

# PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Fizika Doktori Iskola

Nemlineáris optika és spektroszkópia program

**Terahertzes impulzusokkal történő részecskegyorsítás szimulációi**

Doktori disszertáció

**Turnár Szabolcs Tamás**

Témavezető:

**Dr. Tibai Zoltán**

egyetemi adjunktus

**PTE TTK Fizikai Intézet**



**PÉCS, 2022**

## Tartalomjegyzék

1	Bevezetés.....	4
2	Irodalmi áttekintés.....	6
2.1	Döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer .....	8
2.2	Nagyenergiájú THz-es források.....	11
2.2.1	Hibrid döntött impulzusfrontú elrendezés .....	11
2.2.2	Reflektív lépcsős rácsos elrendezés.....	12
2.2.3	Nemlineáris lépcsős kristály alapú hibrid elrendezés.....	13
2.2.4	Reflektív nemlineáris lépcsős kristály alapú elrendezés .....	14
2.2.5	A különböző terahertz generálási módszerek összehasonlítása .....	15
2.3	Terahertzes részecskemanipuláció.....	15
2.3.1	Előzmények .....	15
2.3.2	Terahertzes sugárzással hajtott kompakt részecskegyorsító.....	19
2.3.3	Terahertzes sugárzással hajtott lineáris elektronyorsító .....	22
2.3.4	Szegmentált terahertzes elektronyorsító és elektronmanipuláló berendezés....	24
2.3.5	Terahertzes sugárzással hajtott inverz szabadelektron-lézer .....	26
3	A modell alapvető elemei.....	28
3.1	Elektromágneses sugárzás kölcsönhatása elektronnal .....	28
3.2	Optikai impulzus terjedése.....	29
3.3	Gauss-görbe lefutású impulzus erős fókuszálása és annak következményei .....	34
3.4	Elektromágneses sugárzással történő longitudinális csomókompresszió .....	38
3.5	A transzverzális csomókompresszióra alkalmas többrétegű mágnesetekeres mágneses tere	41
3.6	Terahertzes impulzus energiájának meghatározása .....	43
3.7	A szuperponálódott csúcs elektromos térerősség értékének növelése állandó rendszerenergia mellett .....	44
3.8	Az elektroncsomó emittanciájának és fényességének meghatározása.....	45
4	Szoftverek.....	46
4.1	EPOCH .....	46
4.2	General Particle Tracer (GPT) .....	47
5	Célkitűzés.....	50
6	Tudományos eredmények .....	52
6.1	THz-es impulzussal történő elektronyorsítás alapjai .....	52
6.2	Első gyorsítási szakasz optimalizálása és szimulálása két darab THz-es impulzus esetén	59

6.2.1	Elektron utógyorsítása két darab THz-es impulzus esetén.....	69
6.3	Elektronok relativisztikus sebességre való gyorsításának szimulálása négy-négy darab THz-es impulzussal.....	72
6.3.1	Első gyorsítási szakasz optimalizálása és szimulálása négy darab THz-es impulzus esetén.....	74
6.3.2	A relativisztikus elektroncsomó méreteinek csökkentése.....	76
6.3.3	Elektroncsomag utógyorsítása négy darab THz-es impulzus segítségével.....	81
6.3.4	A jósolt elektroncsomagok főbb paraméterei és felhasználhatóságuk.....	84
7	Összefoglalás.....	87
7.1	Tézispontok.....	87
8	Summary.....	90
8.1	New Scientific Results.....	91
	Köszönetnyilvánítás.....	94
	Saját közlemények.....	95
	Irodalomjegyzék.....	99
	Függelék.....	110
F.1.	Szimulációs paraméterek I.....	110
F.2.	Szimulációs paraméterek II.....	110
F.3.	Mágnestekercs mágneses terének meghatározása.....	110

# 1 Bevezetés

A Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézetének egyik fő kutatási területe a nagy energiájú terahertzes (THz) impulzusok fejlesztése és azok alkalmazási lehetőségeinek felkutatása. A terahertzes sugárzás a mikrohullámok és az infravörös tartomány között található az elektromágneses spektrumban. Frekvenciája jellemzően 0,1-30 THz ( $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ ) között található, ami hullámhosszban a 3-0,01 mm-es tartományba esik. A THz-es sugárzás úgynevezett kisenergiájú, azaz nem ionizáló sugárzás, így nem veszélyes az élő szervezetekre. Alkalmazási területei közé tartozik többek között az anyagtudomány [1-4], a biológia [5, 6], a részecskegyorsítás [7-10], az orvosi alkalmazások [11] és a biztonságtechnika [12, 13].

Dr. Hebling János 2009-ben előrevetítette a THz-es impulzusok egy jövőbeli alkalmazási területét, a részecskemanipulációt [14]. Több mint egy évtizeddel ezelőtt azonban nem állt rendelkezésre az a technikai háttér, mely a számítások és szimulációk alapján a részecskék THz-es impulzusokkal történő hatékony manipulálásához és gyorsításához szükséges lett volna. Az elmúlt évtizedben a terahertzes források területén végbemenő fejlődésnek köszönhetően [15-17] napjainkra viszont reálissá vált a terahertzes impulzussal hajtott részecskegyorsító elrendezések kísérleti megvalósítása [9, 10, 18, 19], valamint azokat elősegítő és optimalizáló numerikus vizsgálatok elvégzése [7, 8]. Ennek a fejlődésnek köszönhetően kijelenthető, hogy mára a részecskegyorsítás a THz-es közösség egyik leggyorsabban fejlődő kutatási területe lett.

A Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézete célul tűzte ki a csak THz-es impulzusokon alapuló részecskegyorsító berendezés megtervezését, valamint annak numerikus szimulációkkal való optimalizálását. Munkánk során megmutattuk, hogy a kezdeti szimulációk alapján kétfokozatú lépcsős gyorsítással akár MeV-os elektronok is elérhetőek lesznek. Végső célunk egy olyan THz-es sugárzással hajtott kompakt részecskegyorsító berendezés kísérleti megvalósítása, mely alkalmas ultrarövid, MeV energiájú elektronimpulzusok előállítására. Ezzel új lehetőségek nyílnak meg többek között atomi és molekuláris folyamatok vizsgálatára is.

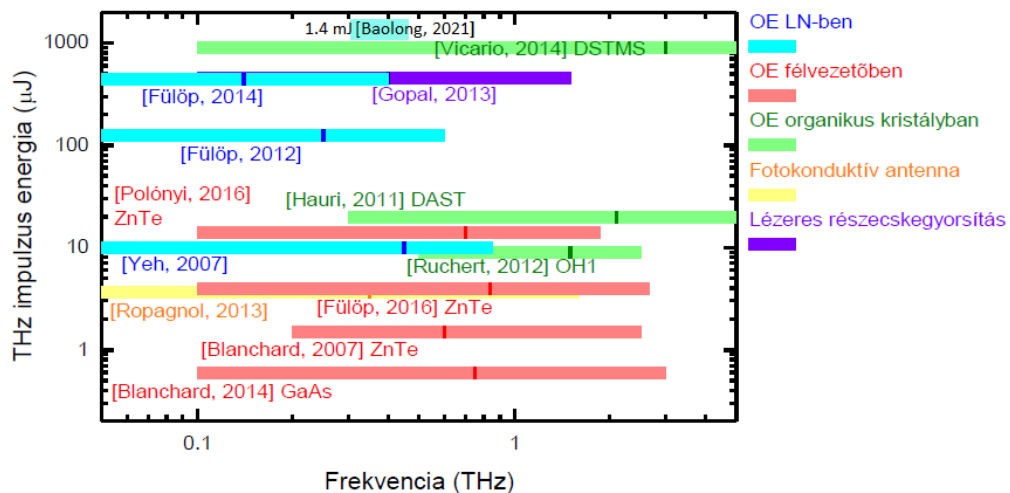
Doktori disszertációm témája tehát a THz-es impulzusokkal történő részecskegyorsítás. Dolgozatomban bemutatom az ultrarövid relativisztikus elektroncsomagok előállítására tervezett kompakt részecskegyorsító berendezések főbb elemeit és azok működését, valamint ismertetem a gyorsítást végző elemek paramétereinek lehetséges optimalizációs folyamatait és a kapott eredményeket. Dolgozatom második fejezetében ismertetem a THz-es források

fejlődését, részletezve azokat a THz generálási technikákat, melyekkel a részecskegyorsításhoz szükséges néhány GV/m-es nagyságrendű csúcs elektromos térerősség is elérhetővé válhat. Ugyanebben a fejezetben ismertetem a kísérletileg tesztelt és különböző technikákon alapuló THz-es sugárzással hajtott részecskegyorsítókat. Előnyeik és korlátjaik bemutatása közben összehasonlítom őket működésük és az előállított vagy jósolt elektroncsomók paramétereinek tekintetében. A harmadik fejezetben az elektrongyorsításhoz és elektronmanipulációhoz szükséges legfontosabb elméleteket ismertetem. A széles körben, valamint a munkám során is használt szimulációs szoftverek működését a negyedik fejezetben részletezem. Célkitűzéseim ismertetését követően a hatodik fejezettől tudományos eredményeim részletes bemutatása következik. Az általam készített szimulációk alapján megtervezett részecskegyorsító berendezés működési elvét és az általa jósolt elektroncsomó főbb jellemzőit, valamint az egyes gyorsítási szakaszok paramétereinek numerikus szimulációkkal történő optimalizálását a hatodik fejezetben ismertetem. Dolgozatom hetedik fejezetében összefoglalom a kapott eredményeket, majd ismertetem tézispontjaimat.

## 2 Irodalmi áttekintés

Az utolsó két évtizedben a THz-es tudomány jelentős fejlődésen ment keresztül, mely számos új lehetőséget nyújtott a töltött részecskék hatékony gyorsítására és manipulálására. A THz-es technikák és eszközök széleskörű alkalmazhatóságát a femtoszekundumos ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) lézereken alapuló THz-es források megjelenése tette lehetővé. Az elmúlt egy évtizedben a különböző technikákkal generált THz-es impulzusok energiája körülbelül 7 nagyságrenddel nőtt, ezzel elérve az 1 mJ-os energiát, valamint a  $100 \frac{\text{MV}}{\text{cm}}$ -es csúcs elektromos térerősséget [20].

Az 1. ábrán a munkám során elsődlegesen vizsgált THz-es források és az általuk elérhető THz-es energiák láthatóak, melyek a néhány 10-100  $\mu\text{m}$ -es nagyságrendbe eső elektronsomók gyorsítására nagy hatásfokkal használhatóak.



1. ábra Különböző THz-es sugárzás generálási technikák által elért energiaértékek a keltett impulzusok frekvenciájának függvényében (OE: optikai egyenirányítás) [20].

Az alacsony frekvenciájú THz-es tartományban ( $<1 \text{ THz}$ ) az eddigi legnagyobb impulzusenergiákat [21, 22] és térerősségeket [17, 23, 24] lítium-niobát ( $\text{LiNbO}_3$ , LN) kristályban az optikai egyenirányítás<sup>1</sup> és a 2.1-es fejezetben bemutatásra kerülő döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer segítségével érték el.

A magasabb THz-es frekvenciák előállítására (1,5 – 5 THz) alkalmas szerves kristályok esetén (DAST, DSTMS) néhány – néhány 100  $\text{MV/cm}$  -es csúcs térerősség, valamint közel mJ-os energiák érhetőek el az optikai egyenirányítás módszerével [25]. Ebben az esetben a

<sup>1</sup> Az optikai egyenirányítás egy másodrendű nemlineáris optikai folyamat, ami egyetlen femtoszekundumos pumpáló impulzus spektrális komponensei közötti különbségi frekvenciakeltésen alapul.

kollineáris elrendezés a THz-es nyaláb kiváló fókuszálását eredményezi, azonban a szerves kristályok előállítása bonyolult és költséges. Mindemellett, ebben az esetben a THz-es sugárzás előállításához a THz-es források esetén elterjedt pumpáló lézerektől eltérő hullámhosszúságú lézerre van szükség a megfelelő hatásfokú terahertzes sugárzás keltéséhez [26]. Ez a tény szintén negatívumnak tekinthető a megvalósítás tekintetében. Mindezeket figyelembe véve számolásaim jelentős részét az alacsony frekvenciájú THz-es tartományban (<1 THz) előállítható impulzusokkal végeztem.

Az olyan félvezetők felhasználásával, mint a cink-tellurid (ZnTe), gallium-foszfid (GaP), vagy a Gallium-arsenid (GaAs) a LN-hoz hasonló módon az alacsonyabb frekvenciájú THz-es tartományban állítható elő sugárzás az optikai egyenirányítás módszerét alkalmazva. Nagy előnyük, hogy az optikai tartományon vett csoport-törésmutatójuk és a THz-es tartományon vett törésmutatójuk csak kis mértékben tér el egymástól, így a THz-es sugárzás keltéséhez szükséges sebességillesztés (2.1-es fejezetben részletezem) kollineáris elrendezésben is teljesül. A félvezetők ezen tulajdonsága nagyban leegyszerűsíti a THz-es sugárzás generálásához megépítendő elrendezést. Előnyük mellett azonban hátrányokkal is rendelkeznek. A félvezetők tiltott sáv szélessége jóval keskenyebb, mint a lítium-niobáté, ami nagyban korlátozza a nagy energiájú pumpalézer alkalmazhatóságát. Ez a tény pedig egyértelműen korlátozza a kelthető THz-es sugárzás energiáját is. Továbbá, a lítium-niobát közel 3 – 8-szor nagyobb effektív nemlineáris koefficienssel<sup>2</sup> rendelkezik, mint azt itt említett félvezetők, aminek szintén szerepe van a THz generálás hatásfokának növelésében. Számítások és a kísérleti megvalósítások alapján kijelenthető, hogy félvezetők esetén 1-2 nagyságrenddel kisebb az előállítható impulzusenergia a LN kristály segítségével előállított energiákhoz képest.

A mai napig nagy erővel folyik az előzőekben említett anyagok és módszerek vizsgálata, valamint az új lehetőségek utáni kutatás [17]. Számos előnyének köszönhetően a lítium-niobát kristály vált széles körben elterjedté nagyenergiájú THz-es impulzusok előállítására az optikai egyenirányítás módszerét alkalmazva. Dolgozatom fő témája a részecskegyorsítás, így a következő fejezetekben a nagy hatásfokú THz-keltéshez alkalmazható technikák és elrendezések közül mutatok be néhányat, melyek a részecskegyorsításhoz elegendően nagy térerősséget jósolnak a közeljövőben.

---

<sup>2</sup> Anyagra jellemző állandó. Mértékegysége: pm V<sup>-1</sup>.

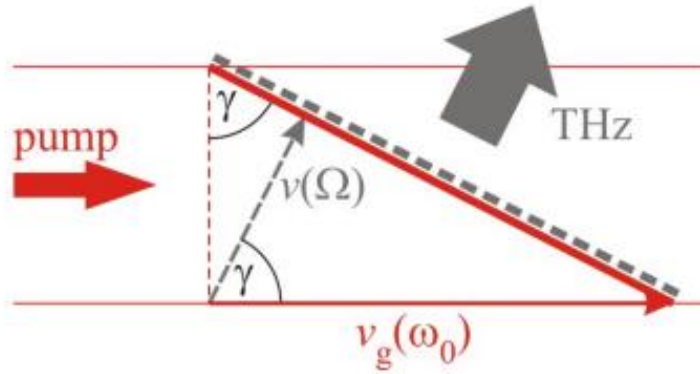
## 2.1 Döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer

Kimagaslóan jó nemlineáris optikai tulajdonságokkal rendelkező anyagok esetén, mint például lítium-niobát (LN) és lítium-tantalát (LT), hatékonyan lehet közel egyciklusú THz-es impulzusokat kelteni az itt részletezett technika segítségével. Az előzőekben említett nemlineáris kristályok esetén azonban az optikai tartománybeli törésmutató és a THz-es tartománybeli törésmutató közötti jelentős különbség miatt kollineáris elrendezésben nem teljesül a fázisillesztés, azaz az optikai tartománybeli csoportsebesség (2. ábra  $v_g(\omega_0)$ ) nem egyezik meg a THz-es tartománybeli fázissebességgel (2. ábra  $v(\Omega)$ ). Erre a problémára jelent megoldást a döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer.

A döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer a pumpáló impulzusok intenzitásfrontjának (impulzusfrontjának) a fázisfronthoz képest történő megdöntésén alapuló technika, mely az extrém nagy energiájú THz-es impulzusok előállításának és ezáltal a töltött részecskék megfelelő hatékonysággal történő gyorsításának alappilléreként szolgál. A technika ötlete és 2002-ben történő demonstrálása Dr. Hebling János nevéhez köthető [27]. A nagy hatásfokú fázisillesztéssel keltett THz-es impulzusok előállítására alkalmas eljárás működési elve a 2. ábrán látható.

A 2002-es kézirat megjelenését [27] követően számos új THz generálási technika alapjául szolgált a módszer, melynek alapja, hogy a pumpáló impulzus impulzusfrontját kellő mértékben (2. ábra  $\gamma$ ) megdöntve az optikai tartománybeli és a THz-es tartománybeli sebességkomponensek közötti különbség és ennek következtében a fáziskülönbség kiegyenlíthető [28]. Az elrendezés működésének alapja, hogy a Huygens elv alapján a keltett THz-es sugárzás, melynek terjedési sebessége  $v(\Omega)$ , merőleges lesz a pumpáló nyaláb megdöntött impulzusfrontjára. Ez egy nem-kollineáris geometriájú fázisillesztéshez vezet, ahol a THz-es sugárzás és a pumpáló impulzus terjedési iránya közötti szög megfelel a pumpáló impulzus döntött frontja és a pumpáló impulzus fázisfrontja (mely merőleges a terjedés irányára) közötti  $\gamma$  döntési szögnek.





2. ábra Döntött impulzusfront által létrejövő sebességillesztés [28]. A vastag piros vonal a pumpáló impulzus impulzusfrontját, míg a vastag szürke szaggatott vonal a THz-es sugárzás fázisfrontját jelöli. A piros és szürke nyilak ezen frontok terjedési irányait és sebességeit jelzik.

A sebességillesztés teljesüléséhez a következő összefüggésnek kell érvényesülnie:

$$v_g(\omega_0) \cdot \cos \gamma = v_{THz}(\Omega) \quad (1)$$

Felhasználva a

$$v = \frac{c}{n} \quad (2)$$

összefüggést, ahol  $c$  a vákuumbeli fénysebesség, az (1) -es egyenlet a törésmutatókkal kifejezve a következő:

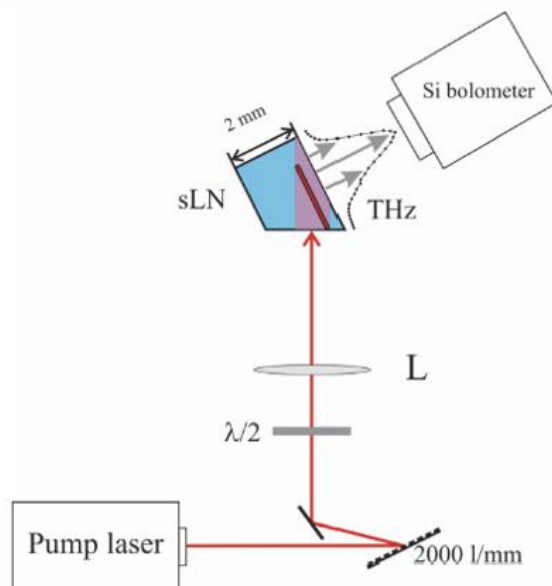
$$n_{THz} \cdot \cos \gamma = n_g \quad (3)$$

A (3) -as egyenlet alapján kijelenthető, hogy az impulzusfront megdöntésének nagyságát a pumpáló impulzus spektrális tartományán vett  $n_g$  és a terahertzes tartománybeli  $n_{THz}$  törésmutató aránya határozza meg. A szükséges impulzusfrontdőlés szöge tehát könnyen meghatározható és a sebességillesztés teljesülésével a THz-es sugárzás előállítható.

A döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer további nagy előnye, hogy lehetőség nyílt több új anyag forrásként történő alkalmazására, valamint egy kiválasztott anyag esetén a pumpálási hullámhossz adott tartományon belüli szabad megválasztására. Az előnyökkel természetesen hátrányok is járnak. A megdöntött impulzusfrontot egy diszperzív elem, mint például egy prizma vagy egy rács segítségével hozhatjuk létre, így a pumpáló impulzus intenzitásfrontjának megdöntése a szögdiszperzió megjelenésével jár [27, 29]. Az impulzusfrontdőlés ( $\gamma$ ) és a szögdiszperzió  $\left(\frac{d\varepsilon}{d\omega}\right)$  kapcsolatára az alábbi összefüggés írható fel:

$$\tan \gamma = -\frac{n}{n_g} \cdot \omega_0 \cdot \frac{d\varepsilon}{d\omega}, \quad (4)$$

ahol  $\varepsilon(\lambda)$  a  $\lambda$  hullámhosszal rendelkező spektrális komponens haladási iránya. Az optikai tartománybeli csoport-törésmutató és a THz-es tartománybeli törésmutató közötti jelentős különbség miatt a sebességillesztési feltétel teljesüléséhez 62-64°-os impulzusfrontdöntés szükséges LN-ban. Ilyen mértékű szögdöntés eléréséhez több optikai elemet tartalmazó elrendezést kellett megtervezni, mely a 3. ábrán látható. Az elrendezés tartalmaz egy diffrakciós rácsot, melyen megtörténik az impulzusfront megdöntése, majd egy polarizátoron való áthaladást követően a döntött impulzusfront leképezése egy lencse segítségével történik meg a LN kristály felületére. Az ábrán megfigyelhető, hogy a Fresnel veszteségek minimalizálása, valamint a nagy beesési szögű pumpálás elérése érdekében nagy ékszöggel rendelkező prizma alakú nemlineáris kristály alkalmazása szükséges. Az optikai elemek számának növelése értelemszerűen magával hordozza a leképezési hibák lehetőségét [30, 31]. A technika másik achilles sarka a nagy szögdiszperzió [32], valamint a fellépő nemlineáris kölcsönhatás a pumpáló impulzus és a THz-es sugárzás között [33, 34]. Továbbá, a döntési szögtől való 2-3°-os eltérés a kimenő nyaláb torzulásához, más spektrumhoz és kevésbé hatékony fókuszáláshoz vezet.



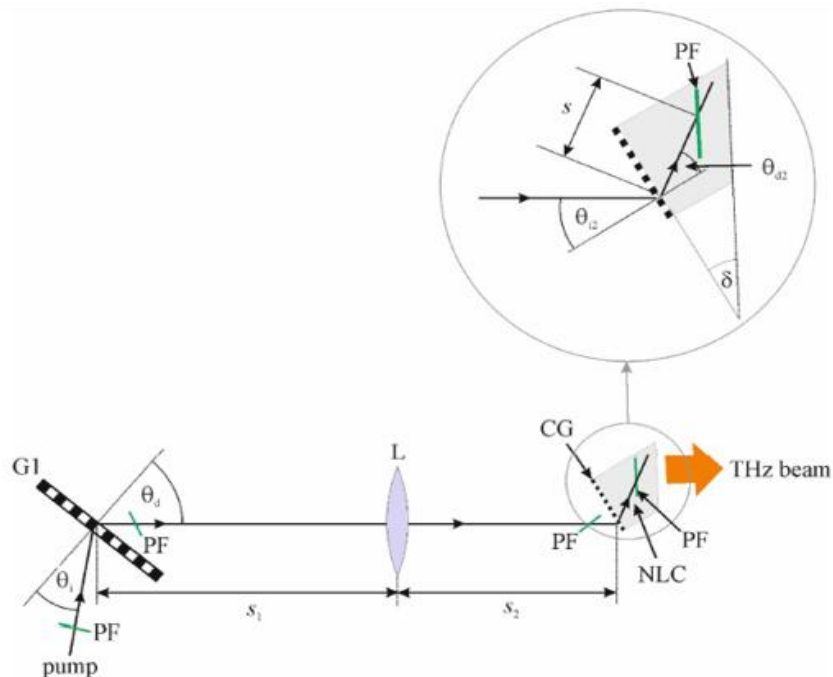
3. ábra Döntött impulzusfrontú elrendezés sematikus rajza [30].

A döntött impulzusfronttal pumpált optikai egyenirányításon alapuló THz-keltés módszerére alapozva új ötletek születtek az elmúlt egy évtizedben, melyek közelebb visznek minket az extrém energiájú és közel egyciklusú impulzusok megvalósítása felé [27, 32, 35]. A következő alfejezetben ezen technikákat ismertetem.

## 2.2 Nagyenergiájú THz-es források

### 2.2.1 Hibrid döntött impulzusfrontú elrendezés

A hibrid döntött impulzusfrontú elrendezés a képalkotó optika és a kontaktrácsot tartalmazó hagyományos beállítás kombinációja, melyre 2016-ban tettek javaslatot (4. ábra) [36]. Az elrendezés a sebességillesztéshez szükséges impulzusfrontdöntést két lépésben valósítja meg. Először a diffrakciós rács segítségével történik egy elődöntés, majd ezután megtörténik az elődöntött impulzusfront leképezése lencse segítségével a LN felületén kimart diffrakciós rácsra (kontaktrács). Ezután játszódik le az impulzusfront másodszori megdöntése a kontaktráccsal való kölcsönhatást követően. Az elrendezés nagy előnye, hogy az elődöntés miatt a lencsébe érkező sugár diszperziója kisebb, ami a képalkotó hibák jelentős csökkenését eredményezi. Mindezek mellett az elrendezés segítségével mérsékelni lehet az ékszög (4. ábra,  $\delta$ ) nagyságát, ami minimalizálja a Fresnel veszteséget. Továbbá, az impulzus elődöntésével elegendő kisebb rovatkasűrűségű kontaktrács alkalmazása, ami maga után vonja a könnyebb megmunkálási lehetőséget és a jobb diffrakciós hatásfokot.

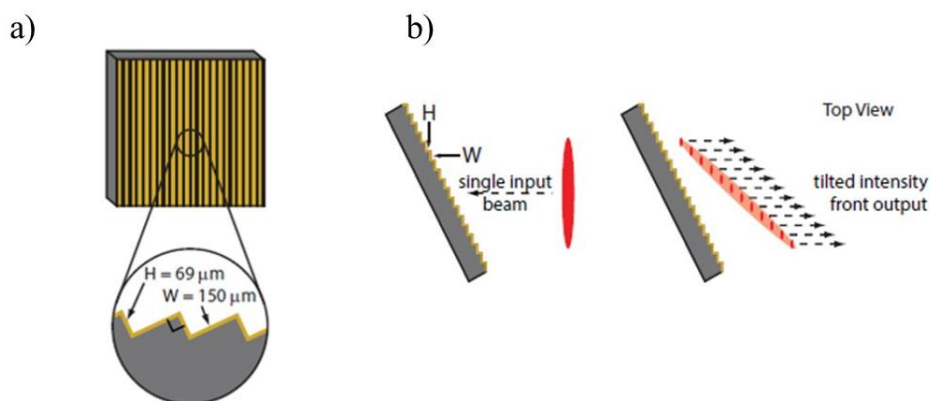


4. ábra A hibrid modell elrendezése (A négy zöld vonal az impulzusfrontokat jelöli) [36].

Szimulációk alapján kijelenthető, hogy egy  $200 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$  teljesítményű [21],  $10 \times 30$  mm-es pumpakeresztmetszettel rendelkező 100 mJ energiájú pumpalézer esetén az elrendezés segítségével közel egyciklusú THz-es impulzusok állíthatók elő, elérve az 1 mJ-os THz-es energiát. Ez az energiaszint teljes mértékben elegendő töltött részecskék relativisztikus sebességre való felgyorsításához és azok manipulálásához.

## 2.2.2 Reflektív lépcsős rácsos elrendezés

Keith A. Nelson és az általa vezetett kutatócsoport 2016-ban publikálta eredményeit az impulzusfront megdöntésének egy új technikájáról, valamint egy kompakt elrendezésről, mellyel THz-es sugárzás állítható elő [37]. Az elődöntést egy lépcsős rácsos felületű struktúra segítségével végzik el, melynek aranyréteggel befedett felülete veri vissza az impulzusfrontdőlést szenvedő impulzusszeleteket (5. ábra). Ezután történik meg a döntött impulzusfront leképezése lencse segítségével a nemlineáris kristály (LN) felületére. A technika nagy előnye, hogy a lépcsős rácsos struktúra kisebb szögdiszperziót eredményez, mint egy nagy sűrűségű rácson való impulzusfrontdöntés. Mindezek mellett az impulzus kiszélesedése – mely rontja a THz keltési hatásfokot – sem lesz annyira jelentős, mint a hagyományos döntött impulzusfrontú gerjesztés esetén. Azonban, az 5. ábrán is jól látható, hogy a generált impulzusfrontszeletek nem lesznek azonos fázisban, a cikkben fellelhető paraméterek alapján, közöttük 460 fs-os időkésltetés lép fel a  $2H$  magasságkülönbség miatt ( $t = 2 \cdot \frac{H}{c}$ ). Ez a jelenség a lépcsők méretével közel azonos hullámhosszak esetén jelentős problémát okoz és nagyban rontja a THz generálási hatásfokot.

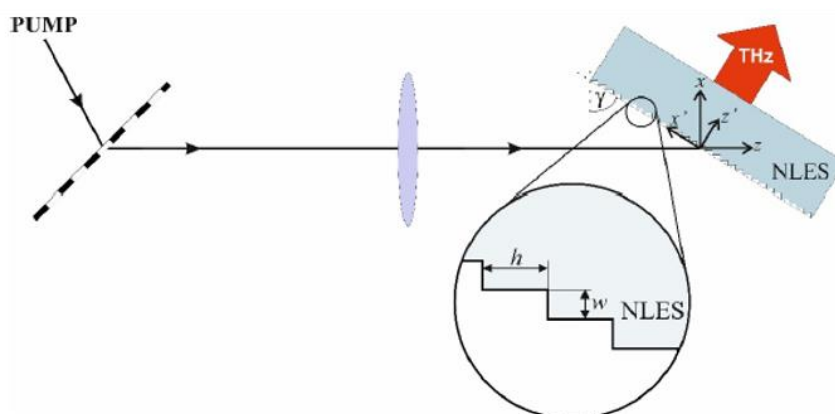


5. ábra a) Lépcsős rács szerkezeti kialakítása b) Lépcsős rács működési elve [37].

A kutatócsoport egy 500 kV/cm csúcs térerősségű, 3,1  $\mu\text{J}$  energiájú és közel egyciklusú THz-es impulzust kísérletileg is előállított. Ez az érték már önmagában elegendő arra, hogy töltött részecskéket manipuláljunk vákuumban, azonban hullámvezető alapú gyorsítók [9, 10] esetén látható, hogy az általuk felerősített impulzusokkal és az interakciós hossz növelésével közel fénysebességre gyorsíthatóak a részecskék  $\mu\text{J}$ -os energiatartományba eső THz-es impulzusok esetén is.

### 2.2.3 Nemlineáris lépcsős kristály alapú hibrid elrendezés

A 2.2.1-es fejezetben bemutatott elrendezés esetén a Fresnel veszteségek minimalizálása, valamint a nagy beesési szögű pumpálás elérése érdekében nagy ékszöggel rendelkező prizma alakú nemlineáris kristályt alkalmaztak a terahertzes sugárzás generálásának érdekében. Ennek hátrányait a 2.1-es fejezet végén ismertettem. Továbbá, a széles pumpáló impulzus<sup>3</sup> is szerepet játszott abban, hogy rosszabb minőségű és aszimmetrikus THz-es sugárzás keletkezzen. A 2016-ban publikált és a 2.2.1-es fejezetben részletezett hibrid modell már nagy előrelépés volt a THz-es sugárzás generálási hatásfokának növelésében, azonban a nagy áttörést az ebben a fejezetben bemutatott elrendezés jelentette. 2017-ben a Dr. Hebling János által vezetett csoport egy olyan összeállítást javasolt, mely a korábban részletezett elrendezések szinte összes gyenge pontjára megoldást jelentett [38]. Az elrendezés egy diffrakciós optikát, egy lencsét és egy lépcsős oldalfalú plánparalel nemlineáris kristályt foglal magába (6.ábra). Az impulzusfront elődöntése jobb diffrakciós hatásfokot, míg a plánparalel nemlineáris optikai kristály jó minőségű, szimmetrikus THz-es sugárzást eredményez.



6. ábra Nemlineáris lépcsős kristály alapú hibrid THz-es elrendezés sematikus ábrája [38].

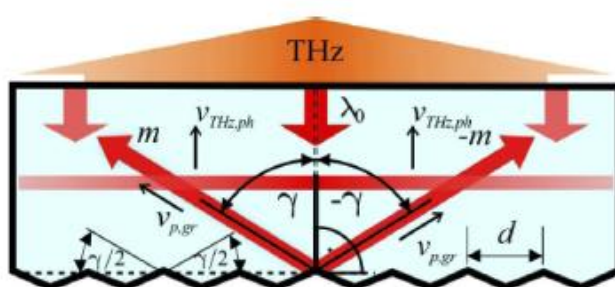
Az összeállítás további nagy előnye, hogy a teljes impulzusfrontdöntés két lépésben történik meg, ezzel minimalizálva a lencse felületére érkező szögdiszperzió mértékét, ami az optikai lencsék képalkotása során keletkező jellegzetes hibák és képtorzítások jelentős csökkentését eredményezi. Ez a tény meghatározó a nagy energiájú és széles pumpáló impulzusú gyakorlati kísérletek során. A kutatók becslése szerint az itt bemutatott skálázható THz-es forrás segítségével egy 500 fs-os, 50 mJ-os, 8 mm-es sugárfolttal rendelkező pumpalézer esetén a hozzávetőleges 1 %-os konverziós hatásfok alapján 0,5 mJ energiájú és közel egyciklusú THz-

<sup>3</sup> Érdemes a nemlineáris kristály hosszát az adott impulzushozhoz választani. A THz-es tér jelentős növekedést csak ott mutat, ahol a pumpáló impulzushossz a legközelebb van a Fourier-limithez. Fourier-limitálnak nevezzük az impulzust, ha a spektrális sáv szélességének és időtartamának szorzata minimális, azaz az impulzus csörpmentes.

es impulzus állítható elő [38], mely szintén alkalmas töltött részecskék nagy hatásokkal történő gyorsítására és manipulálására.

#### 2.2.4 Reflektív nemlineáris lépcsős kristály alapú elrendezés

Dr. Hebling János és csoportja 2019-ben javasolta és publikálta a reflektív nemlineáris lépcsős kristály alapú elrendezést [39]. Ebben az esetben a THz-es forrás csak egy pumpa lézertől és egy hátoldali reflexiós nemlineáris kristályból (lítium-niobáttól) áll (7. ábra). Az elrendezés egyszerűsége maga után vonja a korábban említett plusz optikai elemekből adódó hátrányok kiküszöbölését. A nemlineáris kristály belépő felülete sík, míg a hátoldala egy gyémánttal kifaragható reflexiós rács [40]. A pumpalézer merőlegesen érkezik be a kristály felületére. Ennek következtében a sebességillesztés nem teljesül, így a pumpáló lézernyaláb THz-es sugárzás generálása nélkül terjed a kristály belsejében, majd eléri annak hátsó felületét. Miután a pumpáló nyaláb eléri a periodikus hátsó felületet, diffrakció következtében az impulzusfront megdől. A rácsstruktúra szimmetrikussága miatt a 7. ábrán látható  $+m$  és  $-m$  rendekben azonos intenzitású impulzusszeletek jönnek létre, melyek dőlési szöge  $+m$  és  $-m$  rendekben megegyezik az adott rend diffrakciós szögével. A megdöntött fázisfrontok átfednek egymáson és párhuzamosak a belépő felülettel. A megdöntött impulzusfrontok LN-ban való terjedése során teljesül a sebességillesztési feltétel, melynek következtében a döntött impulzusfrontra merőlegesen keletkezik a THz-es sugárzás és hagyja el a kristályt a belépő felületen keresztül, arra merőleges irányban haladva, ezáltal is minimalizálva a Fresnel veszteséget.



7. ábra Hátsó reflexiós nemlineáris kristály működési elvének sematikus rajza [39].

Egy 1030 nm-es központi hullámhosszú, 1 ps-os impulzushosszú és 870 mJ energiájú pumpalézer esetén a korábbi energiaértékeknél 10-20-szor nagyobb terahertzes energiát jósolnak az eszköz segítségével, ezzel elérve a  $\sim 50$  MV/cm-es csúcs térerősséget és a 10,8 mJ-os terahertzes energiát. A jósolt jó minőségű, szimmetrikus, közel egyciklusú és ultra nagy energiájú THz-es impulzusok segítségével nem csak elektronok, de nehéz ionok (pl.: proton,

deuteron) gyorsítása is lehetővé válik a közeljövőben. A terahertzes sugárzás alkalmazásával történő részecskemanipulációs lehetőségekre a következő fejezetekben térek ki.

## 2.2.5 A különböző terahertz generálási módszerek összehasonlítása

Az előzőekben bemutatott terahertz generálási technikák könnyebb összehasonlítása érdekében, azok jellemzését különböző paramétereik és tulajdonságaik alapján a [17]-es kézirat szerint végeztem el. Az összehasonlítás az 1. táblázatban látható.

	Hagyományos döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer [30]	Hibrid döntött impulzusfrontú elrendezés [41]	Reflektív lépcsős rácsos elrendezés [37]	Nemlineáris lépcsős kristály alapú hibrid elrendezés [38]	Reflektív nemlineáris lépcsős kristály alapú elrendezés [39]
<b>Hatásfok</b>	+++	++	+++	+	+++
<b>Skálázhatóság</b>	+	++	+	++	$\infty$
<b>Nyalábminőség</b>	+	++	+	+++	$\infty$
<b>Impulzusalak-stabilitás</b>	+	++	++	+++	+
<b>Megvalósíthatóság</b>	+++	+	++	+	++

1. táblázat A különböző THz generálási módszerek összehasonlítása (Minél több a “+” karakter, annál jobb az adott tulajdonság, a “ $\infty$ ” karakter teoretikus tökéletességet jelöl).

## 2.3 Terahertzes részecskemanipuláció

### 2.3.1 Előzmények

A THz-es tudomány a mai napig jelentős fejlődésen megy keresztül, melyet a THz-es források elméleti és gyakorlati megvalósításai is jól mutatnak [15, 16, 36-39, 42, 43]. Ezek közül a 2.2-es fejezetben bemutatam néhányat. Ez a fejlődés, valamint az új és a hagyományos gyorsító platformok területén egyaránt látható növekvő igény a kompakt diagnosztikai és sugármanipulációs eszközökre egyértelműen megerősíti azon célkitűzésünk létjogosultságát, hogy THz-es impulzusok által hajtott kompakt részecskegyorsító berendezésekkel állítsunk elő relativisztikus és jó minőségű elektronnyalábot. A THz-es források fejlődésével párhuzamosan

a THz-es impulzusokkal történő részecskemanipuláció [7-10, 14, 18, 19, 44-48], a lézerrel hajtott részecskegyorsítók [49, 50], a dielektrikus részecskegyorsítás [51-53], valamint a röntgensugárzást előállító technikák és eszközök területén is jelentős fejlődés volt tapasztalható [54, 55]. A folyamatos fejlődést jól szemléltetik az elektronemisszió [56, 57], az elektrongyorsítás [45, 49, 58, 59], valamint az elektroncsomó-kompresszió [60, 61] és az úgynevezett streaking [44, 62-66] alkalmazási területeken elvégzett friss szimulációs és a gyakorlatban is megvalósított kísérleti berendezések által kapott eredmények. . A terahertzes sugárzással hajtott részecskegyorsítók további alkalmazási lehetőségei közé tartozik a nehezebb ionok gyorsítása, valamint utógyorsítása A felgyorsított nehéz ionok pedig szintén alkalmazhatóak az anyagvizsgálat [67], valamint az orvostudomány [11] területén.

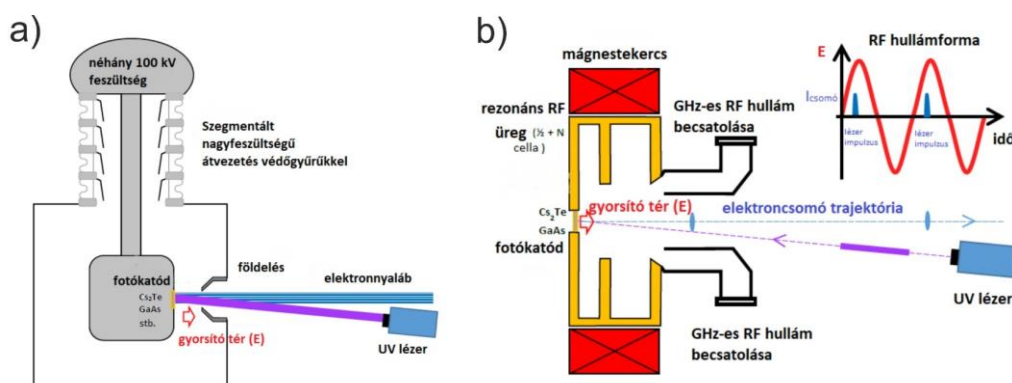
A részecskegyorsítók megtervezése során fontos tényező a kompaktság, a gyorsítási hatások maximalizálása, az előállított nyaláb minősége, valamint magának az eszköznek az előállítási költségének minimalizálása. A különböző felhasználási területek különböző energiájú részecskéket követelnek meg. Számos fizikai kísérlet esetén GeV-os ( $10^9$  eV) vagy TeV-os ( $10^{12}$  eV) energiájú töltött részecskéket kell előállítani, lásd például CERN esetében [68]. Ezeket az energiaértékeket úgynevezett lineáris gyorsítókkal, valamint a hozzájuk kapcsolt szinkrotron gyorsítókkal érik el. Lineáris gyorsítóknak (angolul linear accelerator, röviden LINAC) nevezzük az olyan gyorsítókat, melyek egy egyenes mentén gyorsítják fel a részecskéket. Ezek a gyorsítók a különálló és önmagukban is működő gyorsító egységek, az úgynevezett üregek (angolul cavity) összekapcsolásával állnak elő és akár több száz méteresek is lehetnek. Egy ilyen eszköz megtervezése és előállítása rendkívül nagy mérnöki precizitást, valamint rengeteg eszköz felhasználását és megfelelő módon történő szinkronizálását jelenti, így ezek relatív nagy és költséges berendezések. Azonban számos alkalmazási terület létezik, melyek esetében jóval szerényebb, akár néhány 10-100 keV-os elektronok előállítása is elegendő. Az ilyen elektroncsomagok gyakorlati alkalmazásai közé tartozik például a rendkívül nagy felbontású elektronmikroszkópia [69, 70], az Auger-elektron spektroszkópia (AES) [71], az elektron energiaveszteségi spektroszkópia (EELS) [72], az elektronstimulált deszorpciós (ESD) kísérletek [73], az elektrondiffrakciós [74], az elektronemissziós [56, 57] és részecskemanipulációs [44, 62, 63] kísérletek, valamint egyéb képalkotó és szkennelő eljárások [75-77]. Továbbá, az utógyorsításra előállítandó elektroncsomagok létrehozására alkalmas elektronágyúk nagy része is ebben az energiatartományban működnek [45, 49, 58].

Az úgynevezett hagyományos elektrongyorsítási technológiában két nagy típusra lehet bontani a gyorsítás módszerét: az egyenáramú (angolul DC guns) gyorsítókra, valamint a rádiófrekvenciás (angolul RF guns) gyorsítókra. Az egyenfeszültséggel működő (DC) gyorsítókkal



előállítható gyorsító térerősség 10 MV/m-es értékben maximalizálva van a nagy feszültség okozta elektromos kisülés miatt [78, 79]. A rádiófrekvenciás váltakozó feszültséggel működtethető gyorsítóknál (RF guns) pedig a gyorsításra használt üreg mikroszkopikus tökéletlenségeiben (kisebb csúcsok és lyukak a felületen) megsokszorozódott elektromos tér hatására kialakuló lokális plazma szab korlátot a létrehozható csúcs térerősség tekintetében, melynek értéke ennek köszönhetően körülbelül 200 MV/m [80-83]. Mindemellett további korlátozást jelent az elérhető csúcs térerősség esetén a hosszú távon fellépő hőhatások okozta károsodás is [84]. Mindezen kísérleti nehézségek ellenére a hagyományos RF gyorsítók által elérhető akár a 30-50 MeV/m-es gyorsítási gradiens is [85-87].

A könnyebb érthetőség és a megfelelő szemléltetés érdekében a 8. ábra a) részén egy egyrésű egyenáramú fotoemissziós elektronágyú jellemző összeállítása látható. A berendezés hossza (magassága) általánosan nagyobb, mint 30 cm, míg átmérője körülbelül 10-20 cm. A 8. ábra b) részén egy, a gyakorlatban is gyakran használt fotoemissziós rádiófrekvenciás elektronágyú sematikus ábrája látható. Az ilyen elektronágyúk hossza néhány 10 cm, átmérőjük körülbelül 10 cm és általánosan  $n + \frac{1}{2}$  üregből állnak, ahol  $n$  pozitív egész szám. Az üreget és a fotokatódot mágneskeres veszi körül az elektronsomag fókuszálása érdekében. A berendezések teljes körű vezérléséhez és működtetéséhez további elemek szükségesek, melyek az ábrákon nem kerülnek szemléltetésre.



8. ábra a) Egyrésű egyenáramú fotoemissziós elektronágyú, valamint a b) rádiófrekvenciás fotoemissziós 1,5 üregű elektronágyú sematikus rajza.

A részecskegyorsítás területén általánosan kijelenthető, hogy elsődlegesen a maximális gyorsító tér korlátoltsága szab határt a gyorsított részecskék végső kinetikus energiáinak növelésében. Ennek tekintetében, valamint figyelembe véve, hogy a gyorsító térben kialakuló lokális plazma okozta korlátozás a gyorsításra használt frekvencia négyzetgyökével arányos [88], új frontokat nyitottak meg a magasabb frekvenciatartományon működő kompakt és jóval olcsóbb részecskegyorsítók területén. Ilyen eszközök például az optikai vagy infravörös

tartományon működő lézerekkel hajtott gyorsítók, melyek az RF gyorsítóknál is nagyságrendekkel nagyobb gyorsítási gradienssel jellemezhetőek [89].

A közeli infravörös (near infrared, NIR) tartományon működő lézerek relatív könnyű hozzáférhetőségük és alacsony áraik miatt terjedtek el a részecskegyorsítás területén. További nagy előnyük az általuk elérhető néhány GV/m-es csúcs térerősség. A lézer előnyeit kihasználva számos NIR tartományon működő lézerrel hajtott dielektrikus gyorsító lett tanulmányozva az elmúlt pár évtizedben [90, 91]. Ezen gyorsítók használata során a rövid hullámhosszal (800-2500 nm) rendelkező gyorsító lézer miatt azonban olyan nehézségekkel is szembe kell néznünk, mint például a nehézkes fázisillesztés a gyorsító elektromos tér és a részecskék között, a kicsiny méretekből és a Coulomb-kölcsönhatásból adódó limitált töltéssűrűség, valamint a gyorsító struktúrák nanoméretű skálán való megmunkálásával járó nehézségek.

A részecskegyorsítási technikák leírása során kötelezően meg kell említenünk a teljesen más elven, de nagy hatásfokkal működő lézerplazma-gyorsítókat is. Lézer-plazma wakefield gyorsítással, 100 TW – néhány PW energiájú meghajtó lézerekkel GeV-os elektronokat értek el néhány százalékos energiaszórással. Ebben az esetben a gyorsuló teret (buborékot) a plazmaelektronok tartják fenn, és csak egy (vagy néhány) plazmaperioduson keresztül léteznek. Egy plazmagyorsítóban a gyorsító szerkezetnek vagy a plazmának nem kell léteznie a meghajtó impulzus érkezése előtt. Ennek következtében, mivel nincs fizikailag előállított gyorsításra használt üreg, a plazmagyorsítók sokkal magasabb frekvenciákon (100 GHz-től néhány THz-ig) működhetnek, mint például az RF-gyorsítók (0,5 - 30 GHz). Működésükhöz azonban nagy teljesítményű femtoszekundumos lézerekre van szükség, melyek előállításuk és meghajtó impulzusként való alkalmazása a mai napig is nagy kihívást jelent [92-94]. A lézerplazma gyorsítás további hátránya maga az eljárás komplexitása. Az elektronok gyorsításának alapjául szolgáló plazmabuborékok okozta instabilitások az egész rendszerre kihatnak, így az elektronok energiája nem stabil, azaz minden egyes gyorsítási metódus során különböző központi energiájú elektroncsomagok keltődnek [95-98].

Az elektromágneses spektrum tanulmányozása során a rádióhullám és az infravörös tartomány között elhelyezkedő terület sokáig nem volt kutatott a felhasználási lehetőségek tekintetében. Ez az úgynevezett terahertzes tartomány, melynek számos előnyét használják ki jelenleg is a részecskegyorsítás területén. Előnyei közé tartozik a közeli infravörös tartományon működő lézerekhez viszonyított aránylag hosszú hullámhossza, melynek nagy szerepe van az időbeli szinkronizálás során. További előnye a gyorsító tér okozta elektronemissziós küszöb megnövekedett értéke (27 GV/m 0,47 THz központi frekvencián [99]). Mindezek mellett a

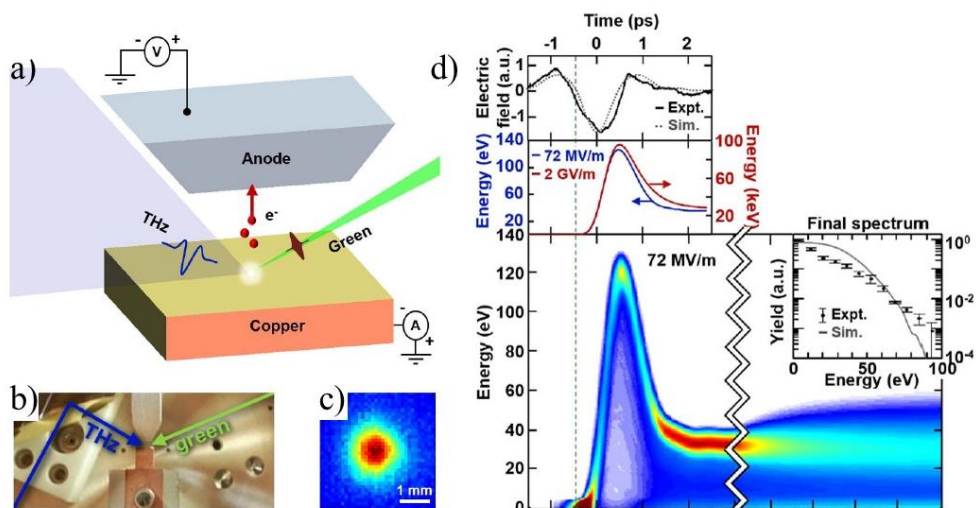
terahertzes sugárzás alkalmazása lehetővé teszi, hogy a gyorsítási hatások növelése érdekében megtervezett hullámvezetők és dielektrikus struktúrák a méretükből kifolyólag hagyományos technikákkal is megmunkálhatóak legyenek. Egy terahertzes sugárzással hajtott részecskegyorsító berendezés további előnyei közé sorolható a NIR tartományon működő lézerekkel szemben a néhány fC – néhány nC-os tartományban változtatható töltés. Egy terahertzes sugárzáson alapuló részecskegyorsító berendezés további előnyei közé sorolható például a rádiófrekvenciás gyorsítók alapjául szolgáló lineáris-sugárnyaláb vákuumeső méretéhez viszonyított kisebb méret, mely az előállítási költségben is megmutatkozik. Mindazonáltal meg kell jegyezni, hogy a terahertzes részecskegyorsítók meghajtó impulzusainak előállításához asztali méretű elrendezés szükséges. További előnyként említhető, hogy a THz-es impulzusok felhasználásával a spektroszkópiai módszerek közül jelentős szereppel bíró pumpa-próba kísérletek során fellépő időbeli szinkronizációs nehézségek is csökkenthetőek, mivel a THz-es sugárzás generálására alkalmas sub-ps-os lézerimpulzus a próbaimpulzus szerepét is betöltheti egy adott mérés során. Másrészt fontos megemlíteni, hogy az újonnan megjelenő terahertzes impulzusgenerálási technikák segítségével elérhető néhány GV/m-es tartományba eső elektromos csúcs térerősség esetén már szintén ügyelnünk kell a sugárzás okozta elektronemisszióra és az általa okozott negatív hatás kiküszöbölésére a megfelelő anyagok megválasztásával [99, 100].

Az elmúlt pár évtizedben rengeteg új ötlet és gyakorlati megvalósítás született a THz-es sugárzással hajtott részecskegyorsítók gyorsítási hatások növelése érdekében. A következő alfejezetekben ezek közül mutatok be néhányat, melyek a közeljövőben elérhető néhány mJ – néhány 10 mJ energiájú THz-es impulzusok felhasználásával MeV-os végső kinetikus energiákat jósolnak elektronok esetében.

### 2.3.2 Terahertzes sugárzással hajtott kompakt részecskegyorsító

A THz-es impulzusokkal történő részecskegyorsítás ötlete Dr. Hebling Jánostól származik 2011-ből [14], ahol a THz-es impulzusokat relativisztikus részecskék manipulálására javasolták. Ez volt az első javaslat, melyből egy folyamatosan bővülő kutatási irányzat alakult ki a THz-es kutatói közösségben. Az első tesztkísérletet a Franz X. Kärtner által vezetett kutatócsoport végezte el 2015-ben, ahol sikeresen demonstrálták egy elektroncsomó közel álló helyzetből (0,18 eV kezdeti energia) 20 eV-ra történő gyorsítását az általuk tervezett miniatűr gyorsítóberendezés (9. ábra) segítségével [18].

Elrendezésükben egy fotókatódként funkcionáló réz lemezt sugároztak be egy 525 fs-os (515 nm) lézerrel. A kétfotonos ionizáció hatására elektronok emittálódtak a rézlepből 50 fC-os összöltéssel, 0,18 eV kezdeti energiával. Az ionizáló lézert egy egyciklusú, 0,45 THz központi frekvenciájú, 36 MV/m csúcs elektromos térerősségű és 6  $\mu$ J energiájú THz-es impulzussal szinkronizálták össze úgy, hogy a gyorsításra negatív hatással lévő részét a THz-es impulzusnak kiküszöbölték. Azaz, a részecskék ionizálása a THz-es impulzus térerősségének előjelváltásával egyidőben történik az interakciós pontban. Ennek időpillanatát a 9. d) ábrán zöld szaggatott vonallal jelölték. A fotókatódról a beérkező THz-es sugárzással azonos fázisban visszaverődő elektromos térerősség-komponensek hatására az eredő elektromos tér megkétszereződött a felületen és 120 eV-ra gyorsította fel az elektroncsomót. A gyorsító tér után következő lassító félciklusa az impulzusnak azonban 20 eV átlagos energiára lassította vissza az elektronokat (9. ábra d) része, felülről a második beágyazott grafikon, kék görbe). Kísérletileg is bemutatott eredményük jó egyezést mutatott az általuk készített szimulációval.



9. ábra a) Kísérleti elrendezés sematikus ábrája b) Fotó a kísérleti elrendezésről c) THz-es nyaláb intenzitásprofilja a fókuszpontban d) Felülről lefelé haladva: A THz-es impulzus elektrooptikai jele, az elektron pályájának fázistéren való ábrázolása, a csomó energiafejlődése 72 MV/m-es gyorsító tér esetén (színezés az elektronok fázistérbeli sűrűsége alapján) [18].

A berendezés skálázhatóságának demonstrálása érdekében a gyorsítást 2 GV/m-es csúcs térerősséggel is leszimulálták, melynek eredményeképpen egy 27 keV központi energiájú elektroncsomót kaptak eredményül 3,5 %-os energiaszórással (négyzetes középérték, angol rövidítés: rms). A nemrelativisztikus részecskék energiája négyzetesen változik a gyorsító tér nagyságával [101], melyet a kísérleti és a szimulációs eredmények is igazolnak. Az elektroncsomó relatív nagy energiaszórását két tényező is befolyásolja: a hosszú impulzushosszú ionizáló lézer, valamint a THz-es impulzus második lassító félciklusa. Az

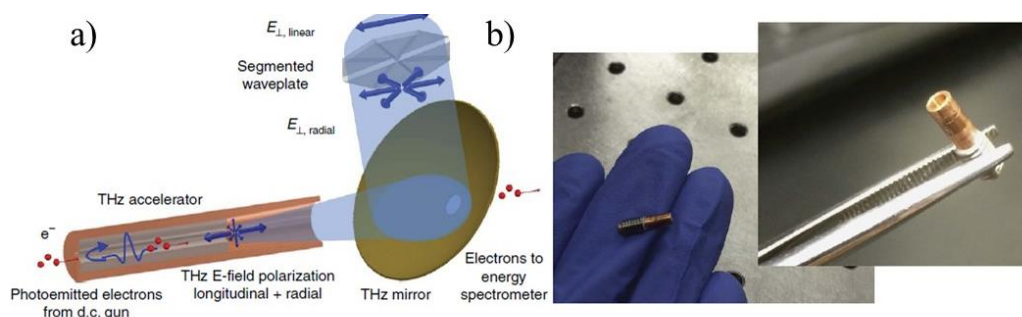
emittált elektroncsomag időbeli hossza 17 %-a a THz-es impulzus periódusának, így az energiaszórás növekedésében jelentős szereppel bír az elektronok nem megfelelő fázisú elektromos térerősség-komponensekkel való kölcsönhatása. Ezt figyelembe véve a hosszú impulzushosszal rendelkező ionizáló lézer okozta széles energiaspektrumra megoldást jelenthet egy ultraövid (<50 fs-os) impulzushosszal rendelkező ionizáló lézer használata. Ebben az esetben az elektroncsomó eleje és vége közötti térbeli és időbeli különbség csökkenthető, melynek következtében az elektronok közel azonos térerősségkomponensekkel hatnak kölcsön és közel azonos energiára tesznek szert, ezáltal csökkentve az energiaszórás értékét.

A második kiküszöbölendő problémát a gyorsító teret követő második lassító félciklus jelenti. Ennek megoldása érdekében módosítani kell a 9. ábrán látható elrendezést. A módosított elrendezés esetén 2 GV/m csúcs térerősséget feltételezve 83  $\mu\text{m}$  a gyorsító térrel való interakciós hossz, mely számítások alapján meghatározható. Az anód és a katód távolságát pontosan 83  $\mu\text{m}$ -ben meghatározva elérhető, hogy 2 GV/m csúcs térerősség esetén csak a gyorsító térerősségkomponenseket érzékeljék az elektronok. Annak érdekében, hogy a felgyorsított részecskék felhasználhatóak legyenek további alkalmazásokra egy, a THz-es hullámhosszal nem összemérhető kis keresztmetszetű lyukat fúrtak az anódba, melyen keresztül az elektronok a gyorsító térrel való kölcsönhatást követően tovább tudnak haladni a lassító tér érzékelése nélkül. Ekkor a katód és az anód egy párhuzamos lemezes hullámvezető (angolul Parallel Plate Waveguide; PPWG) két lemezének tekinthető. A hullámhossznál rövidebb távolságú térrészbe pedig egy úgynevezett kúp (angolul tapered) segítségével történhet meg a THz-es sugárzás becsatolása [102]. Az energiaszórás csökkentésére alkalmas technikákat együttesen alkalmazva szimulációik alapján 2 GV/m csúcs elektromos térerősséget feltételezve közel 100 keV átlagos energiájú monoenergetikus elektroncsomót jósolnak 1,3 % -os (rms) energiaszórással a katódtól 125  $\mu\text{m}$  távolságra. Ez az érték közel azonos egy DC részecskegyorsító által jósolt és ultragyors elektrondiffrakciós kísérletekre is alkalmas elektroncsomó paramétereivel [75]. A gyorsítási hatások maximalizálásának érdekében néhány GV/m csúcs térerősség esetén figyelembe kell venni a THz-es impulzus emittáló hatását is, mint a gyorsítási hatásokra vett negatív tényezőt. Egy 2014-es munka azt mutatja [103], hogy egy nanométeres volfrám tű THz-es impulzussal történő besugárzása esetén 2 GV/m-es csúcs térerősségnél a Schottky-effektus révén már megfigyelhető a THz-es sugárzás okozta elektronemisszió. Kimutatták azonban, hogy 4,2 GV/m-es csúcstérerősség mellett is az ionizáló lézer és a THz-es sugárzás által emittált elektronok aránya 10 az egyhez (10:1), tehát nem számottevő. Mindezek mellett a csomó kezdeti töltésének növelésével, valamint nagyobb kilépési munkával jellemzett anyag katódként történő alkalmazásával szinte teljesen

kiküszöbölhető a THz-es sugárzás emittáló hatása. Az itt részletezett technika és mérési eredmények alapján kijelenthető, hogy az eszköz kísérleti megvalósításával új út nyílt egy teljesen optikai, kompakt, nagy ismétlési frekvenciájú és néhány 100 keV központi energiájú elektronnyaláb előállítására alkalmas THz-es részecskegyorsító megvalósítására.

### 2.3.3 Terahertzes sugárzással hajtott lineáris elektrongyorsító

A 2.3.2 – es fejezetben részletezett gyorsítási elrendezéssel közel egyidőben publikálta Franz X. Kärtner és kutatócsoportja a centiméter hosszú lineáris részecskegyorsító (10. ábra) kísérleti megvalósításának eredményeit [10]. A dielektrikumot (kvarc) tartalmazó 10 mm hosszú hengersizmetrikus hullámvezető struktúrát [104, 105] közvetett módon, egy egyciklusú, 10 MV/m csúcs elektromos térerősségű THz-es impulzus segítségével üzemeltetik. A 10. ábrán látható, hogy egy 8 mm vastag és 8 részre osztott  $\frac{\lambda}{2}$ -es<sup>4</sup> kvarc lemez segítségével a kezdetben lineárisan polarizált 0,45 THz központi frekvenciával rendelkező THz-es impulzust radiálisan polarizált impulzussá alakítják [106]. Következő lépésként az impulzust egy parabolatükör segítségével a lineáris gyorsító végének szétnyíló kürtszerű (angolul horn) belépő felületén keresztül a hullámvezető struktúrába fókuszálják.



10. ábra a) Terahertzes lineáris gyorsító sematikus ábrája b) Fotó az eszköztől [10].

Nagyon jó hengersizmetriával rendelkező lézerek esetén (mint például ebben az esetben is) az úgynevezett Laguerre – Gauss hengersizmetrikus  $TEM_{pl}$  módusok alakulhatnak ki, ahol  $p$  és  $l$  a radiális és a polár indexeket jelentik [107]. Ebben az elrendezésben  $TM_{01}$  módus terjed, melynek a tengely mentén vett komponense (longitudinális komponens) gyorsítja az elektronokat balról jobbra miután a THz-es impulzus végighaladt a hullámvezető struktúrán, majd annak egy – az elektronok injektálási pontjának tekinthető –  $100 \mu m$

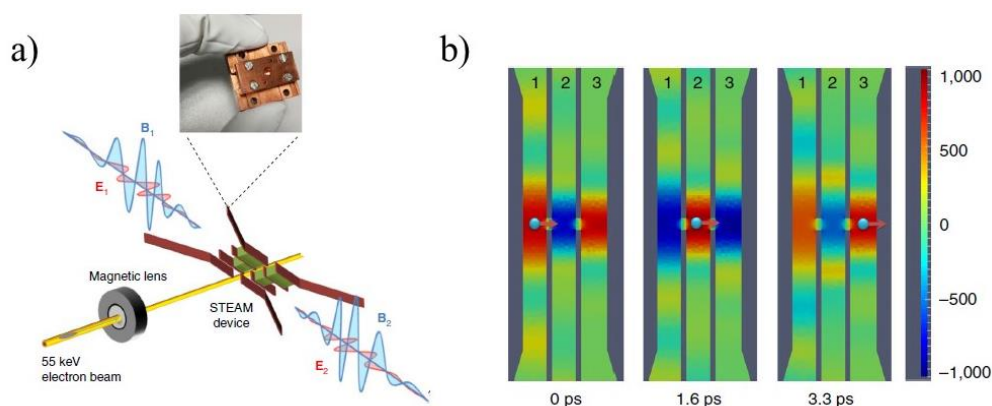
<sup>4</sup> Lambda feles ( $\lambda/2$ ) lemezeket azt a lemezt nevezzük, ami az adott hullámhosszú fényre  $\pi$  fáziskülönbséget okoz, tehát egy lineárisan polarizált fénnyaláb polarizációs síkját  $0-90^\circ$  között folyamatosan lehet változtatni a beeső polarizációs irány és a kristály optikai tengelye által bezárt szög változtatásával.

átmérőjű lyukat tartalmazó zárt végén visszaverődött. Fontos megjegyezni, hogy az impulzus a hullámvezetőben való terjedése során a diszperzió következtében többciklusúvá válik. Ennek a gyorsítási hatásokra vett negatív hatásáról a későbbiekben lesz szó.

A részecskegyorsítóba érkező  $\sim 60$  keV kezdeti energiájú elektronok kezdeti sebessége a fénysebesség 44,6 %-ának felel meg. A hengerszimmetrikus lineáris gyorsító belsejében a réz, a dielektrikum, valamint a vákuumot tartalmazó térrész sugarának optimalizálásával 450 GHz központi frekvenciájú THz-es impulzus esetén a csoportsebesség a fénysebesség 46,0 %-a, míg a fázissebesség a fénysebesség 50,5 %-a. A THz-es impulzus fázissebességének és az elektronok sebességének különbségéből adódik a viszonylag rövid, 3 mm-es interakciós hossz, mely korlátozza a gyorsítási hatások további növelését. Továbbá, az elektroncsomag injektálási pontjától számított 3 mm-es távolságban a THz-es impulzus eléri a hullámvezető struktúra kiszélesedésének kezdőpontját, ami a csúcs elektromos térerősség 8,5 MV/m-es értékre és ezzel párhuzamosan a gyorsítási gradiens 2,5 MeV/m értékre való csökkenését eredményezi. A gyorsítási gradiensre szintén negatív hatással van az, hogy az elektroncsomó teljes hossza a bemenetként szolgáló lyukas apertúrát követően  $200 \mu\text{m}$ , ami a hullámvezető struktúrában a diszperzió következtében kialakuló többciklusú THz-es impulzus  $315 \mu\text{m}$ -es hullámhosszával összemérhető. Ennek következtében az elektronok a THz-es impulzus lassító és gyorsító terét is érzékelik kisebb nagyobb arányban. A THz-es sugárzással hajtott lineáris részecskegyorsító 7 keV-os utógyorsítást eredményezett a DC elektronágyúból származó 25 fC ösztöltéssel rendelkező 60 keV kezdeti energiájú elektroncsomó esetében. A csoport a jövőbe tekintően  $10$  mJ THz-es energiát ( $\sim$ GV/m-es csúcs térerősséget) és 1 MeV kezdeti energiájú elektroncsomót feltételezve — optimalizálta a lineáris részecskegyorsító berendezés főbb paramétereit (a vákuum és dielektrikum átmérőket) különböző központi frekvenciájú THz-es impulzusok esetén az energianövekedésre, a gyorsítási hatásokra, a csoportsebességre, valamint az interakciós hosszra vonatkozóan. Ebben az esetben a közel fénysebességgel haladó elektronok sebessége és a THz-es impulzus fázissebessége közötti csekély különbség által megnövelhető az interakciós hossz. Továbbá, a dielektrikumréteg szélességének redukálásával és ezáltal a hullámvezető struktúra sugarának csökkentésével járó kisebb mértékű diszperzió okozta megnövekedett csúcs térerősség is hozzájárul a csoport által jósolt 10-15 MeV-os relatív energianövekedéshez.

### 2.3.4 Szegmentált terahertzes elektrongyorsító és elektronmanipuláló berendezés

2018-ban nagy áttörés következett be a THz-es sugárzással hajtott hullámvezető alapú részecskegyorsítás területén. Az elektromágneses sugárzás, mint egymásra merőlegesen haladó oszcilláló elektromos és mágneses tér, a térben hullám formájában terjed. Ezt az alapvető tulajdonságot kihasználva két meghajtó THz-es impulzus segítségével két különböző módban üzemeltethető a Franz X. Kärtner és az általa vezetett kutatócsoport által megvalósított berendezés (11. ábra a) része) [44]. Üzemeltethető elektromos módban: ekkor a két egymással szemben haladó THz-es impulzus elektromos terének polarizációs iránya azonos, míg a mágneses terek kioltják egymást. Ebben az esetben az interakciós zóna közepén az eredő tér a két impulzus elektromos terének szuperponálásából kapott tér, míg a mágneses tér értéke nulla. Ez az üzemmód alkalmas részecskék gyorsítására, kompressziójára és fókuszálására egyaránt. Mindemellett az eszköz üzemeltethető mágneses módban is: ekkor az elektromos terek az interakciós zóna közepén kioltják egymást, míg a mágneses terek összeadódnak. Ez az üzemmód alkalmazható elektroncsomó pályájának modulálására, valamint úgynevezett streaking-re [44, 62, 108], mely eljárás elektroncsomók időbeli vizsgálatát teszi lehetővé.



11. ábra a) A szegmentált terahertzes elektrongyorsító és elektronmanipuláló berendezés sematikus ábrája b) Az elektron folyamatos gyorsításának pillanatképei a hullámvezető belsejében (A színezés a lenormált elektromos térerősség alapján történik) [44].

Az eszköz egy mindkét oldalán nyitott hullámvezető struktúra, úgynevezett horn segítségével fókuszálja le a két, egymással szemben és az elektronok haladási irányára merőlegesen haladó egyciklusú, fejenként  $6 \mu J$  energiájú THz-es impulzust az interakciós területre. A kezdeti elektronok a kutatócsoport saját fejlesztésű DC elektronágyújából származnak. Kezdeti sebességük  $\sim 55$  keV, míg a csomó töltése 5 fC. Ebben az esetben is fennáll a probléma, miszerint a fénysebesség körülbelül 40 %-val haladó elektronok sebessége és a



THz-es impulzus fázissebessége közötti különbséget valahogyan ki kell küszöbölni a megfelelő gyorsítási hatások eléréséhez. Ennek érdekében a hullámvezető struktúra interakciós szakaszát 3 részre osztották egymáshoz képest párhuzamosan elhelyezkedő lapkák segítségével, majd ezeket a térközöket különböző hosszúságú dielektrikum csíkokkal töltötték fel. Ezzel a technikával elérték azt, hogy három különböző és egymáshoz képest időben eltolt impulzusszelet érkezzon meg az interakciós térrészbe. A dielektrikumok méreteit (hosszait), azaz az egyes impulzusszeletek időbeli késleltetését a gyorsuló elektron pillanatnyi sebességeihez viszonyítva optimalizálták, ezzel elérve a részecskék folytonos gyorsítását (11. ábra b) része). Az eszköz néhány  $\mu\text{J}$  energiájú egyciklusú THz-es impulzusok segítségével képes előállítani 70 MV/m csúcs elektromos térerősséget, 2 kT/m fókuszáló gradienst (mely érték egy nagyságrenddel nagyobb, mint a jelenleg is előállítható érték elektromágneses lencsékkel, dielektrikus gyorsítóval vagy aktív plazma lencsékkel [109-111]), valamint  $140 \mu\text{rad fs}^{-1}$  streaking gradienst, mely a valaha mért legnagyobb érték, ami THz-es sugárzással lett előállítva. Ezek az értékek lehetővé teszik az eszköz használatát ultragyors elektrondiffrakciós kísérletekre akár 10 fs-os felbontásig [76, 112], elektronsomó méretének csökkentésére akár  $\sim 100$  fs-ig, valamint a terahertzes sugárzással történő gyorsítás területén világrekordnak számító 30 keV-os utógyorsításra<sup>5</sup>.

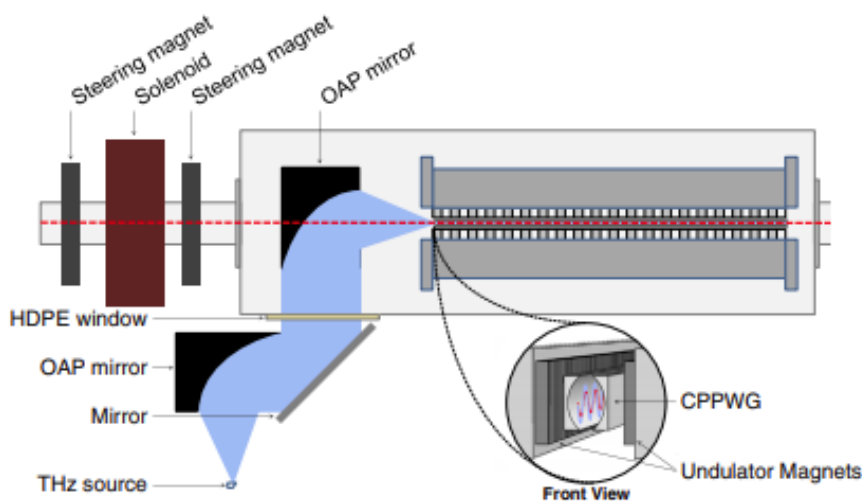
Értelemszerűen, a hullámvezető struktúra minél több és keskenyebb részre való felbontása csökkenti a fázistolás mértékét és ezzel párhuzamosan növeli a gyorsítási hatásfokot. A megmunkálási nehézségek miatt azonban ez jelenleg nem kivitelezhető. Ugyanakkor, a technika fejlődésével lehetőség nyílhat 4 vagy akár több szegmensre való felbontása az eszköznek [113]. Jövőbetekintő szimulációik alapján  $\sim\text{mJ}$  nagyságrendbe eső THz-es sugárzással és a szegmensek számának növelésével akár MeV-os elektronok is előállíthatóak lehetnek 10 pC-os töltéssel [9], mely új lehetőségek tárházát nyithatja meg a THz-es sugárzás által hajtott eszköz felhasználási területeinek tekintetében. Az előállítható végső elektronenergiák alapján az eszköz implementálása olyan híresnek mondható gyorsítóba történhet meg, mint például az LCLS röntgen szabadelektronlézer [114], a European XFEL [115] vagy a SwissFEL [116].

---

<sup>5</sup> Ez az érték közel ötszöröse a 2015-ben publikált és a 2.3.3-as fejezetben részletezett lineáris gyorsító által elért gyorsításnak.

### 2.3.5 Terahertzes sugárzással hajtott inverz szabadelektron-lézer

Kutatói munkám során a vákuumban történő részecskegyorsítással, valamint a hullámvezető alapú THz-es részecskegyorsítással foglalkozom, azonban fontosnak tartom rövid bemutatását a teljesen más elven működő THz-es sugárzással hajtott elektronmanipuláló technikának, az inverz szabadelektron-lézernek is. Az eszköz működésének megértéséhez szükséges tisztáznom, hogy miért is hívják inverz szabadelektron-lézernek. A szabadelektron-lézer név onnan ered, hogy míg a hagyományos lézerek esetén maga a sugárzás valamilyen ionokhoz, atomokhoz, molekulákhoz vagy kristályrácsához kötött elektronok energiaszintjei közötti átmenet során keletkezik, addig a szabadelektronlézer esetében egy mágnessorozat, úgynevezett undulátor periodikusan változó mágneses tere mozgatja a relativisztikus sebességgel haladó elektronokat, miközben azok sugárzást bocsátanak ki magukból. Nagy előnyük, hogy mikrohullámtól egészen a röntgentartományig képesek vele különböző frekvenciájú sugárzást előállítani a mágnessorozat és a kezdeti elektronsomó paramétereinek változtatásával. Inverz szabadelektron-lézerek esetében az energiaátadás irányát megfordítják a relativisztikus elektronok és a sugárzás között. Ebben az esetben egy, a mágnessorozat belsejébe fókuszált lézer (sugárzás) ad át energiát az elektronnak, melynek hatására elektrongyorsítás valósul meg. Az első inverz szabadelektronlézer R.P. Palmer nevéhez köthető [117]. A THz-es sugárzás 2.3.1-es fejezetben részletezett előnyeit kihasználva, valamint a THz-es sugárzással kivitelezhető relatív rövidnek számító néhány milliméteres interakciós hosszát [105, 118-120] kiküszöbölve, a terahertzes sugárzással hajtott inverz szabadelektron-lézer elvi működéséről és paramétereinek számítógépes szimulációkkal történő optimalizációjáról 2016-ban publikáltak [45]. Ezt követően, 2018-ban kísérletileg is bemutatott eredményeket közöltek energiamoduláció terén a berendezés (12. ábra) segítségével [121].



12. ábra A THz-es sugárzással hajtott inverz szabadelektron-lézer sematikus ábrája [121].

A berendezés segítségével a THz-es sugárzással elérhető néhány milliméteres interakciós hosszát közel 100-szorosára, 30 cm-re növelték. Ezt a mágnessorozat belsejében elhelyezett úgynevezett ívelt párhuzamos lemezes hullámvezető segítségével érték el, melynek lényege, hogy az ívelt oldalú hullámvezető struktúra két lemeze közti távolság változtatásával különböző kezdeti energiájú elektroncsomók longitudinális sebességkomponenséhez tudják igazítani a THz-es sugárzás csoport- és fázissebeségét [122, 123]. Az eszköz segítségével a közel egyciklusú, 1  $\mu\text{J}$  energiájú és  $<10 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$  csúcs térerősségű meghajtó impulzussal, 25 %-os becsatolási hatásokkal rekordnak számító, 150 keV-os energiamodulációt értek el 4-9 MeV energiájú relativisztikus elektroncsomók esetében. Szimulációik és kísérleti méréseik során lineáris skálázhatóságot állapítottak meg a THz-es impulzus csúcs elektromos térerőssége, valamint az energiamoduláció értéke között. Ennek köszönhetően az alacsony terahertzes energiával együtt járó és aránylag szerénynek mondható 0,25 MeV/m-es gyorsítási gradiens a 2.2-es fejezetben bemutatott nagyenergiájú THz-es források segítségével akár két nagyságrenddel is megnövelhető a jövőben. További energianövekedés várható a mágnessorozat (undulátor), valamint annak belsejében elhelyezett hullámvezető struktúra hosszának növelésével, figyelembe véve azt, hogy a THz-es impulzus hullámvezetőben történő diszperziója és diffrakciója, valamint a becsatolási hatások hatással van a hullámvezető szélességének meghatározásában.

### 3 A modell alapvető elemei

Ebben a fejezetben részletesen kifejtem a vákuumban történő részecskegyorsítás megértéséhez szükséges fogalmakat és az elméleti modell feltevéseit.

#### 3.1 Elektromágneses sugárzás kölcsönhatása elektronnal

A Lawson-Woodward tétel kimondja, hogy ha egy relativisztikus elektron vákuumban kölcsönhatásba lép egy elektromágneses sugárzással, akkor az elektron nettó energianyeresége nulla [124, 125]. A tétel azt feltételezi, hogy (i) a lézer vákuumban van és nincsenek körülötte falak vagy határok, (ii) az elektron relativisztikus sebességgel mozog ( $v \approx c$ ) a gyorsulási út mentén, (iii) nincsenek statikus elektromos vagy mágneses mezők, (iv) az interakciós hossz végtelen kiterjedésű, és (v) elhanyagoljuk a ponderomotoros effektusokat (nemlineáris erőket, például  $v \times B$ ).

Ahhoz tehát, hogy egy elektron nettó energianyereséget szerezzen egy elektromágneses hullámmal való kölcsönhatása során a következő két feltétel közül legalább az egyiknek teljesülnie kell: (1) Az elektron a gyorsításra alkalmazott elektromágneses sugárzás terében keletkezik. Ez megtörténhet például fotókatódból való emittálódás során vagy gázfúvóka molekuláinak ionizálásával. (2) Az elektron hirtelen „lép be” az elektromágneses sugárzás terébe (például elektronok utógyorsítása esetében).

Egy elektroncsomag elektromágneses sugárzással való kölcsönhatása, majd az elektronok pályájának leírása a Coulomb kölcsönhatás figyelembevételével papír alapon megoldhatatlan feladat. Ezen oknál fogva, számolásaimat a negyedik fejezetben bemutatott General Particle Tracer [126] elnevezésű részecskekövető szoftver segítségével végeztem el. Számolásaim során különböző darabszámú makrorészecskével<sup>6</sup> számoltam, melyek mozgását az alábbi relativisztikus egyenlet írja le:

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \frac{d(\gamma_i \cdot m \cdot \vec{v}_i)}{dt} = F_i, \quad (5)$$

ahol  $p_i$  a relativisztikus sebességgel mozgó  $i$ -edik részecske impulzusa,  $\gamma_i$  az úgynevezett Lorentz-tényező az  $i$ -edik részecskére vonatkozóan,  $m$  az elektron nyugalmi tömege,  $v_i$  az  $i$ -edik részecske sebessége, míg  $F_i$  az  $i$ -edik részecskére ható erő. Az  $i$ -edik részecskére ható  $F_i$

---

<sup>6</sup> A nagyobb (pC- nC) töltésű csomagok esetén bevált eljárás a makrorészecskék használata, miszerint több elemi részecske egyetlen részecskével helyettesíthető. Ennek következtében a megoldandó valós fizikai effektus leegyszerűsödik, ami lecsökkenti mind az elvárt számítógépkapacitást, mind pedig a számolási időt.

erő két részre bontható; Az elektromágneses sugárzás által a részecskékre ható erőre ( $F_{THz}$ ), valamint a Coulomb kölcsönhatás által fellépő erőre a részecskék között ( $\sum_i F_{ci}$ ).

Az  $i$ -edik részecske sebességét az alábbi képlettel határozzuk meg:

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \vec{v}_i = \frac{\vec{p}_i \cdot c}{\sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i^2 \cdot c^2}} \quad (6)$$

Elektromágneses térben az elektromos töltésekre ható erő a Lorentz-erő, mely általánosan az alábbi képlet alapján írható fel:

$$F_{THz} = q \cdot (\vec{E}(x, y, z, t) + \vec{v} \times \vec{B}(x, y, z, t)), \quad (7)$$

ahol  $q$  egy makrorészecske töltése,  $\vec{E}(x, y, z, t)$  a helytől és időtől függő elektromos térerősségvektor, míg a  $\vec{B}(x, y, z, t)$  a helytől és időtől függő mágneses indukcióvektor. A Lorentz-erő két komponense közül az elektromos arányos és egyirányú az elektromos térerősséggel, a mágneses arányos és merőleges a mágneses indukcióra és a töltés sebességére. Az elektronok elmozdulása a kölcsönhatás következménye. A Lorentz-erő mágneses komponense az elektromos tér polarizációjának irányában a mozgó töltött részecske kinetikus energiáját nem változtatja meg, a részecskén nem végez munkát. A relativisztikus Newton egyenlettel történő számolási séma hatékonyságát jól szemlélteti, hogy más területen tevékenykedő kutatócsoportok is bevált módszerként alkalmazzák olyan bonyolult gyorsítási rendszerek numerikus szimulációi esetén, mint például a lézer vezérelt plazma alapú gyorsítás [127, 128].

### 3.2 Optikai impulzus terjedése

Annak ellenére, hogy a lézernyaláb sokban hasonlít egy síkhullámhoz, intenzitásprofilja és terjedése nem írható le megfelelő módon a hullámegyenlet szokásos sík- és gömbhullám alakú megoldásaival. A lézernyalábok hullámoptikai leírásához a hullámegyenlet egy olyan megoldását kell keresni, mely megegyezik a gyakorlati tapasztalatokkal, miszerint a hullámfront a nyalábnyakban sík, míg ettől távolodva gömb, valamint, hogy az energia a nyalábtengely körüli kicsiny hengersizmetrikus tartományban koncentrálódik bármely optikai merőleges síkon.

Számos optikai impulzussal végrehajtott kísérlet és szimuláció során a lézerimpulzus  $z$  irányú terjedéséről, valamint lassú transzverzális kiszélesedéséről beszélhetünk. Az optikai

impulzusok (komplex hullámterek) jól jellemezhetőek végtelen számú síkhullámok összegzésével, mely a Maxwell egyenletek ismert megoldásaihoz vezet. A szögspektrum (angolul angular spectrum) reprezentáció lehetővé teszi az optikai impulzusok homogén közegben való terjedésének és fókuszálásának matematikai leírását. Paraxiális közelítésben a szögspektrum reprezentáció megegyezik a Fourier-optika keretrendszerével, mely tovább növeli a leíró módszer jelentőségét.

Tegyük fel, hogy ismerjük az  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  elektromos térerősséget a tér minden egyes  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  pontjában. Továbbá, tegyük fel, hogy az elektromágneses sugárzás a  $z$  irányban terjed. A képsíkban ( $z = \text{konstans}$  helyen, a haladási irányra merőleges sík) az elektromos térerősség kétdimenziós Fourier transzformáltja, tehát a különböző frekvenciakomponensekből előálló elektromos térerősségvektor az alábbi képlet alapján számolható:

$$\widehat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(x, y, z) \cdot e^{-i \cdot [k_x \cdot x + k_y \cdot y]} dx dy, \quad (8)$$

ahol  $x$  és  $y$  a Descartes-koordináta-rendszerben vett transzverzális koordináták, míg  $k_x$  és  $k_y$  megfeleltethetőek a térbeli frekvenciáknak (diszperziós reláción keresztül pedig a körfrekvenciáknak).

Hasonló elgondolás alapján az inverz Fourier transzformált visszaadja az  $r$  pontban értelmezett elektromos térerősségvektort:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} \widehat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z) \cdot e^{i \cdot [k_x \cdot x + k_y \cdot y]} dk_x dk_y, \quad (9)$$

Fontosnak tartom kiemelni, hogy  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$  és annak Fourier transzformáltja  $\widehat{\mathbf{E}} = (\widehat{E}_x, \widehat{E}_y, \widehat{E}_z)$ <sup>7</sup> is vektormennyiség.

A homogén közegben a  $z$  irányban terjedő elektromágneses hullámnak a komplex hullámtér végtelen számú síkhullám összegzésével való kiterjesztése esetén a vákuumban érvényes hullámegyenlet megoldását a szokásos alakban, azaz egy időfüggő és egy helyfüggő tag szorzataként keressük. Ezáltal megkapjuk a hullámegyenlet helyfüggő (Helmholtz) alakját:

$$(\Delta + k^2) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (10)$$

ahol  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  a  $z$  irányban terjedő hullám helytől függő térerősségvektorát jelöli, melyet az alábbi módon írhatunk:

---

<sup>7</sup> A ^ karakter jelöli, hogy Fourier transzformáltról van szó.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{R}e\{\mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot e^{-i\omega t}\} \quad (11)$$

Az  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  Fourier reprezentációjának (9-es egyenlet) Helmholtz egyenletbe (10-es egyenlet) való behelyettesítésével, valamint a  $z$  irányú hullámszámvektor  $k_z \equiv \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$  kifejezésével, – feltéve, hogy annak képzetes része nagyobb vagy egyenlő, mint nulla – megkapjuk a  $z$  irányba terjedő hullám Fourier spektrumát:

$$\widehat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z) = \widehat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, 0) \cdot e^{\pm i \cdot k \cdot z} \quad (12)$$

A (12) -es egyenletből jól látható, hogy a  $z =$  konstans helyen vett képsíkban az elektromos térerősség Fourier spektruma számolható a tárgysíkban ( $z = 0$ ) meghatározott Fourier spektrum és egy  $z$  irányba haladó paraxiális síkhullám ( $e^{\pm i \cdot k \cdot z}$ ) szorzataként.

A (12) -es egyenlet eredményét a (9) -es egyenletbe behelyettesítve megkapjuk az elektromos térerősséget tetszőleges  $\mathbf{r}$  pontban, annak tárgysíkjában lévő Fourier spektrumával kifejezve:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} \widehat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, 0) \cdot e^{i \cdot [k_x \cdot x + k_y \cdot y \pm k_z \cdot z]} dk_x dk_y \quad (13)$$

Hasonló módon a mágneses térerősség is kifejezhető a térbeli frekvenciák segítségével:

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} \widehat{\mathbf{H}}(k_x, k_y, 0) \cdot e^{i \cdot [k_x \cdot x + k_y \cdot y \pm k_z \cdot z]} dk_x dk_y \quad (14)$$

Ha a  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$  hullámvektor közel párhuzamos az optikai tengellyel ( $z$ ), annak  $z$  irányú komponense az alábbiak alapján kifejezhető:

$$k_z = k \cdot \sqrt{\frac{1 - (k_x^2 + k_y^2)}{k^2}} \approx k - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2 \cdot k} \quad (15)$$

Ebben az esetben paraxiális közelítésről beszélünk, mellyel jelentősen leegyszerűsíthetjük a Fourier integrálok analitikus megoldását.

Az impulzusok jellemzése azok időbeli hosszával és spektrális sáv szélességével akkor igazán hasznos, ha az impulzus időbeli alakja, illetve spektrumának alakja haranggörbe jellegű. Ennek a feltételnek eleget tesz a Gauss-görbe lefutású impulzus. Feltételezzünk tehát egy ilyen  $z$  irányban terjedő lineárisan polarizált elektromágneses hullámot, melynek egyenlete a nyalábnyakban ( $z=0$  helyen), transzverzális irányban  $x'$  és  $y'$  helyen kifejezve a következő:

$$\mathbf{E}(x', y', 0) = \mathbf{E}_0 \cdot e^{-\frac{x'^2+y'^2}{w_0^2}}, \quad (16)$$

ahol  $\mathbf{E}_0$  a csúcs elektromos térerősségvektor a transzverzális ( $x$ - $y$ ) síkon, míg  $w_0$  a  $z=0$  helyen vett nyalábsugár, azaz a nyalábnyak.

A  $z=0$  helyen, a (8) -as egyenlet alapján számolható Fourier spektrum a következő<sup>8</sup>:

$$\begin{aligned} \widehat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, 0) &= \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_0 \cdot e^{-\frac{x'^2+y'^2}{w_0^2}} \cdot e^{-i \cdot [k_x \cdot x' + k_y \cdot y']} dx' dy' = \\ &= \mathbf{E}_0 \cdot \frac{w_0^2}{2} \cdot e^{-(k_x^2+k_y^2) \cdot \frac{w_0^2}{4}} \end{aligned} \quad (17)$$

Ha a (17) -es egyenlet alapján kapott Fourier spektrumot (ami szintén a Gauss függvény) behelyezzük a (13) -as egyenletbe, valamint felhasználjuk a (15) -ös egyenletben meghatározott paraxiális közelítést, akkor a következő egyenletet kapjuk:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_0 \cdot \frac{w_0^2}{4 \cdot \pi} \cdot e^{i \cdot k \cdot z} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-(k_x^2+k_y^2) \cdot \left(\frac{w_0^2}{4} + \frac{i \cdot z}{2 \cdot k}\right)} \cdot e^{-i \cdot [k_x \cdot x + k_y \cdot y]} dk_x dk_y \quad (18)$$

Az (18) -as integrál elvégezhető, melynek eredménye a  $z$  irányba haladó Gauss-nyaláb paraxiális reprezentációja:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{\mathbf{E}_0 \cdot e^{i \cdot k \cdot z}}{1 + \frac{2 \cdot i \cdot z}{k \cdot w_0^2}} \cdot e^{-\frac{(x^2+y^2)}{w_0^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2 \cdot i \cdot z}{k \cdot w_0^2}}} \quad (19)$$

Bevezetve a  $\rho$  vektort a  $z$  tengelytől vett távolság meghatározására ( $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ), valamint a Rayleigh hosszt ( $z_0 = \frac{k \cdot w_0^2}{2}$ ) a nyalábnyak és a hullámhossz kapcsolatának kifejezésére, átrendezve a (19) -es egyenletet, a következő egyenletet kapjuk:

$$\mathbf{E}(\rho, z) = \mathbf{E}_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} \cdot e^{-i \cdot \left(k \cdot z + \frac{k \cdot \rho^2}{2 \cdot R(z)} - \eta(z)\right)}, \quad (20)$$

ahol

<sup>8</sup>  $\int \exp(-a \cdot x^2 + i \cdot b \cdot x) dx = \sqrt{\pi/a} \cdot \exp(-b^2/4 \cdot a)$   
 $\int x \cdot \exp(-a \cdot x^2 + i \cdot b \cdot x) dx = i \cdot b \cdot \sqrt{\pi} \cdot \exp(-b^2/4 \cdot a)/(2 \cdot a^{3/2}).$



$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)}, \text{ a nyalábsugár}$$

$$R(z) = z \cdot \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right), \text{ a hullámfront görbületi sugara} \quad (21)$$

$$\eta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right), \text{ a Gouy fázis}^9$$

A (20) -as egyenlet leírja egy Gauss-görbe lefutású lineárisan polarizált elektromágneses impulzus  $z$  irányú terjedését.

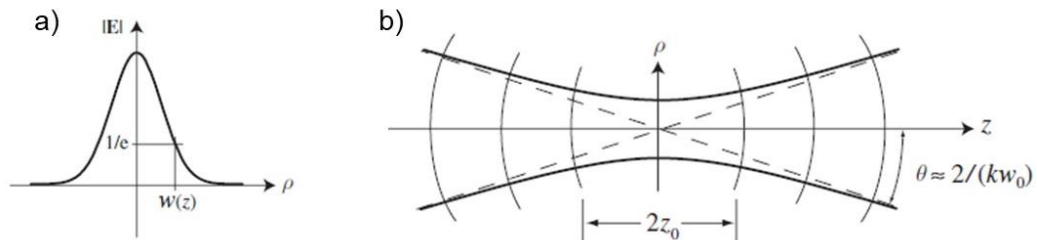
A (20) -as egyenletből látható, hogy  $w(z)$  az a távolság, ahol a térerősség  $\frac{1}{e}$  - ad részére esik (13. ábra a) része). Ha a  $z=0$  helytől, azaz a fókuszponttól vett távoli helyen vizsgálódunk, akkor a  $w(z)$  nyalábsugár a következőképpen írható:

$$w(z) = w_0 \left| \frac{z}{z_0} \right| \quad (22)$$

A (22) -es egyenlet egy egyenes egyenlete. Ennek az egyenesnek a  $z$  tengelyhez viszonyított iránytangense az alábbi módon írható:

$$\theta \approx \tan \theta = \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (23)$$

A (23) -as egyenletből látható, hogy a nyaláb széttartása (divergenciája) a hullámhosszal egyenesen, míg a nyalábnyak méretével fordítottan arányos (13. ábra b) része).



13. ábra a) A Gauss-nyaláb haranggörbe alakú térerősségfutásának ábrázolása b) A Gauss-nyaláb divergenciájának szemléltetése [129].

<sup>9</sup> A fókuszált lézernyaláboknál a fókusz közelében a tér fázissebeségét befolyásoló fázisugrás.

### 3.3 Gauss-görbe lefutású impulzus erős fókuszálása és annak következményei

Munkám során megvizsgáltam az  $\frac{1}{e^2}$  intenzitású nyalábsugár ( $w_0$ ) kezdeti értékének változtatásával járó hatásokat. Erős fókuszálás esetén, amikor a gyorsításra használt elektromos csúcs térerősség értékének maximalizálása érdekében hullámhosszra ( $w_0 = \lambda$ ), vagy annak néhányszorosára fókuszáljuk az impulzust (14. ábra), figyelembe kell vennünk az erős fókuszálás hatására kialakuló longitudinális elektromos térerősségkomponenseket is (14. ábra c) része) [129, 130]. A későbbiekben a „hullámhosszra való fókuszálás” -on azt értem, hogy a fókuszálás eredményeként a fókusz síkban  $w_0 = \lambda$  nyalábsugarú nyalábot állítunk elő. A paraxiális Gauss-nyaláb transzverzális elektromágneses sugárzás (angolul transversal electromagnetic wave, röviden TEM), így feltételezzük, hogy az elektromos- és mágneses térkomponensek a haladási irányra merőlegesen „rezegnek”. Teljesen transzverzális elektromágneses hullámoknak azonban csak a végtelen kiterjedésű sík hullámfronttal rendelkező hullámok tekinthetőek. Ennek következtében látható, hogy a Gauss-nyaláb erős fókuszálása esetében megjelennek a longitudinális térkomponensek, melyek hatásaival számolni kell a részecskegyorsítás területén is.

A  $z$  irányban terjedő és  $x$  irányban polarizált impulzus longitudinális térkomponensének becslése érdekében alkalmazzuk a  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  divergenciafeltételt, így az impulzus terjedésének irányában megjelenő térkomponensek a transzverzális ( $x$ ) irányú térerősség deriváltjának  $z$  szerinti integráljaként számolhatóak:

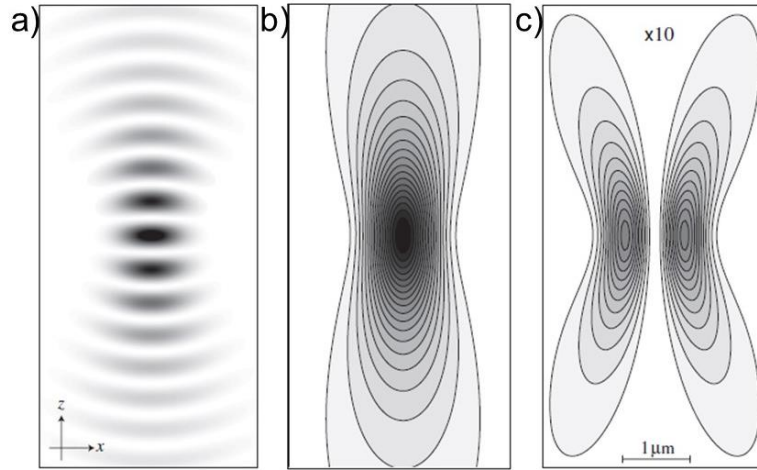
$$\mathbf{E}_z = - \int \left[ \frac{\partial}{\partial x} E_x \right] dz \quad (24)$$

A műveletet elvégezve,  $z=0$  helyen a longitudinális térerősség az alábbi összefüggés alapján írható:

$$\mathbf{E}_z(x, y, 0) = -i \cdot \frac{2 \cdot x}{k \cdot w_0^2} \cdot \mathbf{E}_x(x, y, 0), \quad (25)$$

ahol  $\mathbf{E}_x$  szintén Gauss-görbe lefutású térkomponens, a transzverzális elektromos tér.

Abban az esetben, ha nem a fókuszpontban vizsgáljuk a Gauss-nyaláb jellemzőit, a 14. ábra c) részén is látható, hogy a longitudinális komponenseket figyelembe kell venni.



14. ábra Fókuszált Gauss-impulzus a) időfüggő intenzitásprofilja b) transzverzális intenzitásprofilja c) longitudinális intenzitásprofilja [129].

A korábbiakat összefoglalva, egy  $z$  irányban haladó ( $x$ -ben polarizált) erősen fókuszált Gauss-nyaláb térerősségvektora a következőképpen írható:

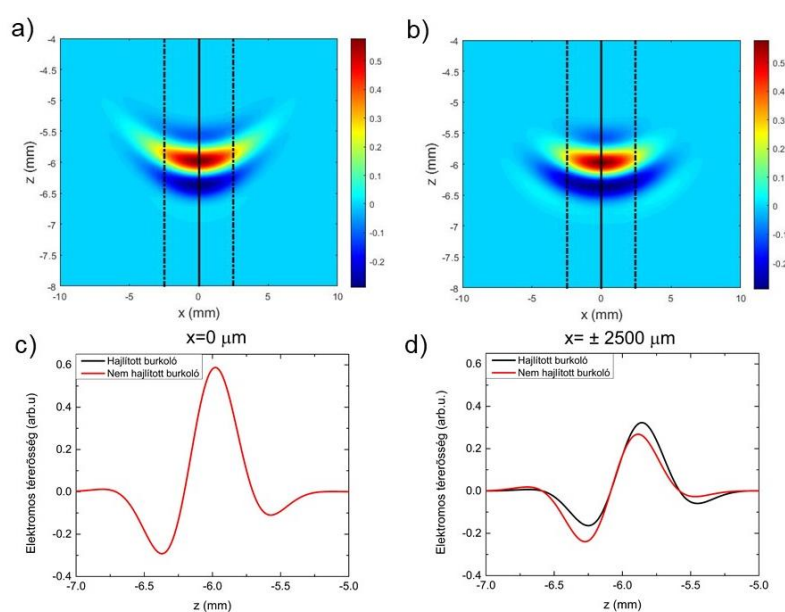
$$\vec{E}(\rho, z, t) = \left[ \begin{array}{c} E_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2} + i \cdot \left\{k \cdot z - \omega \cdot t + k \cdot \frac{r^2}{2 \cdot R(z)} - \eta(z) + \varphi\right\}\right) \\ -\frac{2 \cdot i \cdot E_0}{k} \cdot x \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot \left(\frac{1}{w(z)^2} - \frac{k}{i \cdot 2 \cdot R(z)}\right) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2} + i \cdot \left\{k \cdot z - \omega \cdot t + k \cdot \frac{r^2}{2 \cdot R(z)} - \eta(z) + \varphi\right\}\right) \end{array} \right] \cdot f(z, x, t) \quad (26)$$

A fókuszponttól eltérő helyen vizsgálva a nyalábot a 3.2-es fejezetben bevezetett görbületi sugár a végtelentől eltérő értéket vesz fel. A hullámfront görbületét figyelembe véve a térben és időben haladó Gauss-nyaláb térbeli és időbeli burkolójának egyenlete a következőképpen írható:

$$f(z, x, t) = e^{\left(\frac{-2 \cdot \ln 2 \cdot \left(z - k \cdot \frac{x^2}{2 \cdot R(z)} \cdot \frac{c}{\omega} - c \cdot t\right)}{c^2 \cdot \tau^2}\right)}, \quad (27)$$

ahol  $\tau$  az impulzus időbeli félértékszélesége,  $\omega$  a körfrekvencia, míg  $c$  a vákuumbeli fénysebesség. Az exponenciálisban látható  $k \cdot \frac{x^2}{2 \cdot R(z)} \cdot \frac{c}{\omega}$  tag (ettől a ponttól kezdve görbületi tagként hivatkozom) a hullámfront görbületének lekövetése miatt szükséges. Ennek a tagnak a hiányában merőben más számolási eredményt kapunk a Gauss-impulzus terjedésének vizsgálata során. A (26) -os és (27) -es egyenleteket felhasználva, a fókuszponttól eltérő helyen vizsgálva a nyalábot látható a hullámfront görbületének figyelembevételével járó pontosabb számítási eredmény (15. ábra). A 15. ábra a) részén a (26) -os egyenlet segítségével került kiszámításra a nyaláb térerősségprofilja. Ebben az esetben a (27) -es egyenlet tartalmazta a görbületi tagot. A 15 b) ábrán a (26) -os egyenlet alapján leírt Gauss-nyaláb és a burkolójaként

meghatározott (27) -es egyenlet segítségével elvégzett szimulációs eredményt látjuk a görbületi tag figyelmen kívül hagyásával. Az ábrán behúzott függőleges egyenesek azon metszeti pontokat jelölik  $x$ -ben, mely pontokban a  $z$  sík mentén szemléltetésre került a transzverzális elektromos térerősségfutás (15. ábra c) és d) része). Az ábrák alapján jól látható, hogy a görbületi tag elhagyásával az impulzus egy részét „levágjuk”, azaz az impulzus egy részét nem vesszük figyelembe, ami a számolási eredmény pontatlanságához vezet. A 15. ábra c) részén látható, hogy az optikai tengelyen vizsgálódva a térerősségfutás a két esetben megegyezik, azonban a 15. ábra d) részén látható, hogy attól eltérő helyen vizsgálódva szignifikáns különbség lép fel a térerősségfutások között. A szimulációs paraméterek a függelékben megtekinthetők (F.1. függelék).

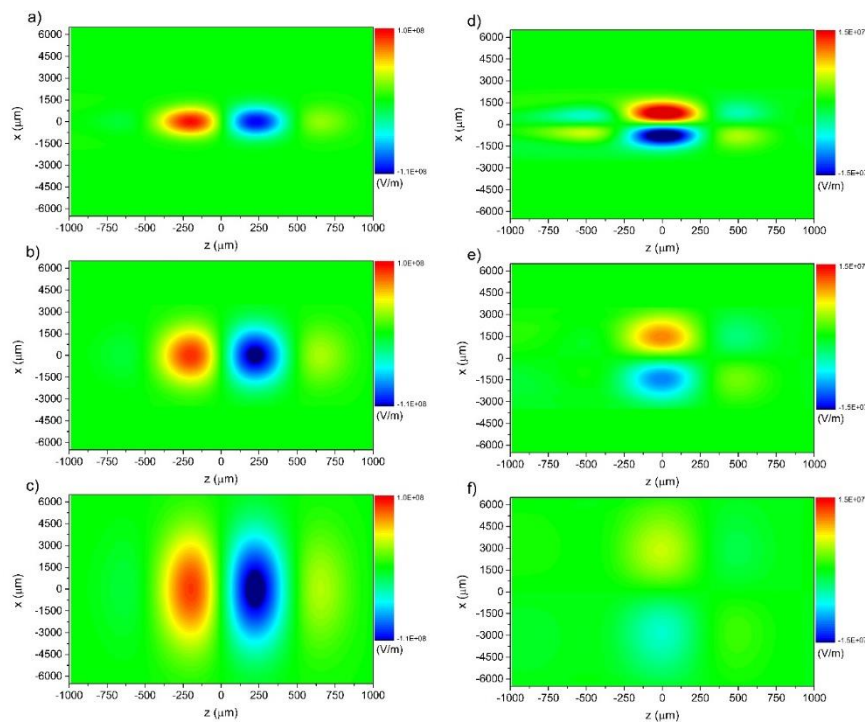


15. ábra Egy  $-z$  irányból  $+z$  irányba haladó Gauss-impulzus, melynek  $+10$  mm-nél került meghatározásra a fókuszpontja a) Görbületi tag figyelembevételével és b) Görbületi tag nélkül meghatározott időfüggő térerősségprofil (színezés a transzverzális térerősség értéke alapján) c) Elektromos térerősségfutás az optikai tengely mentén (fekete vonal az a) és b) ábrán) d) Elektromos térerősségfutás az optikai tengelytől  $\pm 2500$   $\mu\text{m}$  re (szaggatott fekete vonalak az a) és b) ábrán).

Az elektronokat tartalmazó szimulációimat, valamint a kompakt részecskegyorsító berendezés optimalizációját megelőzően további számolásokat végeztem el a THz-es sugárzás részletes vizsgálatának érdekében. Ebben a fejezetben mutatom be az impulzus erős fókuszálásának szimulációs eredményeit.

A negyedik fejezetben bemutatott EPOCH elnevezésű szoftver segítségével elvégeztem számolásaimat egy  $0,3$  THz központi frekvenciájú és egyciklusú impulzus hullámhosszra, a hullámhossz kétszeresére, valamint négyszeresére való fókuszálásának esetében. A

transzverzális és longitudinális időfüggő térerősségkomponensekről készített pillanatfelvételeket a 16. ábrán szemléltetem. Az erős fókuszálás hatásainak egyszerűbb szemléltetése érdekében számolásaimat egy  $-z$  irányból  $+z$  irányba haladó és  $x$  irányban polarizált THz-es impulzus esetén végeztem el, melynek fókuszpontja  $z = 0$  helyen került meghatározásra. Az a-c) ábrákon a hullámhosszra, a hullámhossz kétszeresére, valamint négyszeresére való fókuszálás esetén láthatóak a transzverzális irányú elektromos térerősségről készített pillanatfelvételek a fókuszpontban. A d-f) ábrákon a hozzájuk párosítható longitudinális terek láthatóak. A 16. ábrán a színskálák mind a három vizsgált esetben a hullámhosszra fókuszált eset értékei alapján kerültek meghatározásra, mind a transzverzális, mind pedig a longitudinális térerősségkomponensek esetén. A szimulációs paraméterek a függelékben megtekinthetők (F.2. függelék). Az eredményekből jól látható, hogy numerikus szimulációim során a longitudinális komponensek bár erős fókuszálás ( $W_0 \leq 4 \cdot \lambda$ ) esetén megjelennek, az optikai tengelyen vett értékük nulla, valamint az is látható, hogy a longitudinális térerősségkomponensek értéke közel egy nagyságrenddel kisebb, mint a transzverzális irányban értelmezett értékek.



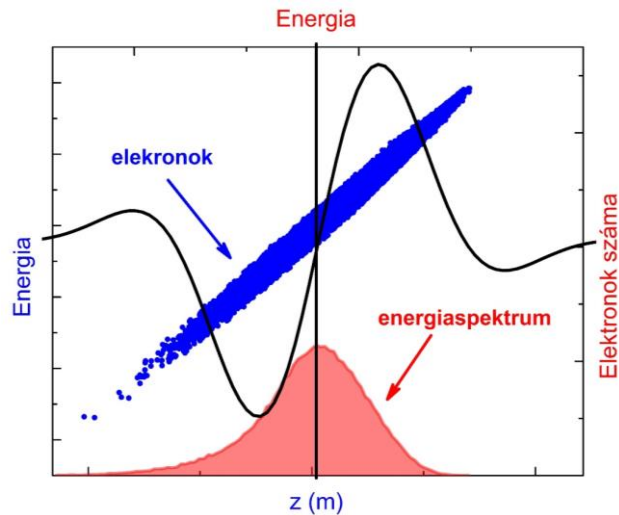
16. ábra a) Hullámhosszra, b) hullámhossz kétszeresére, c) hullámhossz négyszeresére fókuszált impulzus transzverzális elektromos terének pillanatfelvétele a fókuszpontban, d-e) ugyanezen esetek során kialakult longitudinális terek pillanatképei (A színskálák mindegyik esetben a hullámhosszra fókuszált eset értékei alapján kerültek meghatározásra).

A fókuszált impulzusok részecskékkel való kölcsönhatása során megfigyelt hatások részletes tanulmányozása a 6.3-as fejezetben történik.

### 3.4 Elektromágneses sugárzással történő longitudinális csomókompresszió

A 2.3.1-es fejezetben felsorolt felhasználási területek szinte kivétel nélkül megkövetelik az elektroncsomag méretének csökkentésével járó néhány – néhány 100 femtoszekundumos hosszirányú, valamint a minél kisebb transzverzális méretet. Az elektroncsomó hosszirányú méretének csökkentésére alkalmas és nagy hatásfokkal használható technika a csomó méretével összemérhető hullámhosszúságú elektromágneses sugárzás alkalmazása. A technika közismertebb angol neve „velocity bunching” [44, 63, 75]. A longitudinális kompresszióra alkalmazott impulzus az elektron haladási irányához képest merőlegesen érkezik az interakciós területre, melynek eredményeképpen az elektroncsomó haladási irányával párhuzamosan fellépő időfüggő erőkomponensek hatnak a csomóra. Az eljárás lényege, hogy a kompresszióért felelős impulzus lassító félciklusa időben összeszinkronizálásra kerül az elektroncsomag átlagos sebességénél nagyobb sebességgel rendelkező elektronjainak az interakciós pontba való érkezésének idejével [63]. A technika szemléltetése a 17. ábrán látható.

Az elektromágneses impulzus hullámhosszával összemérhető időbeli hosszúsággal rendelkező elektroncsomó esetén az impulzus periódusa közel lefedi az elektroncsomagot. Ennek következtében, míg a csomó átlagenergiájánál nagyobb energiával rendelkező elektronok sebessége csökken az impulzus lassító félciklusával való kölcsönhatás következtében, addig az elektroncsomó átlagenergiájánál kisebb energiával rendelkező elektronok sebessége a gyorsító térkomponenseket érzékelve nő. Az átlagsebességgel mozgó elektronok az impulzus elektromos térerősségének előjelváltása (angolul úgynevezett „zero crossing” pontja) körül helyezkednek el, így alig érzékelnek lassító, vagy éppen gyorsító térerősségkomponenseket, tehát sebességük csak csekély mértékben változik. Mindezek hatására az elektroncsomó a fázistéren elfordul (18. ábra), miközben időbeli hossza lecsökken. Az egyes elektronok az oszcilláló elektromos tér kis térrészeiben jelenlévő térerősségkomponenseket érzékelve lekövetik az elektromos térerősség időbeli lefutását és kitérésük arányos az elektron pályája mentén vett Lorentz-erő integráljával [57, 131]. Ebből adódóan következik, hogy a hosszirányú tömörítésre alkalmazott elektromágneses sugárzás csúcs elektromos térerőssége és időbeli lefutása is befolyásolja a fókuszálás hatásfokát. Néhány 100 – néhány 1000  $\mu\text{m}$  hosszúságú nemrelativisztikus elektronok esetében a technika alkalmazása az elektronok kezdeti sebességének csökkenésével egyre nehezkesebbé válik az elektroncsomó időbeli hosszának és a fókuszálásra alkalmazott impulzus impulzushosszának egyre növekvő különbségéből adódóan.



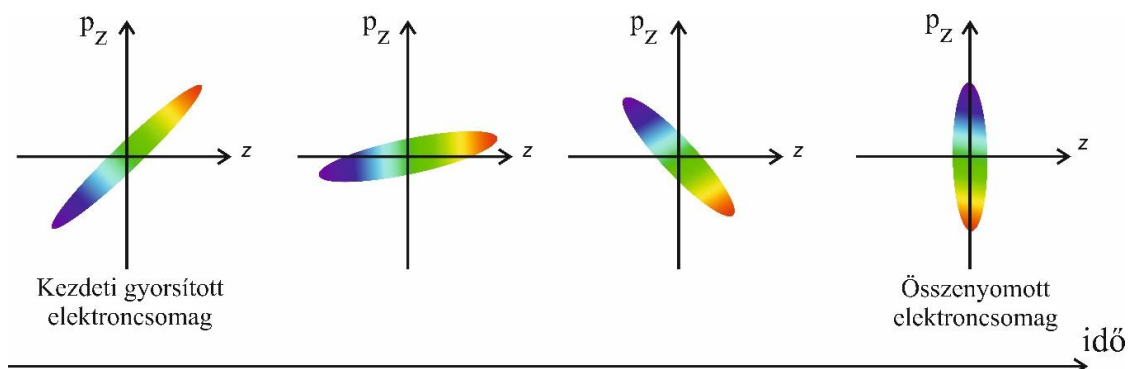
17. ábra Az elektromágneses sugárzás elektromos terének lefutása (fekete görbe) a tömöríteni kívánt elektroncsomó energiaspektrumával (piros görbe) átfedésben [63]. A kék pontok a részecskék fázistéren való szemléltetésére szolgálnak

A technika alkalmazása során a kompresszió mértéke számszerűen meghatározható, melyet jelöljünk  $g_E$ -vel. Kísérleti eredmények alapján ennek értéke arányos a tömörítésre alkalmazott impulzus csúcs elektromos térerősségének és az impulzus periódusának hányadosával. Az interakció által bekövetkező fókuszálás fókuszpontja pedig az alábbi képlet alapján számolható [63]:

$$f_c = \frac{m_e \cdot (\gamma \cdot \beta \cdot c)^3}{g_E}, \quad (28)$$

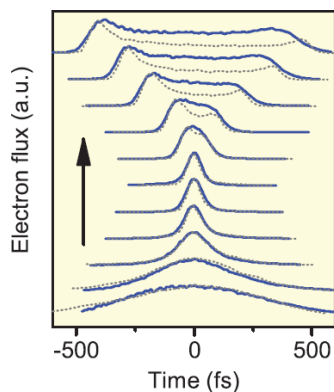
ahol  $m_e$  az elektron tömege,  $c$  a vákuumbeli fénysebesség,  $\beta$  a fénysebességhez viszonyított relatív sebesség kifejezésére szolgáló konstans, míg  $\gamma$  az úgynevezett Lorentz-tényező  $\left(\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)$ . A (28) -as egyenletből látható, hogy a fókusz távolságot az elektroncsomó sebessége és az alkalmazott impulzus paraméterei is befolyásolják.

Az itt részletezett technika segítségével az elektroncsomó a fázistéren elfordul (18. ábra), ezzel elérve annak hosszirányú kompresszióját.



18. ábra Gyorsított elektroncsomag fázistéren való alakulása a hosszirányú csomókompresszió következtében (A megfelelő szemléltetés érdekében az elektronok energiáját szemléltető színskála nem került változtatásra).

A további szemléltetés érdekében tegyük fel, hogy egy szinuszos, közel egyciklusú impulzus segítségével történik meg egy részecskecsomag hosszirányú kompressziója, mely esetben az impulzus periódusa közel lefedi az elektroncsomagot. A 19. ábrán látható, hogy a fókuszpontban a csúcs elektromos térerősség változtatásával módosul a fókuszált elektroncsomó időbeli profilja az alábbi gondolatmenet alapján: túl kicsi elektromos térerősség alkalmazása esetén nem rövidül le a csomó kellő mértékben, míg túl nagy térerősség esetén a csomó túldől, tehát a várt hatás ellenkezőjét váltjuk ki, azaz megnöveljük az elektroncsomó hosszát (Túldöntés esetén a csomó időbeli lefutásában látható két csúcs a szinuszos elektromos térerősség-lefutást jól szemlélteti).



19. ábra Az elektroncsomók mért időbeli eloszlása (kék görbe), valamint a szimulációs eredmények alapján meghatározott eloszlások (pontozott fekete görbe) a kompressziót követően. A fókuszálásra alkalmazott csúcs elektromos térerősség értéke alulról felfelé nő

[63].



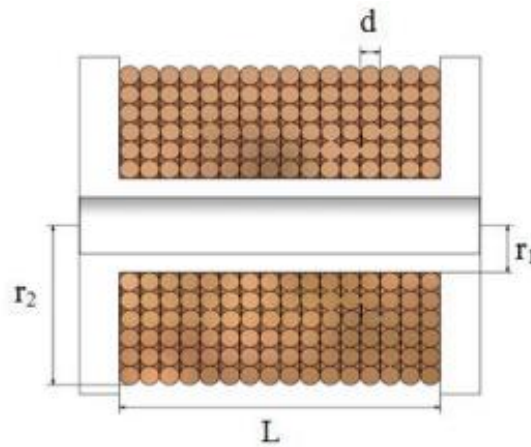
### 3.5 A transzverzális csomókompresszióra alkalmas többrétegű mágnesetekercs mágneses tere

Elektroncsomagok esetén a részecskék között fellépő Coulomb kölcsönhatás eredményeképpen különböző keresztirányú sebességgel rendelkeznek az elektronok, azaz az elektroncsomó az idő előrehaladtával tágul. A végső elektroncsomó további felhasználhatóságának biztosítása, valamint egy többfokozatú részecskegyorsító esetén a megfelelő hatásfokú utógyorsítás elérése érdekében a csomó transzverzális irányban vett kiterjedését csökkenteni kell. Különböző részecskegyorsító berendezések segítségével különböző sebességű, különböző kezdeti méretű és különböző kezdeti töltésű elektroncsomók szimulálása, valamint létrehozása lehetséges. Mindezek alapján kijelenthető, hogy a transzverzális méret csökkentésére egy olyan eszközt kell választani, melynek fókuszáló képessége, annak paramétereivel változtatható és az előállított elektroncsomó paramétereire is hozzáigazítható. Erre a célra jól alkalmazható egy többrétegű mágnesetekercs. Az eszköznek (20. ábra) az optikai tengelyen ( $z$ ) értelmezett mágneses térerősség lefutása az alábbi képlet alapján számítható [132]:

$$\mathbf{B}(z) = \frac{\mu_0 \cdot n \cdot I}{2 \cdot L \cdot (r_2 - r_1)} \cdot \left[ A \cdot \ln \left( \frac{r_2 + \sqrt{r_2^2 + A^2}}{r_1 + \sqrt{r_1^2 + A^2}} \right) + B \cdot \ln \left( \frac{r_2 + \sqrt{r_2^2 + B^2}}{r_1 + \sqrt{r_1^2 + B^2}} \right) \right], \quad (29)$$

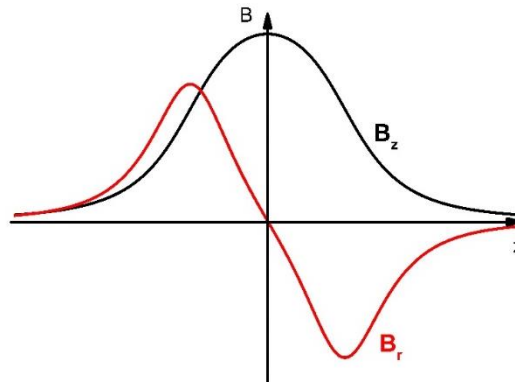
ahol  $A = \frac{L}{2} - z$ ,  $B = \frac{L}{2} + z$ . Az  $L$  a mágnesetekercs hosszát,  $r_1$  és  $r_2$  a tekercs belső és külső sugarát, míg  $n$  a tekercs menetszámát jelöli.  $I$  a tekercsre kapcsolt áramerősség,  $\mu_0$  pedig a vákuum permeabilitása<sup>10</sup>. A (29) -es egyenlethől is jól látható, hogy a mágnesetekercs főbb paramétereinek változtatásával könnyen és költséghatékonyan változtatható a transzverzális fókuszálásra alkalmas mágneses tér optikai tengelyen értelmezett térerősség lefutása.

<sup>10</sup> A permeabilitás a mágneses indukciót és a mágneses térerősséget összekötő arányossági tényező. A közeg mágneses terének áteresztő képességeként foghatjuk fel. Minél nagyobb az értéke, az adott konstans áramérték hatására mindig ugyanakkora mágneses térerősség mellett a mágneses tér mozgatóerejét valójában jellemző mágneses indukció annál nagyobb. Mértékegysége  $\frac{V \cdot s}{A \cdot m}$ .



20. ábra A mágnesekercs hosszirányban vett metszetének sematikus ábrája [132].

A mágnesekercs mágneses tere szimmetrikus az optikai tengely körül. Az interakciós térrész bármely pontjában a mágneses tér két részre, egy tengely mentén értelmezett (axiális)  $B_z$  és egy radiális  $B_r$  komponensre bontható fel (21. ábra) [133].



21. ábra A mágnesekercs axiális ( $B_z$ ) és radiális ( $B_r$ ) térkomponenseinek ábrázolása az optikai tengellyel párhuzamos és ahhoz közeli egyenes mentén.

Megvizsgálva az eszköz mozgó elektronnal való kölcsönhatását kijelenthető, hogy amint a  $-z$  irányból érkező és az optikai tengellyel párhuzamosan haladó elektron belép a mágnesekercs mágneses terébe, megkezdődik kölcsönhatása a  $B_r$  radiális komponenssel. A balkéz szabály alkalmazása alapján a mágneses tér axiális komponense ( $B_z$ ) által az elektron haladási irányára és a  $B_r$  vektorkomponens irányára egyaránt merőleges irányú erő fog létrejönni, vagyis a 21. ábráról kifelé, magunk felé irányított erő hat az elektrorra. Ez az  $F_0$  erő oldalirányban gyorsítja az elektront, melynek oldalirányú sebessége ezt követően  $v_0$ . Az elektronok oldalirányú sebessége ( $v_0$ ) a mágnesekercs interakciós térrészének közepe felé tartva növekszik, miközben a radiális komponens csökken. Ahogy az ábrán is látható, az interakciós térrész közepének síkját elhagyva a  $B_r$  komponens újra nőni kezd, de már ellenkező irányba mutat, mint az interakciós térrész közepe előtt. Ez fokozatosan csökkenti az elektron oldalirányú sebességét, mely végül újra közel nulla lesz, amikor az elektron kilép a mágneses

lencséből. Azonban, mivel a  $v_o$  oldalirányú sebesség merőleges a  $B(z)$  mező axiális komponensére, a balkéz szabály alkalmazása erre az esetre azt mutatja, hogy  $B(z)$  olyan  $F_d$  erőt fog létrehozni, amely az elektronra hat és  $v_d$  növekvő sebességgel a tengely felé kényszeríti azt. Ennek hatására elektroncsomó esetén az elektronok elkezdenek az optikai tengely irányába mozogni, míg egy idő után egy adott pontban keresztezik azt. Ezt a pontot nevezzük fókuszpontnak.

Számolásaim során a (29) -es egyenlet alapján kiszámolt  $z$  irányú mágneses térből a negyedik fejezetben bemutatott GPT elnevezésű szoftver automatikusan határozza meg a tengely mentén értelmezett  $B_z$  és a radiális  $B_r$  komponenseket az alábbi képletek alapján [133, 134]:

$$\begin{aligned} B_z(z, r) &= B(z) - \frac{1}{4} \cdot B''(z) \cdot r^2, \\ B_r(z, r) &= -\frac{1}{2} \cdot B'(z) \cdot r \end{aligned} \tag{30}$$

A (30) egyenletek levezetése a függelékben található (F.3. függelék).

### 3.6 Terahertzes impulzus energiájának meghatározása

A kompaktság mellett egy részecskegyorsító fontos jellemzője a rendszer teljes energiája, azaz a gyorsításra és elektronmanipulációra alkalmazott terahertzes impulzusok energiájának összege. 2014-ben kísérletileg is megvalósított mérési eredményeket publikáltak 0,4 mJ THz-es energiáról [21], majd 2021-ben elérték az 1,4 mJ-os THz-es energiát lítium-niobát kristály alkalmazásával [22]. A 2.2- es fejezetben bemutatott nagyenergiájú THz-es források segítségével pedig a közeljövőben néhány – néhány 10 mJ energiájú THz-es impulzusok előállítása valósulhat meg. Azonban a technikai fejlődés mellet is törekedni kell a befektetett energia minimalizálására, mind a költséghatékonyság, mind pedig a nem kívánt nemlineáris effektusok elkerülése érdekében. Egy THz-es impulzus energiája az alábbi analitikus képlet alapján számolható:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{4 \cdot \ln(2) \cdot t^2}{FWHM^2}\right) dt \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{c_0 \cdot \epsilon_0}{2} \cdot E_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot (x^2 + y^2)}{w_0^2}\right) dx dy, \tag{31}$$

ahol  $FWHM$  a terahertzes impulzus intenzitásbeli félértékszélessége,  $c_0$  a vákuumbeli fénysebesség,  $\epsilon_0$  a vákuum permittivitása<sup>11</sup>,  $w_0$  a nyalábnyak<sup>12</sup>, míg  $E_0$  az impulzus elektromos csúcs térerőssége.

### 3.7 A szuperponálódott csúcs elektromos térerősség értékének növelése állandó rendszerenergia mellett

Konstans rendszerenergia mellett a gyorsításra használt impulzusok számának növelésével megnövelhető a csúcs elektromos térerősség értéke az interakciós területen. Ennek igazolása érdekében tegyük fel, hogy a vizsgált impulzusok központi frekvenciája és fókuszfoltjainak mérete azonos. Ebben az esetben kijelenthető, hogy a Gauss-nyalábok intenzitása arányos a csúcs elektromos térerősség négyzetével, a rendszer intenzitása pedig arányos az impulzus/impulzusok energiájával. Ha a  $W$  -vel jelölt teljes rendszerenergiát felosztjuk kettő, majd négy darab impulzusra és felhasználjuk a korábban említett  $\sqrt{W} \sim \sqrt{I} \sim E$  összefüggést, akkor az  $E$  eredő csúcs térerősség az alábbiak alapján írható:

- Két impulzus és  $W$  teljes rendszerenergia esetén az eredő csúcs elektromos térerősség ( $E$ ) egy  $W$  energiájú impulzus térerősségének  $\sqrt{2}$  -szerese:

$$2 \cdot \sqrt{\frac{W}{2}} \sim 2 \cdot \frac{E}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \cdot E \quad (32)$$

- Négy impulzus és  $W$  teljes rendszerenergia esetén az eredő csúcs elektromos térerősség ( $E$ ) egy  $W$  energiájú impulzus térerősségének 2-szerese:

$$4 \cdot \sqrt{\frac{W}{4}} \sim 4 \cdot \frac{E}{2} = 2 \cdot E \quad (33)$$

A (32) -es és (33) -as egyenletekből jól látható, hogy minél több a gyorsításra alkalmazott impulzusok száma konstans rendszerenergia mellett, annál nagyobb az eredő csúcs térerősség az interakciós területen ( $n$  darab impulzus esetén  $\sqrt{n} \cdot E$  lesz a csúcs elektromos térerősség értéke). Az alkalmazni kívánt impulzusok számának csak a kísérleti elrendezés szab határt.

<sup>11</sup> Anyagi minőségre jellemző állandó.  $\epsilon_0 = 8,854187817 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ .

<sup>12</sup> Egy  $z$  irányban haladó Gauss-nyaláb esetén a  $z=0$  helyen (fókuszpontban) értelmezett nyalábsugár.

### 3.8 Az elektroncsomó emittanciájának és fényességének meghatározása

Relativisztikus elektroncsomagok jellemzésére gyakran alkalmazott paraméterként jelenik meg a normalizált emittancia. A felgyorsított elektroncsomag széleskörű alkalmazhatóságának feltétele ennek minél kisebb értéke. További csomóparaméter az úgynevezett (spektrális) fényesség<sup>13</sup> (angolul brightness). A legtöbb fizikai méréshez a nagyobb fényesség előnyösebb. A felhasználhatósági korlátok meghatározása során mind a két paraméter fontos jellemzője a részecskének. Egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy egy elektroncsomag  $+z$  irányban halad. Ennek a részecskecsomagnak a transzverzális irányban értelmezett normalizált emittanciája az alábbi képlet alapján számolható [135]:

$$\varepsilon_{n,x} = \frac{1}{m \cdot c} \cdot \sqrt{\langle x^2 \rangle \cdot \langle p_x^2 \rangle - \langle x \cdot p_x \rangle^2}, \quad (34)$$

ahol  $m$  az elektron nyugalmi tömege,  $c$  a fénysebesség,  $x$  a részecske  $x$  tengelyen vett helyzete,  $p_x$  pedig a részecske  $x$  irányú momentuma. A transzverzális emittancia  $y$  irányban vett értéke ezen analógia alapján szintén számolható.

A (34)-es egyenletben meghatározott normalizált emittancia értékének segítségével az elektroncsomó  $x$  irányú fényessége az alábbi képlet alapján meghatározható [135]:

$$B_n \equiv \frac{1}{m \cdot c} \cdot \frac{Q}{(2 \cdot \pi)^2 \cdot \varepsilon_{n,x}^2}, \quad (35)$$

ahol  $Q$  az elektroncsomag töltése. Az  $y$  irányban vett fényesség értéke hasonlóképpen számolható.

---

<sup>13</sup> Az angol *brilliance* szóból ered az elnevezés. Mértékegysége: foton /s / (mmrad<sup>2</sup> · mm<sup>2</sup> · 0,1% sávzélesség)

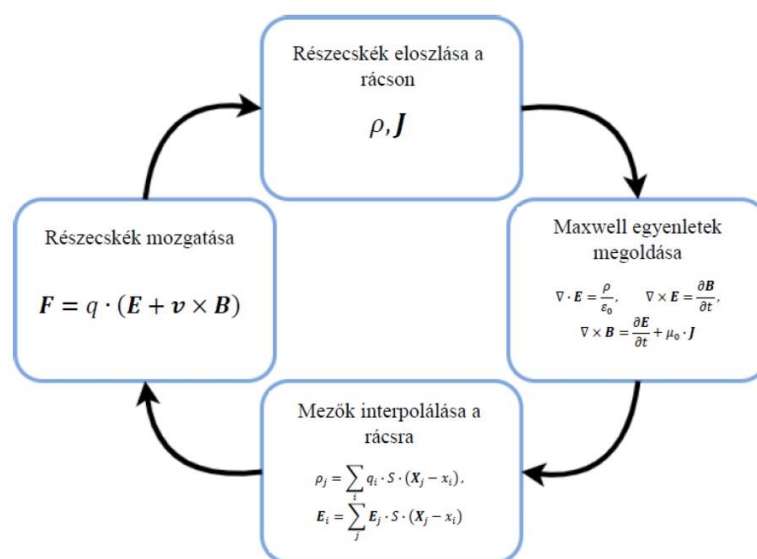
## 4 Szoftverek

Egy részecskegyorsító berendezés működésének teljes szimulációja még a jelenlegi számítógépes fejlődés mellett is nagymértékben hardver- és szoftverigényes feladat. A részecskegyorsító elemeinek számától és azok működési elveitől függően minimum kettő, esetlegesen kettőnél is több szoftver szükséges a részecskék és az általuk keltett sugárzás nyomon követésére, valamint az adatok feldolgozására. Ebben a fejezetben bemutatásra kerülnek a részecskegyorsítás szimulálására alkalmas szoftverek, valamint részletesebben bemutatom azon szoftverek működését, melyeket kutatásom során használok. Disszertációmban részletezett munkám során az úgynevezett General Particle Tracer (GPT) [136] és EPOCH [137] elnevezésű szoftvereket használtam a fizikai folyamatok nyomon követésére. Az adatok gyors és precíz feldolgozása érdekében pedig a MATLAB és Origin elnevezésű szoftvereket alkalmaztam. A vákuumban történő elektrongyorsítás szimulációit a GPT elnevezésű szoftver segítségével végeztem el. A GPT szoftver által előállított *gdf* kiterjesztésű fájlokat pedig egy általam írt MATLAB kód segítségével dolgoztam fel. A szimulációs eredmények hitelesítése érdekében a THz-es impulzusok fókuszálása során kapott tereket a lézeres közösségben gyakran alkalmazott EPOCH elnevezésű szoftverrel ellenőriztem le.

### 4.1 EPOCH

Az EPOCH egy nyílt forráskódú Particle In Cell (PIC) szoftver, ami annyit jelent, hogy a szimulációs teret a szoftver fel tudja bontani kis térrácsokra, úgynevezett gridekre, melyekből a szimuláció során számolt terek értékei kinyerhetőek. Mindeközben a szoftver képes a részecskék adatait is elmenteni minden egyes térbeli helyen, minden egyes időpillanatban. Elsődlegesen a plazmafizika területén végzett szimulációkra íródott a program (nanométeres hullámhosszak és méretek lekezelésére), de több nagyságrenddel nagyobb hullámhosszal rendelkező lézerpulzusok és több nagyságrenddel nagyobb méretű részecskecsomók kezelésére is alkalmas. A szoftver makrorészecskéket is kezel, azaz lehetőségünk van arra, hogy nagyobb töltések esetén több elemi részecske egyetlen részecskével helyettesíthető legyen. Ezáltal a gépigény jelentős mértékben csökkenthető. A gépigény lecsökkentése lehetővé teszi a számolási időtartam lerövidítését, vagy a számolási tartomány kibővítését. A makrorészecskék mozgása által generált tereket a rácsalapú differenciális numerikus modellezési módszerek általános osztályába tartozó véges különbségű időtartomány módszere alapján számolja a program beállítástól függően egy 1, 2, vagy 3 dimenziós térbeli rácson. Ezt

követően a terek által a részecskékre ható erők alapján kiszámításra kerül a részecskék sebessége, majd a sebességükből történik a helykoordinátáik meghatározása. A Particle In Cell (PIC) módszer működését a 22. ábrán szemléltetem.



22. ábra A Particle In Cell (PIC) módszer működésének sematikus ábrája [126].

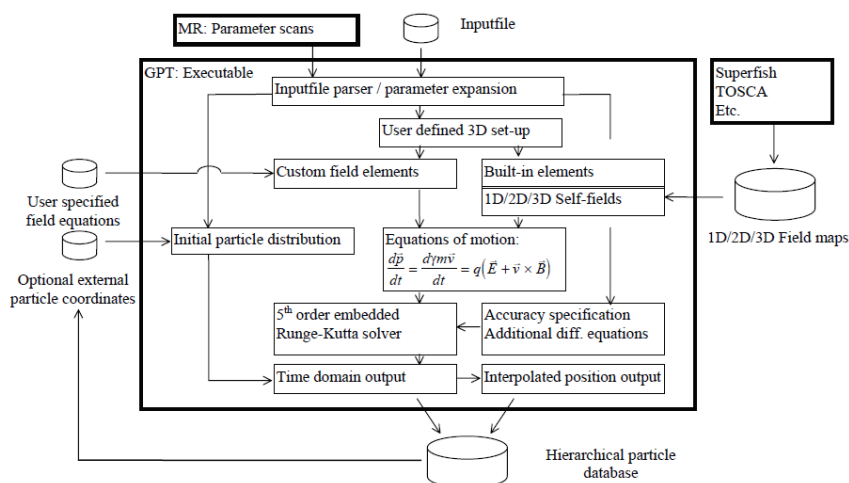
Ez egy olyan számítási sémához vezet, mely képes reprodukálni töltött részecskék gyűjteményének teljes számítási tartományon vett viselkedését. A szimuláció futtatása egy szövegfájl beolvasásával történik, mely kulcs-érték párok listáját tartalmazza blokkok formájában. A kulcs értékek a szoftver leírásában szereplő értékek lehetnek, míg ezek a felhasználó által kaphatnak kezdeti értéket konstansok vagy függvények formájában. Ami az előnye, egyben a hátránya is a programnak. A pontos számolás érdekében a térrácsokat minél inkább be kell sűríteni. A több tíz, valamint esetlegesen a több száz millió kialakított cella pedig lehetetlenné teszi az időben rövid ideig tartó szimulációk futtatását még a jelenlegi számítógépes technikai fejlettség mellett is. A számolási eredményeket az úgynevezett Visit és MATLAB szoftverekkel könnyedén feldolgozhatjuk, valamint további szimulációs szoftverekkel kompatibilis formába hozhatjuk.

## 4.2 General Particle Tracer (GPT)

A részecskék nyomon követése elengedhetetlen és nagyon hatékony módszer a részecskegyorsítók tervezése során. A General Particle Tracer (GPT) [138] egy olyan szoftver, amely összetett elektromágneses mezőkön áthaladó, akár több millió részecske vizsgálatára is alkalmas. A szoftver felhasználói szempontból két fő részből áll; egy futtatható fájlból, mely alapján a program elvégzi a tényleges számításokat, valamint egy kiterjedt elő- és

utófeldolgozási eszközkészlet-gyűjteményből, beleértve az adatelemző eszközöket és a grafikus felhasználói felületet, mely nagymértékben meggyorsítja a szimulációs eredmények részletes elemzését. A kód különböző fizikai struktúrákat – más szóval elemeket – tartalmaz, amelyek a felhasználó által tetszőlegesen meghívhatóak függvények formájában. A GPT sok általános elemet tartalmaz, mint például mágneseket, elektromágneses impulzusokat és kvadrupólusokat. Ezek az elemek a tér tetszőleges pontjába elhelyezhetőek. Mindezek mellett kezdeti részecskeeloszlások és külső terek beimportálására, valamint azok exportálására is alkalmas a szoftver. A kód további nagy előnye, hogy felhasználóbarát és a beépített elemek listája igény szerint C++ programnyelven bővíthető.

A számítógépes technika fejlődése lehetővé tette, hogy a szoftver által 3 dimenzióban legyünk képesek vizsgálni olyan részecskék mozgását, amelyekre komplex elektromágneses terek hatnak. A makrorészecskékkel való számolás ebben a szoftverben is lehetséges. A részecskék között fellépő Coulomb-kölcsönhatást – felhasználói beállítástól függően – többféleképpen is tudja számolni a program. A legpontosabb eredményt a 3 dimenziós függvény (spacecharge3D) meghívásával érhetjük el. A GPT-ben a Coulomb-kölcsönhatásokkal foglalkozó összes rutin az adott  $i$ -edik részecske pozíciójában lévő elektromos mezőből kerül származtatásra, ami az összes többi részecskével való Coulomb-kölcsönhatás miatt következik be. A spacecharge3D elem az összes Coulomb-kölcsönhatást kiszámítja az előző elv alapján, miközben minden páronkénti interakcióhoz Lorentz-transzformációt használ. A makrorészecskék mozgását a program relativisztikus esetben is kezeli, miközben beágyazott ötödrendű Runge-Kutta módszerrel és adaptív lépésméret-szabályozással biztosítja a pontosságot a számítási idő minimalizálása mellett. A szoftver működési elvét a 23. ábra mutatja.



23. ábra A GPT szoftver működésének folyamatábrája [126].



A program futtatása egy ASCII bementi fájl beolvasásával kezdődik, mely tartalmazza a szimulációs paramétereit, beleértve a kezdeti részecskeeloszlásokat, a háromdimenziós elektromágneses tér/terek paramétereit, a Coulomb-kölcsönhatás számításának módját, és a kimeneti beállításokat. A szimulációs eredményeket a szoftver grafikus felületén ábrázolhatjuk, de további feldolgozásra akár ki is exportálhatjuk.

## 5 Célkitűzés

Egy kompakt asztali méretű részecskegyorsító megtervezése és optimalizálása számos paraméter optimális értékének meghatározásával lehetséges. Az én feladatom elsődlegesen ezen paraméterek numerikus szoftverek segítségével történő meghatározása. Feladataim közé tartozik továbbá a modellek optimalizálása és a felparaméterezett kompakt elektrongyorsító berendezés kísérleti megvalósításának előkészítése.

A megfelelő hatásfokú gyorsítás eléréséhez elengedhetetlen egy nagy energiájú, néhány – néhány 10 MV/cm-es csúcs térerősségű és közel egyciklusú THz-es impulzus előállítása. A csúcs elektromos térerősség értékének további növelése az impulzusok erős fókuszálásával lehetséges. Ebben a dolgozatban célul tűzöm ki a THz-es sugárzás fókuszálásának és annak a THz-es nyalábra, valamint a gyorsítási hatásfokra vett hatásának részletes tanulmányozását.

A megfelelő gyorsítási hatásfok elérésének további feltétele a THz-es sugárzás hullámhosszának a kezdeti elektroncsomó méretéhez való igazodása. Számolásaim során ez tipikusan néhány 10-100 mikrométeres csomóméretet, azaz maximálisan körülbelül 0,1 – 1 THz központi frekvenciájú sugárzás alkalmazhatóságát jelenti. Munkám során célul tűzöm ki a kezdeti csomóméretnek, valamint a kezdeti csomó töltésének változtatásával járó hatások megfigyelését és az optimális paraméterek meghatározását a felgyorsított elektroncsomag térbeli energiaeloszlására és energiaszórására vonatkozóan különböző frekvenciájú THz-es impulzusok esetén.

Mindezek mellett további célul tűzöm ki az egyciklusú impulzusok vivő-burkoló fázisának változtatásával járó hatások megfigyelését és az optimális paraméter meghatározását az elektronok végső kinetikus energiájának maximalizálása érdekében. További célul tűzöm ki a THz-es impulzusok számának és azok terjedési irányának változtatásával járó hatások tanulmányozását a gyorsítási gradiens tekintetében.

Kutatásaim további fő céljaként vizsgálom egy darab elektron és egy elektroncsomag utógyorsításának optimalizációját. A transzverzális irányú csomókompresszió tekintetében alkalmazható technikák tanulmányozását követően célul tűzöm ki egy többrétegű mágnesekercs fókuszáló hatásának vizsgálatát. A THz-es sugárzással történő csomókompressziós technikák tanulmányozását követően célul tűzöm ki különböző kezdeti energiájú és különböző kezdeti mérettel rendelkező elektroncsomók hosszirányú kompressziójának korlátainak feltárását, valamint az általam tervezett részecskegyorsító

berendezés által jósolt elektroncsomó megfelelő hatásfokú fókuszálásához szükséges paraméterek optimalizálását.

## 6 Tudományos eredmények

A célkitűzésemben megfogalmazott feladataim elvégzéséhez a negyedik fejezetben bemutatott szoftvereket használtam. A 6.1-es fejezetben részletezem a THz-es sugárzással történő részecskegyorsítás területén elvégzett szimulációim alapjait, beleértve az egy, a kettő, valamint a négy darab THz-es impulzussal történő részecskegyorsítás alapelveit. Továbbá, bemutatom a THz-es impulzusok számának növelésével járó előnyöket. A 6.2 -es fejezetben mutatom be a két egymással szemben haladó THz-es impulzussal hajtott elektronágyú optimalizációját és eredményeit egy darab elektron, illetve elektroncsomó esetén. A 6.3 -as fejezetben az általam optimalizált asztali méretű részecskegyorsító berendezés egyes részeinek külön-külön történő bemutatásával részletezem a négy darab THz-es impulzussal történő részecskegyorsítás és utógyorsítás eredményeit. Bemutatom a THz-es impulzusok számának növelésével járó előnyöket, az erős fókuszálás hatásait, az elektromágneses sugárzás alkalmazásával történő longitudinális csomókompressziós eljárást, valamint a többrétegű mágnesekercs szimulálásával elért transzverzális csomókompresszió eredményeit.

### 6.1 THz-es impulzussal történő elektrongyorsítás alapjai

Az általunk javasolt elrendezés [7] alapja, hogy egy THz-es impulzust lefókuszálunk, melynek az optikai tengelyére, a nyalábnyakának a közepére elhelyezünk egy elektront gyorsítás céljából (24. ábra a) része). Tudjuk azonban a Lawson-Woodward tétel alapján, hogyha a teljes impulzus áthalad az elektronon, akkor az elektron energianyeresége közel 0 keV lesz. Ebben az esetben az elektron által érzékelt THz-es impulzus időbeli alakját a 24. b) ábra fekete görbéje mutatja. Azonban, ha az elektront abban a pillanatban keltjük, amikor a THz-es impulzus első fele már áthaladt az elektron helyén, akkor az elektron már nem a teljes impulzust fogja érzékelni, hanem annak csak egy részét. Amennyiben precíz az időzítésünk, akkor megvalósítható az az eset, hogy az elektron abban a pillanatban keletkezik, amikor a THz-es impulzus előjelet vált az elektron térbeli helyén (a továbbiakban interakciós pont). Az elektron által érzékelt teret ebben az esetben a 24. ábra b) részén a piros szaggatott görbe mutatja. A kölcsönhatás során az elektron impulzusának növekedése a THz-es sugárzás elektromos vektorpotenciáljának segítségével kifejezhető:

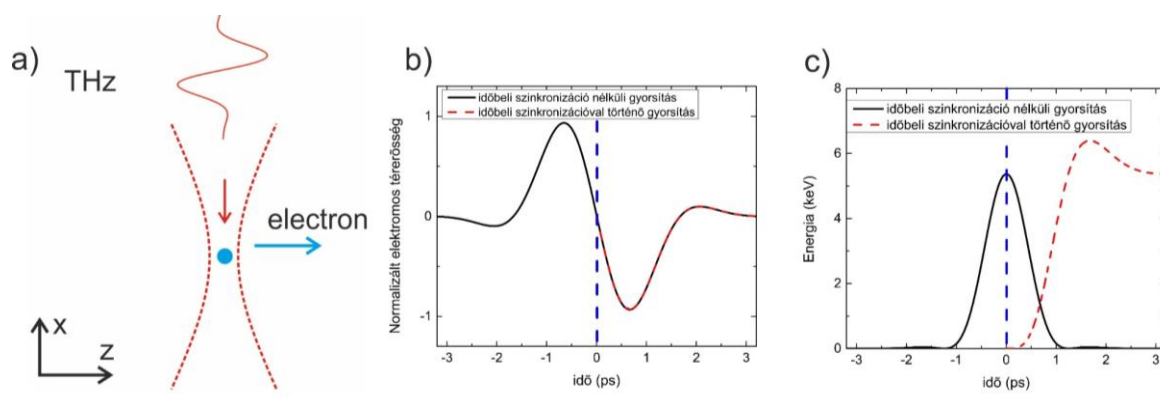
$$p = -e \cdot A = -e \cdot \int_{t_0}^t E_{THz}(t') dt', \quad (36)$$

ahol  $e$  az elemi töltés,  $A$  a vektorpotenciál,  $E_{THz}(t')$  pedig az elektron gyorsítása céljából alkalmazott THz-es impulzus elektromos térerősségének időbeli lefutását leíró egyenlet.

Elektromágneses sugárzással való kölcsönhatás során, nemrelativisztikus esetben, az elektron kinetikus energiája, annak momentumával szintén kifejezhető:

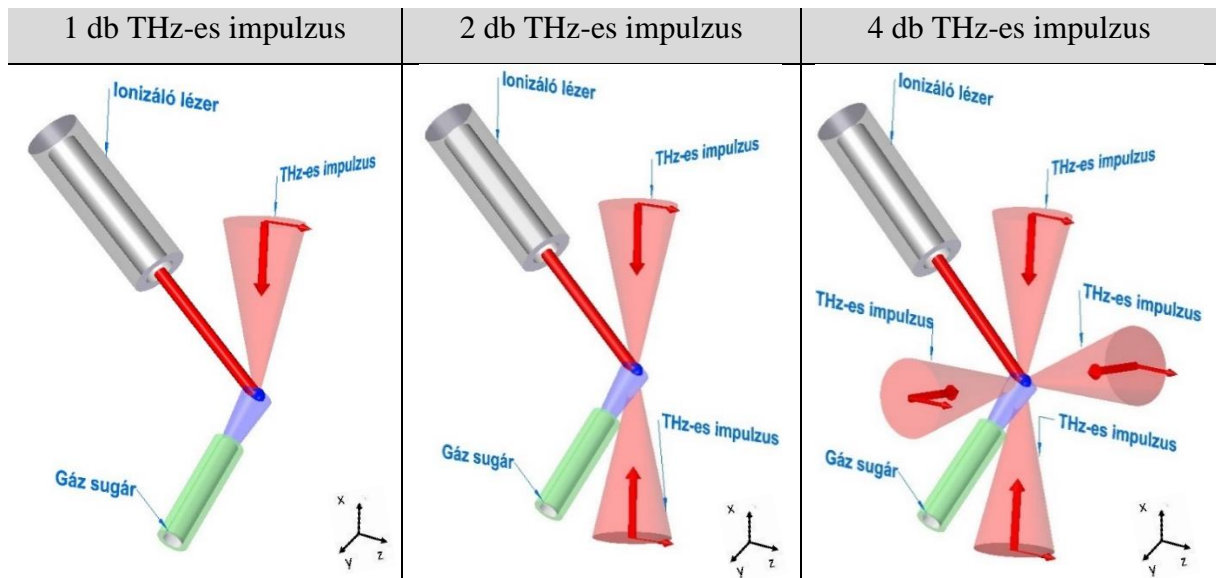
$$E_{kin} = m_0 \cdot c^2 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_0 \cdot c}\right)^2} - m_0 \cdot c^2 \cong \frac{p^2}{2 \cdot m_0}, \quad (37)$$

ahol  $m_0$  az elektron tömege,  $c$  a vákuumbeli fénysebesség,  $p$  pedig az elektron impulzusa. Az elektromágneses sugárzással való kölcsönhatás során az elektron többletenergiára tesz szert. Az elektron energiájának növekedését az idő függvényében a 24. ábra c) részén szemléltetem időzítéssel és anélkül. Az eredmények alapján kijelenthető, hogy a szinkronizációs eljárás hiányában a nettó energianyereség közel nulla, míg megfelelő szinkronizáció esetén számottevő nettó energianyereségre tesz szert az elektron.



24. ábra a) Egy darab THz-es impulzussal történő részecskegyorsítás sematikus ábrája b) A gyorsításra alkalmazott THz-es impulzus térerősségének időbeli lefutása (kék szaggatott vonallal jelölve a THz-es impulzus előjelváltását) c) Az elektron energiájának alakulása az idő függvényében megfelelő szinkronizációval (piros szaggatott vonal), valamint annak hiányában (fekete folytonos vonal).

Az eredmények alapján látható, hogy a megfelelő időbeli szinkronizáció elengedhetetlen a részecskék megfelelő hatásfokkal történő gyorsításához. A néhány száz femtoszekundumos skálán történő időbeli optimalizáció a THz-es sugárzás esetén pedig kísérletielg is egyszerűen megvalósítható. Az előzőekben javasolt elrendezés működik egy darab THz-es impulzus helyett kettő, valamint négy darab, páronként egymással szemben és az elektron pályájára merőlegesen haladó THz-es impulzus esetén is. Az elrendezések a 25. ábrán láthatóak. A vastag piros nyilak a THz-es impulzusok haladási irányát, míg erre merőlegesen a keskenyebb piros nyilak a polarizációs irányt jelölik a 25. ábrán.



25. ábra THz-es impulzusokkal történő részecskegyorsítás sematikus ábrái (A sötétkék gömb egy elektronnal történő példák esetén egy darab elektront, míg elektroncsomóval történő számolások esetén elektroncsomót szemléltet).

Az elrendezések általános bemutatásához, valamint a későbbiekben bemutatott eredmények könnyebb érthetősége érdekében a három különböző eset vizsgálatához az ELKH-PTE Nagy Intenzitású Terahertzes Kutatócsoport munkatársai által kidolgozott nemlineáris lépcsős struktúra (NLES) által jósolt impulzus paramétereit [38] feltételeztem a numerikus szimulációim során:

Központi frekvencia	0,3 THz
Hullámhossz ( $\lambda_{THz}$ )	1,0 mm
Nyalábnyak ( $w_0$ )	1,0 mm
Impulzushossz ( $\tau$ )	1,66 ps
Fázis ( $\varphi$ )	0

2. táblázat A 0,3 THz központi frekvenciájú THz-es impulzus főbb paramétereit

Annak érdekében, hogy általánosan vizsgálni tudjuk az elektronok mozgását az elektromágneses sugárzással való kölcsönhatása során, vizsgálom az egy elektrorra ható Lorentz-erőt. A gyorsítási technikák bemutatásának egyszerűsítése érdekében a következő példánál egy darab, a fókuszpontba elhelyezett elektron esetén vizsgálom a részecskére ható erőket a 25. ábrán feltüntetett három különböző esetre vonatkozóan<sup>14</sup>:

<sup>14</sup> A mágneses és térerősség komponensek időtől való függését nem tüntettem fel az egyenletekben. Az 1-4 impulzusok indexelése a következők: 1,2,3 és 4.

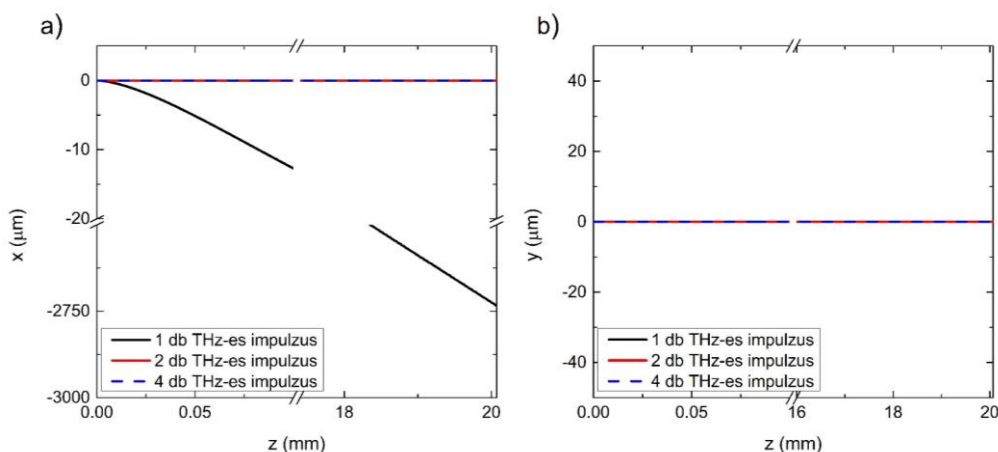
1 db THz-es impulzus	$F_{THz_x} = q \cdot (0 + v_y \cdot 0 - v_z \cdot B_{y1})$ $F_{THz_y} = q \cdot (0 + v_z \cdot 0 - v_x \cdot 0)$ $F_{THz_z} = q \cdot (E_{z1} + v_x \cdot B_{y1} - v_y \cdot 0)$
2 db THz-es impulzus	$F_{THz_x} = q \cdot (0 + v_y \cdot 0 - v_z \cdot (B_{y1} + B_{y2}))$ $F_{THz_y} = q \cdot (0 + v_z \cdot 0 - v_x \cdot 0)$ $F_{THz_z} = q \cdot ((E_{z1} + E_{z2}) + v_x \cdot (B_{y1} + B_{y2}) - v_y \cdot 0)$
4 db THz-es impulzus	$F_{THz_x} = q \cdot (0 + v_y \cdot 0 - v_z \cdot (B_{y1} + B_{y2}))$ $F_{THz_y} = q \cdot (0 + v_z \cdot (B_{y3} + B_{y4}) - v_x \cdot 0)$ $F_{THz_z} = q \cdot ((E_{z1} + E_{z2} + E_{z3} + E_{z4}) + v_x \cdot (B_{y1} + B_{y2}) - v_y \cdot (B_{y3} + B_{y4}))$

3. táblázat A töltött részecskére ható Lorentz-erő egyes komponensei a három különböző elrendezés esetén.

Egy darab impulzus esetén az impulzus  $+x$  irányból halad  $-x$  irányba. Az elektromos térerősség polarizációja  $z$ , míg a mágneses tér  $y$  irányba mutat. Két impulzus esetén az impulzusok egymással szemben haladnak ( $+x$  és  $-x$  irányokból), míg négy impulzus esetén 2-2 pár impulzus halad egymással szemben ( $+x$  és  $-x$ , valamint  $+y$  és  $-y$  irányokból). Az 3. táblázatban látható, hogy egy darab impulzus esetén a gyorsítást végző  $F_{THz_z}$  erőn kívül az  $F_{THz_x}$  erőkomponens is hat a fókuszpontban az elektronra, ami a részecske  $x$ -irányba való kitérését eredményezi. A kettő és négy darab impulzussal történő részecskegyorsítás esetén az interakciós területen összeadó ellentétes előjelű mágneses térkomponensek által keltett terek értéke közel nulla ( $(B_{y1} + B_{y2}) \approx 0$ , és  $(B_{y3} + B_{y4}) \approx 0$ ), így ezek hatása elhanyagolható. Ezekben az esetekben a várt eredményt kapjuk, miszerint a fókuszpontban elhelyezett elektron csak az impulzusok polarizációjának irányába mozdul el. A 26. ábrán a részecskének a pályája látható a három különböző esetben, az interakciót követően. Mindezek alapján kijelenthető, hogy megfelelő időbeli szinkronizáció segítségével mind a három esetben hatékony gyorsítás érhető el. Azonban egy darab impulzus esetén az elektron kitüntetett haladási irányába való elmozdulása mellett, annak nem kívánt irányba való elmozdulását is tapasztaljuk a mágneses tér hatásának következtében.

A 26. ábra a) részén látható, hogy az elektromágneses sugárázással való kölcsönhatást követően a terjedési irány mentén azonos helyen vizsgálódva ( $\sim 20$  mm) egy darab THz-es impulzus esetén közel 3 mm-es távolságra is elrepül az elektron  $x$ -irányban, míg kettő és négy darab impulzus esetén ez az érték nulla, azaz az  $x = 0$  egyenes mentén repül a részecske. Az  $y$ -irányú elmozdulás esetén pedig a várt eredményt kapjuk, miszerint az elektron  $y$  irányú helyzete

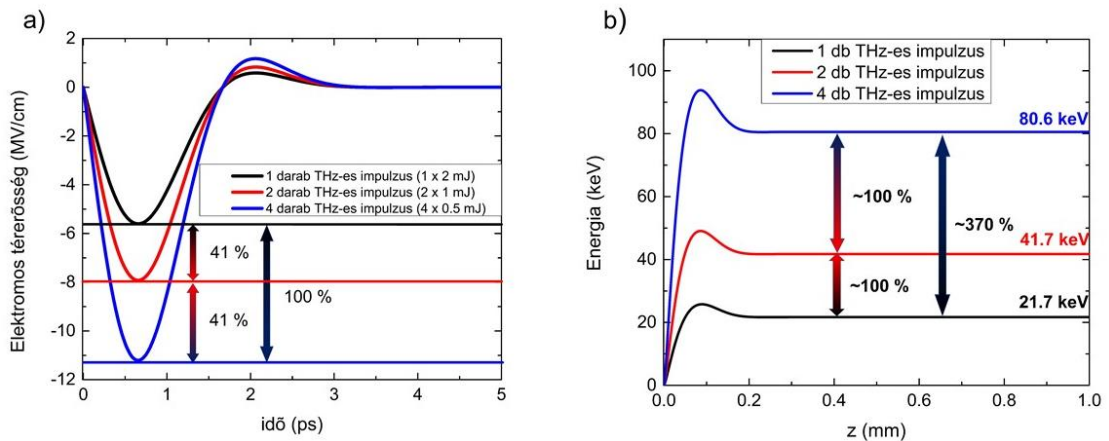
mind a három különböző esetben nulla értéket vesz fel a  $z$ -irányú haladása során. Ennek szemléltetése a 26. ábra b) részén látható.



26. ábra A  $z$  irányban gyorsított elektron pályája a) a  $z$ - $x$  síkon b) a  $z$ - $y$  síkon ábrázolva a különböző gyorsítási elrendezések esetében.

Az elektron elektromágneses sugárzással való kölcsönhatása során bekövetkező elmozdulásának tanulmányozását követően vizsgálataimat kiterjesztettem az interakciós területen létrehozható csúcs térerősségre vonatkozóan is. Egy darab impulzussal történő számolásaimat követően növeltem a THz-es impulzusok darabszámát kettőre, majd négyre, miközben a teljes befektetett energiát fixen 2 mJ-os értéken hagytam. Azaz, vizsgáltam olyan elrendezéseket, ahol 1 db 2 mJ-os, 2 db 1 mJ-os, valamint 4 db 0,5 mJ-os impulzus végzi a gyorsítást kezdetben álló elektronok esetén. A 2 db THz-es impulzus alkalmazása esetén az impulzusok elektromos csúcs térerősségének eredője  $\sqrt{2}$ -szerese, míg 4 db THz-es impulzus alkalmazása esetén az eredő térerősség értéke kétszerese lesz az 1 db THz-es impulzus csúcs elektromos térerősségének. Mindezek alapján a fókuszpontban elhelyezett elektron a három különböző esetben három különböző térerősségfutamot érzékel, melyet a 27. ábra a) részén ábrázolok. A nemrelativisztikus részecskék energiája négyzetesen változik a gyorsító tér nagyságával [101]. A fókuszpontba elhelyezett elektron energianövekedését az interakciót követően a 27. ábra b) részén mutatom be mind a három különböző esetben, melyen jól látszik a négyzetes növekedés.





27. ábra a) Szinkronizált impulzusok csúcs elektromos térerősségfutásai a fókuszpontban 2 mJ-os rendszerenergia mellett b) Egy, kettő, valamint négy darab THz-es impulzussal történő elektrongyorsítás során kapott elektronpályák a fázistéren ábrázolva.

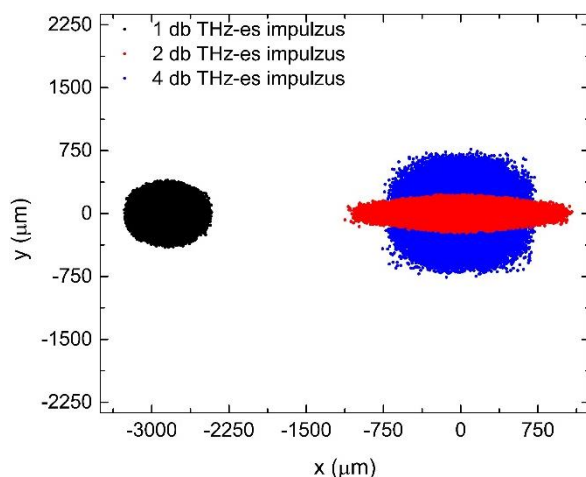
A 27. ábrán bemutatott 1 darab THz-es impulzus csúcs elektromos térerősségét, valamint több impulzus esetén a szuperponálódott csúcs elektromos térerősségek értékeit és a számolásaim során kapott eredményeket a 4. táblázatban foglalom össze.

Impulzusok száma (db)	Impulzus burkolójának csúcs elektromos térerőssége (MV/cm)	Szuperponálódott csúcs elektromos térerősség az interakciós területen (MV/cm)	Egy impulzus energiája (mJ)	Szuperponálódott mágneses tér y-irányú komponense az interakciós területen (T)	Elektron kinetikus energiája (keV)
1	7,37	7,37	2	1,87	21,7
2	5,21	10,4	1	~ 0	41,7
4	3,68	14,6	0,5	~ 0	80,6

4. táblázat Egy, kettő, valamint négy darab THz-es impulzussal történő elektrongyorsítás adatai és a kapott eredmények.

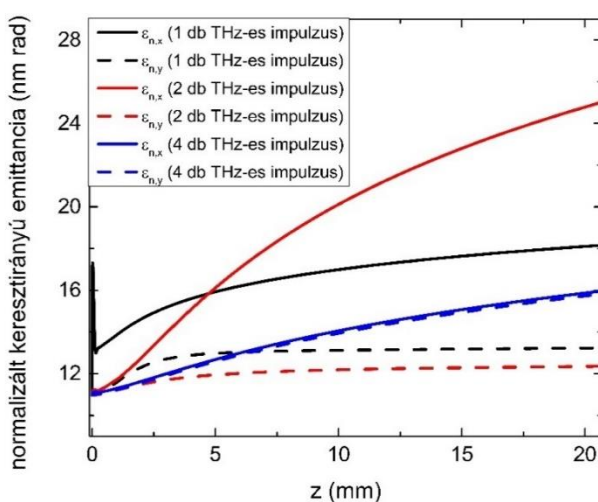
A három különböző eset vizsgálatát az egy elektronnal történő szimulációimat követően kiterjesztettem elektronsomóra is. Az elektronsomók esetén mind a három korábban bemutatott esetben (1×2 mJ, 2×1 mJ, 4×0,5 mJ) azonos kezdeti csomóparaméterekkel számoltam:  $\sigma_{x,y,z} = 14 \mu\text{m}$  és azonos töltés,  $Q = 20 \text{ fC}^{15}$ . Az egy, a kettő, valamint a négy darab impulzussal történő számolások esetén az azonos detektálási pontban kapott elektronsomók könnyebb összehasonlításának érdekében a három elektronsomót egy közös grafikonon, a 28. ábrán szemléltetem.

<sup>15</sup> Az elektronsomó paramétereinek optimalizálása a 6.2-es fejezetben kerül részletes tárgyalásra.



28. ábra A három különböző vizsgált esetben kapott elektroncsomók azonos detektálási pontban értelmezett térbeli eloszlásai az x-y síkon.

Szimulációim során az elektroncsomó THz-es impulzussal való kölcsönhatását követően – a (34) -es egyenlet alapján – kiszámításra kerültek az elektroncsomók transzverzális normalizált emittanciáinak értékei, melyek a 29. ábrán láthatóak. Az eredményekből jól látható, hogy a legjobb eredményt, azaz transzverzális irányokban szimmetrikus elektroncsomagot négy darab THz-es impulzus felhasználásával érhetünk el. Ebben az esetben kijelenthető, hogy a csomó transzverzális irányokban szimmetrikusan tágul.



29. ábra A gyorsított elektroncsomag normalizált emittanciáinak értékei a z irányú haladása során 1, 2, valamint 4 db impulzussal történő gyorsítást követően.

Egy, valamint két darab impulzus esetén az  $x$  irányban ható Lorentz erő következtében  $x$  irányban nagyobb normalizált emittancia értékeket kapunk, mint  $y$  irányban. Egy darab gyorsításra alkalmazott THz-es impulzus esetén közel  $\sqrt{2}$  -szeres, míg két darab impulzus alkalmazása esetén közel 2-szeres faktor jelentkezik az  $x$  és  $y$  irányú normalizált emittancia

értékek között. Látható tehát, hogy két darab impulzus esetén a két irány mentén értelmezett normalizált emittancia értékek közötti különbség 41 %-kal nagyobb lesz, mint egy darab impulzus esetén. Ennek oka, hogy az egymással szemben haladó impulzusok fókuszpontban való átfedésüket követően elhagyják az interakciós területet és megjelennek a mágneses tér okozta  $x$  irányú Lorentz erők, melyek előjele ellentétes. Ennek hatására a csomó keresztirányban jobban megnyúlik, mint egy impulzus esetén. Az eredmények pontos ismertetése érdekében a különböző esetekben kapott normalizált emittancia értékeket a 5. táblázatban foglaltam össze:

Impulzusok száma (db)	$x$ irányú normalizált emittancia (nm rad)	$y$ irányú normalizált emittancia (nm rad)
1	18,2	13,2
2	25	12,4
4	15,9	15,8

5. táblázat A három különböző vizsgált eset numerikus szimulációi során kapott normalizált emittancia értékek.

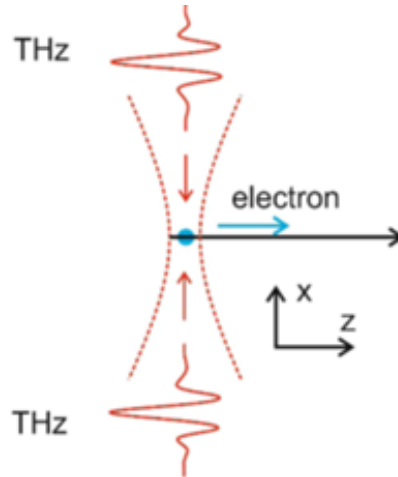
A 5. táblázatban látható értékek alapján kijelenthető, hogy egy, valamint két darab impulzus helyett négy darab THz-es impulzussal történő részecskegyorsítás esetén jelentős javulás várható a csomó keresztirányú szimmetriájának tekintetében.

Összeségében, az eredmények alapján kijelenthető, hogy egynél több és páronként egymással szemben haladó THz-es impulzus részecskegyorsításra való alkalmazása esetén jelentős előnyök jelennek meg mind az interakciós területen előállítható csúcs elektromos térerősségre, mind pedig az előállítható elektroncsomó paramétereire vonatkozóan. Ebből adódóan további számolásaimat csak kettő, valamint négy darab THz-es impulzus esetén végeztem el. A két darab THz-es impulzussal történő elektrongyorsítást, majd az azt követő utógyorsítást a következő fejezetben mutatom be részletesen.

## 6.2 Első gyorsítási szakasz optimalizálása és szimulálása két darab THz-es impulzus esetén

A 6.1-es fejezetben részletezett előnyöket figyelembe véve optimalizációs számolásaim során a 30. (sematikus) ábrán bemutatott elrendezésben két darab egymással szemben haladó THz-es impulzust szimuláltam az elektronok gyorsítása céljából. Ebben az esetben az impulzusok terjedési iránya ( $x$ ) merőleges volt az elektronok kitüntetett haladási irányára ( $z$ ). A

két egymással szemben haladó THz-es impulzus, melyek hullámformája és polarizációs iránya azonos, tranziens állóhullámot alakít ki az interakciós területen, ezáltal elérve a hatékony gyorsítást. Az impulzusok mágneses terei ellentétes irányítottágúak, ezzel minimalizálva a mágneses tér okozta erőhatásokat az elektronra. A gyorsítási technika hitelesítése és tesztelése érdekében kezdetben egy elektron esetén végeztem el numerikus szimulációimat.



30. ábra Gyorsítási modell sematikus ábrája (koszinusos impulzusalak feltételezése) [S2].

A szimulációk alapjául a 30. ábrán bemutatott modell szolgált, mely esetben a THz-es impulzusok elektromos tere az alábbi képlet alapján írható:

$$\vec{E}(r, x) = E_0 \cdot \frac{w_0}{w(x)} \cdot e^{\left(-\frac{r^2}{w(x)^2}\right)} \cdot \cos\left(k \cdot x - \omega \cdot t + k \cdot \frac{r^2}{2 \cdot R(x)} - \eta(x) + \varphi\right) \cdot f(x, t), \quad (38)$$

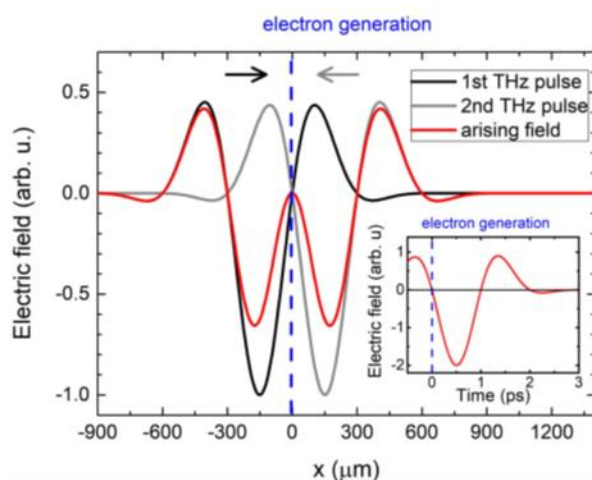
Ahol  $r$  a nyálábtengelytől vett sugárirányú távolság,  $k$  a hullámszám,  $w(x)$  a nyálábsugár,  $w_0$  a nyálábnyak,  $R(x)$  a hullámfront görbületi sugara,  $\eta(x)$  a Gouy-fázis, míg  $\varphi$  a kezdőfázis. A térben és időben értelmezett Gauss burkolót leíró függvény pedig a következő:

$$f(x, t) = e^{\left(\frac{-2 \cdot \ln 2 \cdot (x - ct)^2}{c^2 \cdot \tau^2}\right)}, \quad (39)$$

Ahol  $\tau$  az impulzus időbeli félértékszélességét (FWHM), míg  $c$  a vákuumbeli fénysebességet jelöli.

A kezdetben álló helyzetben lévő elektron a két egymással szemben haladó THz-es impulzus szuperponálódott elektromos terét érzékeli miközben a Lorentz-erő hatására többletenergiára tesz szert. A  $-x$  és  $+x$  irányokból érkező impulzusok térerősségének időbeli lefutása az interakció időpillanatában a 31. ábrán látható. A THz-es impulzusok pozitív (lassító) részét az impulzusok megfelelő időbeli szinkronizációjával küszöböltem ki, ezzel növelve a gyorsítási hatásfokot (31. ábra). A 31. ábrán jól látható, hogy a balról érkező impulzus fekete színnel jelölt térerősséglefutása, valamint a jobbról érkező szürkével jelölt impulzus

térfűssűgűefutása esetén is sikerűlt az időben korábban őrkező lassító térfűssűgűkomponensek kikűszűbűlűse a kűk szaggatott vonallal jelűlt interakciűs területen. Mindezek alapján kijelenthető, hogy az elektronok keletkezűsűenűk idűpillanatában az impulzusok térfűssűgűenűk a gyorsításra negatív hatással lűvű „elsű” rűse măr elhagyta az interakciűs területet (31. őrba, kűk szaggatott vonal) őr ezáltal az elektroncsomag csak a fű gyorsító térfűssűgűkomponensek szuperonálűdott terűt, valamint az időben kűsűbb őrkező lassító elektromos térfűssűgűkomponensek szuperonálűdott terűt őrzűkeli. A belsű őrbrán a fűkuszpontban elhelyezett elektron által őrzűkelt szuperonálűdott elektromos térfűssűgű idűbeli lefutása lűthatű.



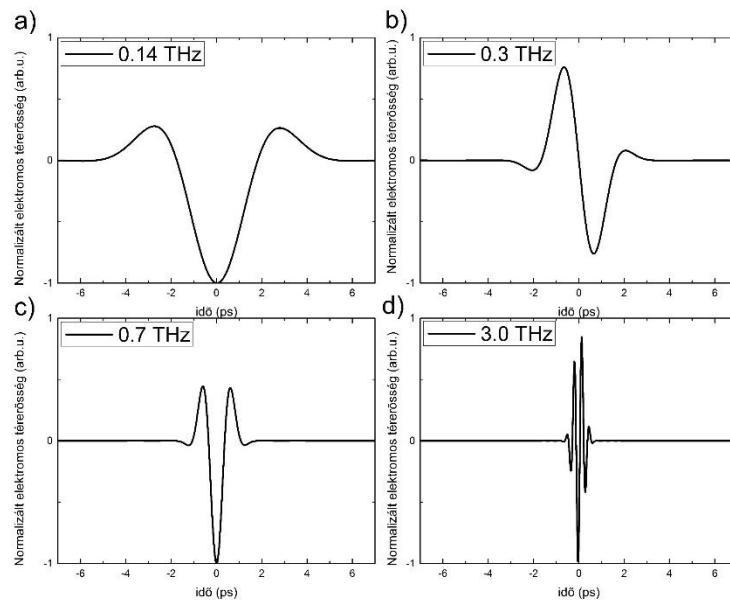
31. őrba A THz-es impulzusok (koszinuszos alak) lassító hatásának kikűszűbűlűse megfűlelű idűbeli szinkronizaciű segítségével (belsű őrba: A szuperonálűdott elektromos térfűssűgűefutás az interakciűs területen) [S2].

A 30. őrbrán bemutatott elrendezűst nűgy kűlűnbűzű THz-es forrás esetén vizsgáltam. Ezek a 0,14 THz [21], 0,3 THz [38], 0,7 THz [139], valamint a 3,0 THz [25, 43] kűzponti frekvenciájű impulzusok. Az impulzusok fűbb paraműtereik a 6. tőrblázatban, mīg elektromos térfűssűgűeik idűbeli lefutása a 32. őrbrán lűthatű.

A 6. tőrblázatban az elektromos térfűssűgű esetén a csillaggal jelűlt őrteűk az 1 mJ-os THz-es energiához tőrűsűthetűek, mīg a csillag nűlkűli őrteűk a tőrblázat utolsű sorában lűthatű kűsűrletileg is kiműrt, vagy szimulaciűk alapján megfűhatározott energiához kapcsolhatűek.

Paraméter	LiNbO <sub>3</sub> [21]	LiNbO <sub>3</sub> [38]	ZnTe [139]	DSTMS [25, 43]
Központi frekvencia	0.14 THz	0.3 THz	0.7 THz	3.0 THz
Hullámhossz ( $\lambda_{THz}$ )	2.143 mm	1 mm	0.429 mm	0.1 mm
Elektromos térerősség ( $E_0$ )	1.05-1.74* MV/cm	0.40-5.21* MV/cm	1.00-16.9* MV/cm	48.4-113* MV/cm
Nyalábnyak ( $w_0$ )	2.143 mm*- 2.4 mm	1 mm*-2.5 mm	0.429 mm* - 1 mm	0.1 mm*-0.221 mm
Impulzushossz ( $\tau$ )	3.21 ps	1.66 ps	0.85 ps	0.36 ps
Fázis ( $\varphi$ )	0	1.54 rad	0	0.76 rad
Energia	436 $\mu$ J	337 $\mu$ J	14 $\mu$ J	900 $\mu$ J

6. táblázat: Különböző vizsgált THz-es források és főbb paramétereik.

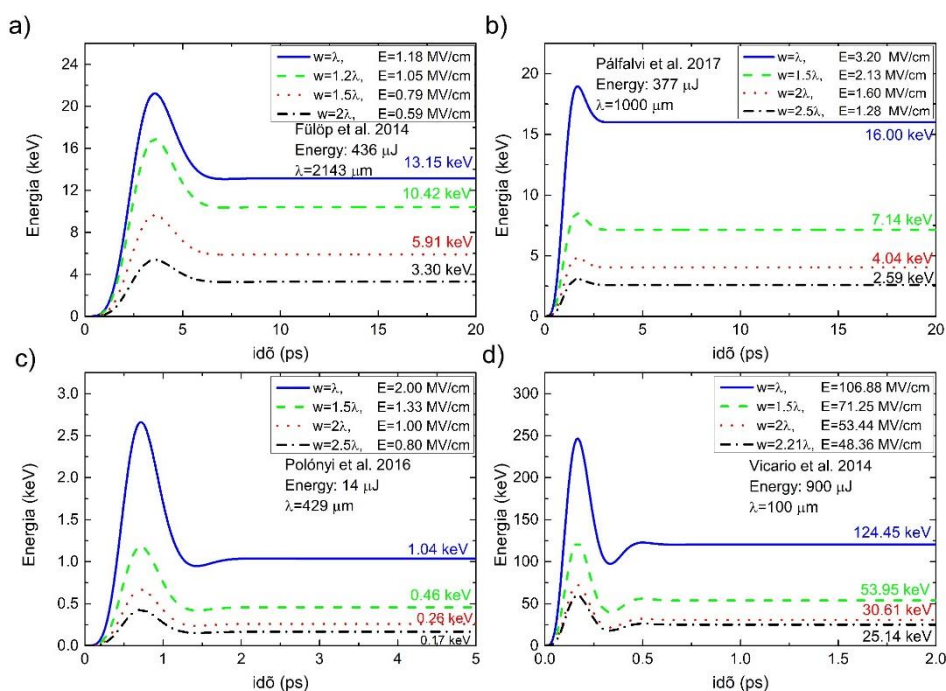


32. ábra a) 0,14 THz b) 0,3 THz c) 0,7 THz d) 3,0 THz központi frekvenciájú impulzusok időbeli térerősségfutása.

A számolások egyszerűsítése érdekében először egy elektron esetében vizsgáltam meg a gyorsítási gradienseket a már korábban említett négy különböző központi frekvenciájú THz-es impulzus esetén. A gyorsítani kívánt elektront a fókuszpontban helyeztem el. A részecske a THz-es impulzusokkal való kölcsönhatás következtében tesz szert többletenergiára. Ezáltal kijelenthető, hogy az impulzusok főbb paramétereinek változtatásával a gyorsítási hatások befolyásolható. Munkám során vizsgáltam a THz-es impulzusok főbb paramétereinek, azaz a nyalábnyak ( $w_0$ ) méretének és a vivőburkoló fázis kezdeti értékének változtatásával járó hatásokat az energianövekedés tekintetében. A különböző méretekre való fókuszálás hatásának vizsgálatát az elektronok kinetikus energiájára vonatkozóan a 33. ábrán szemléltetem. Látható,

hogy a legnagyobb energiákat hullámhosszra való fókuszálás (diffrakciólimitált fókuszálás) esetén kapjuk minden egyes esetben.

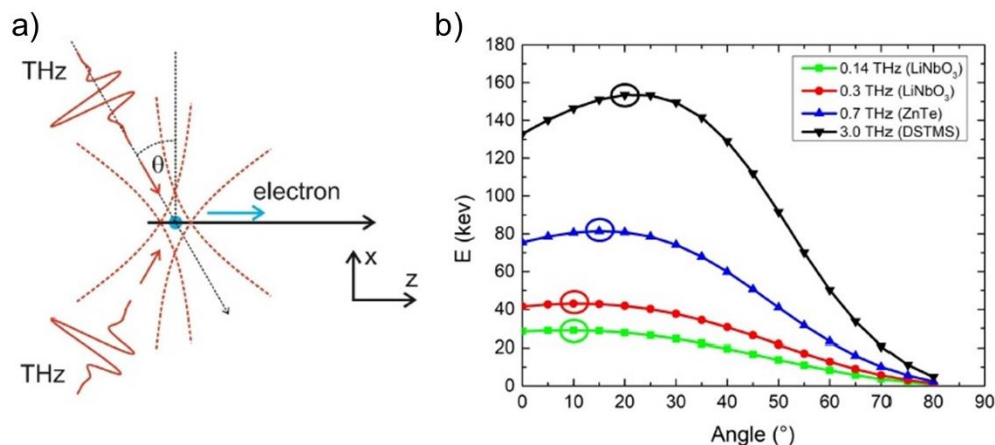
Az 33. ábrán megfigyelhető, hogy a kísérletileg kimért, vagy szimulációk alapján meghatározott különböző energiájú THz-es impulzusok alkalmazásával az elérhető kinetikus energiák hullámhosszra való fókuszálás esetén sem haladják meg a 125 keV -ot. Igaz, hogy ezen elektron energiák már elegendőek lennének elektrondiffrakciós kísérletek elvégzésére, azonban egy szabadelektron-lézer vagy egy inverz szabadelektron-lézer potenciális kezdeti elektronforrásaként nagyobb energiájú elektronokra van szükség. További számolásaim során az elektronok energiájának növelése érdekében a hullámhosszra fókuszált THz-es impulzusok energiáját 1 mJ-ra növeltem (Az ezekhez tartozó térerősség értékek a 6. táblázatban csillaggal vannak jelölve).



33. ábra Elektron energiájának fejlődése különböző nyalábnyakméretek esetén a) 0,14 THz b) 0,3 THz c) 0,7 THz d) 3,0 THz központi frekvenciájú impulzusok (2 darab) szimulálásával [S2].

Ezt követően az impulzusok energiájának 1 mJ-os értéken való meghatározása mellett a gyorsítási hatások további növelése érdekében megdöntöttem a THz-es impulzusok terjedési irányát a kezdeti merőleges irányhoz képest. Az eljárás következtében az impulzusok longitudinális (gyorsító) elektromos térerősségkomponensének értéke csökken, azonban a kölcsönhatási hossz az elektron és a gyorsító elektromos tér között megnő. Az impulzusok megdöntésének technikáját a 34. ábra a) részén mutatom be. Számolásaim során mind a négy különböző központi frekvenciájú impulzus esetén optimalizáltam az eljárást és meghatároztam

az optimális dőlési szögeket, melynek eredménye a 34. ábra b) részén látható. Szimulációim alapján kijelenthető, hogy a technika alkalmazása növeli a gyorsítási hatásfokot az egymással szemben haladó THz-es impulzusokkal történő gyorsításhoz képest az első gyorsítási szakasz esetén.



34. ábra a) A THz-es impulzusok terjedési irányának megdöntése b) A különböző THz-es források esetében kapott kinetikus energiák az optimális dőlési szögek függvényében (Hullámhosszra való fókuszálás és 1 mJ-os THz-es energia esetén) [S2].

A szimulációim során alkalmazott különböző központi frekvenciájú THz-es impulzusok csúcs elektromos térerősségét — 1 mJ energiával számolva, hullámhosszra fókuszálva —, valamint az optimális dőlési szögeket és az így kapott végső kinetikus energiákat, egyetlen, a fókuszpontban elhelyezett és kezdetben álló helyzetből gyorsított elektron esetén a 7. táblázatban foglalom össze.



Frekvencia	Csúcs elektromos télerősség	Döntési szög ( $\theta$ )	Végso kinetikus energia	Relatív energianövekedés
0,14 THz	1,74 MV/cm	8°	29,0 keV	1,0 keV
0,3 THz	5,21 MV/cm	10°	43,4 keV	2,4 keV
0,7 THz	16,9MV/cm	15°	81,4 keV	6,4 keV
3,0 THz	113 MV/cm	20°	153,5 keV	20,5 keV

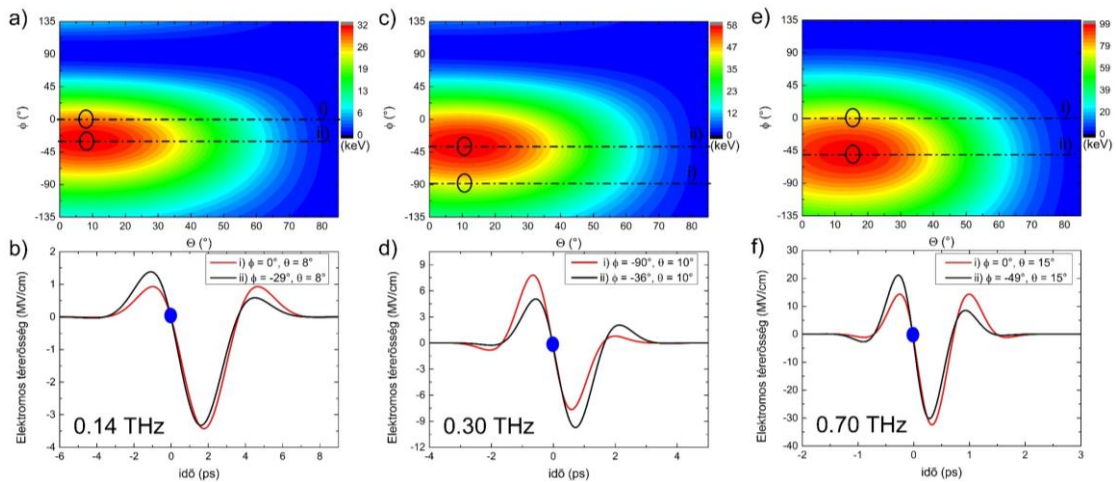
7. táblázat: Különböző központi frekvenciájú THz-es impulzusokkal (2 darab) elért végso kinetikus energiák és relatív energianövekedések (a  $\theta=0^\circ$  esethez képest) az optimális dölési szög alkalmazásával (1 mJ energia feltételezése impulzusonként, valamint hullámhosszra való fókuszálás).

További szimulációs eredményeim azt mutatták, hogy a THz-es impulzusok terjedési irányának megdöntésének szerepe nagyobb kezdeti kinetikus energiák esetén jelentősebb, így ennek további részletes tárgyalását az elektroncsomag utógyorsításának optimalizálást bemutató 6.3.3-as fejezetben folytatom.

A THz-es impulzusok vivő-burkoló fázisának kezdeti értéke kísérletileg változtatható, hangolható. Ezen oknál fogva vizsgáltam az impulzusok vivő-burkoló fázisának változtatásával járó hatásokat a gyorsítási hatásokra vonatkozóan. Az 6. táblázatban feltüntetett optimális paraméterekkel történő számolásokat kiegészítve, az impulzUSDölési szögeket, valamint a vivő-burkoló fázis kezdeti értékét változtatva további számolásokat végeztem el<sup>16</sup>. A 35. ábra a), c) és e) részein az elektronok maximális kinetikus energiáit ábrázolom az impulzusok kezdeti vivő-burkoló fázisainak és a kezdeti impulzUSDölési szögeinek függvényében. A 35. ábra b), d) és f) részein az optimalizálási folyamatok során az elektronok által érzékelt időbeli télerősségfutások láthatóak az impulzUSDölés ( $[0^\circ, 85^\circ]$  -os tartományon), valamint a vivő-burkoló fázis ( $[-135^\circ, 135^\circ]$  -os tartományon) együttes optimalizálását követően. Számolásaim alapján kijelenthető, hogy 0,14 THz, 0,3 THz és 0,7 THz központi frekvenciájú impulzusok esetén a kezdeti fázis értéke jelentős mértékben befolyásolja az elektron végso kinetikus energiáját. A 35. ábrán látható, hogy mindhárom esetben kaptunk egy lokális maximumot,

<sup>16</sup> Ebben az esetben a szerves kristály segítségével előállítható magasabb frekvenciájú (3,0 THz) THz-es impulzusra nem terjesztettem ki számolásaimat. Ennek oka a kutatócsoportunk által elsődlegesen a kísérletileg is megvalósított alacsonyabb THz-es sugárzást előállító berendezésekhez kapcsolódó optimalizációs eljárások keretében folytatott munka.

melyekhez  $[\varphi, \theta]$  paraméterpárok tartoznak. A számolásaim alapján meghatározott  $[-29^\circ, 8^\circ]$ ,  $[-36^\circ, 10^\circ]$  és  $[-49^\circ, 15^\circ]$  paraméterpárok esetén a következő relatív energianövekedéseket jósolom a vivő-burkoló fázis kezdeti értékének optimalizálásával: 10 %, 35 % és 20 %. Az optimalizációk segítségével ezáltal elérhetőek a 32 keV, 58 keV és 98 keV-os végső kinetikus energiák a korábban említett 3 különböző alacsony frekvenciájú THz-es impulzussal történő elektrongyorsítást követően.



35. ábra Teljes optimalizációs eljárás eredménye az impulzus kezdeti fázisának és a döntési szög változtatásának figyelembevételével. A színezés az elektronok végső kinetikus energiái alapján történik. i) A 6. és 7. táblázatban látható értékek alapján előálló időbeli térerősségfutasok, melyet a fókuszpontban elhelyezett elektron érzékel. ii) Az elektron által érzékelt időbeli térerősségfutas az interakciós pontban a maximális kinetikus energiák esetén. A számolások során 1 mJ-os energiát és hullámhosszra való fókuszálást tételeztem fel impulzusonként.

Az elektronágyúként funkcionáló első gyorsítási szakasz egy elektronra történő optimalizálását követően számolásaimat kiterjesztettem különböző kezdeti elektronsomó-méretekre is.

Elektronforrásként gázfúvókát szimuláltam, annak a következő előnyeit figyelembe véve: i) a gázfúvóka és az ionizáló lézer paramétereinek megfelelő megválasztásával történő relatív egyszerű töltés- és méretbefolyásolás, ii) a döntött impulzusokkal történő részecskegyorsítás kivitelezhetősége (szemben egyéb elektronforrásokkal, mint például a fotokatód, mint elektronforrás alkalmazása esetén), valamint iii) több THz-es impulzus esetén kísérletileg könnyebb fókuszálási kivitelezés. Számolásaim során olyan elektroneloszlás került szimulálásra, mely ekvivalens egy kripton (Kr) gáz molekuláinak egy  $1 \mu\text{m}$ -es hullámhosszú femtoszekundumos lézer negyedik harmonikusával történő ionizációját követően előállítható

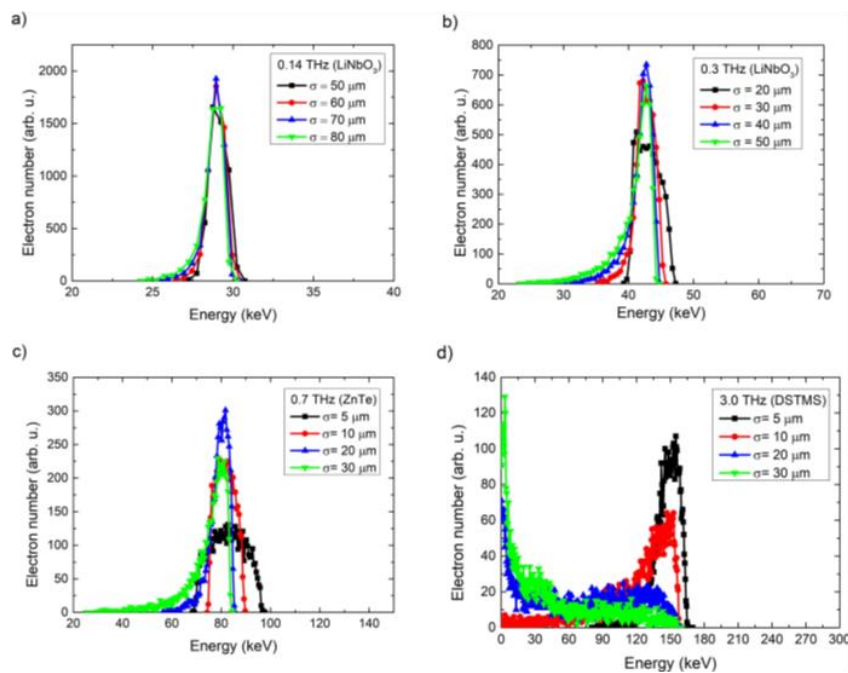
eloszlással. A Kr gáz sűrűsége  $3 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$  értéken került meghatározásra [140]. A Coulomb kölcsönhatás figyelembevételével szimulációim során az általánosan megfogalmazott (5) -ös egyenlet nem alkalmazható külön-külön a térben és időben különböző koordinátákkal rendelkező részecskék mozgásának leírására és azok pályájának meghatározására, így az általam használt GPT szoftver ötöd rendű Runge-Kutta módszerrel számol, dinamikus adaptív időbeli lépésközsabályozással.

Munkám során konstans töltés mellett vizsgáltam a különböző kezdeti csomóméretek hatását a gyorsítási hatások, valamint a végső energiaspektrum tekintetében mind a négy különböző központi frekvenciájú THz-es impulzus esetén. A kezdeti elektroncsomó esetében térben Gauss eloszlást és 1 pC-os kezdeti töltést tételeztem fel. Numerikus szimulációim során a két darab THz-es impulzus a korábban meghatározott és az 7. táblázatban látható optimális terjedési szögben, valamint a precíz időzítés által az optimális időpillanatban érkezik az interakciós területre, ahol kölcsönhatásba lép a gázfűvókában ionizált elektronokkal. Az impulzus további paraméterei az 6. táblázatban lévő paraméterekkel egyeznek meg. A számolások során 1 mJ-os energiát és hullámhosszra való fókuszálást tételeztem fel impulzusonként. A kölcsönhatást követően a detektálási pontban vizsgált elektroncsomagok energiaspektrumait a 36. ábrán szemléltetem.

A számolt energiaspektrumokból (36. ábra) látható, hogy a különböző hullámhosszal rendelkező impulzusok esetén eltérő lesz az ideális kezdeti elektroncsomó-méret. Ennek oka, hogy a kölcsönhatási térrészben kialakuló állóhullám térbeli kiterjedése függ az azt kialakító THz-es impulzus hullámhosszától. Azaz, minél rövidebb a THz-es impulzus hullámhossza, annál kisebb az állóhullám kiterjedése. Ennek következtében az optimális kezdeti csomóméret<sup>17</sup> a THz-es impulzus hullámhosszának csökkenése esetén szintén csökken. (pl.: 3,0 THz központi frekvenciájú impulzus esetén ideális esetben a csomóra jellemző  $\sigma < 10 \mu\text{m}$ ). Azonban, ha a kezdeti elektroncsomó méretének módosítása során a töltést változatlanul hagyjuk és az elektroncsomó kezdeti méretét túl kicsire változtatjuk (pl.: 0,7 THz esetén  $\sigma \sim 5 \mu\text{m}$ ), akkor a Coulomb kölcsönhatás következtében az elektronok között fellépő taszító erő növekedésének hatására a csomó nagyobb ütemben kezd tágulni, ami rosszabb energiaspektrumot eredményez a gyorsítást követően. Ez a hatás a 36. ábra b) és c) részén jól látható. A Coulomb kölcsönhatás tehát alsó határt szabhat a csomó kezdeti méretének különböző töltésű csomókat illetően különböző frekvenciájú impulzusok esetén. Mindemellett kijelenthető, hogy a gyorsításra

<sup>17</sup> Normál eloszlás esetén a csomó mérete kifejezhető a szórás ( $\sigma$ ) segítségével. A szórás értékéből az alábbi képlet alapján számolható a normál eloszlású csomó jellemzésére szintén alkalmazható félértékszélesség (FWHM):  $FWHM = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \sigma \approx 2,355 \cdot \sigma$

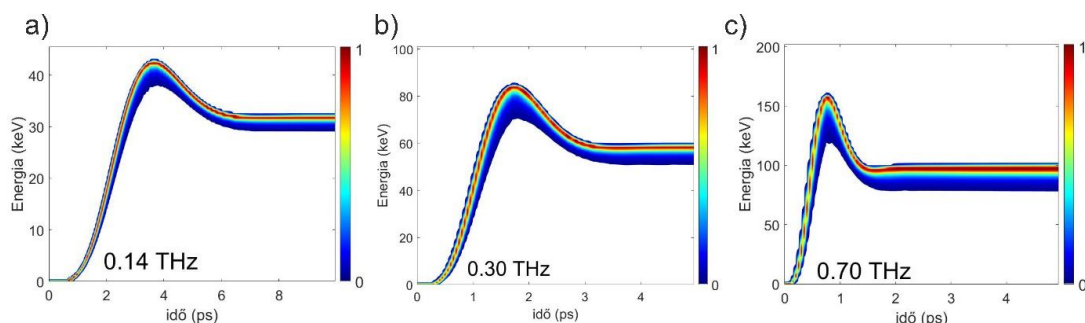
alkalmazott impulzus nyalábnyak méretének növelésével a kezdeti csomóméret szintén növelhető. Ez a tény megvalósíthatóság szempontjából korlátot szab az alkalmazott impulzus hullámhosszának tekintetében. A 3,0 THz központi frekvenciájú impulzus esetén a hullámhossz 100  $\mu\text{m}$ , tehát az impulzus hullámhossza közel azonos méretű az általánosan nagyobb (fC-pC tartományba eső) töltések esetén alkalmazott kezdeti csomómérettel. Ebben az esetben a nagyobb kezdeti elektroncsomó-méretetek szimulálásakor ( $\sigma > 20 \mu\text{m}$ ) az elektronok a megfelelő időbeli szinkronizáció mellett is kölcsönhatnak az impulzus gyorsító és lassító térerősségkomponenseivel, mely rontja a gyorsítási hatásfokot és megnöveli az energiaszórás értékét. Ezek alapján kijelenthető, hogy az ideális kezdeti elektroncsomó-méret nagyban függ az alkalmazott impulzus központi frekvenciájától. Mindezeket figyelembe véve szimulációim alapján meghatároztam 0,14 THz, 0,3 THz, 0,7 THz és 3,0 THz központi frekvenciájú impulzusok esetén — 1 pC-os töltés feltételezésével — az optimális kezdeti elektroncsomóméreteket, melyek az impulzusok sorrendjét követve az alábbi módon alakulnak szórással kifejezve: 70  $\mu\text{m}$ , 40  $\mu\text{m}$ , 20  $\mu\text{m}$  és 5  $\mu\text{m}$ . Az eredményeket a 36. ábrán szemléltetem.



36. ábra a) 0,14 THz b) 0,3 THz c) 0,7 THz d) 3,0 THz központi frekvenciák esetén kapott energiaspektrumok különböző kezdeti elektroncsomóméretetek esetén, 1 pC-os össztöltést feltételezve [S2].

A kapott értékek alapján kijelenthető, hogy a vizsgált esetek tekintetében a félértékszélességként megadott kezdeti csomóméretnek a gyorsításra használt impulzus hullámhosszának 7-12 %-a kell, hogy legyen a megfelelő gyorsítási hatásfok, valamint a szűk energiaspektrum elérése érdekében.

Az ezidáig elvégzett és bemutatott optimalizációs lépések mindegyikét alkalmazva (optimális kezdeti csomóméret, valamint az optimális vivő-burkoló fázis és impulzus dőlési szög beállítása) a 0,14 THz, 0,3 THz és 0,7 THz központi frekvenciájú impulzusok esetén a gyorsítás eredményeit a 37. ábrán szemléltetem.



37. ábra a) 0,14 THz b) 0,3 THz és c) a 0,7 THz központi frekvenciájú impulzusok által gyorsított elektroncsomók energiafejlődése az elektronok trajektóriájának térbeli sűrűsége alapján színezve[S2].

### 6.2.1 Elektron utógyorsítása két darab THz-es impulzus esetén

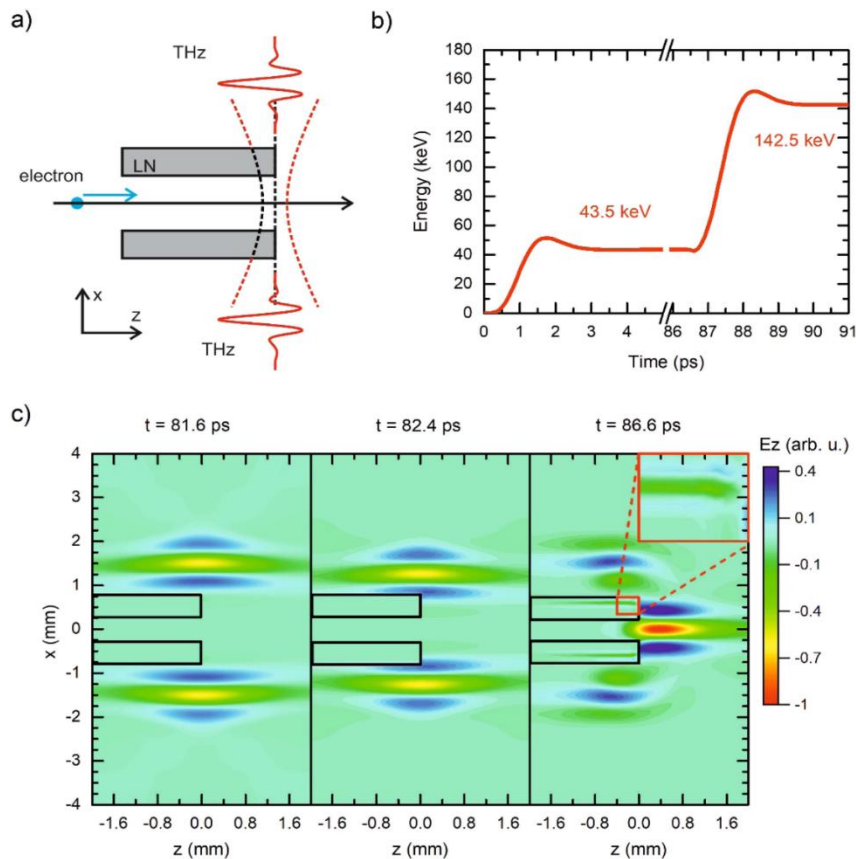
Az optimalizált első gyorsítási szakaszt követően 29-153 keV energiájú elektronok keletkeznek az alkalmazott THz-es impulzus frekvenciájától függően. Az utógyorsítási szakasz esetében azonban csak az 1000  $\mu\text{m}$  hullámhosszú, 0,3 THz központi frekvenciájú — hullámhosszra fókuszált, 1 mJ energiájú — impulzus szimulálásával kapott 43,4 keV energiájú elektronnal foglalkozom. Az elektronok utógyorsítása — kezdeti energiájuk figyelembevételével — szintén lehetséges a THz impulzusok megfelelő szinkronizációjának segítségével. Ebben az esetben a Lawson-Woodward tétel alapján a 3.1-es fejezetben bemutatott (2) -es eset áll fenn, amikor az elektron hirtelen „lép be” az elektromágneses sugárzás terébe.

Az elektron utógyorsítása esetében két darab, egymással szemben és az elektron kitüntetett haladási irányára merőlegesen haladó 0,3 THz központi frekvenciájú impulzust szimuláltam, melyek energiája 1 mJ fejenként, nyalábnyakjuk mérete pedig megegyezik a hullámhosszuk méretével. Az utógyorsítás esetén a THz-es impulzusok lassító hatásának kiküszöbölése érdekében ki kell takarni a nyaláb egy részét. Ez megtörténhet például lítium-niobát (LN), poli(metil-metakrilát) (PMMA), vagy polimetilpentén (PMP vagy más ismert rövidítése TPX) anyagból készült lapkák segítségével. Az utógyorsítási szakasz sematikus ábrája a 38. ábra a) részén látható, melynek lényege a következő: az elektron balról érkezik,

miközben áthalad a lapkák közötti résen, a THz-es impulzusok fókuszálása pedig a lapkák végére, az elektron haladási irányára merőlegesen történik. Az impulzus térerősségének előjelváltási pontjának (angolul zero crossing) interakciós területre (optikai tengely) való érkezésének idejét időben összeszinkronizáltam az elektron (38. ábrán kék kör) lapkák végével egy vonalba való odaérkezésének idejével. A 38. ábrán látható, hogy a lapkák segítségével az impulzus pozitív (lassító) részének hatása, annak interakciós területre való érkezési idejének késleltetésével kiküszöbölhető az alábbi módon: a THz-es nyaláb egy része keresztülhalad a lapkán, melynek következtében a terjedési sebessége és hullámhossza lecsökken. Ezáltal kijelenthető, hogy a gyorsítási hatásokra negatív hatással lévő térerősségkomponensek terjedési sebességének lelassítását és ezzel együtt időbeli késleltetését a vákuumhoz képest nagy törésmutatójú anyagban való terjedés teszi lehetővé. Ennek következtében míg az impulzus lassító része a fénysebességnél lassabban halad az anyagban<sup>18</sup>, az impulzus időben később érkező gyorsító félciklusa vákuumban fénysebességgel terjed, így időben beérve, majd lekerülve a lassító részt. Azaz, az interakciós területen az elektron csak az időben korábban érkező (vákuumban terjedő) gyorsító térerősségkomponensekkel hat kölcsön. A kialakuló állóhullám okozta gyorsítást követően az elektron elhagyja az interakciós területet, így az időben később érkező lassító félciklussal nem, vagy csak alig hat kölcsön, melynek következtében nő a gyorsítási hatások. Számolásaim során az impulzusok lassító (pozitív) részének hatása lítium-niobát (LiNbO<sub>3</sub>) lapkák segítségével az előzőekben részletezett módon került „kizárásra” (38. ábra a) része). Az impulzus pozitív (lassító) részének kiküszöböléséről, valamint a negatív (gyorsító) részének megfelelő szinkronizációjáról készített pillanatképeket végelem analízis szoftver segítségével hoztam létre, melyek a 38. ábra c) részén láthatóak. Ezzel a technikával ~ 100 keV-os energianövekedést értem el, így az elektron végső kinetikus energiája a második gyorsítási szakaszt követően 142,5 keV (38. ábra b) része). Szimulációimban a lítium-niobát lapkák 2000 μm hosszúak (z irányban) és 500 μm szélesek (x irányban). A harmadik dimenzió mentén annyi megkötés tehető, hogy y-ban vett szélessége legyen nagyobb, mint a nyalábméret. A mikromegmunkálási technikák mai fejlettsége alapján kijelenthető, hogy a lapkák legyártása nem okoz nehézséget.

---

<sup>18</sup> Ez az  $n = \frac{c_0}{c}$  összefüggésből belátható ( $c_0$  a fény vákuumbeli, míg  $c$  a fény közegbeli terjedési sebessége).

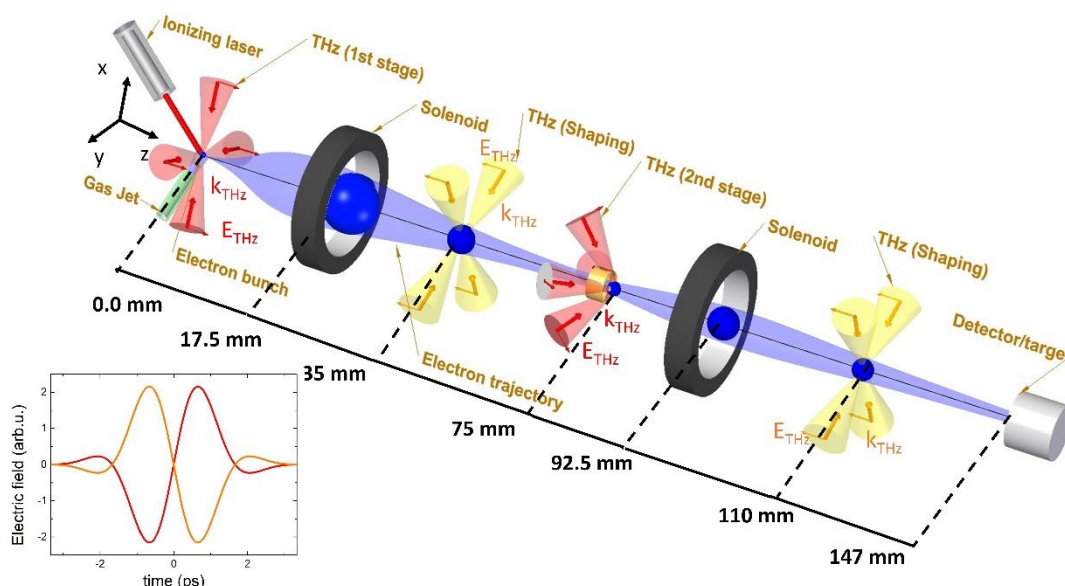


38. ábra a) Utógyorsító elrendezés b) Az elektron energiájának növekedése az idő függvényében c) A THz-es impulzus elektromos térerősségének ábrázolása különböző időpillanatokban (A színskála a normalizált elektromos térerősség alapján került meghatározásra) [S2].

Számításaim és szimulációim alapján egy darab elektron relativisztikus sebességre való gyorsítását jósolom kétlépcsős gyorsítási elrendezéssel az elektron terjedési irányára merőlegesen haladó két-két darab THz-es impulzus segítségével. Az első gyorsítási szakaszban egy elektronnra és elektroncsomóra is optimalizáltam a részecskegyorsító berendezést. Elektroncsomó esetén elektronforrásként gázfúvókát szimuláltam, melynek pozitív tulajdonságait vizsgáltam. Megnöveltem a gyorsítási hatásfokot a nyalábnyak hullámhosszra való fókuszálásával. Az impulzusok terjedési irányának megdöntésével, valamint a vívőburkoló fázis kezdeti értékének változtatásával szintén növeltem a gyorsítási gradienst. Meghatároztam négy darab különböző THz forrás esetén az optimális kezdeti csomóméretet konstans, 1 pC-os töltés mellett. Bemutattam az energiaspektrumok alakulását a kezdeti elektroncsomó töltésének és méretének függvényében. Az előgyorsított elektron utógyorsítására új technikát fejlesztettünk ki. Az elektronágyúként működő első gyorsítási szakasz, valamint az utógyorsítási technika kifejlesztését és vizsgálatát követően megkezdtem egy asztali méretű részecskegyorsító berendezés megtervezését és optimalizálását, melynek lépéseit és az eredményeket a következő fejezetekben ismertetem.

### 6.3 Elektronok relativisztikus sebességre való gyorsításának szimulálása négy-négy darab THz-es impulzussal

A 6.2-es fejezetben bemutatott elrendezéseket és megoldásokat továbbgondolva és továbbfejlesztve leszimuláltam egy kompakt THz-es impulzusokon alapuló elektrongyorsító berendezést (39. ábra), melynek segítségével 346 keV központi energiájú elektroncsomó előállítását jósolom vákuumban. A berendezés összesen 16 darab THz forrást és két darab többrétegű mágneskeresztet foglal magába. A részecskegyorsító berendezés mérete – tervezése során a kísérleti megvalósíthatóságot is figyelembe véve – nem haladja meg a 15 centimétert. A könnyebb átláthatóság érdekében az egyes állomásokat, valamint azok optimalizációs eljárásait és az eredményeket külön alfejezetekben ismertetem.



39. ábra A kompakt elektrongyorsító berendezés sematikus ábrája; belső ábra: A gyorsításra (piros görbe) és a csomókompresszióra (narancssárga görbe) alkalmazott 0,3 THz központi frekvenciájú THz-es impulzus térerősségének időbeli lefutása [S1].

A megtervezett és vizsgált elrendezés esetén az elektronok gyorsítása és utógyorsítása négy-négy darab THz-es impulzussal történik (39. ábrán piros színnel jelölve). A 3.7-es fejezetben tárgyalt fizikai effektust figyelembe véve, a 6.2-es fejezetben bemutatott elrendezés esetén két részre bontott 2 mJ-os rendszerenergiát két darab impulzus helyett ebben az esetben négy darab impulzusra osztottam szét. A négy darab impulzus használatának következtében az elektronok gyorsítása során egy darab THz-es impulzus energiája a korábbi 1,0 mJ helyett 0,5 mJ, míg az interakciós területen superponálódott csúcs elektromos térerősség a két impulzussal történő gyorsítási elrendezés csúcs elektromos térerősségének 1,41-szerese (6.1-es fejezet 27. ábra a) része).



Továbbá, kalkulációim alapján kijelenthető, hogy két darab 1,0 mJ energiájú THz-es impulzus alkalmazása esetén az első gyorsítási szakaszt követően a 41 keV központi energiájú elektroncsomag  $x$  irányú normalizált emittanciájának értéke  $\varepsilon_{n,x} = 25,0$  nm rad, míg  $y$  irányú normalizált emittanciájának értéke  $\varepsilon_{n,y} = 12,4$  nm rad. Ezzel szemben, a négy darab 0,5 mJ energiájú THz-es impulzussal előállított 79,6 keV központi energiára gyorsított elektroncsomó  $x$  és  $y$  irányú normalizált emittanciájának értéke  $\varepsilon_{n,x,y} = 15,8 \pm 0,1$  nm rad (6.1-es fejezet 5. táblázat). Az értékek alapján belátható, hogy két egymással szemben ( $+x$  és  $-x$  irányokban) haladó THz-es impulzus alkalmazása esetén az  $y$ -síkból a tengelytől távolodva megjelenő mágneses térkomponensek az elektroncsomó aszimmetriájához vezetnek. A szuperponálódott csúcshelyi elektromos térerősség értékének növekedése és ezáltal az elérhető nagyobb kinetikus energiák mellett a két-két, páronként egymással szemben haladó THz-es impulzus alkalmazása viszont megoldást jelent erre a problémára.

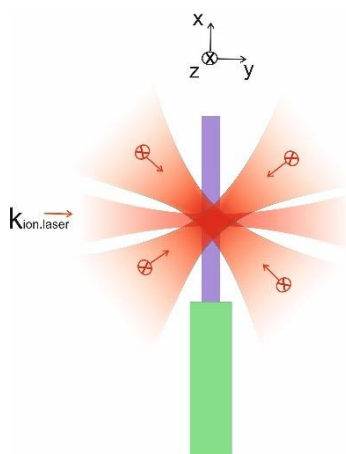
A keresztirányú csomókompreszió esetén két darab többrétegű mágnesetekercset (39. ábrán fekete körgyűrűként jelölve), míg a hosszirányú csomókompreszió esetén négy-négy darab THz-es impulzust szimuláltam (39. ábrán sárga színnel jelölve). A csomókompreszióra alkalmas eszközök működésének részletes bemutatása a későbbiekben történik. Az asztali méretű részecskegyorsító berendezés esetében használt THz-es impulzusok főbb paramétereit a 8. táblázatban foglaltam össze.

Paraméter	Gyorsítás és utógyorsítás	Első (i) és második (ii) longitudinális kompresszió
Központi frekvencia	0,3 THz	0,3 THz
Impulzushossz (FWHM)	1,66 ps	1,66 ps
Nyalábnyak	1,0 mm ( $\lambda_{gy}$ )	1,0 mm ( $1 \cdot \lambda_{gy}$ )
Energia	0,5 mJ	70 nJ (i); 2,4 $\mu$ J (ii)
Csúcshelyi elektromos térerősség	3,68 MV/cm	44,2 kV/cm (i); 258 kV/cm (ii)

8. táblázat A részecskegyorsításra és részecskemanipulációra alkalmazott THz-es impulzusok főbb paramétereit.

### 6.3.1 Első gyorsítási szakasz optimalizálása és szimulálása négy darab THz-es impulzus esetén

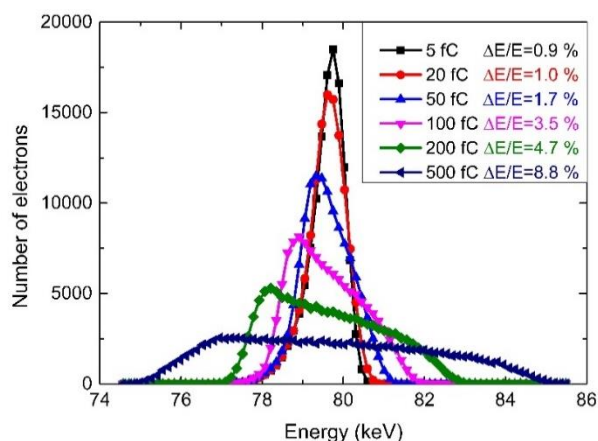
Az elrendezés sematikus ábrája a 40. ábrán látható. Elektronforrásként ebben az esetben is gázfúvókát szimuláltam (40. ábra). A 6.2-es fejezetben bemutatott eredményekre támaszkodva, valamint további szimulációs futtatások alapján a végső szimulációban a kezdeti Gauss eloszlású elektroncsomó méretét az eloszlás félértékszélességeként (angolul: Full Width at Half Maximum, röviden FWHM) megadva 33  $\mu\text{m}$ -re, töltését pedig 20 fC-ra állítottam be. Az elektronágyúként üzemelő két-két impulzus az elektronok haladási síkjára merőleges síkokban ( $x$ -, és  $y$  sík), páronként egymással szemben halad (40. ábra). A gyorsításért felelős elektromos térerősségkomponensek polarizációs irányai megegyeznek ( $z$  irány), tehát erősítik egymást, míg a mágneses térkomponensek az ellenkező polarizációs irányaik miatt páronként kioltják egymást az interakciós területen. A korábbiakhoz hasonlóan, az elektronok keletkezésének időpillanata a gyorsító félciklus optikai tengelyre való érkezésének idejével került összeszinkronizálásra.



40. ábra a) Négy darab THz-es impulzussal történő elektrongyorsítás sematikus ábrája (zöld: gázfúvóka, ibolya: gázsugár, piros: elektromágneses sugárzás).

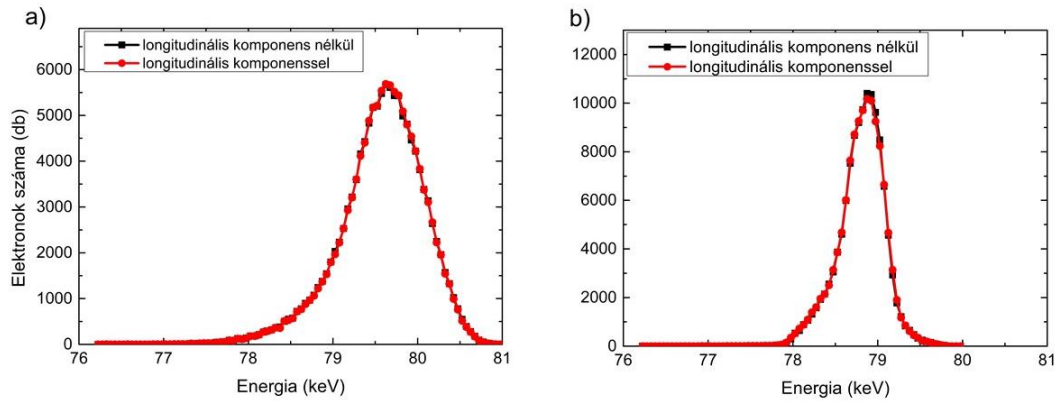
Szimulációimban 125000 darab ionizált makrorészecskével számoltam, ami a 20 fC-os kezdeti töltés esetén 1:1 makrorészecske-elektron arányt jelent, azaz egy darab makrorészecske egy darab elektronnak felel meg mind a töltése, mind pedig a tömege tekintetében. A Kr gáz molekuláinak ionizációját élethűen szimulálva és az ionizáló lézer paramétereit figyelembe véve, az elektronok kezdeti átlagos energiája 0,5 eV értékre került beállításra. Az optimalizált első gyorsítási szakaszt követően az elektroncsomag átlagos kinetikus energiája  $\sim 80$  keV, energiaeloszlása pedig 1.0 % (41. ábra, 20 fC-os töltés, piros görbe). A csomótöltés kezdeti optimális értékének további vizsgálata érdekében számolásaimat kiterjesztettem különböző

kezdeti elektroncsomó-töltésekre konstans kezdeti elektroncsomó-méret ( $\text{FWHM} = 33 \mu\text{m}$ ) mellett. A kezdeti csomótöltés és csomóméret optimális értékének meghatározása az energiaspektrum figyelembevételével történt, melynek eredménye a 41. ábrán látható. Számításaim azt mutatják, hogy a kezdeti töltés esetén 2,5, 5, 10, valamint 25-szörös faktor jelenléte közel 2, 4, 5, valamint 9-szeres faktort eredményez az energiaspektrum szélességében (41. ábra). A kezdeti 20 fC-os töltés helyett 5 fC-os töltést alkalmazva nem jelentkezik jelentős változás az energiaspektrum szélességében.



41. ábra Az elektroncsomag energiaspektrumai különböző kezdeti töltés esetén az első gyorsítási szakaszt követően  $z = 34,5 \text{ mm}$ -nél detektálva (Konstans kezdeti  $33 \mu\text{m}$ - es méret mellett (FWHM)) [S1].

Az elektromágneses impulzus erős fókuszálásából adódó — és a 3.3 -as fejezetben részletezett — effektusok figyelembevételével numerikus vizsgálataim során összevettem a longitudinális komponens figyelembevételével, és annak kizárásával történő részecskegyorsítás eredményeit. A következőkben bemutatott számolások esetén is a négy darab, páronként egymással szemben haladó és hullámhosszra fókuszált THz-es impulzust tételeztem fel. Összehasonlítottam az elektroncsomók energiaspektrumait az elektronágyú után, de még az első csomókompresszió előtt (42. ábra a) része), valamint az első csomókompressziót követően (42. ábra b) része).



42. ábra a) Elektroncsomók energiaspektrumi közvetlenül az első gyorsítási szakaszt követően b) Elektroncsomók energiaspektrumi az első csomókompressziót követően

Számolási eredményeim azt mutatják, hogy a páronként egymással szemben, az elektronok kitüntetett haladási irányára merőlegesen haladó THz-es impulzusok esetén nincs különbség az elektroncsomó energiaspektrumának és térbeli eloszlásának tekintetében a longitudinális komponens figyelembevételével és annak kizárásával történő számolások esetén. Ennek oka, hogy az egymással szemben haladó THz-es impulzusok longitudinális komponensei a fókuszponttól eltérő helyeken kioltják egymást.

### 6.3.2 A relativisztikus elektroncsomó méreteinek csökkentése

A részecskegyorsító berendezés által jósolt elektroncsomag paramétereinek meg kell felelniük a jövőbeli tervekben szereplő – hullámvezető alapú – második utógyorsítási szakasz kezdeti elektroncsomagjával szemben felállított, valamint egyéb alkalmazási területek (pl.: elektronmikroszkópia [69, 70]) által meghatározott követelményeknek. Ennek érdekében a felgyorsított elektroncsomagot minden irányban tömöríteni kell. A fókuszáló elemek segítségével megvalósított transzverzális és hosszirányú méretcsökkentési technikákat ebben a fejezetben részletezem.

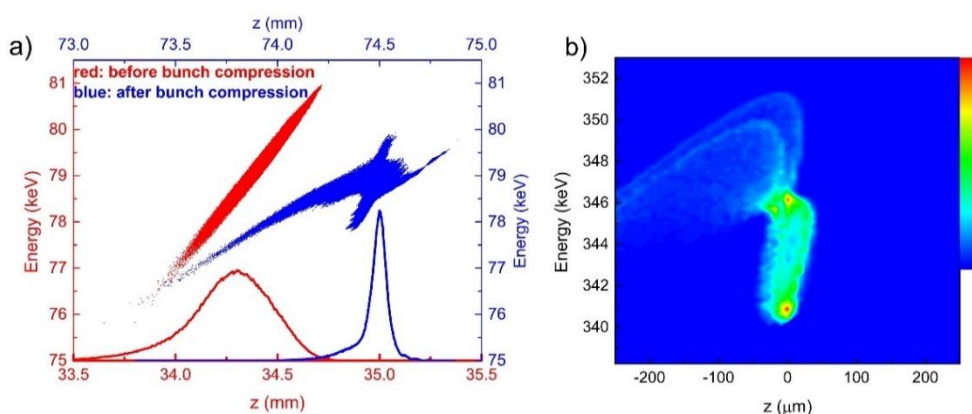
A megfelelő karakterisztikájú végső elektroncsomag elérése érdekében mind az utógyorsításra kijelölt pontba, mind pedig a végső felhasználási pontként kijelölt detektálási pontba szükségszerűen fókuszálni kell az elektroncsomót minden egyes dimenzió mentén. Az elektrongyorsító berendezés tehát két fő részre osztható a méretcsökkentési eljárások tekintetében. Először az első gyorsítási szakaszt követően van szükség mind a transzverzális, mind pedig a longitudinális irányú méretcsökkentésre az utógyorsítási hatások növelése érdekében. Másodjára, az utógyorsítás utáni szakaszban van újra szükség az elektroncsomó

méreteinek csökkentésére a detektálási pontban értelmezett csomó széleskörű alkalmazhatóságának érdekében.

Az első és második gyorsítási szakaszt követően az elektronok terjedése során az energiaszórásból adódó sebességkülönbséget, valamint a részecskék között fellépő taszító erők által együttesen bekövetkező hosszirányú és keresztirányú méretnövekedést a 3.4-es és 3.5-ös fejezetekben bemutatott technikák segítségével kompenzáltam. Az első gyorsítási szakaszt követően,  $z = 17,5$  mm-nél helyeztem el az első többrétegű mágneskercs közepét (39. ábra). Az utógyorsított elektroncsomag transzverzális méretének csökkentéséért felelős második mágneskercset az elektronágyú helyzetétől számítva 92,5 mm-re helyeztem el (39. ábra). A többrétegű mágneskercsek menetszáma mindkét esetben 300, hosszuk 15 mm, belső sugaruk 4,25 mm, külső sugaruk 9,25 mm, míg a réz vezeték átmérője 0,5 mm. A mágneskercs felépítésének megértéséhez segítséget nyújt a 3.5-ös fejezet 20. ábrája. Mindkét esetben a (29)-es egyenlet alapján analitikusan kiszámolt és végeelem analízis szoftverrel (Comsol) ellenőrzött mágneses tereket importáltam be és alkalmaztam szimulációim során (a GPT szoftvert használva). Az első esetben 0,15 T (tesla), míg a második esetben 0,35 T mágneses csúcs térerősséggel értem el a legnagyobb hatásfokú transzverzális irányú fókuszálást. A korábban feltüntetett paraméterek mellett a (29)-es egyenlet alapján az itt említett mágneses térerősségtételek kialakításához 8,0 A (amper), valamint 18,7 A áramerősség szükséges.

A longitudinális csomókompresszió esetén négy darab 0,3 THz központi frekvenciájú impulzust szimulálva fókuszáltam az elektroncsomót a 3.4-es fejezetben bemutatott úgynevezett „velocity bunching” technika segítségével. Az első hosszirányú csomókompresszióért felelős állomást az elektronágyútól 35 mm-re, míg a második állomást az elektronágyútól 110 mm-re helyeztem el (39. ábra). A (28)-as egyenlet alapján mindkét esetben megtörtént a fókusz távolság meghatározása. Az egyes elemek közti távolságok meghatározása esetében a kiszámított fókusz távolságok mellett a kísérleti megvalósíthatóságot is figyelembe vettem. A hosszirányú kompresszióért felelős állomások mágneskercsekkel való együttes alkalmazásuk esetén a paraméterek kismértékű változtatásával megtörtént a fókuszálásért felelős impulzusok optimális csúcs térerősségének meghatározása. A 3.4-es fejezetben bemutatott technika alkalmazása esetén a THz-es impulzus energiája a gyorsításra használt THz-es impulzus energiájának töredéke (lásd korábban a 8. táblázatban). Ennek oka, hogy a csomó leggyorsabb és leglassabb elektronjai közötti energiakülönbség néhány keV, tehát a kompressziós eljárás során csupán néhány keV-os energiakülönbséget kell kompenzálni a külső tér segítségével, melyre elegendő a nJ-os –  $\mu$ J -os THz-es energiatartomány.

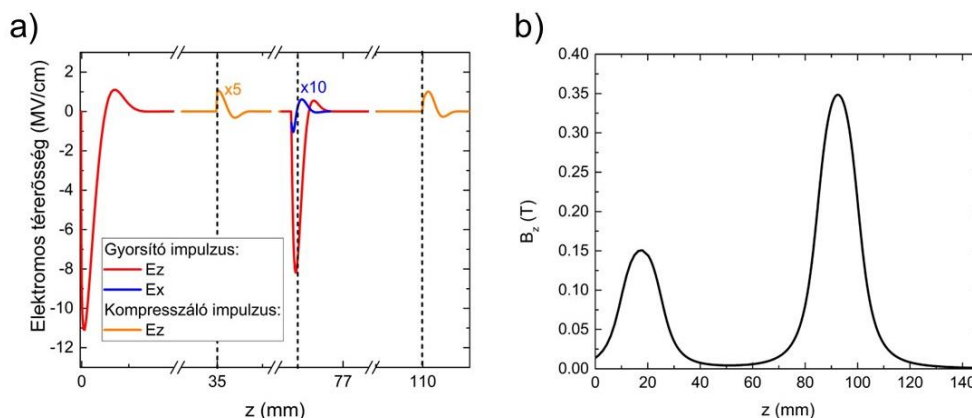
A transzverzális és longitudinális kompresszió működési elve mindkét szakaszban azonos, így csak az első szakasz esetében szemléltetem ábrával (43. ábra a) része). A hosszirányú elektroncsomó-kompresszió esetén a Coulomb kölcsönhatás, valamint az energiaszórás következtében az interakciós pontban az elektroncsomó időbeli hossza nagyobb, mint a 0,3 THz központi frekvenciájú impulzus impulzushossza. Az első hosszirányú kompresszióért felelős állomás 35 mm-re helyezkedik el az elektronágútól. Ebben a pontban a korábban felgyorsított elektroncsomag hossza 890  $\mu\text{m}$ . Az első gyorsítási szakaszt követően az elektronok átlagos sebessége a fénysebesség fele (80 keV), így 5,9 ps-os időkülönbség lép fel a csomó leggyorsabb és lelassabb elektronjainak az interakciós pontba való érkezése között. A 0,3 THz központi frekvenciájú és 1,66 ps-os időbeli félértékszélességgel rendelkező impulzus az elektronok terjedési irányára merőleges síkban, fénysebességgel halad. Mivel az elektroncsomó időbeli hossza jóval nagyobb, mint a csomókompresszióra használt THz-es impulzus impulzushossza, csak az elektronok egy része fog kölcsönhatni a THz-es impulzusok elektromos terével. Ennek következtében az elektronok körülbelül 50 %-a esetén nem történik meg a megfelelő mértékű longitudinális csomókompresszió és így az utógyorsítás sem (43. ábra a) része). Az első fázistérmoduláció hatására az elektroncsomó mérete az első gyorsítási szakaszt követően 667 fs-ra csökkent a megnövekedett 1233 fs- ról. A kompresszióért felelős állomásokat követően, a detektálási pontban eredményül kapott  $\sim 200$  fs-os elektroncsomó fázistéren történő ábrázolása a 43. ábra b) részén látható.



43. ábra a) Az elektroncsomó fázistéren való ábrázolása a csomókompressziós technika előtt (piros pontok), majd azt követően, az utógyorsítási pontban (kék pontok). b) Az utógyorsított elektroncsomó fázistéren a detektálási pontban (Az elektronok térbeli sűrűsége alapján színezve) [S1].

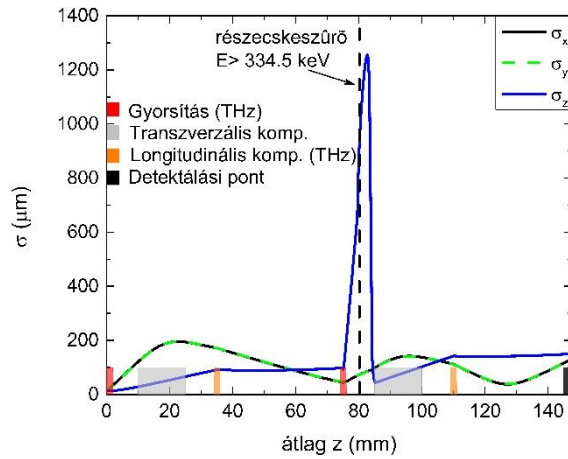
A csomókompressziós eljárások és a teljes részecskegyorsító berendezés további bemutatása érdekében az optikai tengely mentén haladó elektronokat vizsgálom. A kitüntetett részecskék a

44. ábra a) részén látható elektromos térerősségeket és a 44. ábra b) részén látható és a tengely mentén fellépő mágneses tereket érzékelik.



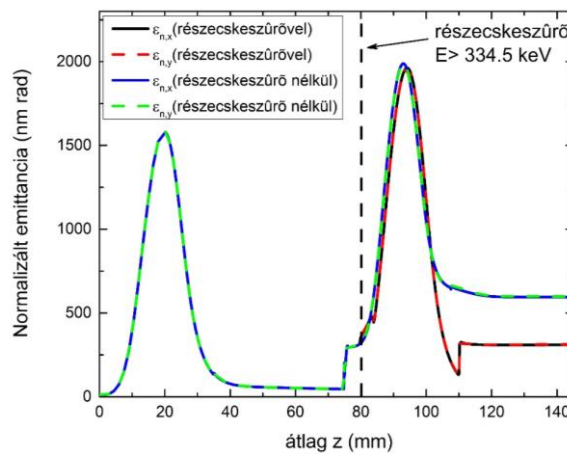
44. ábra A tengely mentén ( $z$  irányba) haladó elektronok által érzékelt  $z$  irányba ható a) elektromos térerősség és b) mágneses térerősség.

Elektroncsomó esetében a jellemzésükre gyakran használt szórás paraméter segítségével mutatom be a berendezés működését az első gyorsítási szakasztól kezdve a detektálási ponttal bezárólag. A 45. ábrán jól látható a transzverzális irányú csomótömörítésre alkalmazott mágnesetekercsek és a hosszirányú kompresszióra alkalmazott THz-es impulzusok fókuszáló hatása. Az ábrán a csomó méretének kifejezésére szolgáló szórás ( $\sigma$ ) paraméter értékeit ábrázoltam a csomó elektronjainak az elektronagyútól vett átlagos távolságának függvényében. Azonban, az utógyorsításnál használt THz-es impulzusok impulzushossza rövidebb az elektroncsomó időbeli hosszánál, így az elektronok körülbelül 50 %-a fog csak hatékonyan továbbgyorsulni, mely tovább növeli a csomó hosszirányú kiterjedését. A 45. ábrán feltüntetett részecskeszűrőre tehát szükség volt a szimulációs szoftverrel történő számolás során, annak érdekében, hogy csak a megfelelő hatékonysággal utógyorsított és különböző alkalmazási területeken használni kívánt elektronok esetében kerüljön kiszámításra a csomót jól jellemző szórás (45. ábra), valamint a normalizált emittancia (46. ábra) értéke. A részecskeszűrő ebben az esetben — az utógyorsítást követően — csak a 334,5 keV-nál nagyobb energiájú elektronokat engedte át a 80 mm-t követő tartományra. Az elrendezés megtervezése során célul tűztem ki a néhány 100 fs-os elektroncsomó létrehozását, így az optimalizációs eljárás ennek fényében történt. A 45. ábrán látható a szükségszerűen megkötött kompromisszum, miszerint a csomó hosszirányú és keresztirányú méretének csökkentése nem történhet meg egyszerre közel azonos hatásokkal. Ennek oka az, hogy a hosszirányú kompresszióért felelős fázistérmoduláció hatására, bár a longitudinális méret csökken, a transzverzális méret nő.



45. ábra Az elektroncsomag különböző irányokban vett szórásának értékei a részecskegyorsító berendezésben való haladása során, az egyes elemekkel való kölcsönhatásokat követően.

A 46. ábrán szemléltetem a részecskeszűrővel, valamint az anélkül elvégzett számolások eredményét a normalizált emittancia tekintetében. Az ábrán a csomót jól jellemző normalizált emittancia értékeket ábrázolom a csomó elektronjainak az elektronágyútól vett átlagos távolságának függvényében.



46. ábra Az elektroncsomag  $x$  és  $y$  irányban értelmezett normalizált emittanciáinak értékei a részecskegyorsító berendezésben való haladása során részecskeszűrővel és anélkül elvégzett számolások esetén.

A részecskeszűrővel és a részecskeszűrő nélküli számolások eredményei közötti számottevő különbséget (közel kettes faktor a normalizált emittancia tekintetében) az okozza, hogy az utógyorsítási szakaszt követően a csomókompressziós eljárások csupán a nagy határfokkal utógyorsított elektronok (a kezdeti elektronszám körülbelül 41 %-a) paraméterei alapján lettek optimalizálva, így a kisebb energiájú elektronok túl erős, esetlegesen túl gyenge kölcsönhatást követően, valamint nem megfelelő szinkronban haladnak tovább a



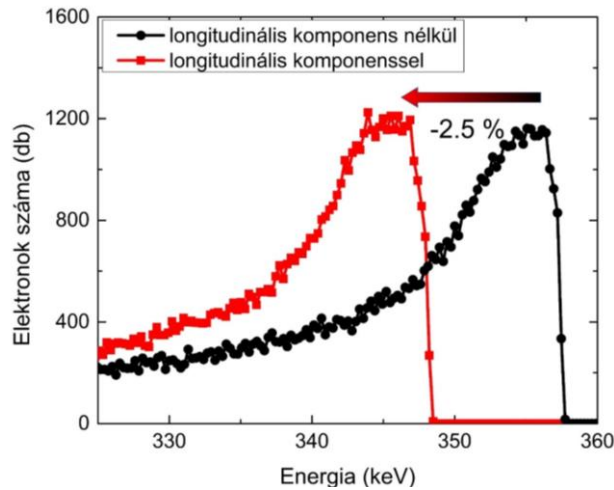
csomókompressziós állomásokon keresztül. Ez a tény a csomó nem megfelelő fókuszálásához, esetlegesen tágulásához vezet a kezdeti elektronszám 59 %-ának megfelelő elektron esetében. Az első gyorsítási és csomókompressziós szakasz optimalizációját követően kapott elektroncsomag utógyorsításának módszerét a következő fejezetben részletezem

### 6.3.3 Elektroncsomag utógyorsítása négy darab THz-es impulzus segítségével

Az első gyorsítási szakaszból származó 80 keV központi energiájú elektronok utógyorsításának optimalizálása a 6.2.1-es fejezetben részletezett elgondolás alapján történik. Ebben az esetben négy, fejenként 0,5 mJ energiájú THz-es impulzust fókuszálók le az utógyorsítási pontba oly módon, hogy az impulzusok a merőleges terjedési irányhoz képest páronként meg vannak döntve egy  $\theta$  szöggel. Összességében tehát kijelenthető, hogy a 6.2-es fejezetben bemutatott gyorsítási technikákat egy darab elektronnal történő szimulációkat követően elektroncsomóra is kiterjesztettem.

Számításaim és szimulációim alapján az utógyorsítási szakaszban meghatároztam a 80 keV energiájú elektron esetén az optimális impulzusedöntési szöveget, melynek értéke  $40^\circ$  (48. ábra a) része). A LN lapkák alkalmazásával, valamint négy darab THz-es impulzus szimulálása esetén, melyek terjedési iránya  $40^\circ$ -os szöveget zár be az elektron haladási irányára állított merőleges síkkal, 38 % -os relatív energianövekedést értem el a  $\theta=0^\circ$ -hoz, azaz az impulzusok döntése nélkül elért kinetikus energiaértékhez képest (48. ábra a) belső grafikon)). Így, a második gyorsítási szakaszt követően, az elektron kinetikus energiája eléri a 348 keV-ot.

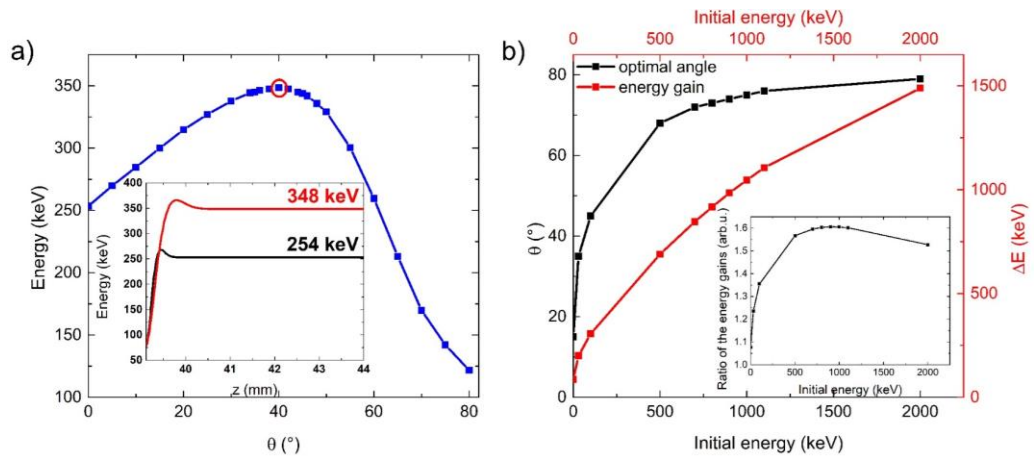
Az impulzusok  $\theta$  szöggel való megdöntésének eredményeképpen az erős fókuszálás következtében kialakult longitudinális elektromos térerősségkomponenseknek az elektronok haladási irányába mutató komponenseivel is kölcsönhat az elektroncsomó. Ennek hatására az elektroncsomag energiaspektruma megváltozik. Számolási eredményeim azt mutatják, hogy négy darab THz-es impulzust alkalmazása esetén, melyek páronként az elektronok haladási irányára merőleges síkhoz képest  $\theta$  szögben (ebben az esetben  $40^\circ$ ) érkeznek az interakciós területre, különbség lép fel az elektroncsomó energiaspektrumának tekintetében a longitudinális térerősségkomponensek figyelembevételével való számolások és az azok kizárásával történő számolások eredményei között. Vizsgálataim során összehasonlítottam az elektroncsomók energiaspektrumait az utógyorsítást követően, de még a második csomókompresszió előtt, melynek eredménye a 47. ábrán látható.



47. ábra A döntési technikával utógyorsított 80 keV kezdeti energiájú elektroncsomagok energiaspektrumai közvetlenül az utógyorsítást követően a longitudinális komponens figyelembevétele nélkül és annak figyelembevételével.

A 47. ábrán jól látható, hogy az elektronok haladási irányába mutató longitudinális térerősségkomponensek figyelembevételével a végső elektroncsomó központi energiája kisebb lesz az utógyorsítást követően, tehát a szögöntés technikájának alkalmazása esetén a longitudinális komponensek megjelenése negatív hatással van a gyorsítási hatásokra nézve

Jövőbe tekintően, a THz-es források fejlődésével elérhető néhány – néhány 10 mJ energiájú THz-es impulzusok által  $\sim$  MeV-ra gyorsított, vagy egyéb nagy energiájú elektronforrások által előállított MeV-os elektronok utógyorsítására is optimalizáltam az utógyorsítási szakaszt. Számításaimat kiterjesztettem különböző kezdeti energiájú elektronokra. Az eredmények azt mutatják, hogy minél nagyobb az elektron kezdeti energiája, annál nagyobb döntési szöget kell alkalmazni a gyorsítási hatások maximalizálása érdekében (48. ábra b) része). 2000 keV-os energiáig vizsgálódva a döntési szög maximális értéke  $79^\circ$ . A 48. ábra b) részének könnyebb megértése érdekében a 9. táblázatban foglaltam össze optimalizációs szimulációim eredményeit.



48. ábra a) Gyorsítási hatások 38%-kal való növelése az optimális dőlési szög meghatározásának segítségével b) Optimális dőlési szögek különböző kezdeti energiájú elektronok függvényében (fekete görbe, fekete tengely). Az optimális dőlésszögek alkalmazásával elért energianyereségek különböző kezdeti energiájú elektronok esetén (piros görbe, piros tengely) b) belső ábra: Relatív energianövekedés ábrázolása a kezdeti energia függvényében [S1].

A 9. táblázat értékeiből és a 48. ábra b) részének belső ábrájából is látható, hogy a relatív energianyereséget mutató görbe az elektron kezdeti energiájának növelésével kezdetben monoton nő, majd elér egy maximális értéket, majd a kezdeti energia további növelésével csökkenni kezd. Szimulációim azt mutatják, hogy a THz-es impulzusok megdöntésének technikáját alkalmazva abban az esetben érjük el a maximális relatív energianövekedést, ha az elektronok kezdeti energiája 700 – 1100 keV között van. Ekkor a relatív energianövekedés ~61%. Ez az érték jól jelzi az itt bemutatott döntési technika alkalmazásának jelentőségét.

Kezdeti energia (keV)	Optimális dőlési szög (°)	Energianyereség (keV)	Relatív energianyereség (keV)	Relatív energianyereség (%)
0	15	86	6	8
30	35	200	44	24
100	45	306	106	35
500	68	689	430	57
700	72	845	577	60
800	73	917	646	60
900	74	984	711	61
1000	75	1046	771	60
1100	76	1106	828	60
2000	79	1489	1205	52

9. táblázat Optimális dőlési szögek különböző kezdeti energiájú elektronok esetében, valamint az optimális szögdöntés segítségével elért energianyereségek.

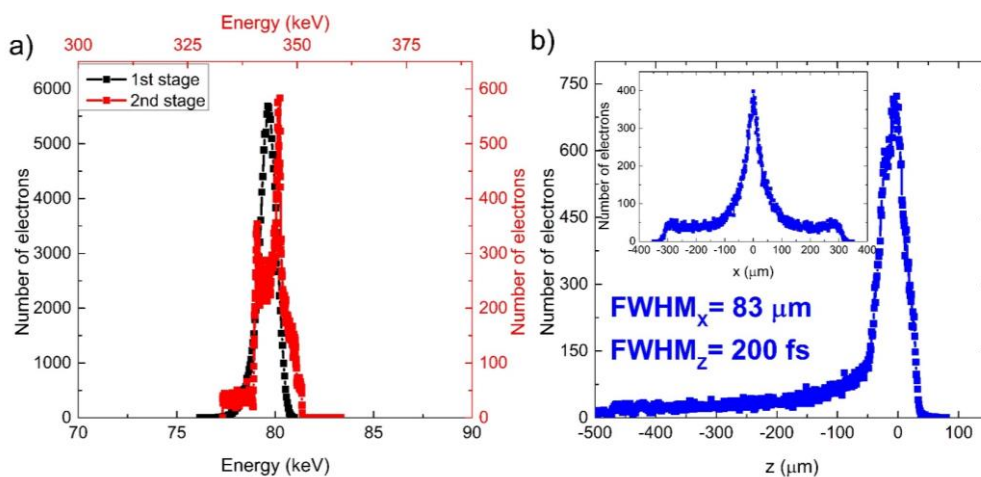
#### 6.3.4 A jósolt elektroncsomagok főbb paraméterei és felhasználhatóságuk

Az általam szimulált ~15 cm hosszú kompakt elektrongyorsító berendezés segítségével és összesen ~4,5 mJ energia felhasználásával, valamint kétlépcsős gyorsítással a kezdeti elektronok 41 %-a 346 keV központi energiára gyorsul. A 3.4-es és 3.5-ös fejezetekben bemutatott technikák alkalmazásával a hosszirányú és keresztirányú méretek pedig a lehető legnagyobb mértékben csökkentésre kerültek.

Az első gyorsítási szakaszt követően, 74,5 mm-nél, a 80 keV-os elektroncsomó esetén a 3.8-as fejezetben bemutatott képletek segítségével kiszámításra került a csomó transzverzális normalizált emittanciája  $x$ - és  $y$  irányokban, melynek értéke ~49 nm rad. Ez az érték közel azonos egy DC elektronágyú, valamint egy RF elektronágyú által gyorsított elektroncsomó transzverzális normalizált emittanciájával. Az általam jósolt 80 keV-os központi energiájú elektroncsomó transzverzális fényessége egy nagyságrenddel kisebb, mint egy RF elektronágyú által előállított csomó fényessége az alábbi paraméterekkel számolva:  $Q=160$  pC,  $\varepsilon_{n,x,y}=1$  um rad. Továbbá, az első gyorsítási szakaszt követően az általam jósolt csomó fényessége

körülbelül szintén egy nagyságrenddel kisebb, mint egy DC elektronágyú által jósolt elektroncsomag fényessége a következő paraméterekkel meghatározva:  $Q=100$  fC,  $\varepsilon_{n,x,y}=25$  nm rad [135]. Mindazonáltal meg kell jegyeznem, hogy szimulációimban jóval kisebb töltést tétéleztem fel, mint a DC és RF elektronágyúk által általánosan jósolt elektroncsomag töltés. Szimulációim során az elektroncsomag töltésének növelésével nagyobb normalizált emittancia értéket és közel azonos fényesség értéket jósolok, mint a DC és RF elektronágyúk által jósolt fényességek. Az első gyorsítási szakaszt követően az elektroncsomó energiaszórása 1,0%, mely érték körülbelül 2-4 -szer nagyobb, mint egy hagyományos RF elektronágyú által jósolt érték [141].

A 147 mm-nél (a detektálási pontban) jósolt relativisztikus elektroncsomó energiaeloszlása 2,0 %, töltése 8,0 fC, míg időbeli hossza  $\sim 200$  fs. Az elektroncsomó transzverzális mérete  $83 \mu\text{m}$ , míg a longitudinális hossz  $48 \mu\text{m}$ , mind a kettő érték félértékszélességben (FWHM) kifejezve. A detektálási pontban a csomó transzverzális normalizált emittanciája  $\sim 310$  nm rad. A 49. ábra a) részén az első gyorsítási szakaszt követően (fekete görbe), valamint a detektálási pontban (piros görbe) vizsgált elektroncsomó energiaspektrumát szemléltetem. A 49. ábra b) részén a detektálási pontban vizsgált elektroncsomó hosszirányú és keresztirányú térbeli eloszlását mutatom be.



49. ábra a) Az energiaspektrum az első (fekete görbe) és második (piros görbe) gyorsítási szakaszt követően b) Az elektroncsomó hosszirányú eloszlása 147 mm-nél. Belső ábra: a csomó keresztirányú térbeli eloszlása 147 mm-nél [S1]

Összeségében kijelenthető, hogy az elektrongyorsító berendezés szimulációinak segítségével jósolt ultrarövid elektroncsomók jól illeszkednek az elektroncsomagok gyakorlati alkalmazásain alapuló kísérletek [69-74, 77] által megkövetelt csomóparaméterekhez. Az elektronágyúként funkcionáló első gyorsítási szakasz által jósolt 80 keV központi energiájú, valamint a detektálási pontban meghatározott 346 keV átlagos energiájú elektroncsomók széles

körben alkalmazhatóak az anyagvizsgálat, az orvostudomány és az ipar területén. Ultragyors elektrondiffrakció és -mikroszkópia segítségével például atomi méretű térbeli és femtoszekundumos időbeli felbontás érhető el. A jósolt elektroncsomók segítségével szilárd anyagok, molekulák, valamint biológiai rendszerek szerkezete is vizsgálható. Továbbá, kémiai reakciókban, esetlegesen nanostruktúrák átalakulási folyamataiban nyomon követhető dinamikájuk akár atomi szinten is [142-145]. Mindezek mellett az ultrarövid elektroncsomók lehetővé teszik a röntgendiffrakciós vizsgálatok és kísérletek elvégzését is [146].

## 7 Összefoglalás

A célkitűzésemnek megfelelően kijelenthető, hogy több asztali méretű részecskegyorsító berendezés működését leszimuláltam, működési elvüket megértettem és paramétereiket optimalizáltam.

A kezdeti egy darab részecskével történő gyorsítási mechanizmus optimalizálása során szerzett tapasztalatokat felhasználva elektroncsomó esetében is megtörtént egy teljes kompakt részecskegyorsító berendezés megtervezése és optimalizálása. Numerikus szimulációim során vizsgáltam a lézerpulzus erős fókuszálásának hatását az impulzus alakjára, valamint az elektroncsomó energiaspektrumára vonatkozóan. Kifejlesztettük az impulzus megdöntésének technikáját a gyorsítási hatások növelése érdekében. Számolásaim során a gyorsítási hatások maximalizálása érdekében meghatároztam az optimális impulzusedőlési szögeket különböző kezdeti energiájú elektronok esetén. A többlépcsős részecskegyorsító berendezés utógyorsítási szakaszának optimalizálása a nyaláb egy részének kitakarásával történik. Munkám során vizsgáltam ezen technika megvalósítási lehetőségeit és működési mechanizmusát.

Mindeközben feltártam a gyorsításra használt lézer központi frekvenciájának, a vivőburkoló fázis kezdeti értékének, a kezdeti csomóméretnek és kezdeti csomótöltésnek a hatását a gyorsítási hatásokra, valamint az energiaspektrumra és a térbeli eloszlásra vonatkozóan. További számolásaim során megmutattam a részecske gyorsítására és manipulálására alkalmazott THz-es impulzusok darabszámainak növelésével járó előnyöket.

Megismerve a keresztirányú és hosszirányú csomókompressziós technikákat, mágneskercsek és THz-es impulzusok segítségével — az elektroncsomó pályáját az elrendezések mentén végig követve — sikerült a csomó keresztirányú és hosszirányú méreteinek jelentős mértékben való csökkentése. A kompakt részecskegyorsító berendezés egyes elemeinek optimalizálásával, majd ezek összeszinkronizálásával sikerült egy részecskemanipuláló berendezés szimulációja mely olyan ultrarövid elektroncsomagokat jósol, melyek alkalmazhatóak az elektronmikroszkópia, az orvostudomány, a biztonságtechnika, az ipar, valamint ultragyors időfelbontású elektrondiffrakciós kísérletek területén is.

### 7.1 Tézispontok

- I. Számítógépes szimulációim segítségével megmutattam, hogy két egymással szemben haladó THz-es impulzus segítségével nyugvó ( $<10$  eV kezdeti energiájú) elektronokat néhány

10, illetve néhány 100 keV energiára lehet gyorsítani az impulzusok interakciós pontba való érkezési idejének és az elektronok keletkezési idejének megfelelő szinkronizációjával. Meghatároztam a fókuszált impulzus nyalábnyak méretének hatását az elektronok végső kinetikus energiájára vonatkozóan. Numerikus szimulációim segítségével megmutattam, hogy a gyorsítást követően az elektronok kinetikus energiája a nyalábnyak négyzetének inverzével lesz arányos. Vizsgálataimat 0,14 THz, 0,3 THz, 0,7 THz és 3,0 THz-es központi frekvenciával rendelkező, közel egyciklusú és 1 mJ energiájú impulzusokkal végeztem. Megmutattam, hogy a vizsgált impulzusok esetén az elektronok kinetikus energiája 28 keV, 41 keV, 75 keV és 133 keV [S2].

II. Numerikus szimulációim segítségével megmutattam, hogy a kezdetben két egymással szemben haladó terahertzes impulzus haladási irányát — az elektron kitüntetett haladási irányával ellentétes irányba — megdöntve megnövelhető a kezdetben álló helyzetben lévő elektronok gyorsítási határfoka. A 0,14 THz, 0,3 THz, 0,7 THz és 3,0 THz-es központi frekvenciával rendelkező, közel egyciklusú és 1 mJ energiájú impulzusok esetén meghatároztam az optimális döntési szöveget és az így előállítható végső kinetikus energiákat egy darab elektron esetén. Az optimális dőlésszögek 0,14 THz, 0,3 THz, 0,7 THz és 3,0 THz központi frekvenciájú impulzusok esetén a következők:  $8^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $20^\circ$ , míg a relatív energianövekmények 1,0 keV, 2,4 keV, 6,4 keV és 20,5 keV. A 3,0 THz központi frekvenciájú impulzus esetén kaptam a legnagyobb relatív energianövekményt, mely 15 % az elektronok kitüntetett haladási irányára merőlegesen haladó impulzusok által meghatározott esethez képest [S2].

III. Megvizsgáltam 0,14 THz, 0,3 THz és 0,7 THz-es központi frekvenciájú és közel egyciklusú impulzusokkal történő elektrongyorsítás esetén az impulzusok vivő-burkoló fázisának változtatásával járó hatásokat az elektronok végső kinetikus energiájára vonatkozóan. Numerikus szimulációim segítségével meghatároztam a vivő-burkoló fázis optimális értékeit, valamint az így kapott maximális elektronenergiákat. Hullámhosszra való fókuszálást ( $w_0 = \lambda$ ) és 1 mJ-os impulzusenergiát, valamint az optimális dőlési szöveget ( $8^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$ ) feltételezve a 0,14 THz, 0,3 THz és 0,7 THz-es központi frekvenciájú impulzusok esetén a kezdeti fázis optimális értékei  $-29^\circ$ ,  $36^\circ$  és  $-49^\circ$ , míg a fázis változtatásából adódó relatív energianyereségek 10 %, 35 % és 20 % [S2].

IV. Numerikus szimulációimmal megmutattam, hogy az általunk javasolt elrendezés kezdeti energiával rendelkező elektronok utógyorsítására is alkalmas abban az esetben, ha a fókuszált THz-es impulzus fókuszfoltjának megfelelő részének kitakarásával — mely



megvalósítható lítium-niobát, poli(metil-metakrilát), polimetilpentén vagy fémből készült lapkák segítségével — csökkentjük a gyorsításra negatív hatással lévő elektromos térerősségkomponensek hatását. Optimalizálási folyamatom során 30 keV, 100 keV, 500 keV, 1000 keV és 2000 keV kezdeti energiájú elektronok esetén meghatároztam az optimális impulzudöntési szögeket és az így kapott elektron-energianövekményeket 0,3 THz központi frekvenciájú, 0,5 mJ energiájú és hullámhosszra fókuszált THz-es impulzusok (4 db) esetén. Az optimális döntési szögek 35°, 45°, 68°, 75° és 79°, valamint a hozzájuk tartozó relatív energianövekmények 44 keV, 106 keV, 430 keV, 771 keV és 1205 keV [S1, S2].

V. Numerikus szimulációkkal megvizsgáltam az általunk javasolt elrendezéssel gyorsított elektronok energiaspektrumának szélességének a csomó kezdeti töltésétől való függését konstans kezdeti csomóméret mellett. Az elrendezés esetén két pár egymással szemben haladó THz-es impulzus gyorsít különböző töltéssűrűséggel rendelkező elektroncsomókat, melyek térbeli félértékszélessége 33  $\mu\text{m}$ . Az optimalizált első gyorsítási szakaszt követően a  $64,3 \frac{nC}{cm^3}$  töltéssűrűségű elektroncsomag átlagos kinetikus energiája  $\sim 80$  keV, energiaeioszlása pedig 1.0 %. Szimulációs eredményeim segítségével megmutattam, hogy a kezdetben  $64,3 \frac{nC}{cm^3}$  értékben meghatározott töltéssűrűséget 2,5, 5, 10 és 25 -szörösére növelve a végső energiaspektrum szélessége a kezdeti esethez képest 2, 4, 5, valamint 9 -szeresére nő. A töltéssűrűséget negyedére csökkentve az energiaspektrum szélessége nem változik, értéke körülbelül 1% [S1].

VI. Numerikus szimulációk segítségével megmutattam, hogy az általunk javasolt elrendezés elektroncsomó longitudinális összenyomására is alkalmas. Megmutattam, hogy a fénysebesség felével (80 keV), valamint a fénysebesség 80 %-ának (346 keV) megfelelő átlagos sebességgel haladó elektroncsomók terahertzes impulzussal történő longitudinális kompressziója lehetséges. Két pár, páronként egymással szemben haladó 0,3 THz központi frekvenciájú THz-es impulzust tételeztem fel az elektroncsomó terjedési irányára merőleges haladási iránnyal. A 80 keV-os csomó esetén az eredeti 1233 fs-os hossz közel a felére, 667 fs-ra, míg a 346 keV-os csomó hossza 667 fs-ról 200 fs-ra csökkent, azaz kevesebb, mint a harmada lett. A csomók hosszirányú összenyomása nagy jelentőséggel bír az utógyorsítás megfelelő hatásfokának növelésében és a részecskegyorsító berendezés által jóslott ultrarövid hossz elérésében [S1].

## 8 Summary

Thanks to development of the terahertz generation techniques over the past decade [15, 16], nowadays, the experimental implementation of the terahertz pulse-driven particle accelerators [9, 10, 17, 18] and the preparation of numerical studies to facilitate and optimize them have become realistic [7, 8]. Thanks to this development, the particle acceleration technology is one of the fastest growing research area in the THz community. THz radiation is so-called low energy, i.e. non-ionizing radiation, so it is not dangerous to living organisms. Areas of application include materials science [1-4], biology [5, 6], particle acceleration [7-10], medical applications [11], and security technology [12, 13].

The Institute of Physics (University of Pécs) aimed to design an accelerator arrangement based only on THz pulses and to optimize it with numerical simulations. Based on the initial simulations, even MeV electrons will be available with two-stage acceleration scheme in the ELKH-PTE High Intensity Terahertz Laboratory. It would be a revolutionary result in the laser community of Hungary. Our final goal is the experimental implementation of a compact particle accelerator powered by THz radiation, which is suitable to produce ultrashort electron bunches, which can be used to study, among other things, atomic and molecular processes.

The topic of my doctoral dissertation is the particle acceleration in vacuum achieved by THz pulses. In my dissertation I present the main elements of the compact particle accelerator setups, which ones predict ultrashort relativistic electron bunches. I explain their operation methods, as well as the optimization processes of the parameters of the elements performing both the particle acceleration and manipulation. Finally, I present the results.

In keeping with my objective, I can state that I simulated the operation of several table-sized particle accelerators, understood their operating principle and optimized their parameters. Applying my experiences acquired during the initial optimization methods of acceleration based on one-piece particle, I also designed a complete compact particle accelerator and optimized its parameters for the effective electron bunch acceleration. During my numerical simulations, I investigated the effect of strong focusing of the laser pulse on the shape of the pulse as well as on the energy spectrum of the electron bunch. We have developed a technique for tilting the THz pulses to increase the acceleration efficiency. In my calculations, in order to maximize the acceleration efficiency, I determined the optimal tilt angles of the THz pulses in case of the electrons with different initial energies. The post-acceleration stage of the two-stage

particle accelerator is optimized by eliminating one (decelerating) part of the THz beam. In the course of my work, I investigated the possibilities and operating mechanism of this technique.

In parallel with the previously mentioned work, I also studied the effects of the central frequency of the laser used for acceleration, the initial value of the carrier-envelope phase, the initial bunch size, and the initial bunch charge on the acceleration efficiency as well as on the final energy spectrum and spatial distribution. In my further calculations, I have shown the benefits of increasing the number of THz pulses used to accelerate and manipulate the electron bunch. By learning about transverse and longitudinal bunch compression techniques, using solenoids and THz pulses  $\rightarrow$  following the orbit of the electron bunch  $\leftarrow$  it was possible to significantly reduce the transverse and longitudinal dimensions of the bunch. By optimizing the individual elements (acceleration stages and focusing elements) of the compact particle accelerator and then synchronizing them, I have succeeded in simulating a device that predicts ultrashort electron bunches. The relativistic electron bunch predicted at 147 mm has an energy distribution of 2.0%, a charge of bunch is 8.0 fC, and the pulse duration is 200 fs. The transverse size of the electron bunch is 83  $\mu\text{m}$ , while the longitudinal length is 48  $\mu\text{m}$ , both values expressed in full width at half maximum (FWHM) (Fig. 49). At the detection point, the transverse normalized emittance of the effectively accelerated bunch is 310 nm rad.

The ultrashort electron bunches predicted by the simulations of the particle accelerator suit well to the bunch parameters required by electron diffraction experiments. The electron bunch with 80 keV mean energy produced by the first acceleration stage (which operates as an electron gun) as well as the bunch with 346 keV average energy determined at the detection point, are widely applicable in material testing, medical science and industry. Ultrafast electron diffraction and microscopy provide atomic-scale spatial and femtosecond temporal resolution. The structure of solids, molecules, and biological systems can also be studied using the predicted electron bunches. Furthermore, their dynamics can be traced in chemical reactions, possibly in the transformation processes of nanostructures, even at the atomic level [116-119]. In addition, ultrashort electron bunches allow X-ray diffraction studies and experiments to be performed [120].

## 8.1 New Scientific Results

- I. Via my computer simulations I have shown that using two counterpropagating THz pulses by synchronizing both the arriving time of the THz pulses to the interaction region and the birth time of the electrons, the resting ( $<10$  eV kinetic energy) electrons can be accelerated

to a few tens and a few hundreds of keV energies. I determined the effect of the size of the beam waist on the final kinetic energy of the electrons. Using my numerical simulations, I have shown that after the acceleration, the kinetic energy of the electrons is proportional to the inverse of the square of the beam waist. I performed my simulations with pulses with a central frequency of 0,14 THz, 0,3 THz, 0,7 THz and 3,0 THz, with a nearly single-cycle pulse shape and a mJ energy. I have shown that the kinetic energies of the electrons are 28 keV, 41 keV, 75 keV and 133 keV for the studied pulses. [S2].

II. With the help of my numerical simulations, I have shown that the acceleration efficiency of the initially rest electron can be increased by tilting the propagation direction of the initially counterpropagating terahertz pulses (to the opposed direction with the propagation direction of the electrons). In case of the pulses with a central frequency of 0,14 THz, 0,3 THz, 0,7 THz and 3,0 THz, with a nearly single-cycle pulse shape and the energy of 1 mJ, I determined the optimal tilt angle and the final kinetic energies that can be generated for a single electron. The optimal tilt angles for the pulses with a center frequency of 0,14 THz, 0,3 THz, 0,7 THz and 3,0 THz are as follows: 8 °, 10 °, 15 °, 20 °, while the relative energy growths are 1,0 keV, 2,4 keV, 6,4 keV and 20,5 keV, respectively. In the case of the pulse with 3,0 THz center frequency, I obtained the largest relative energy increase, which is 15 % compared to the case determined by the pulses propagating perpendicular to the preferred direction of the electrons [S2].

III. I have investigated the effects of the carrier-envelope phase value changing of the pulses on the final kinetic energy of the electrons in case of the electron acceleration achieved by THz pulses with a central frequency of 0,14 THz, 0,3 THz, and 0,7 THz. Based on my numerical simulations, I determined the optimal value of the carrier-envelope phases and the maximum electron energies thus obtained. Assuming a pulse energy of 1 mJ, the optimal tilt angles (8°, 10°, 15°) and focusing on a wavelength ( $w_0 = \lambda$ ) for the pulses with a central frequency of 0,14 THz, 0,3 THz and 0,7 THz, the optimum values for the initial phases are -29 °, 36 ° and -49 °, while the achieved relative energy gains are 10 %, 35 % and 20%, respectively [S2].

IV. I have shown with my numerical simulations that our proposed arrangement is also suitable for post-acceleration of the electrons, which have initial kinetic energies in the case where by covering the corresponding part of the focused THz pulse spot — which can be achieved by a fabricated flans from material of lithium niobate, poly (methyl methacrylate), polymethylpentene or metal — we can reduce the effect of the electric field strength components that have a negative effect on the acceleration. During my optimization process, I determined both the optimal THz pulse tilt angles for the initial electron energies of 30 keV, 100 keV, 500

keV, 1000 keV and 2000 keV and the resulting electron energy increases in case of the post-acceleration achieved by two pairs of THz pulses with a central frequency of 0,3 THz. I assumed 0,5 mJ pulse energy and focusing to the wavelength. The optimal tilt angles are 35 °, 45 °, 68 °, 75 °, and 79 °, and the relative energy increases are 44 keV, 106 keV, 430 keV, 771 keV, and 1205 keV, respectively [S1, S2].

V. Using numerical simulations, I have investigated the dependence of the energy spread of the electron bunches (accelerated by our proposed arrangement) on the initial charge of a bunch at a constant initial bunch size. In the case of the arrangement, two pairs of THz pulses propagate opposite each other and accelerate electron bunches with different charge densities and a constant size of 33  $\mu\text{m}$  (FWHM). After the electron gun, the average kinetic energy of the electron bunch with a charge density of  $64,3 \frac{\text{nC}}{\text{cm}^3}$  is 80 keV and its energy spread is 1.0 %. With the help of my simulation results I showed that by increasing the charge density initially determined at  $64,3 \frac{\text{nC}}{\text{cm}^3}$  by 2,5, 5, 10 and 25 times, the width of the final energy spectrum is 2, 4, 5 and 9 times greater. By reducing the charge density to fourth there is not significant difference between the width of the energy spectrum, it is about 1% [S1].

VI. My numerical investigations show that the arrangement we proposed is also suitable for longitudinal compression of the electron bunches. I have shown that using terahertz pulse the longitudinal compression of electron beams, propagating at around half the speed of light (80 keV) and at an average speed corresponding to 80 % of the speed of light (346 keV), is possible. I assumed two pairs of THz pulses with a central frequency of 0,3 THz propagating opposite each other and they propagate perpendicular to the propagation direction of the electron beams. In case of the electron bunch with the average energy of 80 keV, the initially measured 1233 fs bunch duration was nearly halved to 667 fs, while the beam duration of the electron bunch with average energy of 346 keV was reduced from 667 fs to 200 fs, so it becomes less than a third. Longitudinal compression of the electron beams is important in increasing the post-acceleration efficiency and achieving the ultra-short beam duration predicted by our proposed particle accelerator [S1].

## Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném köszönetemet kifejezni témavezetőmnek, Dr. Tibai Zoltán egyetemi adjunktusnak a doktori értekezésem elkészítésében való segédkezéséért, valamint a tanulmányaim során nyújtott lelkiismeretes segítségéért, türelméért és tanácsaiért.

Külön köszönettel tartozom Dr. Hebling János egyetemi tanárnak, aki megtanított arra, hogy mit jelent a fizika szerete, valamint arra, hogy befektetett munka nélkül nincs eredmény. Köszönöm Dr. Almási Gábor egyetemi docensnek, a PTE Fizikai Intézet igazgatójának, hogy mindig hitt bennem, komoly és felelősségteljes feladatokat bízott rám. Köszönöm, hogy biztosítottak támogatásukról. Útmutatásukkal és a munkához szükséges feltételek megteremtésével segítették doktori munkámat.

Szeretnék külön köszönetet mondani Dr. Mechler Mátyásnak a MATLAB program és programnyelv elsajátítása során nyújtott segítségéért.

Tisztaszívvvel köszönöm Szüleimnek a sok gondoskodást, ösztönzést, támogatást és bátorítást, ami elkísért a tanulmányaim során. Nélkülük nem sikerült volna. Köszönetet szeretnék mondani páromnak, hogy mindig mellettem állt, és a legnehezebb időkben is támogatott.

Külön köszönetet szeretnék mondani főként irodatársaimnak, Kovács Bálintnak és Burián Ádámnak, akik mindig önzetlenül adtak tanácsot és nyújtottak segítséget a munkám és tanulmányaim előrehaladásának érdekében.

Köszönöm továbbá mindazok segítségét, akik valamilyen módon hozzájárultak tanulmányaim sikeres befejezéséhez és az értekezés elkészítéséhez.

A projektet a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal támogatta (2018-1.2.1-NKP-2018-00010).

## Saját közlemények

Négy éves kutatói munkám során 27 alkalommal kerültek bemutatásra eredményeim nemzetközi és hazai konferenciákon.

### i. Az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk

#### a) Referált folyóiratban megjelent publikációk

[S1] **Sz. Turnár**, J. Hebling, J.A. Fülöp, Gy. Tóth, G. Almási, Z. Tibai, „Design of a THz-driven compact relativistic electron source”, *Applied Physics B*, **127**, 38 (2021).

[S2] Z. Tibai, M. Unferdorben, **Sz. Turnár**, A. Sharma, J.A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „Relativistic electron acceleration by focused THz pulses”, *Journal Physics B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 134004 (8pp) (2018).

#### b) Előadások

[E1] L. Pálfalvi, Z. Tibai, J. A. Fülöp, Gy. Tóth, G. Krizsán, **Sz. Turnár**, G. Almási, J. Hebling, „Application Possibilities of High Energy Terahertz Pulses in Particle Acceleration”, In: [s.n.] (szerk.) *Kvantumelektronika 2018: VIII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről Budapest, Magyarország, 2018.06.15 Pécs: Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Kar (PTE TTK), 2018. Paper E-7. 2p. (ISBN:978-963-429-250-0).*

[E2] Z. Tibai, M. Unferdorben, **Sz. Turnár**, A. Sharma, B. Kovács, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „THz-pulse-driven electron post-accelerators” In: *The Optical Society (szerk.) High Intensity Lasers and High Field Phenomena (HILAS): Proceedings High-Brightness Sources and Light-driven Interactions Strasbourg, Franciaország, 2018.03.26 -2018.03.28. Washington: The Optical Society, 2018. Paper HM3A.4. (Optics InfoBase Conference Papers), (ISBN:978-1-943580-40-8).*

[E3] **Turnár Szabolcs**, Tibai Zoltán, Ashutosh Sharma, Almási Gábor, Fülöp József, Hebling János, „THz-driven electron acceleration setup in vacuum”, *(dof)φ -A Fizikus Doktoranduszok Konferenciája (DOFFI 2018), június 14. - június 18. (2018), Balatonfenyves.*

[E4] **Turnár Szabolcs**, Ashutosh Sharma, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Compact THz-driven electron accelerators”, Hamburg, 8th Topical Workshop on Longitudinal Diagnostics for FELs, Június 25 - Június 28 (2018).

[E5] Tibai Zoltán, **Turnár Szabolcs**, Ashutosh Sharma, Almási Gábor, Fülöp József, Kovács Bálint, Hebling János, „Compact Setup for Electron Acceleration by Intense THz Pulses”, Bécs, EMN Meeting on Vacuum Electronics, (EMN 2018), Június 18 - Június 22 (2018).

[E6] **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Electron acceleration based on THz pulses”, Pécs, XVI. János Szentágothai Multidisciplinary Conference and Student Competition, Február 14 – Február 15. (2019), Pécs, Magyarország.

[E7] **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Possibilities of electron acceleration based on THz pulses”, 5th International Cholnoky Symposium, Április 25 – 26. (2019), Pécs, Magyarország.

#### c) Poszterek

[P1] **Szabolcs Turnár**, Zoltán Tibai, Ashutosh Sharma, József András Fülöp, Gábor Almási, János Hebling, „THz pulse-driven electron accelerators in vacuum”, Kvantumelektronika 2018: VIII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről, Budapest , Magyarország, Paper P-18.2 p. (ISBN:978-963-429-250-0) (2018).

[P2] **Turnár Szabolcs**, Tibai Zoltán, Unferdorben Márta, Ashutosh Sharma, Kovács Bálint, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, „THz-Pulse-driven Electron”, Vancouver, The 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18), Április 29 - Május 4 (2018).

[P3] **Turnár Szabolcs**, Ashutosh Sharma, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „THz pulse-driven electron accelerators in vacuum”, Szeged, ELI Summer School 2018 (ELI-ALPS Research Institute), június 27. - június 31. (2018).

[P4] Z. Tibai, M. Unferdorben, **Sz. Turnár**, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „Electron acceleration by intense THz pulses”, Berlin, 6th EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology (TST 2018) , Május 6 - Május 9 (2018).



[P5] Tibai Zoltán, **Turnár Szabolcs**, Fülöp József, Hebling János, Almási Gábor, „Electron acceleration by intense THz pulses”, Nagoya, 43rd International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2018, Washington D.C., Amerikai Egyesült Államok: IEEE Computer Society, (2018) Paper: 8510200.

[P6] **Turnár Szabolcs**, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „THz-based relativistic electron bunch acceleration in vacuum”, 10th International Particle Accelerator Conference május 19-24. (2019), Melbourne, Ausztrália.

[P7] **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Design of a THz-based sub-100-fs electron source”, CLEO EUROPE-EQEC június 23-27 (2019), München, Németország.

## ii. Egyéb közlemények

### a) Referált folyóiratban megjelent publikációk

[S3] **Turnár Szabolcs**, Krizsán Gergő, Hebling János, Tibai Zoltán, „Waveguide structure based electron acceleration usin THz pulses”, Optics Express, accepted (2022)

[S4] Zoltán Tibai, **Szabolcs Turnár**, György Tóth, János Hebling, Spencer W. Jolly, „Spatiotemporal modeling of direct acceleration with high-field terahertz pulses”, Optics Express, accepted (2022)

[S5] Gy. Tóth, L. Pálfalvi, **Sz. Turnár**, Z. Tibai, G. Almási and J. Hebling, “Performance comparison of lithium-niobate-based extremely high-field single-cycle terahertz sources,” Chinese Opt. Lett. 19, 111902 (2021).

[S6] Tibai Zoltán, **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Pálfalvi László, Almási, Gábor, Hebling, János, Részecskegyorsítás extrém nagy térerősségű terahertzes impulzusokkal, FIZIKAI SZEMLE 71: 2 pp. 47-52., 6 p. (2021).

### b) Előadások

[E8] György Tóth, Gergő Krizsán, Gyula Polónyi, László Pálfalvi, **Szabolcs Turnár**, Zoltán Tibai, Gábor Almási, János, Hebling, Extreme-high-field THz Pulse Sources and their Application for Particle Acceleration (Invited Talk) High-Brightness Conference, Budapest, Hungary, 23-25 March (2022).

[E9] **Turnár Szabolcs**, Krizsán Gergő, Hebling János, Tibai Zoltán, „Numerical simulations of THz pulse-based electron manipulation”, Pécs, XX. János Szentágothai Multidisciplinary Conference and Student Competition, április 14 – 15. (2022), Pécs, Magyarország.

[E10] Tibai Zoltán, **Turnár Szabolcs**, Krizsán Gergő, Hebling János, „Electron manipulation using low-energy THz pulse”, Optics-2022 (invited talk), Porto, Portugália, április 21-23 (2022)

c) Poszterek

[P8] **Turnár Szabolcs**, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Ultra-short relativistic electron bunch acceleration by THz-based waveguide structure”, 10th International Particle Accelerator Conference május 19-24. (2019), Melbourne, Ausztrália.

[P9] **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Waveguide structure based electron acceleration using THz pulses”, Santa Fe, Optical Terahertz Science and Technology (OTST2019), március 10 – március 15. (2019), USA, New Mexico.

[P10] **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Design of a waveguide structure-based electron source using THz pulses”, 8th Interdisciplinary Doctoral Conference május 24-25. (2019), Pécs, Magyarország.

[P11] **Turnár Szabolcs**, Tibai Zoltán, Mechler Mátyás Illés, Pálfalvi László, Almási Gábor, Hebling János, „Efficient sub-Mev ion generation by standing wave excitation of ionized gases”, OSA High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions Congress március 23-25 (2020), Prague, Csehország.

[P12] A., Gupta ; V., Gupta ; A., Sharma ; B., Monoszlai ; P. S., Nugraha ; Gy., Polónyi ; G., Krizsán ; Á., Burián ; Sz., **Turnár** ; J., Hebling, Nonlinear THz Spectroscopy User Facility at ELI-ALPS (2020), 45th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2020), 8-13 November (2020).

[P13] **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Design of a waveguide structure-based electron source using THz pulses”, CLEO EUROPE-EQEC június 23-27 (2019), München, Németország.

[P14] **Turnár Szabolcs**, Kovács Bálint, Almási Gábor, Hebling János, Tibai Zoltán, „Waveguide structure based tabletop electron acceleration setup using THz pulses”, OSA High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions Congress március 23-25 (2020), Prague, Csehország.

[P15] **Turnár Szabolcs**, Tibai Zoltán, Pálfalvi László, Korpa Csaba, Mechler Mátyás, Almási Gábor, Hebling János, Sub-MeV Ion Generation by Standing Wave Excitation of Ionized Gases, 12th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC'21), May 2021, paper WEPAB143, Campinas, Brazil.

## Irodalomjegyzék

- [1] Lu, J., et al., *Coherent Two-Dimensional Terahertz Magnetic Resonance Spectroscopy of Collective Spin Waves*. Physical Review Letters, 2017. **118**(20): p. 207204.
- [2] Fleischer, S., et al., *Molecular Orientation and Alignment by Intense Single-Cycle THz Pulses*. Physical Review Letters, 2011. **107**(16): p. 163603.
- [3] Kampfrath, T., M. Wolf, and M. Sajadi, *The sign of the polarizability anisotropy of polar molecules is obtained from the terahertz Kerr effect*. Chemical Physics Letters, 2018. **692**: p. 319-323.
- [4] Usami, M., et al., *Terahertz wideband spectroscopic imaging based on two-dimensional electro-optic sampling technique*. Applied Physics Letters, 2005. **86**(14): p. 141109.
- [5] Leitner, D.M., M. Gruebele, and M. Havenith, *Solvation dynamics of biomolecules: modeling and terahertz experiments*. HFSP journal, 2008. **2**(6): p. 314-323.
- [6] Heyden, M., et al., *Long-Range Influence of Carbohydrates on the Solvation Dynamics of Water* □ *Answers from Terahertz Absorption Measurements and Molecular Modeling Simulations*. Journal of the American Chemical Society, 2008. **130**(17): p. 5773-5779.
- [7] Tibai, Z., et al., *Relativistic electron acceleration by focused THz pulses*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2018. **51**(13): p. 134004.
- [8] Turnár, S., et al., *Design of a THz-driven compact relativistic electron source*. Applied Physics B, 2021. **127**(3): p. 1-7.

- [9] Fallahi, A., et al., *Short electron bunch generation using single-cycle ultrafast electron guns*. Physical Review Accelerators and Beams, 2016. **19**(8): p. 081302.
- [10] Nanni, E.A., et al., *Terahertz-driven linear electron acceleration*. Nature communications, 2015. **6**(1): p. 1-8.
- [11] Hebling, J. and J.A. Fülöp, *THz pulse technology brings new hope to cancer sufferers*, in *Science, Technology and Innovation Projects*. 2011.
- [12] Liu, H.-B., et al., *Terahertz spectroscopy and imaging for defense and security applications*. Proceedings of the IEEE, 2007. **95**(8): p. 1514-1527.
- [13] Federici, J.F., et al., *THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs*. Semiconductor Science and Technology, 2005. **20**(7): p. S266.
- [14] Hebling, J., et al., *Optical manipulation of relativistic electron beams using THz pulses*. arXiv preprint arXiv:1109.6852, 2011.
- [15] Salén, P., et al., *Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology*. Physics reports, 2019. **836**: p. 1-74.
- [16] Fülöp, J.A., S. Tzortzakis, and T. Kampfrath, *Laser-driven strong-field terahertz sources*. Advanced Optical Materials, 2020. **8**(3): p. 1900681.
- [17] Tóth, G., et al., *Performance comparison of lithium-niobate-based extremely high-field single-cycle terahertz sources*. Chinese Optics Letters, 2021. **19**(11): p. 111902.
- [18] Huang, W.R., et al., *Toward a terahertz-driven electron gun*. Scientific reports, 2015. **5**(1): p. 1-8.
- [19] Huang, W.R., et al., *Terahertz-driven, all-optical electron gun*. Optica, 2016. **3**(11): p. 1209-1212.
- [20] Gyula, P., *Extrém nagy hatásfokú félvezető anyagú terahertzes források*. 2018.
- [21] Fülöp, J.A., et al., *Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy*. Optics express, 2014. **22**(17): p. 20155-20163.
- [22] Zhang, B., et al., *1.4-mJ High Energy Terahertz Radiation from Lithium Niobates*. Laser & Photonics Reviews, 2021. **15**(3): p. 2000295.
- [23] Hirori, H., et al., *Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO<sub>3</sub>*. Applied Physics Letters, 2011. **98**(9): p. 091106.
- [24] Sajadi, M., M. Wolf, and T. Kampfrath, *Terahertz-field-induced optical birefringence in common window and substrate materials*. Optics express, 2015. **23**(22): p. 28985-28992.
- [25] Vicario, C., et al., *Generation of 0.9-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr: Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> laser*. Optics letters, 2014. **39**(23): p. 6632-6635.

- [26] Hauri, C.P., et al., *Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal*. Applied Physics Letters, 2011. **99**(16): p. 161116.
- [27] Hebling, J., et al., *Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation*. Optics Express, 2002. **10**(21): p. 1161-1166.
- [28] Hoffmann, M.C. and J.A. Fülöp, *Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2011. **44**(8): p. 083001.
- [29] Bor, Z. and B. Racz, *Group velocity dispersion in prisms and its application to pulse compression and travelling-wave excitation*. Optics communications, 1985. **54**(3): p. 165-170.
- [30] Hebling, J., et al., *Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities*. JOSA B, 2008. **25**(7): p. B6-B19.
- [31] Fülöp, J.A. and J. Hebling, *Applications of tilted-pulse-front excitation*. Recent Optical and Photonic Technologies, 2010: p. 207-230.
- [32] Fülöp, J.A., et al., *Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification*. Optics express, 2011. **19**(16): p. 15090-15097.
- [33] Ravi, K., et al., *Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts*. Optics express, 2014. **22**(17): p. 20239-20251.
- [34] Lombosi, C., et al., *Nonlinear distortion of intense THz beams*. New Journal of Physics, 2015. **17**(8): p. 083041.
- [35] Fülöp, J., et al., *Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification*. Optics letters, 2012. **37**(4): p. 557-559.
- [36] Pálfalvi, L., et al., *Hybrid tilted-pulse-front excitation scheme for efficient generation of high-energy terahertz pulses*. Optics express, 2016. **24**(8): p. 8156-8169.
- [37] Ofori-Okai, B.K., et al., *THz generation using a reflective stair-step echelon*. Optics express, 2016. **24**(5): p. 5057-5068.
- [38] Pálfalvi, L., et al., *Numerical investigation of a scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation*. Optics express, 2017. **25**(24): p. 29560-29573.
- [39] Tóth, G., et al., *Single-cycle scalable terahertz pulse source in reflection geometry*. Optics express, 2019. **27**(21): p. 30681-30691.
- [40] Huo, D., et al., *Diamond micro-milling of lithium niobate for sensing applications*. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2016. **26**(9): p. 095005.
- [41] Pálfalvi, L., et al., *Hybrid tilted-pulse-front excitation scheme for efficient generation of high-energy terahertz pulses*. 2016. 1-2.

- [42] Vicario, C., B. Monoszlai, and C.P. Hauri, *GV/m single-cycle terahertz fields from a laser-driven large-size partitioned organic crystal*. Physical review letters, 2014. **112**(21): p. 213901.
- [43] Shalaby, M. and C.P. Hauri, *Demonstration of a low-frequency three-dimensional terahertz bullet with extreme brightness*. Nature communications, 2015. **6**(1): p. 1-8.
- [44] Zhang, D., et al., *Segmented terahertz electron accelerator and manipulator (STEAM)*. Nature photonics, 2018. **12**(6): p. 336-342.
- [45] Curry, E., et al., *THz-driven zero-slippage IFEL scheme for phase space manipulation*. New Journal of Physics, 2016. **18**(11): p. 113045.
- [46] Apsimon, Ö., et al., *Six-dimensional phase space preservation in a terahertz-driven multistage dielectric-lined rectangular waveguide accelerator*. Physical Review Accelerators and Beams, 2021. **24**(12): p. 121303.
- [47] Tang, H., et al., *Stable and scalable multistage terahertz-driven particle accelerator*. Physical Review Letters, 2021. **127**(7): p. 074801.
- [48] Xu, H., et al., *Cascaded high-gradient terahertz-driven acceleration of relativistic electron beams*. Nature Photonics, 2021. **15**(6): p. 426-430.
- [49] Wong, L.J., et al., *Laser-induced linear-field particle acceleration in free space*. Scientific reports, 2017. **7**(1): p. 1-9.
- [50] Carbajo, S., et al., *Direct longitudinal laser acceleration of electrons in free space*. Physical Review Accelerators and Beams, 2016. **19**(2): p. 021303.
- [51] Tibai, Z., et al. *THz-pulse-driven particle accelerators*. in *4th EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology*. 2014.
- [52] Wei, Y., et al., *Investigations into dual-grating THz-driven accelerators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2018. **877**: p. 173-177.
- [53] Plettner, T., P. Lu, and R. Byer, *Proposed few-optical cycle laser-driven particle accelerator structure*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2006. **9**(11): p. 111301.
- [54] Kaertner, F.X., et al., *AXSIS: Exploring the frontiers in attosecond X-ray science, imaging and spectroscopy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2016. **829**: p. 24-29.
- [55] Vinatier, T., et al. *Beam dynamics in THz dielectric-loaded waveguides for the AXSIS project*. in *Journal of Physics: Conference series*. 2017. IOP Publishing.

- [56] Li, S. and R. Jones, *High-energy electron emission from metallic nano-tips driven by intense single-cycle terahertz pulses*. Nature communications, 2016. **7**(1): p. 1-7.
- [57] Wimmer, L., et al., *Terahertz control of nanotip photoemission*. Nature Physics, 2014. **10**(6): p. 432-436.
- [58] Fakhari, M., A. Fallahi, and F.X. Kärtner, *THz cavities and injectors for compact electron acceleration using laser-driven THz sources*. Physical Review Accelerators and Beams, 2017. **20**(4): p. 041302.
- [59] Hibberd, M.T., et al., *Acceleration of relativistic beams using laser-generated terahertz pulses*. Nature Photonics, 2020. **14**(12): p. 755-759.
- [60] Zhao, L., et al., *Femtosecond relativistic electron beam with reduced timing jitter from THz driven beam compression*. Physical review letters, 2020. **124**(5): p. 054802.
- [61] Othman, M.A., et al., *Parallel-plate waveguides for terahertz-driven MeV electron bunch compression*. Optics express, 2019. **27**(17): p. 23791-23800.
- [62] Fabiańska, J., G. Kassier, and T. Feurer, *Split ring resonator based THz-driven electron streak camera featuring femtosecond resolution*. Scientific reports, 2014. **4**(1): p. 1-6.
- [63] Kealhofer, C., et al., *All-optical control and metrology of electron pulses*. Science, 2016. **352**(6284): p. 429-433.
- [64] Georgiadis, V., et al., *Dispersion in dielectric-lined waveguides designed for terahertz-driven deflection of electron beams*. Applied Physics Letters, 2021. **118**(14): p. 144102.
- [65] Zhang, D., et al., *Cascaded multicycle terahertz-driven ultrafast electron acceleration and manipulation*. Physical Review X, 2020. **10**(1): p. 011067.
- [66] Zhang, D., et al., *Femtosecond phase control in high-field terahertz-driven ultrafast electron sources*. Optica, 2019. **6**(7): p. 872-877.
- [67] Zhang, P., et al., *Application of neutron imaging to investigate fundamental aspects of durability of cement-based materials: a review*. Cement and Concrete Research, 2018. **108**: p. 152-166.
- [68] Bonn-Brussels-Cambridge-CERN, U.C., et al., *Forward-backward multiplicity correlations in pp-collisions at  $s = 540$  GeV*. Physics Letters B, 1983. **123**(5): p. 361-366.
- [69] Spurgeon, S.R., et al., *Towards data-driven next-generation transmission electron microscopy*. Nature materials, 2021. **20**(3): p. 274-279.
- [70] Yan, X., et al., *Single-defect phonons imaged by electron microscopy*. Nature, 2021. **589**(7840): p. 65-69.

- [71] Li, S., et al., *Auger Electron Spectroscopy (AES) and X-ray Photoelectron Spectroscopy (XPS) Profiling of Self Assembled Monolayer (SAM) Patterns Based on Vapor Deposition Technique*. Applied Sciences, 2022. **12**(3): p. 1245.
- [72] Yu, L., et al., *(S) TEM-EELS as an advanced characterization technique for lithium-ion batteries*. Materials Chemistry Frontiers, 2021. **5**(14): p. 5186-5193.
- [73] Kuznetsov, Y.A. and M. Lapushkin, *Electron-Stimulated Desorption of Lithium Atoms from a Li/LixAuy Surface*. Technical Physics Letters, 2021: p. 1-4.
- [74] Gruene, T., et al., *Establishing electron diffraction in chemical crystallography*. Nature Reviews Chemistry, 2021. **5**(9): p. 660-668.
- [75] Van Oudheusden, T., et al., *Electron source concept for single-shot sub-100 fs electron diffraction in the 100 keV range*. Journal of Applied Physics, 2007. **102**(9): p. 093501.
- [76] Sciaini, G. and R.D. Miller, *Femtosecond electron diffraction: heralding the era of atomically resolved dynamics*. Reports on Progress in Physics, 2011. **74**(9): p. 096101.
- [77] Yusuf, M., et al., *3D Ultrastructural Imaging of Chromosomes Using Serial Block-Face Scanning Electron Microscopy (SBFSEM)*. DNA, 2022. **2**(1): p. 30-43.
- [78] Loehl, F., et al., *High current and high brightness electron sources*. Proc. IPAC'10, 2010: p. 45-49.
- [79] Radmilovi, M., 3. *THE BREAKDOWN MECHANISMS IN ELECTRICAL DISCHARGES: THE ROLE OF THE FIELD EMISSION EFFECT IN DIRECT CURRENT DISCHARGES IN MICROGAPS*. Acta Physica Slovaca, 2013. **63**(1).
- [80] Laurent, L., et al., *Experimental study of rf pulsed heating*. Physical review special topics-accelerators and beams, 2011. **14**(4): p. 041001.
- [81] Brussaard, G., et al., *Direct measurement of synchronization between femtosecond laser pulses and a 3 GHz radio frequency electric field inside a resonant cavity*. Applied Physics Letters, 2013. **103**(14): p. 141105.
- [82] Harmand, M., et al., *Achieving few-femtosecond time-sorting at hard X-ray free-electron lasers*. Nature Photonics, 2013. **7**(3): p. 215-218.
- [83] Spataro, B., et al., *Technological issues and high gradient test results on X-band molybdenum accelerating structures*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2011. **657**(1): p. 114-121.
- [84] Pritzkau, D.P. and R.H. Siemann, *Experimental study of rf pulsed heating on oxygen free electronic copper*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2002. **5**(11): p. 112002.



- [85] Braun, H.H., et al., *Frequency and temperature dependence of electrical breakdown at 21, 30, and 39 GHz*. Physical review letters, 2003. **90**(22): p. 224801.
- [86] Wang, J. and G. Loew, *Field emission and rf breakdown in high-gradient room temperature linac structures*. 1997, Stanford Univ., Stanford Linear Accelerator Center, CA (US).
- [87] Dolgashev, V., et al., *Geometric dependence of radio-frequency breakdown in normal conducting accelerating structures*. Applied Physics Letters, 2010. **97**(17): p. 171501.
- [88] Loew, G.A. and J. Wang, *RF breakdown studies in room temperature electron linac structures*. 1988, Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, CA (USA).
- [89] England, R.J., *Review of laser-driven photonic structure-based particle acceleration*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2015. **22**(2): p. 171-177.
- [90] Peralta, E., et al., *Demonstration of electron acceleration in a laser-driven dielectric microstructure*. Nature, 2013. **503**(7474): p. 91-94.
- [91] Breuer, J. and P. Hommelhoff, *Laser-based acceleration of nonrelativistic electrons at a dielectric structure*. Physical review letters, 2013. **111**(13): p. 134803.
- [92] Tajima, T. and J.M. Dawson, *Laser electron accelerator*. Physical Review Letters, 1979. **43**(4): p. 267.
- [93] Faure, J., et al., *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*. Nature, 2004. **431**(7008): p. 541-544.
- [94] Malka, V., et al., *Principles and applications of compact laser-plasma accelerators*. Nature physics, 2008. **4**(6): p. 447-453.
- [95] Guénot, D., et al., *Relativistic electron beams driven by kHz single-cycle light pulses*. Nature Photonics, 2017. **11**(5): p. 293-296.
- [96] Leemans, W. and E. Esarey, *Laser-driven plasma-wave electron accelerators*. Phys. Today, 2009. **62**(3): p. 44-49.
- [97] Salehi, F., et al., *MeV electron acceleration at 1 kHz with < 10 mJ laser pulses*. Optics letters, 2017. **42**(2): p. 215-218.
- [98] He, Z., et al., *High repetition-rate wakefield electron source generated by few-millijoule, 30 fs laser pulses on a density downramp*. New Journal of Physics, 2013. **15**(5): p. 053016.
- [99] Thompson, M., et al., *Breakdown limits on gigavolt-per-meter electron-beam-driven wakefields in dielectric structures*. Physical review letters, 2008. **100**(21): p. 214801.
- [100] Forbes, R.G. and J.H. Deane, *Reformulation of the standard theory of Fowler-Nordheim tunnelling and cold field electron emission*. Proceedings of the Royal

- Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2007. **463**(2087): p. 2907-2927.
- [101] Hartemann, F., et al., *Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus*. Physical Review E, 1995. **51**(5): p. 4833.
- [102] Iwaszczuk, K., et al., *Terahertz field enhancement to the MV/cm regime in a tapered parallel plate waveguide*. Optics express, 2012. **20**(8): p. 8344-8355.
- [103] Herink, G., L. Wimmer, and C. Ropers, *Field emission at terahertz frequencies: AC-tunneling and ultrafast carrier dynamics*. New Journal of Physics, 2014. **16**(12): p. 123005.
- [104] Mitrofanov, O., et al., *Reducing transmission losses in hollow THz waveguides*. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2011. **1**(1): p. 124-132.
- [105] Wong, L.J., A. Fallahi, and F.X. Kärtner, *Compact electron acceleration and bunch compression in THz waveguides*. Optics express, 2013. **21**(8): p. 9792-9806.
- [106] Grosjean, T., et al., *Linear to radial polarization conversion in the THz domain using a passive system*. Optics express, 2008. **16**(23): p. 18895-18909.
- [107] Volpe, G. and D. Petrov, *Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by Laguerre–Gaussian beams*. Optics communications, 2004. **237**(1-3): p. 89-95.
- [108] Zhao, L., et al., *Terahertz streaking of few-femtosecond relativistic electron beams*. Physical Review X, 2018. **8**(2): p. 021061.
- [109] Cesar, D., et al., *Demonstration of single-shot picosecond time-resolved MeV electron imaging using a compact permanent magnet quadrupole based lens*. Physical review letters, 2016. **117**(2): p. 024801.
- [110] Wootton, K., et al. *Dielectric laser acceleration and focusing using short-pulse lasers with an arbitrary laser phase distribution*. in *AIP Conference Proceedings*. 2017. AIP Publishing LLC.
- [111] Van Tilborg, J., et al., *Active plasma lensing for relativistic laser-plasma-accelerated electron beams*. Physical review letters, 2015. **115**(18): p. 184802.
- [112] Gliserin, A., et al., *Sub-phonon-period compression of electron pulses for atomic diffraction*. Nature communications, 2015. **6**(1): p. 1-8.
- [113] Fallahi, A. and F. Kärtner, *Design strategies for single-cycle ultrafast electron guns*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2018. **51**(14): p. 144001.
- [114] Amann, J., et al., *Demonstration of self-seeding in a hard-X-ray free-electron laser*. Nature Photonics, 2012. **6**(10): p. 693-698.

- [115] Geloni, G., et al., *Coherence properties of the European XFEL*. New Journal of Physics, 2010. **12**(3): p. 035021.
- [116] Patterson, B.D., et al., *Coherent science at the SwissFEL x-ray laser*. New Journal of Physics, 2010. **12**: p. 16.
- [117] Palmer, R.B., *Interaction of relativistic particles and free electromagnetic waves in the presence of a static helical magnet*. Journal of Applied Physics, 1972. **43**(7): p. 3014-3023.
- [118] Moody, J., et al. *COMPRESSION AND SYNCHRONIZATION OF AN ULTRA-SHORT ELECTRON BEAM USING A THZ UNDULATOR INTERACTION*. in *Proceedings of 2011 PAC Conference, NY, NY*. 2011.
- [119] Jamison, S., et al. *Phase space manipulation with laser-generated terahertz pulses*. in *34th International Free Electron Laser Conference*. 2012.
- [120] Walsh, D., et al., *Demonstration of sub-luminal propagation of single-cycle terahertz pulses for particle acceleration*. Nature communications, 2017. **8**(1): p. 1-9.
- [121] Curry, E., et al., *Meter-scale terahertz-driven acceleration of a relativistic beam*. Physical review letters, 2018. **120**(9): p. 094801.
- [122] Doria, A., G. Gallerano, and A. Renieri, *Kinematic and dynamic properties of a waveguide FEL*. 1990.
- [123] Gover, A., et al., *Time and frequency domain analysis of superradiant coherent synchrotron radiation in a waveguide free-electron laser*. Physical review letters, 1994. **72**(8): p. 1192.
- [124] Esarey, E., P. Sprangle, and J. Krall, *Laser acceleration of electrons in vacuum*. Physical Review E, 1995. **52**(5): p. 5443.
- [125] Plettner, T., et al. *Structure Loaded Vacuum Laser-Driven Particle Acceleration Experiments at SLAC*. in *AIP Conference Proceedings*. 2006. American Institute of Physics.
- [126] Physics, P., *GPT User Manual*. 1988, Flamingostraat 24, 3582 SX Utrecht, The Netherlands.
- [127] Pocsai, M.A., S. Varró, and I. Barna, *Electron acceleration in underdense plasmas described with a classical effective theory*. Laser and Particle Beams, 2015. **33**(2): p. 307-313.
- [128] Pocsai, M.A., S. Varró, and I. Barna, *Electron acceleration by a bichromatic chirped laser pulse in underdense plasmas*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2016. **369**: p. 50-54.

- [129] Novotny, L. and B. Hecht, *Principles of nano-optics*. 2012: Cambridge university press.
- [130] Carter, W.H., *Longitudinal electric field in a gaussian beam near focus*. Applied optics, 1973. **12**(8): p. 1732-1732.
- [131] Kirchner, F.O., et al., *Laser streaking of free electrons at 25 keV*. Nature Photonics, 2014. **8**(1): p. 52-57.
- [132] Basharat, M., et al. *Design and Analysis of Multilayer Solenoid Coil for Faraday Modulator*. in *MATEC Web of Conferences*. 2017. EDP Sciences.
- [133] Trager, C., *The study of novel electrostatic electron lenses*. 1987: University of London, Royal Holloway and Bedford New College (United Kingdom).
- [134] Ximen, J., *Aberration theory in electron and ion optics*. Advances in Electronics and Electron Physics Supplement, 1986.
- [135] Pasmans, P., et al., *Extreme regimes of femtosecond photoemission from a copper cathode in a dc electron gun*. Physical Review Accelerators and Beams, 2016. **19**(10): p. 103403.
- [136] Loos, D.S.B.v.d.G.a.D.M.J.d. *General Particle Tracer*. 1996 Jan 1,1996]; Available from: <http://www.pulsar.nl/index.htm>.
- [137] Bennett, K. *EPOCH*. 2021; Available from: <https://github.com/Warwick-Plasma/epoch>.
- [138] Geer, S.B.V.d. and M.J.D. Loos, *General Particle Tracer: A 3D Code for Accelerator and Beam Line Design*, in *6th European Particle Accelerator Conference*. 1998, Accelerators and Storage Rings: Stockholm, Sweden.
- [139] Polónyi, G., et al., *High-energy terahertz pulses from semiconductors pumped beyond the three-photon absorption edge*. Optics express, 2016. **24**(21): p. 23872-23882.
- [140] Yu, L.-L., et al., *Two-color laser-ionization injection*. Physical review letters, 2014. **112**(12): p. 125001.
- [141] Hu, T., et al., *Study of beam transverse properties of a thermionic electron gun for application to a compact THz free electron laser*. Review of Scientific Instruments, 2014. **85**(10): p. 103302.
- [142] Zewail, A.H., *Four-dimensional electron microscopy*. science, 2010. **328**(5975): p. 187-193.
- [143] Van Der Veen, R.M., et al., *Single-nanoparticle phase transitions visualized by four-dimensional electron microscopy*. Nature chemistry, 2013. **5**(5): p. 395-402.
- [144] Gao, M., et al., *Mapping molecular motions leading to charge delocalization with ultrabright electrons*. Nature, 2013. **496**(7445): p. 343-346.

- [145] Erasmus, N., et al., *Ultrafast Dynamics of Charge Density Waves in 4Hb-TaSe 2 Probed by Femtosecond Electron Diffraction*. Physical review letters, 2012. **109**(16): p. 167402.
- [146] Weathersby, S., et al., *Mega-electron-volt ultrafast electron diffraction at SLAC National Accelerator Laboratory*. Review of Scientific Instruments, 2015. **86**(7): p. 073702.

## Függelék

### F.1. Szimulációs paraméterek I.

Központi frekvencia	0,3 THz
Hullámhossz ( $\lambda_{THz}$ )	1,0 mm
Nyalábnyak ( $w_0$ )	2,0 mm
Impulzushossz ( $\tau$ )	1,60 ps

F.2. táblázat Szimulációs paraméterek

### F.2. Szimulációs paraméterek II.

Központi frekvencia	0,3 THz
Hullámhossz ( $\lambda_{THz}$ )	1000 $\mu\text{m}$
Elektromos térerősség ( $E_0$ )	1,28 MV/cm
Nyalábnyak ( $w_0$ )	1000 $\mu\text{m}$ , 2000 $\mu\text{m}$ , 4000 $\mu\text{m}$
Impulzushossz ( $\tau$ )	2,025 ps
Fázis ( $\varphi$ )	-36°
Energia	74 $\mu\text{J}$ , 294 $\mu\text{J}$ , 1178 $\mu\text{J}$
x irányú rácsméret	10 $\mu\text{m}$
y irányú rácsméret	10 $\mu\text{m}$
z irányú rácsméret	10 $\mu\text{m}$

F.3. táblázat Szimulációs paraméterek

### F.3. Mágnesstekercs mágneses terének meghatározása

A tengely körül szimmetrikus  $\mathbf{B}$  mágneses indukcióvektort kifejezzük a mágneses vektorpotenciál ( $\mathbf{A}$ ) segítségével annak érdekében, hogy összefüggést találjunk az axiális ( $B_z$ ) és radiális ( $B_r$ ) komponens között a tengely közelében. Mivel a mágneses vektorpotenciál nem különösebben hasznos a mágneses lencse elméletében, az összes következő kifejezés csak a mágneses indukcióvektorral lesz kifejezve.

Továbbiakban felhasználjuk Gauss mágneses törvényét, miszerint a mágneses tér forrásmentes, azaz a mágneses tér erővonalai önmagukba záródnak ( $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ). Ez lehetővé teszi a mágneses potenciál bevezetését, amely a  $\mathbf{B}$  mágneses indukcióhoz kapcsolódik:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{F.1})$$

Hengerkoordinátákkal ( $z, r, \theta$ ) kifejezve a függőleges egyenlet az alábbiak szerint írható:

$$B_z = \frac{1}{r} \cdot \left( \frac{\partial(r \cdot A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right),$$

$$B_r = \frac{1}{r} \cdot \left( \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial(r \cdot A_\theta)}{\partial z} \right), \quad (\text{F.2})$$

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}$$

A forgásszimmetrikus mágneses vektorpotenciál csak  $z$ -től és  $r$ -től függ, az azimuttól ( $\theta$ ) független. Ez alapján a következő összefüggés írható:

$$\frac{\partial A_r}{\partial \theta} = \frac{\partial A_z}{\partial \theta} = \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{F.3})$$

Az (F.3) összefüggés alapján a háromdimenziós vektormező rotációja (F.2) az alábbiak alapján írható:

$$B_z = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot A_\theta)}{\partial r},$$

$$B_r = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot A_\theta)}{\partial z}, \quad (\text{F.4})$$

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}$$

Mivel a forgásszimmetrikus mágneses teret a szimmetriatengely körüli körvezetékekben áramló áramok generálják, a vektorpotenciálnak csak azimutális komponensének ( $A_\theta$ ) értéke tér el nullától:

$$A_\theta = A(z, r) \equiv A, \text{ és } A_r = A_z = 0 \quad (\text{F.5})$$

Így (F.4) tovább egyszerűsödik:

$$\begin{aligned} B_z &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot A)}{\partial r}, \\ B_r &= -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot A)}{\partial z}, \end{aligned} \quad (\text{F.6})$$

$$B_\theta = 0$$

Az Ampere-törvény alapján árammentes közegben a mágneses indukcióvektor örvénymentes:

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{F.7})$$

A háromdimenziós vektormezőt az (F.6) -ban szemléltetett alakjában az (F.7) egyenletbe behelyettesítve a következő parciális differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{A}{r^2} = 0 \quad (\text{F.8})$$

A mágneses vektorpotenciál a  $z$  tengely körül hatványsorba fejthető. Az (F.8) egyenlet felhasználásával, valamint a [133] 31-34. oldalán levezetett eljárásokat követve, a térbeli mágneses vektorpotenciál a következő alakban írható:

$$A(z, r) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \frac{1}{(k!) \cdot (k+1)!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2 \cdot k+1} \cdot B^{(2 \cdot k)}(z), \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{F.9})$$

Ezután a mágneses tér egyszerűsített alakját (F.6) felhasználva a mágneses indukcióvektor komponensei az alábbiak alapján írhatóak:

$$\begin{aligned} B_z(z, r) &= \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \frac{1}{(k!)^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2 \cdot k} \cdot B^{(2 \cdot k)}(z), \\ B_r(z, r) &= \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \frac{1}{(k!) \cdot (k+1)!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2 \cdot k+1} \cdot B^{(2 \cdot k)}(z) \end{aligned} \quad (\text{F.10})$$

$$B_\theta = 0,$$

ahol  $B(z) = B_z(z, 0)$  a mágneses tér optikai tengelyen értelmezett eloszlása.

Az eddigieket összefoglalva, az optikai tengely mentén értelmezett mágneses indukciós eloszlás felhasználásával a mágneses vektorpotenciál térbeli eloszlása, valamint a forgásszimmetrikus mező mágneses indukcióvektora hatványsorba fejthető. Így tehát az (F.9) és az (F.10) egyenletek a forgásszimmetrikus mágneses mező alapképletei.



A Gauss-féle dioptria és aberráció tanulmányozásához csak az előzőekben említett két egyenlet első két tagjára van szükség:

$$\begin{aligned}A_z(z, r) &= \frac{1}{2} \cdot B(z) \cdot r - \frac{1}{16} B''(z) \cdot r^3 + \dots, \\B_z(z, r) &= B(z) - \frac{1}{4} B''(z) \cdot r^2 + \dots, \\B_r(z, r) &= -\frac{1}{2} \cdot B'(z) \cdot r + \frac{1}{16} B^{(3)}(z) \cdot r^3 - \dots\end{aligned}\tag{F.11}$$