

Femtosekundumos impulzusok alakformálása akusztóoptikai eszközökkel

Laborgyakorlat, mérési útmutató

1. Ultrarövid impulzusok létrehozása és tulajdonságai

Az ultraövid impulzusok móduscsatolás révén alakulhatnak ki, olyan lézerekben vagy erősítőközegekben, ahol egyszerre nagyszámú longitudinális módus jön létre. Matematikailag belátható, hogy az egymáshoz képest rögzített fázisban összeadott különböző frekvenciájú szinuszos hullámok impulzust alkotnak. A probléma, hogy az erősítőközegekben létrejövő különböző frekvenciájú hullámok önmaguktól egymáshoz képest véletlenszerű fázisban alakulnak ki, és a fázisok még egy adott frekvenciájú hullámon belül is időben fluktuálnak, véletlenszerűen megváltoznak. Az egyes frekvenciakomponensek fázisait egymáshoz képest rögzíteni kell, ezt hívjuk móduscsatolásnak. A móduscsatolás során a longitudinális módusok fázisát szinkronizáljuk, azaz gyakorlatilag „egyszerre indítjuk” őket. Egyszerűen belátható matematikailag, hogy ha a különböző fázisú frekvenciájú szinuszos hullámokat rögzített fázissal összeadjuk, impulzusok alakulnak ki.

Az egyik legfontosabb paraméter a módusok közötti frekvencia-különbség, amelyet a rezonátor l hosszúsága határoz meg:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2l} \quad (1.1)$$

c , a fénysebesség és ν a frekvencia. N darab egymáshoz rögzített ν fázisú, egyenlő ν frekvenciakülönbséggel rendelkező longitudinális módus összegéből kialakuló tér:

$$E(t) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} E_k \cdot \exp[j2\pi(\nu_0 + k\Delta\nu)t + j\phi] \quad (1.2)$$

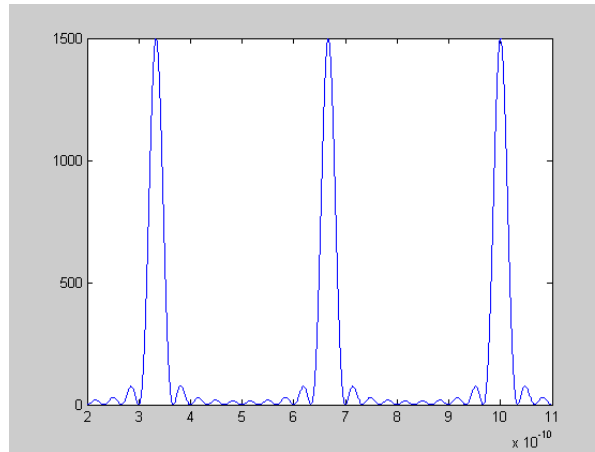
Egyszerű matematikai átalakítás után ez a következő alakba írható, feltételezve az egyszerűség kedvéért, hogy az egyes módusok amplitúdói E_k egyenlők:

$$E(t) = E \cdot \exp[j2\pi\nu_0 t + j\phi] \sum_{k=-N/2}^{N/2} \exp(j2\pi \cdot k\Delta\nu \cdot t) = E \cdot \frac{\sin(N\pi \cdot t \cdot \Delta\nu)}{\sin(\pi \cdot t \cdot \Delta\nu)} \cdot \exp[j2\pi\nu_0 t + j\phi] \quad (1.3),$$

alkalmazva a geometriai sor összegzésének szabályát. Az optikai intenzitás időfüggését a térerősség abszolút érték-négyzetének időfüggése adja meg:

$$I(t) = |E|^2 \cdot \frac{\sin^2(N\pi \cdot t \cdot \Delta\nu)}{\sin^2(\pi \cdot t \cdot \Delta\nu)} \quad (1.4)$$

Ábrázolva a függvényt, láthatjuk, hogy impulzusok sorozatát adja ki, amelynek tulajdonságait szigorúan a rezonátor tulajdonságai határozzák meg:



Móduscsatolt impulzusok szimulációja

Az impulzusok közötti τ távolság a módusok közötti frekvenciakülönbség reciprokával egyenlő:

$$\tau = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{2l}{c} \quad (1.5)$$

valamint az impulzusok hosszúsága $\Delta\tau$ a módusok számával fordítottan arányos:

$$\Delta\tau = \frac{1}{N \cdot \Delta\nu} = \frac{2l}{Nc} \quad (1.6)$$

A legfontosabb paramétereket tehát a rezonátor optikai hossza, és a módusok száma határozza meg elsősorban. Látható, hogy rövid impulzushoz sok módus, nagy sáv szélesség tartozik, tehát minél több különböző frekvenciájú módust tudunk összecsatolni, annál rövidebb lesz az impulzus. Pl. ~100 fs hosszúságú impulzushoz > 10 nm optikai hullámhosszban kifejezhető sáv szélesség szükséges, 10 fs-hoz pedig már > 100 -150 nm, amely attól is függ, hogy milyen alakú az impulzus időbeli lefutása.

A módusok fázisának rögzítését aktív illetve passzív módszerekkel lehet elérni. Gyakorlatilag egy kapcsoló rezonátorba építésével lehet a módusokat „egyszerre indítani”. Gyakorlatilag, ha a fizikai kép egy a rezonátorban körbejáró impulzus, akkor a kapcsolót pontosan akkor kell nyitni, amikor az impulzus odaér, és impulzushossznyi ideig kell nyitva tartani, hogy minden, az impulzuson kívül létrejövő elektromágneses tér a zárt kapcsoló nagy vesztesége miatt elhaljon (a kapcsoló optikai vesztesége, abszorpciója vagy reflexiója zárt állapotban sokkal nagyobb kell legyen, mint az erősítő közeg erősítése).

Passzív móduscsatolás esetén ez automatikusan teljesül, aktív móduscsatolás esetén, mikor a rezonátorba épített kapcsolót külső jellel vezéreljük, a szinkronizációt nagyon pontosan biztosítani kell. Elégtelen szinkronizációs esetén nem kapunk egyenletes impulzussorozatot, hanem nagy fluktuációt az impulzusok energiájában és alakjában, amely a gyakorlati alkalmazást kizárja.

A móduscsatolás természete így eleve megszabja az impulzusok ismétlődési frekvenciáját, külső vezérléssel alapesetben nem lehet a főképpen a rezonátor hossza által meghatározott ismétlődési frekvenciától eltérni. Ez főképpen a kommunikációs alkalmazások szempontjából jelentős korlát, hiszen az impulzusok gyakoriságát alapesetben nem lehet tetszőlegesen növelni a nagyobb átviteli sebesség elérése érdekében. Az impulzusgyakoriságot a rezonátor hosszának csökkentésével lehet elsősorban növelni, de ez a módszer általában csökkenti a lehetséges

módusok számát (N), így általában az impulzusok hossza nő, valamint a rövidebb erősítő-közeg miatt energiájuk csökken.

Aktív és passzív móduscsatolási technikák

Az aktív móduscsatolás során egy külső vezérlőjellel kapcsoljuk a rezonátorbeli móduscsatoló kapcsolót, míg a passzív móduscsatolás során a létrejövő impulzus kapcsolja önműködően, általában egy telítődő abszorbenst vagy erősítőt. A passzív móduscsatolási módszerekkel általában sokkal rövidebb impulzusokat lehet létrehozni, a 100 fs-nál rövidebb impulzusok kizárólag passzív móduscsatolással jönnek létre.

Az impulzushosszúság általában a móduscsatoló kapcsolási sebességétől is függ, ezért a gyorsabb kapcsolókkal rövidebb impulzusokat lehet elérni. Ugyanakkor az impulzushosszúságot számos más tényező is befolyásolja, így nem mindig a kapcsolási idő a döntő. Gyakran alkalmaznak χ_s kapcsolási idejű aktív móduscsatolókat passzívan móduscsatolt lézerek móduscsatolt üzemmódjának indítására. Általában azonban gyorsabb kapcsolási idejű móduscsatolóval az impulzushossz csökken.

A legelterjedtebben alkalmazott aktív móduscsatolók az akusztóoptikai és elektrooptikai cellák amelyekben az akusztóoptikai diffrakciót, illetve elektromos tér hatására létrejövő polarizációs állapot változást használják ki. A gyorsabb kapcsolás általában elektrooptikai módszerrel, a vezérlő elektromos tér kapcsolásával érhető el, így pikosekundumos nagyságrendű impulzusokat szilárdtestlézerekben elektrooptikai kapcsolóval értek el.

A használatos passzív móduscsatolók általában valamilyen telítődő abszorbens anyagok, amelyek abszorpciója vagy reflexiója az impulzus energiájának növekedésével csökken, egy adott energiaküszöb fölött átlátszóvá válnak. Fontos jellemzőjük a regenerálódási idő τ_r , az kis intenzitásoknál érvényes optikai veszteség α_0 és a küszöbintenzitás I_0 . Az optikai veszteség az intenzitás egyszerű függvényével közelíthető:

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_{sat}} \quad (1.7)$$

Ugyanilyen elvű a telítődő erősítő is, amelyben a negatív veszteség telítődik. Minden erősítő telítődik bizonyos intenzitássűrűség fölött, a gyakorlatban egyszerűen az erősítő közeg vagy a pumpálás mértékének, geometriájának optimális megválasztásával érhető el a rövid impulzusokat preferáló konstrukció.

Az elérhető impulzushosszúság nem közvetlen függvénye a móduscsatoló regenerálódási idejének. Kis regenerálódási idejű „gyors” abszorbenssel általában rövidebb impulzusok érhetőek el, de a 100 fs körüli és alatti tartományban általában szoliton képződik, amelynek hossza sokkal kisebb, mint a kapcsoló nyitvatartási ideje. Ilyenkor az abszorbens feladata az impulzussal együtt jelentkező folytonos elektromágneses tér elnyomása és a szoliton stabilizálása, a két vagy több impulzusra való szétesés megakadályozása. Az impulzusüzemű működés kialakulását a lassúbb abszorbensek inkább elősegítik, mert az induláskor a zajként jelentkező elektromágneses csúcsokból választódik ki az impulzus, amely nőni és rövidülni fog, így eleinte hosszabb ideig tartó veszteségmentes állapotra van szükség. Gyors abszorbensekkel együtt gyakran alkalmaznak az indításhoz sokkal lassúbb aktív móduscsatolókat, az impulzusvonal beindításához és stabilizálásához.

A femtosekundumos lézerekben leggyakrabban alkalmazott passzív móduscsatolási technika az erősítő közeg nemlinearitását kihasználó Kerr lencsés módszer, amelyben a közeg erősítése telítődik, valamint különböző vastagságú félvezető rétegek, amelyekben az elnyelést biztosító elektronállapotok száma véges (SESAM).

Diszperzió-kompenzáció

Mind a rezonátorban való oszcilláció, mind a szabad térben vagy szálban való terjedés során a fény fázisa frekvenciától függő eltolódást szenved - ez a diszperzió. Miután a rövid impulzusok sávzélessége nagy, a jelentős frekvenciakülönbségű komponensek jelentős fáziskülönbséget akumulálhatnak a terjedés során. Általában a frekvenciafüggő fázist Taylor-sorba fejtiük:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) + \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} \right) (\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\partial^3 \varphi}{\partial \omega^3} \right) (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (1.8)$$

ahol φ_0 a teljes impulzus által elszenvedett fázistolás, φ_0 az impulzus spektrumának központi frekvenciája. Az egyes tagok különböző változásokat idéznek elő az impulzus időbeli lefutásában és alakjában. Az elsőrendű derivált csak egy időkést okoz, de az alakot változatlanul hagyja, a második derivált, a csoport-késleltetés diszperzió (GDD) az egyes frekvenciakomponenseket időben egymástól eltávolítja, frekvenciában széthúzza az impulzust (un. chirp-öt hoz létre), a magasabb rendű komponensek pedig az impulzus még komplexebb torzulását okozzák.

Az ultrarövid impulzusú lézerekben a diszperziós hatásokat kompenzálni kell, általában minél rövidebb az impulzus annál magasabb rendű komponensig. A kompenzáció speciális eszközök rezonátorban vagy rezonátoron kívüli beépítését feltételezi, amelyek a rezonátorban elszenvedett mértékű de ellentétes előjelű frekvenciaszelektív fázistolást visznek az impulzusba. A diszperzió-kompenzáció különböző, általában frekvenciaszelektív eszközökön, prizmákon, rácsokon alapuló eszközökkel lehet megvalósítani. Egy eszközzel általában csak egyféle (egy adott tag hatását a Taylor sorból) diszperziót lehet kompenzálni, így a rendszer egészét az összes hatásának figyelembevételével lehet megtervezni. Általában a femtosekundumos impulzusok esetében a második derivált hatását kompenzálni kell, 30 fs rövidebb impulzusok esetében a harmadik derivált (TOD) hatását is.

A leggyakrabban elterjedt diszperzió-kompenzáló elemek a prizmapárok, amelyekben az anyagi diszperzió segítségével az impulzust térben spektrális alkotóelemeire lehet bontani, az egyes alkotóelemek fázisát a megfelelően különböző optikai úthossz (a második prizma) segítségével egymáshoz viszonyítva frekvencia szerint növekvő (pozitív) vagy csökkenő (negatív) irányban el lehet tolni, így ellensúlyozva az erősítő közegben és a rezonátor tükrein az impulzusba épülő fáziskülönbségeket.

Elterjedt ugyanakkor rezonátorokban speciális, igen sok rétegből álló tükrök alkalmazása, amelyekben az impulzus frekvenciakomponensei frekvenciától függően különböző mélységből verődnek vissza, így különböző fázistolást szenvednek. A rezonátorokban felhasznált tükröket úgy kell megtervezni, hogy az általuk bevitt fázistolás éppen kiegyenlítsse az erősítő közegben fellépő frekvenciaszelektív fáziskülönbséget.

A prizmáknak és tükröknek megfelelő tervezés, antireflexiós réteg alkalmazása és Brewster szög alatti bedöntés esetén kicsi a vesztesége, ezért alkalmazhatók rezonátorokban és a kinyerhető impulzusenergiát nem csökkentik számottevően. Ezzel szemben, a prizmákat rácsokkal is lehet helyettesíteni, de csak a rezonátoron kívül, vagy igen nagy erősítésű szállókészletekben, mert az optikai veszteségük sokkal nagyobb.

Az ultrarövid impulzusok alakjának formálásában igen nagy szerepe van a nemlineáris jelenségeknek, amelyek a rezonátorban és a terjedést biztosító közegben levő különböző anyagokban léphetnek fel. A nemlineáris jelenségek az anyagok törésmutatójának intenzitásfüggését, és így a bennük az impulzus különböző energiájú részei által elszenvedett különböző fázistolódását jelentik. A leggyakoribb a Kerr effektus, amelyben az n törésmutató az I intenzitás lineáris függvénye, n_2 az anyagra jellemző konstans:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1.9)$$

A nemlineáris jelenségek eredményeként az impulzusok mind térben transzverzálisan, mind időben eltorzulnak, a nagyobb intenzitású részek (az impulzus csúcsa térben és időben) nagyobb fáziskésést szenvednek mint a szélek. Az időbeli torzulást SPM-nek, önfázismodulációnak nevezzük.

A nemlineáris jelenség impulzusra gyakorolt térbeli hatása az alapja az egyik legsikeresebb passzív móduscsatolási technikának, a KLM-nek (Kerr lencsés móduscsatolás).

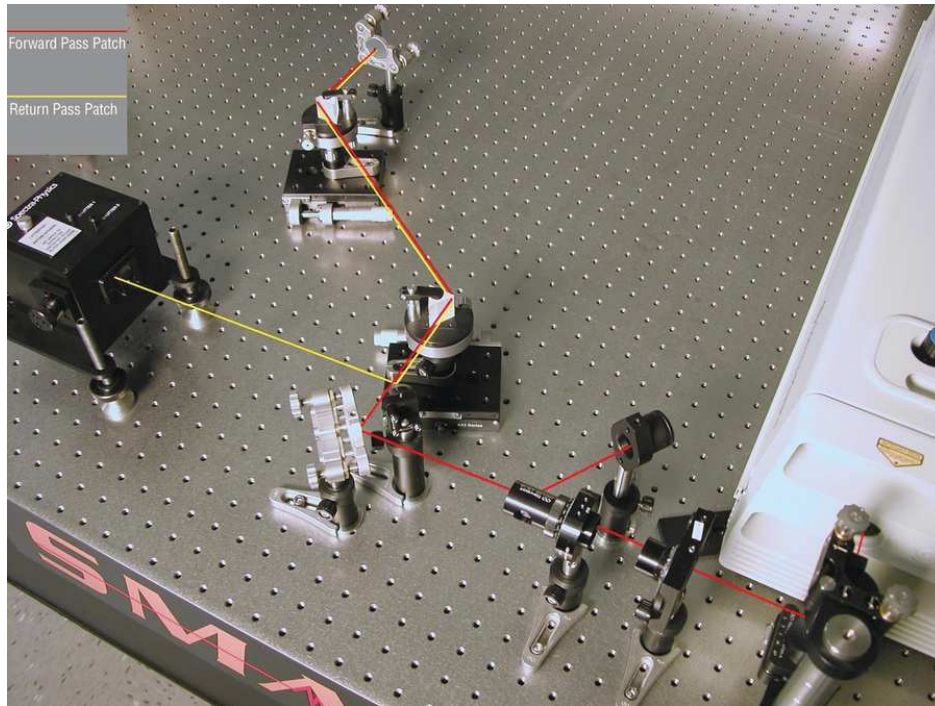
Ugyanakkor a diszperzió és a nemlinearitás időbeli hatása együttesen szoliton képződését segítheti elő, amelyben az egyik hatás a másikat kompenzálja. Ez általában bonyolultabb mechanizmus, mind a második, mind a magasabb rendű diszperziós tagok és nemlineáris tagok kompenzálhatják egymást. Alapszoliton alakul ki akkor, ha a másodrendű diszperzió (GDD) és Kerr effektus hatása ellentétes előjelű és körülbelül egyforma értékű a rezonátor körüljárása során. Ekkor az impulzus térben és időben stabil, a rezonátorban való terjedés során nem változtatja alakját és hosszúságát, csupán egy nemlineáris fázistolást szenved. Magasabb rendű diszperzió esetében magasabb rendű szoliton alakul ki, amelyben az impulzus alakja és hosszúsága nem ugyanakkora mindenhol, hanem térben periódusosan regenerálódik.

A 100 fs-nál rövidebb impulzusok kialakulása szolitonok kialakulásával lehetséges, miután ilyen gyors optikai kapcsolók még passzív változatban sem léteznek.

A rezonátoron kívül létrejövő szoliton jelentős a nagyobb távolságokra való kommunikációban, bár inkább szálakban; levegőben a kialakulásuk igen valószínűtlen, habár nem példa nélküli. A szálakban megvannak az alapfeltételei az önfázismodulációnak valamint az üveg eleve diszperzív, amely adalékolással szabályozható is.

Rezonátoron kívüli elemek diszperzió-kompenzálása

A külső optikai elemek, pl. akusztóoptikai kristályok, vagy lencsék által bevitt diszperzió megnyújtja az impulzusokat, miközben sáv szélességük lényegesen nem csökken. Ezek diszperzióját úgy kell kompenzálni, hogy a célterületen, a felhasználás helyén az eredeti, a sáv szélességnek megfelelő hosszúságú impulzus az ún. "transzform-limitált" impulzus álljon elő. Erre a legegyszerűbb módszer, és számunkra jelenleg kielégítő egy kétprizmás kompresszor alkalmazása. A kétprizmás kompresszoron a fény kétszer halad át, és közben a prizmák diszperziója következtében a kristályok és egyéb optikai elemek által bevitt diszperzióval, GDD-vel ellentétes diszperziós hatást, ún. "negatív" diszperziótólást szenved. A kompresszor akkor van jól beállítva, azaz a prizmák és a hátsó tükrök távolsága akkor megfelelő, ha az így bevitt negatív diszperzió kompenzálja az összes többi elem által bevitt pozitív diszperziót. Ezt a beállítást a mérés során ellenőrizni, és ha szükséges, módosítani kell.

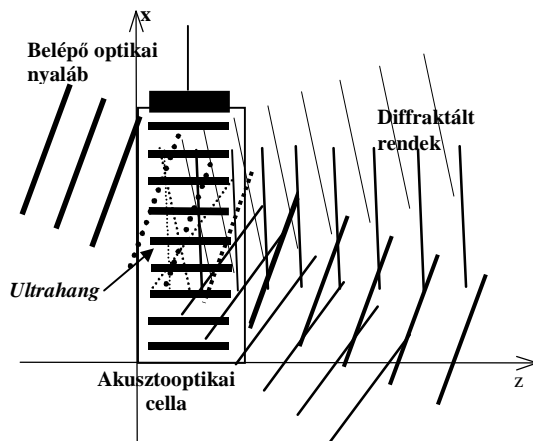


Kétprizmás kompresszor képe

2. Akusztóoptikai effektus és akusztóoptikai szűrők

Az akusztóoptikai effektus egy hang- és egy fény-nyaláb közötti kölcsönhatást használja úgynevezett foto-elasztikus közegben. Ezekben a közegekben a hang a közeg periodikus mechanikai deformációját hozza létre, amely a foto-elasztikus hatás következtében a közeg törésmutatójának ugyanilyen periodikus modulációjához vezet. Az effektus fizikai modellje az alábbi alapján képzelhető el: a hanghullám terének belsejében a modulált törésmutató egy belépő fényhullámmal szemben vastag fázisrácsként viselkedik. Az optikai nyaláb különböző részei a hanghullám különböző részein áthaladva különböző, a törésmutató-moduláció periodicitásának megfelelő fázisváltozást szenvednek.

Ha a belépő nyaláb síkhullám, a kilépő, az ábrán x mentén modulált fázisú fényhullám különböző irányba haladó síkhullámok sorozatára, diffrakciós rendekre bontható. Az effektus modellezésére, diffrakciós rendek számának és amplitúdójának meghatározására különböző feltételek mellett számos módszert dolgoztak ki, és használnak. Igen nagy jelentősége van az effektusnak egyes nagy foto-elasztikus koefficiensekkel rendelkező kristályokban, amelyeket az optikai és elektronikus jelfeldolgozás, információtovábbítás és -feldolgozás, spektroszkópia, lézerezítés vagy egyéb területeken használnak.



Az akusztóoptikai eszköz működésének vázlatja, a hangoszlop modellje

Az akusztóoptikai effektus hullámoptikai modellje lényegében a fényre felírt elektromágneses hullámegyenlet tárgyalását jelenti a hanghullám által perturbált közegben. A közeg hatását a fényhullám E elektromos térerejére a P elektromos polarizációval fejezzük ki. A hang hatását a klasszikus hullámegyenletben egy nemlineáris polarizáció-tagon keresztül vesszük figyelembe:

$$\nabla^2 \underline{E} - \frac{1}{c^2} \cdot [\underline{\epsilon}] \cdot \underline{E} = \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \cdot \underline{P}^{NL} \quad (2.1)$$

ahol a közeg akusztóoptikain kívüli hatását leíró lineáris, anizotrop polarizációs tagot az egyenlet baloldalán az $[\square] d^2 E / dt^2$ tagba olvasztottam bele, ahol $[\square]$ a lineáris permittivitás tenzor, c pedig a vákuumbeli fénysebesség.

Az akusztóoptikai effektus elsődleges hatása a törésmutatók hang általi megváltoztatása. A törésmutató a közegben a foto-elasztikus hatás közreműködésével a hang által okozott relatív megnyúlás hatására változik meg. Optikailag anizotrop közegben, mint amilyen a ma használatos akusztóoptikai kristályok döntő többsége, ezt a hatást általánosan a következő tenzor-egyenlet írja le:

$$\Delta \eta_{i,j} = \sum_{k,l} p_{i,j,k,l} \cdot S_{k,l} \quad (2.2)$$

Itt $p_{i,j,k,l}$ az un foto-elasztikus tenzor és $S_{k,l}$ a relatív megnyúlás tenzor szimmetrikus részének elemei. Az S tenzor a hang által előidézett u elmozdulással a következőképpen fejezhető ki:

$$S_{k,l} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (2.3)$$

Az (2.1) differenciálegyenletben az akusztóoptikai hatást reprezentáló nemlineáris polarizáció-tag akusztikus hullámmal való kapcsolatát a következő egyenlet írja le:

$$P_i^{NL} = \sum_{j,k,l} \epsilon_0 \chi_{ijkl} S_{kl} E_j \quad (2.4)$$

ahol E_j a lokális elektromágneses tér elektromos térerősség-vektorának j komponense, és χ_{ijkl} az akusztikusan indukált szuszceptibilitás:

$$\chi_{ijkl} = \sum_{m,n} (-\epsilon_{im} \epsilon_{jn} p_{mnkl}) = -n_i^2 n_j^2 p_{ijkl} \quad (2.5)$$

A második egyenlőség csak akkor igaz, ha koordinátarendszernek az index-ellipszoid tengelyeiből alkotott koordinátarendszert választjuk, ekkor, n_i és n_j a tengelyek mentén érvényes törésmutatók.

Az (2.1) differenciálegyenlet megoldása nélkül is képet alkothatunk magunknak a kölcsönhatás természetéről. A legegyszerűbb esetben az akusztóoptikai diffrakció izotrop közegben, síkhullámok között jön létre. Tekintsünk egy x - z síkban lejátszódó kölcsönhatást, amely az x irányban terjedő, L vastagságú

$$s(x,t) = S^* \cos(\Omega \cdot t - K \cdot x + \Phi_s)$$

(2.6)

egyenlettel leírt hang és a rá merőleges z iránnyal \square_0 szöget bezáró elektromágneses síkhullám között jön létre. Itt Ω a hang körfrekvenciája, K a hullámszáma és Φ_s a fázisa.

A hangot gyakorlati igényű modellekben vastag rácsként kell figyelembe venni. Ez lényeges különbséget jelent a vékony-rács közelítéshez képest, ha meggondoljuk, hogy a vastag rács több egymás után következő vékony rács hatásával is leírható. Valóban az egyik lehetséges megközelítésben a vastag rácsot vékony rácsok egymás után következő sorozatára bontjuk, és az egyes rácsok hatását az előző kimenetére alkalmazzuk. Ez mind analitikusan, mind numerikusan járható út, és számos fizikai leírásban alkalmazták.

A leglényegesebb feltételezés ebben a modellben, hogy az m -edik rendhez egy vékony rácsban járulék csak az előző rács $m-1$ és $m+1$ rendjéből származhat (csatolás csak a szomszédos rendek között lehetséges). Ugyanez a feltételezés szolgál másrésről az (2.1) differenciálegyenlet megoldásának alapjául is. Ez a modell az un Raman-Nath egyenletekhez vezet amelyek a

szomszédos diffrakciós rendek közötti kölcsönhatást kifejező egyenletek sorozatából állnak. Ha az elektromágneses teret egymáshoz képest \square frekvenciával eltolt, azaz $\square_m = \square_0 + m\square$ frekvenciájú összetevőkre bontjuk ami az (2.1) elektromágneses hullámegyenlet általánosan alkalmazott megoldási módja, ugyanazon csatolt egyenletrendszerhez jutunk:

$$2jk_{mz} \frac{dE_m(z)}{dz} + \left(k_m^2 - \frac{n_m^2 \omega_m^2}{c^2} \right) \cdot E_m(z) = \frac{\omega_m^2}{2jc^2} \cdot \left(p_{m,m-1} Sn_{m-1}^2 E_{m-1}(z) - p_{m,m+1} Sn_{m+1}^2 E_{m+1}(z) \right) \quad (2.7)$$

Itt a következő lényeges közelítésekkel számolunk: bár a beeső fény a z iránnyal tetszőlegesen \square_0 szöget zár be, az E_m amplitúdók csak a z irányban - a hangra merőlegesen - változnak, és a hang egy S amplitúdójú, z irányban L szélességű, y irányban végtelen kiterjedésű, x irányba haladó síkhullám amely az (2.6) egyenlettel írható le.

Ha az optikai nyaláb nem síkhullám, akkor is kifejezhető egy térben és időben az optikai frekvenciákhoz képest sok nagyságrenddel lassabban változó amplitúdó és egy $\exp(\square t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ hullámtag szorzataként. A kölcsönhatás során keletkező diffraktált rendek általánosan ilyen hullámként foghatók fel. Az m -edik diffraktált rend hullámvektora \mathbf{k}_m , a diffrakció következtében teljesíti a következő összefüggést:

$$\mathbf{k}_m = \mathbf{k}_0 + m \cdot \mathbf{K} \quad (2.8)$$

amely kvantummechanikai megközelítésben, ha az akusztóoptikai effektust fotonok és fononok közötti ütközésként kezeljük, a foton-fonon kölcsönhatás során érvényes impulzus-megmaradási törvényből is következik. Ugyanakkor a diffraktált rendek a kölcsönhatási közegnek sajátmódusai kell legyenek, ezért hullámszámuk abszolút értéke az \square_m frekvenciából és a sajátmódus n_m törésmutatójából:

$$|\mathbf{k}'_m| = \frac{n_m \cdot \omega_m}{c} \quad (2.9)$$

valamint irányuk a sajátmódus irányával megegyező. Az (2.8) és (2.9) a két legfontosabb diffrakciós feltétel egy adott közegben, meghatározva a kölcsönhatás konfigurációját, a nyalábok egymással és az optikai tengelyekkel bezárt szögei, valamint az akusztikus és optikai frekvencia közötti összefüggést.

Raman-Nath ill. Bragg kölcsönhatás

Az L vastagságú S amplitúdójú síkhullám nem egy valós, hanem egy fizikailag nem létező modell, a kapott eredmények mégis alkalmazhatók, gyors becslésre közvetlenül az átvitel számolására adott konfigurációban, vagy kiindulásul a modell továbbfejlesztésére. Minél vastagabb a hangoszlop, annál jobban közelíti a síkhullámot. A hangoszlop vastagságának, ill. a hang frekvenciájának a függvényében a kilépő diffraktált rendek száma és relatív intenzitása változik. Kis kölcsönhatási hossz, ill. kis hangfrekvenciák esetén a kilépő fény alapvetően több összemérhető diffraktált rendből áll, míg a hangoszlop vastagságának növelésével a másik végletbe lehet jutni, ahol gyakorlatilag csak meghatározott feltételek teljesülése esetén jelenik meg vagy csak a pozitív vagy csak a negatív elsőrend. Az első eset akkor valósul meg, ha az un Raman-Nath, vagy Debye-Sears feltétel teljesül:

$$\frac{K^2 L}{k} \ll 1 \quad (2.10)$$

Erre az esetre az m . rend amplitúdója a J_m m -ed rendű Bessel függvénnyel fejezhető ki, amelynek argumentuma a hang által előidézett maximális optikai fázistolást tartalmazza a rend m számától függetlenül. Ezen konfiguráció gyakorlati jelentősége csekély, mert az elérhető maximális határfok 40%, és az akusztóoptikai eszközök többségében egy diffraktált rendre és nagy $-50-100\%$ - diffrakciós határfokra van szükség. Az akusztóoptikai szűrők kivétel nélkül a (2.10)-el ellentétes feltétellel definiálható Bragg üzemmódban vagy annak határán működnek.

A Bragg üzemmód feltétele a nagy L kölcsönhatási hossz, amely csak az első rend kialakulását teszi lehetővé. Kialakulására szemléletes kép, hogy az optikai teljesítmény a

kölcsönhatás során a diffrakciós rendek között megoszlik, egyikből a másikba diffraktálódik a kölcsönhatási hossz mentén. A kimeneten egy rendben található, de a kölcsönhatás következtében különböző rendekből származó diffrakciós komponensek fázisban eltérnek egymástól. Ha a (2.10) feltétel ellentéte teljesül, Bragg üzemmódban a magasabb rendek kioltják egymást, és csak az elsőrend komponensei adódhatnak fázisban össze, ha a hang és a fény kielégítik a (2.8) és (2.9) diffrakciós feltételeket. Ez optikailag izotrop közegben annak felel meg, hogy a kölcsönható fény és hanghullámok Bragg szöget zárnak be egymással.:

$$\theta_B = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right) \quad (2.11)$$

A Bragg üzemmód modellezésére az L vastagságú, S amplitúdójú síkhullám a szokásos megközelítés.

Az akusztikus teljesítmény és az S kitérés amplitúdó közötti összefüggés a következő:

$$P_0 = \frac{1}{2} \cdot \rho v_a^3 \cdot |S|^2 \cdot L \cdot H, \quad (2.12)$$

ahol ρ a közeg sűrűsége, v_a az akusztikus sebesség, L és H az akusztikus oszlop méretei a kölcsönhatási síkban. Ha a Bragg feltétel teljesül az elsőrendű diffrakciós hatásfokra érvényes összefüggés:

$$\eta = \sin\left(\sqrt{\left(\frac{\pi L p_{eff} S n^3}{2\lambda_0 \cos(\theta)}\right)^2}\right) = \sin\left(\sqrt{\frac{\pi^2}{\lambda^2 \cos(\theta)^2} \cdot \frac{M_2 P_0 L}{2H}}\right) \quad (2.13)$$

ahol felhasználtuk a hangteljesítmény (1.22) összefüggését és megjelent az M_2 paraméter:

$$M_2 = \frac{p_{eff}^2 n_1^3 n_0^3}{\rho v_a^3} \quad (2.14)$$

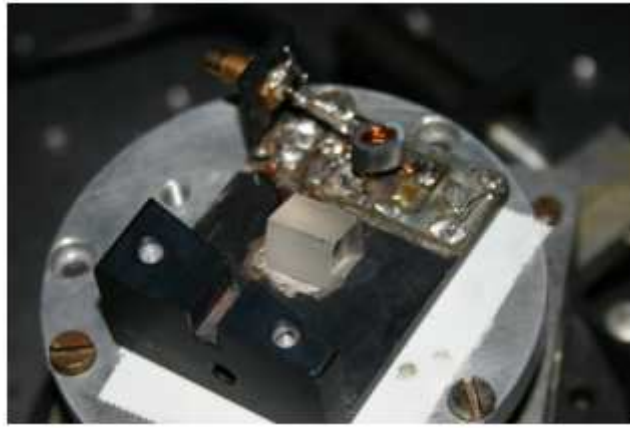
ahol az M_2 általános, anizotrop formáját mutattam be, n_0 ill. n_1 a nullad- illetve elsőrend törésmutatója, mivel ezek optikailag anizotrop diffrakció esetén általában különböznek. Az M_2 tényező adott akusztikus módusra és a kölcsönhatási közegre vonatkozó paramétereket tartalmaz, ezért előszeretettel alkalmazzák az akusztóoptikai eszközökben használatos akusztikus módusok és anyagok összehasonlítására.

Egy lényeges áttörés volt az akusztóoptikai effektus kölcsönhatásának modellezésében hogy a hangoszlop nem L vastagságú síkhullámként, hanem L vastagságú kétdimenziós hangoszlopként kezelhető matematikailag. Ebben az esetben a hangoszlop síkhullámok összegére bontható (térben Fourier transzformálható), és amplitúdó-eloszlása az L méret mentén (egy, a számunkra lényeges dimenzióban):

$$S(\gamma) = S_0 \cdot \text{sinc}\left(\frac{\pi \cdot \gamma \cdot L}{\Lambda}\right) \cdot \exp\left(\frac{j\pi\gamma \cdot L}{\Lambda}\right) \quad (2.15)$$

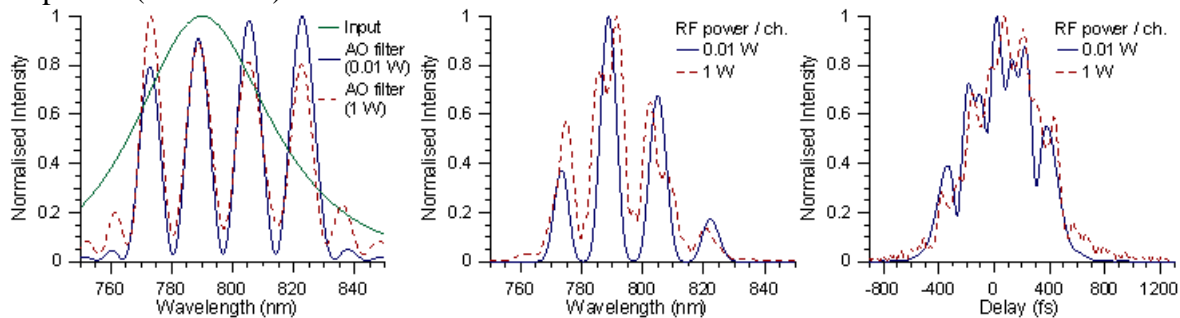
ahol Λ a síkhullám-komponens és a hangoszlop tengelye által bezárt szög, λ az akusztikus hullámhossz, és L a hangoszlop szélessége. A (2.9) sajátmódus-feltétel, meg a (2.8) diffrakciós feltétel a diffraktált fény hullámvektorára úgy teljesül egyidejűleg, hogy a hangoszlop megfelelő θ szög alatt terjedő síkhullám-komponense vesz részt a diffrakcióban. A megfelelő síkhullám-komponens a hang és a fény frekvenciájának megfelelő Bragg szöget zárja be a beeső fényvel.

Gyenge kölcsönhatás, vagyis kis diffraktált intenzitások esetén tehát a diffrakciós hatásfok egyenesen arányos a megfelelő hangkomponens teljesítményével.



Akusztóoptikai szűrő képe

Szűrők esetében az L hosszúság 10 mm- 30 mm nagyságrendű, miáltal a diffrakcióban részt vevő akusztikus komponensek közül csak a tengellyel kis szöget bezárók fognak a diffrakcióhoz szükséges mennyiségű hangteljesítményt hordozni. Ez áttételesen azt jelenti, hogy a csak kevés hangfrekvencián lesz megfelelő szögű és teljesítményű hangkomponens, ezért a diffrakció kis hangfrekvencia- sáv szélességben fog lezajlani. Ugyanez azt is jelenti, hogy a diffrakció fényben is kis sáv szélességű lesz, a Bragg feltétel alapján, azaz egy adott akusztikus frekvenciával, ún. csatornával vezérelve az eszközt a diffraktált nyaláb optikai sáv szélessége kicsi lesz: 1-3 nm. Ha a belépő fény egy ennél nagyobb sáv szélességű femtosekundumos impulzus, a diffrakció belevág a sávba, és csak azokat az optikai frekvenciákat diffraktálja, amelyekre a Bragg feltétel teljesül. Ez adott akusztikus frekvencián azt eredményezi, hogy egy hosszabb, kisebb sáv szélességű impulzus lesz a diffraktált nyalábban, amelynek maximumát meghatározza a Bragg feltételből az adott akusztikus frekvencián maximálisan diffraktált optikai hullámhossz. Ha egyszerre több akusztikus frekvenciát- csatornát - alkalmazunk, a diffraktált nyalábban több, az eredetinel hosszabb, átlapolódó impulzus jelentkezik, amelyek maximuma nem ugyanott található. Az egyes impulzusok egymáshoz viszonyított aránya, maximumaik helye az akusztikus frekvencia-csatornák amplitúdójával és frekvenciájával elektronikusan állítható, tehát a kimeneti impulzus (diffraktált) eredő lefutása elektronikusan vezérelhető.

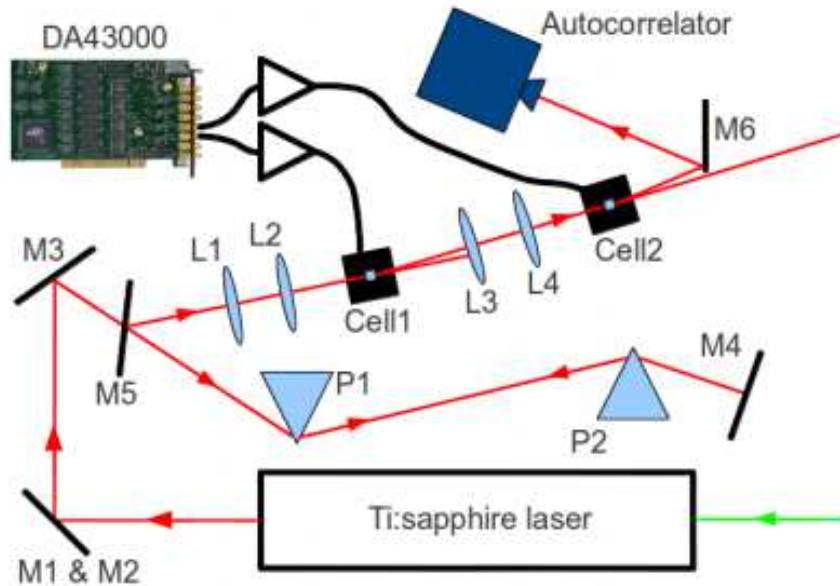


Akusztóoptikai alakformáló működése: Az egyes akusztóoptikai csatornák optikai frekvencia-sáv szélessége a lézerpulzus spektrumához viszonyítva (a) Különböző teljesítményszinteken diffraktált impulzusok spektrumai (b) Tipikus diffraktált impulzusalakok keresztkorrelációval mérve (c)

Az egyes akusztikus csatornákon diffraktált impulzusok nem ugyanabba az irányba fognak haladni, irányuk egy kevéssé eltér a disperzió miatt. Ezt korrigálendő a diffraktált nyalábot még egyszer diffraktáljuk egy második szűrőben, amely után a kétszeresen diffraktált nyalábban az egyes komponensek már egy irányba haladnak. A második szűrőt ugyanazokkal az akusztikus frekvencia-csatornákkal vezéreljük, mint az elsőt, hogy lehetőleg minden fényt újra diffraktáljunk, amit az első szűrő az eredeti impulzusból kivágott.

3. Mérési elrendezés

A mérési elrendezés látható az alábbi ábrán. A be és kilépő impulzusokat spektrométerrel és autokorrelátorral karakterizáljuk. Az autokorrelátorral az impulzusok időbeli lefutásáról kapunk információt, mert ezeket a gyors folyamatokat közönséges fotodetektorral nem láthatjuk. A mérési feladatok között szerepel az impulzusok képének mérése fotodetektorral és oszcilloszkóppal, itt látható, hogy ezen eszközök felbontása nem elegendő az impulzusok tényleges hosszának meghatározásához.



A mérési elrendezés vázlatja

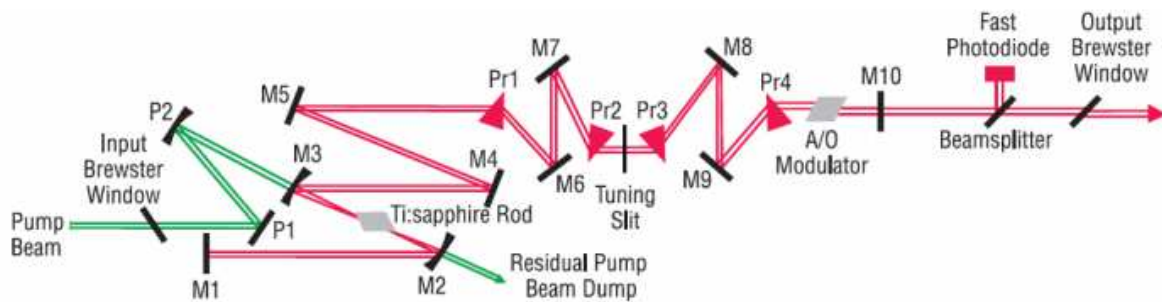
Az ábrán szereplő DA43000 vezérlőkártya szolgáltatja az akusztikus jeleket, az egyes akusztikus csatornákat (maximum négyet). Ez számítógéppel vezérelhető egy egyszerű programmal. A program kezelési útmutatója. A számítógép mellett található, lényegében az egyes csatornák frekvenciáját és amplitúdóját lehet kézzel beállítani. Alternatívaként négy csatornás frekvenciagenerátor is használható, ennek frekvenciái rögzítettek, csak az amplitúdó és a relatív fázis állítható be.

A mérésben felhasznált lézer egy Spectra Physics tsunami laser, amelynek átlagteljesítménye 850 mW, legrövidebb impulzushosszúsága 76 fs (ennek megfelelően a hozzá tartozó spektrum félértékszélessége 17 nm). Az impulzusok ismétlődési frekvenciája 80.8 MHz. Az optimális működést bekapcsolás után a kilépő teljesítmény és a kilépő sávzsélesség maximalizálásával a végtükrök hangolásával és a beépített kompenzáló prizma hangolásával lehet beállítani. A móduscsatolás passzívan, Kerr lencsével történik, ezért a móduscsatolás leállításához elég a pumpáló nyalábot kitakarni.



Tsunami lézer Nd:YLF lézerrel pumpálva

A móduscsatolás indításához jó beállítás esetén egy erőteljesebbet kell tekerni a prizmak állító-mikrométerén, vagy rá kell ütni röviden az optikai asztalra. A spektrumon jól látható az impulzusüzemű működés beindulása.



A lézerezonátor elemei és felépítése

A lézer indítása:

- ellenőrizni, hogy a tápegységek és a hűtő működik (be van kapcsolva minden, a hőfok 18 °C)
- ha valamelyik nem működik mérésvezetőnek kell jelezni
- a lézer vezérlőegységének bekapcsolása (bekapcsoló-gomb hátul, sikeres kapcsolás után a narancssárga LED világít)
- a pumpalézer kapcsolóján ellenőrizni, hogy a beállított teljesítmény a P1 szint, azaz 0.2 W
- a kapcsolón a fehér gombot addig nyomni, amíg az "Emission Indicator" LED világítani nem kezd
- a MENU pontban a Shutter alpontban az "ON" állásba állni
- visszalépni a főmenübe a MENU megnyomásával, majd a P2 teljesítményt beállítani a P2 gomb megnyomásával

Kikapcsolás:

- a pumpalézer kapcsolóján a P1 gomb megnyomása
- miután a teljesítmény beállt a fehér gomb elnyomva tartása, amíg az "Emission Indicator" LED kialszik
- a lézer-vezérlőegység kikapcsolása (kapcsoló hátul)

Mérési feladatok:

1. feladat: A Ti:zafír lézer beüzemelése és a kívánt működési hullámhossz kiválasztása a spektrométer segítségével. A teljesítmény és spektrum alapján beállítani a móduscsatolt impulzusüzemű módot és optimalizálni a teljesítményt és spektrumot a végtükrök-prizmák mozgatásával - visszacsatolás egyidejű spektrum és teljesítmény mérés

2. feladat: Az autokorrelátoron ellenőrizni a lézerből kilépő impulzust két üveglapon reflexióval kicsatolt nyalámban

3. feladat: Az impulzuskompresszorba becsatolás (kicsatoló üveglapok kiszedése) és az autokorrelátorral az impulzus mérése a kompresszor után. Spektrum ellenőrzése a kompresszor után. Ellenőrizzük, hogy a prizmak, tükrök nem vágnak a nyalábba. Betesszük a két akusztóoptikai szűrőt a nyaláb útjába, a kompresszor és az autokorrelátor között és ellenőrizzük az autokorrelátoron kapott értéket. Közel vissza kell kapnunk a lézer után mért értéket a kompresszoron és a két szűrőkristályon egyaránt áthaladó nyaláb esetében.

4. feladat: Első akusztóoptikai szűrő behelyezése és pozíciójának optimalizálása. 82, 84 és 86 MHz akusztikus csatornákon a diffrakció optimalizálása a szűrő szögének beállításával, határfok optimalizálása translációval (vízszintes illetve függőleges) - közben a diffraktált teljesítményt teljesítménymérővel mérjük.

5. feladat: A diffraktált nyaláb spektrumának mérése. Szükség esetén, egyforma csúcsok eléréséhez a csatornák frekvenciájának és/vagy amplitúdójának beállítása.

6. feladat: A második szűrő behelyezése úgy, hogy a diffraktált nyaláb áthaladjon rajta, és a diffrakció optimális legyen ugyanazokon az akusztikus csatornákon, amelyeket az első szűrőhöz beállítottunk. A kétszeresen diffraktált nyalábot teljesítménymérővel mérjük, az eszköz szögét és pozícióját diffraktált teljesítményre optimalizáljuk.

7. feladat: A kétszeresen diffraktált nyaláb spektrumát és alakját mérjük (spektrométerrel és autokorrelátorral). A kapott spektrumokat és impulzusalakokat elmentjük. Az akusztikus csatornák frekvenciájának, amplitúdójának és relatív fázisának hangolásával különböző impulzusformákat és spektrumokat hozunk létre, az összetartozó spektrumokat és jelalakokat elmentjük. A kiértékeléskor megpróbálunk Fourier transzformált párokat felismerni.

Budapest, 2012. február 12.