamatos tökéletesítésével a lineáris optikai átvitel minősége és teljesítőképessége is nagymértékben javult. Ennek ellenére nem kétséges, hogy a szolitonos technológia a legáltalább két nagyságrenddel nagyobb sáv szélességével előbb-utóbb utat tör magának, elsőként az interkontinentális távolságokon. Már vannak ilyen irányú konkrét befektetői szándékok.

A szerzőről

Takács Sándor a BME Villamosmérnöki Karának gyengeáramú tagozatán 1956-ban szerzett kiegészítő oklevelet és tanársegédként kezdett el dolgozni az Elméleti Villamoságtan Tanszéken. 1960-63 között a MTA aspiránsaként a Távközlési Kutató Intézetben a fototron lézer fejlesztésében vett részt. A BME és HM közötti megállapodás alapján 15 éven át tanított a Bolyai Műszaki Főiskolán és a Nemzetvédelmi Egyetemen is. Az utóbbi években a fotonikus kristályok, a nemlineáris optikai jelenségek (szolitonok), a nano-optika eredményei és várható távközlési alkalmazásai kötik le a figyelmét. Több könyv társszerzője, jegyzetek szerzője, egy szabadalma van a mikrohullámú technika ipari alkalmazásából. Tevékenységét a Munka Erdemrend ezüst fokozatával, a Felsőoktatás Kiváló Dolgozója kitüntetéssel és HM oklevelekkel is elismerték. 2006-ban megkapta a BME aranydiplomáját.

Irodalom

- [1] Lamb, G.L.
Elements of soliton theory. Wiley, New York, 1980.
- [2] Eilenberger, G.
Solitons. Springer, Berlin, 1981.
- [3] Dodd, R.K. et al.
Solitons and nonlinear waves.
Academic Press, London, 1982.
- [4] Zakharov, V.E. et al.
Theory of solitons. The inverse scattering method.
Plenum, New York, 1984.
- [5] Newell, A.C.
Solitons in mathematics and physics.
SIAM, Philadelphia, 1985.
- [6] Lakshmann, M.
Solitons. Springer, Berlin, 1988.
- [7] Drazin, P.G. et al.
Solitons: An introduction. Cambridge UP, 1989.
- [8] Hasegawa, A.
Optical solitons in fibers. Springer, Berlin, 1989.
- [9] Hasegawa, A.-Kodama, Y.
Solitons in optical communications. Oxford UP, 1995.
- [10] Akhmediev, N.–Ankiewicz, A.
Solitons: Nonlinear pulses and beams.
Chapman, 1997.
- [11] Kivshar, Y.S.–Agrawal, G.P.
Optical solitons. Academic Press, London, 2003.
- [12] Ablowitz, M.J. et al.
Discrete and continuous Schrödinger systems.
Cambridge UP, 2003.
- [13] Akhmediev, N.–Ankiewicz, A. (Eds.)
Dissipative solitons. Springer, Berlin, 2005.
- [14] Malomed, B.A.
Soliton management in periodic systems.
Springer, Berlin, 2006.
- [15] Palais, J.C.
Fiber optic communications.
(4th Ed.) Prentice-Hall, New Jersey, 1998.
- [16] Keiser, G.
Optical fiber communications.
(3rd Ed.) McGraw-Hill, New York, 2000.
- [17] Bass, M.–van Stryland, E.W.
Fiber optics handbook. McGraw-Hill, New York, 2002.
- [18] Keiser, G.
Optical communications essentials.
McGraw-Hill, New York, 2003.
- [19] Agrawal, P.G.
Fiber optic communication systems.
Wiley, New York, 2002.
- [20] Agrawal, P.G.
Nonlinear fiber optics. Academic Press, London, 2001.
- [21] Hasegawa, A.–Kodama, Y.
Signal transm. by optical solitons in monomode fiber.
Proc. IEEE 69 (1981), pp.1145–1152.
- [22] Desurvire, E.
Erbium-doped fiber amplifiers. Wiley. New York, 1994.
- [23] Islam, M.N.
Raman amplifiers for telecommunications, Vol.1.
Lavoisier, 2004.
- [24] Mollenauer, L.F.
Solitons in optical fibers:
Fundamentals and applications. AP, 2006.
- [25] Kaminow, I.P. et al. (Eds)
Optical fiber telecommunications, Vol.III., AP, 1997.
- [26] Kaminow, I.P. et al. (Eds)
Optical fiber telecommunications, Vol.IV., AP, 2002.
- [27] Kaminow, I.P. et al. (Eds)
Optical fiber telecommunications, Vol.V., AP, 2008.
- [28] Ferreira, M.F. et al.
Optical solitons in fibers for communication systems.
Fiber and Integrated Optics 24 (2005), pp.287–313.
- [29] Hasegawa, A.
Soliton-based ultra-high speed optical communications
PRAMANA – Journal of physics.
Spec. Issue 57 (2001), pp.1097–1127.
- [30] Gangwar, R. et al.
Soliton based optical communications.
PIER 74 (2007), pp.157–166.
- [31] Turitsyn, S.K. et al.
Physics and mathematics of
dispersion-managed optical solitons.
C.R. Physique 4 (2003), pp.145–161.
- [32] Tsigaridas, G. et al.
Compensation of nonlinear absorption
in a soliton communication system.
Chaos, Solitons and Fractals 35 (2008), pp.151–160.
- [33] Turitsyn, S.K. et al.
Statistics of interacting optical solitons.
Phys. Rev. E64 (2002).
- [34] Falkovich, G. et al.
Role of interaction in causing errors
in optical soliton transmission.
Optics Letters 27 (2002), pp.13–15.
- [35] Gupta, D. et al.
Nonlinear pulse propagation in DDFs.
Optics Communications 237 (2004), p.309.
- [36] Wehmann, C.F. et al.
Analysis of the FWM in a DDF for a WDM system.
Optical Fiber Technology 11 (2005), pp.306–318.
- [37] Biondini, G. et al.
Noise-induced perturbations of DM solitons.
Phys. Rev. A75 (2007).
- [38] Moore, R.D. et al.
A method to compute statistics of large,
noise-induced perturbations of NLS solitons.
SIAM Journal Appl. Math. 67 (2007), pp.1418–1459.
- [39] Kapovits Ádám:
Pikoszekundumos fényimpulzusok terjedésének
szimulációs vizsgálata nemlineáris és veszteséges
optikai szálban.
Diplomaterv. BME EVT, 1989.