

Az FCC-hh gyorsító nyalábkicsatolási mintájának optimalizálása

Lebegő frekvenciák használatával

Facskó Benedek, 2. évfolyam

TDK dolgozat

Témavezető: Barna Dániel



Wigner Fizikai Kutatóközpont
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Budapest, November 2019

Kivonat

A kísérleti részecskefizika rendelkezésére álló eddigi legnagyobb energiás részecskegyorsító a Nagy Hadronütköztető. Ennek a működését 2035-ig tervezik, a hosszabban már nem kifizetődő tovább üzemben tartani. Ezért 2014-ben elkezdődött egy a Nagy Hadronütköztetőnél közel négyszer nagyobb területű, és nyolcszor akkora ütközési energiákat elérő, úgynevezett FCC (Future Circular Collider, magyarul a jövő körkörös gyorsítója) nevű szinkrotron tervezése.

A nagy méret és energia viszont számos nehézséget is felvet, mivel egyszerűen csak felkálázni az eddigi megoldásokat gyakran túl drága, bizonytalan, vagy megvalósíthatatlan lenne. Az egyik ilyen kérdés, hogy mi történjen az esetben, amikor a nagyenergiás nyalábot a gyűrűből - az ütközési ciklus végén, vagy bármilyen hibajel esetén - ki kell vezetni. A tervezett megoldás alapján, a Nagy Hadronütköztetőben használt módhoz hasonlóan, a ki-vezetett nyalábot egy erre a célra kialakított céltárgy, a nyalábtemető fogja elnyelni. Ahhoz, hogy ennek a sérülését elkerüljük, a nyaláb által leadott energiasűrűségnek mindenhol egy kritikus érték alatt kell maradnia. Ezt úgy tudjuk elérni, hogy a nyalábot egy vízszintes és függőleges irányban eltérítő mágnesrendszerrel végigsöpörjük a nyalábtemető felületén.

A legegyszerűbb megoldás mindkét irányban azonos frekvenciával rezgő, csillapított RLC körök használata lenne, a két sík között 90 fokos fáziskülönbséggel. Az így előállított, befelé futó spirális minta energiasűrűsége azonban nem egyenletes, így az optimálisnál erősebb mágnesekre és nagyobb nyalábtemetőre lenne szükségünk, hogy a maximális energiasűrűség is a kritikus érték alatt maradjon.

Munkám során egy másik megoldási javaslatot dolgoztam ki. Az ötlet az volt, hogy használjunk mindkét irányban két eltérő frekvenciát, és az így létrejött lebegés segítségével hozzuk létre az ideális mintát. A módszer előnye, hogy ugyanazokkal az eszközökkel költséghatékonyabban megoldhatjuk a problémát.

Dolgozatomban a feladatok és a koncepció részletesebb ismertetése mellett be fogom mutatni a javasolt megoldást, ennek a megoldásnak a különféle paraméterek bizonytalanságaira vonatkozó toleranciáját és a megvalósítás módját is.

Tartalomjegyzék

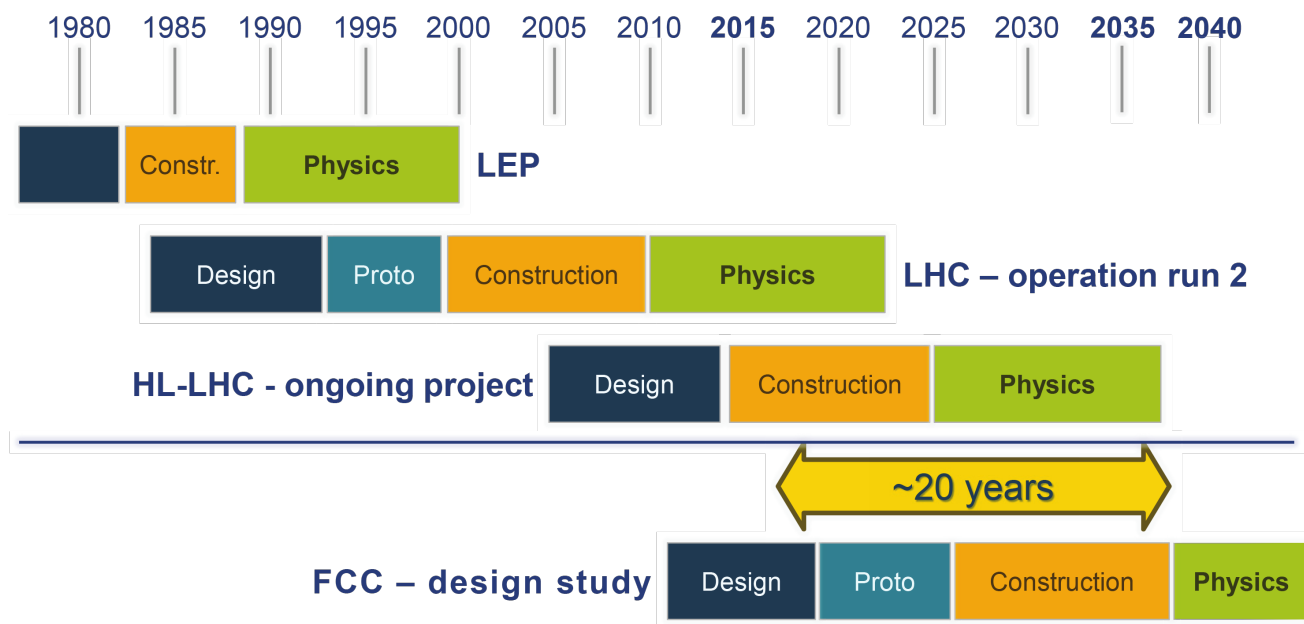
1. Bevezetés	4
2. A Future Circular Collider	6
2.1. Az FCC bemutatása	6
2.2. Nyalábkicsatolás	6
3. A nyalábeloszlás optimalizálása	11
3.1. Eredeti megoldási javaslat	11
3.2. Optimális minta lebegéssel	12
3.3. Optimalizálási algoritmus	15
3.4. Eredmények	17
3.5. Érzékenységvizsgálat	23
3.6. Megvalósítás	29
4. Összefoglaló	33
5. Köszönetnyilvánítás	34

1. Bevezetés

Részecskegyorsítónak hívunk minden olyan berendezést, ami külső elektromágneses tér segítségével manipulál, irányít, vagy gyorsít töltött részecskenyalábokat. Ilyen eszközök nem csak a kísérleti részecskefizikában, hanem a mindennapi életben is megtalálhatóak már évtizedek óta. A leghétköznapiabb példa az egy időben az emberek mindennapjainak részét képező katódsugárcső, amellyel a tévék működtek sokáig. Ezekben egy néhány tíz kiloelektronvoltageos elektrongyorsító által felgyorsított elektronnyaláb pásztázza végig a képernyőt, és ez rajzolja ki a kívánt képet másodpercenként többször. Használják a részecskegyorsítók egy részét a gyógyászatban is. Például a röntgenfelvételek készítésekor a szükséges röntgensugarakat úgy állítják elő, hogy egy elektrongyorsító nyalábját egy céltárgyra irányítják. Hasonló elven működik még a sugárterápia is, csak a nyaláb energiája itt erősebb, pár tíz megaelektronvoltageos, és nem röntgensugárzást, hanem gammasugárzást vált ki a céltárgyból. De ugyanerre a célra használnak már direkt módon a gyorsítóból kivezetett protonnyalábokat és szénionnyalábokat is, ezt nevezik hadronterápiának. Ennek a módszernek nagy előnye az előzővel szemben a sokkal lokalizáltabb, kontrollálható energialeadás az emberi testen belül, ezáltal a tumor körüli érzékeny szövetek kisebb sugárterhelése. Ezen gyorsítók méretben és energiában jóval nagyobbak már az eddig megemlítettéknél. A gyógyászaton kívül használnak gyorsítókat anyagvizsgálathoz is, például festmények vizsgálatában a festék összetétele is megállapítható és egy esetleges másik réteg is fellelhető egy protonnyaláb által kiváltott karakterisztikus röntgen sugárzás vizsgálatával. Az iparban is alkalmaznak gyorsítókat, általában a szilícium félvezetők előállítására. További példaként még az élelmiszerek csírátlanítását, vagy fertőző szennyvizek, üledékek sterilizálását és említhetjük.

A világon jelenleg alkalmazott pár tízezer részecskegyorsító nagyrésze a felsorolt alkalmazások valamelyikében működik (88 % a gyógyászatban vagy az iparban [1]) és körülbelül egy százalékuk áll a nagyenergiás kísérleti részecskefizika szolgálatában. Ezek közül jelenleg a legnagyobb gyorsító a Nagy Hadronütköztető a maga 27 km-es kerületével, és 13 TeV-os ütközési energiájával. Ennek a gyorsítónak köszönhető többek között 2012-ben a Higgs-részecske felfedezése is. A működését még 2035-ig tervezik, és azután az üzemben tartása már nem kifizetődő.

A részecskefizika igényeinek a további kielégítésének érdekében tehát új kísérleti eszközre lesz szükség. Erre a célra több terv is született. Felmerült többek között nagyméretű lineáris gyorsítók építése is. A lineáris gyorsítók előnye az, hogy ezeknek alkalmazásával elkerülhetjük a szinkrotronsugárzás által okozott energiavesztést, ami az energia növelésével egyre jelentősebb a körkörös gyorsítók esetében. A sugárzás a töltéssel rendelkező részecske gyorsulásakor keletkezik, a mértéke relativisztikus sebességeknél a relativisztikus együtthatónak a negyedik hatványával arányos. Ez nehezebb részecskék esetén jelentősen kisebb, ezért a nagyenergiás körkörös gyorsítóknál nagyobb tömegű részecskéket, azaz hadronokat használnak. Ennek a hátránya viszont az, hogy ezek a részecskék összetettebbek, valamint az ütközés nem részecske és antirészecske között történik, és az ütközésükkor a nagyobb kombinatorikus háttér miatt a kapott adatok kielemezése sokkal nehezebb. Ezen a problémán segíthetne egy lineáris gyorsító, amelyben elektron-pozitron ütközést lehetne gazdaságosabban létrehozni. Ilyen tervek az ILC (International Linear Collider, magyarul nemzetközi egyenes ütköztető) és a CLIC (Compact Linear Collider, magyarul kom-



1. ábra. A CERN körkörös gyorsítóinak idővonalja [2]

pakt egyenes ütköztető). Az utóbbi egy 50 km-es lineáris gyorsító lenne, ami a jelenlegi Nagy Hadronütköztető gyűrűje alatt futna, és 3 TeV ütközési energiára lenne képes [3].

Ezeknél jóval nagyobb energiás ütközéseket előállító szinkrotronok is vannak tervben. Az egyik terv egy Kínában megépülő 75 TeV-os gyorsító, az SppC (Super Proton Proton Collider, magyarul szuper proton-proton ütköztető) [4][5], a másik pedig a dolgozatom témáját is adó 100 TeV-os ütközési energiára tervezett FCC (Future Circular Collider, magyarul a jövő körkörös gyorsítója) [6][7][8][9]. Hogy a felsorolt tervek közül melyik valósul majd meg, azt 2020-ban az európai részecskefizika jövőjének utat mutató "European Strategy for particle physics" dokumentum [10] határozza majd meg.

2. A Future Circular Collider

2.1. Az FCC bemutatása

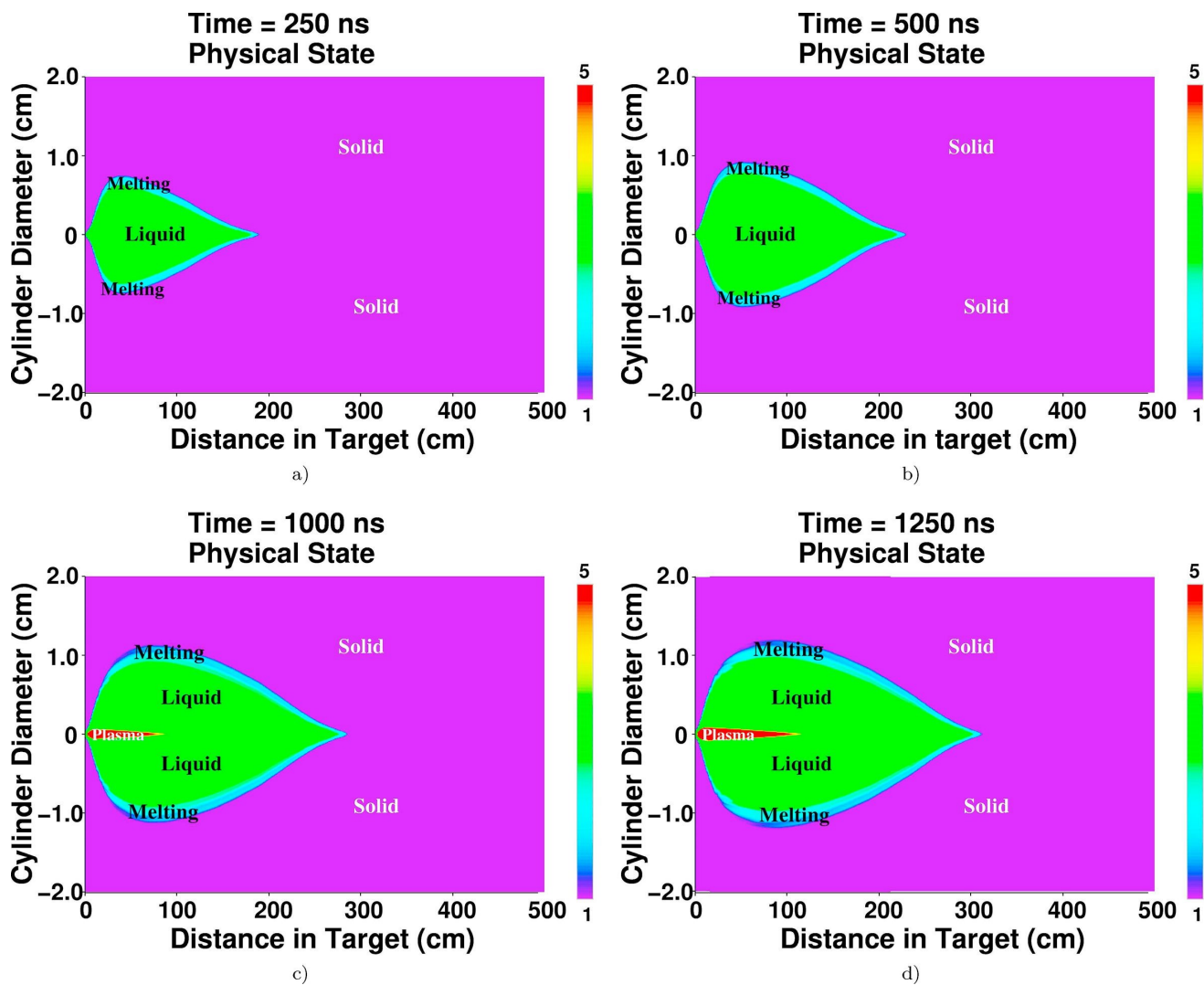
Az FCC nevű projekt 2014-ben indult. Célja a Nagy Hadronütköztető utáni következő generációs gyorsító általános koncepciótervének elkészítése, a kulcsfontosságú problémák felderítése, ezekre megoldások és prototípusok kidolgozása, és egy megvalósíthatósági tanulmány elkészítése. A koncepciótervek 2019-re elkészültek [6][7][8][9], és az eddigiek alapján - bár sok technikai feladatot kell még megoldani - de a cél megvalósíthatónak tűnik. A tervezés, és prototípusok építése jelenleg is folyik.

Amennyiben 2020-ban a gyorsító megépítése mellett döntenek, akkor 2025 után indul majd el az építkezés. A kifűrt alagút hossza 80-100 km hosszú lesz, ebben üzemel majd be először egy elektron-pozitron ütköztető FCC-ee néven, amely képes lesz 90 GeV és 350 GeV közötti ütközési energiák elérésére. Hasonló módon történt annak idején az Nagy Hadronütköztető építése is, amit a 2000-ben leállított LEP (Large Electron Positron, magyarul nagy elektron pozitron ütköztető) alagútját használja fel. Ezalatt a Nagy Hadronütköztető mérési eredményeit fogja alaposabban vizsgálni hasznosítva az elektron-pozitron ütközésnek a bevezetőben említett előnyeit. A működési ciklus végén ennek a helyén épül majd fel a proton-proton és ion-ion ütköztetésre alkalmas FCC-hh gyorsító, ami már 16 TeV-os erősségű CCT (canted-cosine-theta magnet [8] 3.2 fejezet, egymással szemben lévő döntött szolenoidokkal homogén mágneses teret létrehozó eszköz) dipolmágneseket, és számos további fejlesztést felhasználva 50 TeV-os nyalábenergiával fog működni, tehát az ütközési energia 100 TeV-os lesz [8].

2.2. Nyalábkicsatolás

Az FCC tervezésekor felmerülő technikai problémák egy jelentős részét a gyorsító hatalmas energiája okozza. Hogyha egy anyagban az 50 TeV-os energia a részecskéknek rendezetlen hőmozgásaként lenne jelen, nem pedig irányított módon, mint a nyalábban, az hozzávetőlegesen 4,3 milliárd Kelvin fokos hőmérsékletet jelentene. A 8,3 GJ pedig, ami a teljes nyaláb energiája megfelel egy utazósebességgel (800 km/h) haladó Boeing 747-es (330 t) kinetikus energiájának.

A hadronnyaláb a gyorsítóban diszkrét részecskecsomagokból, úgynevezett bunch-okból áll, melyek az FCC-ben 10^{11} db protont tartalmaznak. Egy ilyen 50 TeV-os energiájú protonokból álló részecskecsomag energiasűrűsége elég nagy ahhoz, hogy egy réztömbbe csapódva a becsapódás helyén a réz elpárologjon. Ráadásul fellép az úgynevezett hidrodinamikus alagúteffektus is, ami azt a jelenséget takarja, hogy a már elnyelt részecskecsomag leadott energiája miatt az anyag egy része már másik fázisállapotba kerül, ezt a jelenséget láthatjuk a 2. ábrán. Így az ugyanoda becsapódó következő részecskecsomag már mélyebbre fog a ritkább sűrűségű anyagba hatolni. Ezzel számolva az FCC-hh teljes nyalábja egy pontba csapódva hozzávetőlegesen 350 m mélyre



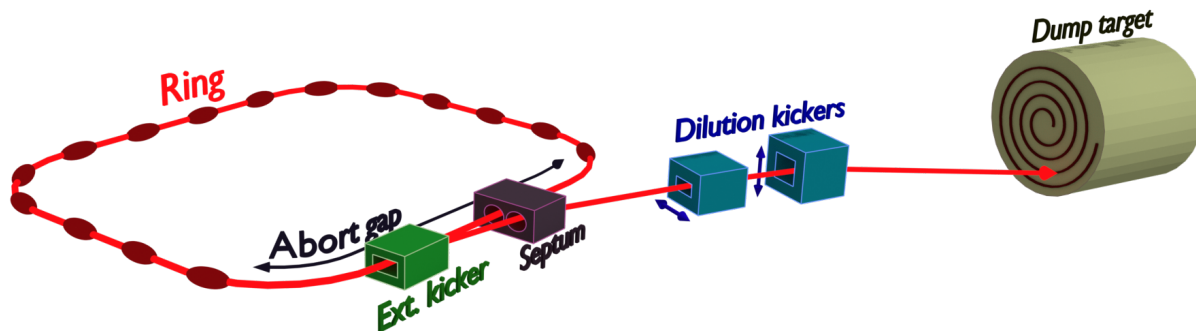
2. ábra. Az réz fázisátalakulása egy 440 GeV energiájú bunch becsapódásakor [11]

hatolna bele egy tömör réztömbbe [11].

A gyorsító gyűrűjében tárolt nyalábot minden ütközési ciklus végén ki kell vezetni, hogy a gyűrű újra feltölthető legyen. Ezt nevezzük tervezett nyalábkivezetésnek. A fentiek fényében megérthető, hogy a nyaláb azonnali eltávolítása („safety beam abort”) szükséges akkor is, ha a gyorsítóból bárholnan bármilyen hibajel érkezik, hiszen a nyaláb túlzott eltérése a névleges pályától a gyorsító komponenseinek végzetes sérüléséhez vezetne. A kivezetés, ha megkezdődött, akkor egy teljes körnek megfelelő idő alatt lezajlik, ez körülbelül $330 \mu\text{s}$. Az alapján, hogy ennek a megkezdésére mennyi időnk van, megkülönböztethetjük a lassú hibát, a gyors hibát, és az ultragyors hibát. Lassú hiba lehet például egy energiaellátásban létrejövő probléma, vagy a gyorsító egy mágnesének quench-e. Ilyen esetben van körülbelül egy másodpercnyi idő a nyaláb eltávolítására, ennek a detektálása és a kivezetés elindítása ilyenkor nem okoz lényeges problémát. Gyors hibát okozhat egy UFO (Unidentified Flying Object, azonosítatlan repülő tárgy), azaz valami nem kívánt anyag a nyaláb terében, vagy egy gyorsabb hiba kritikus helyen lévő mágnes esetében. Ez esetben pár ms idő van a kicsatolásra, ez annyi idő, amíg párszor tíz kört tesz meg a nyaláb. Ilyen esetben nagyon gyors detektálásra van már szükség. Ultragyors hibák esetén, amit okozhat egy nagyfrekvenciás eszköz hibás működése, maximum pár környi idő áll rendelkezésre. Ilyen esetben szükségessé válhat az eszközök védelmében feláldozható energiaelnyelő anyagok használata is.

A kicsatolás rendszere látható sematikus módon az 3. ábrán, és részletesebben a 5. ábrán. Az utóbbi ábrán láthatjuk balról jobbra haladva a kicsatolt nyaláb útját. Ha a rendszer megkapta az utasítást az eltávolításról, akkor először az MKD1 (kicsatoló kickermágnes) elnevezésű 120 méter hosszú dipólmágnes kapcsol be, ami képes 7.5 Tm integrált mágneses mező felépítésére $1 \mu\text{s}$ idő alatt. Ezután $284,15$ méter drift után következik egy MQE (mágneses kvadrupól), ami vízszintes irányban defókuszálja a nyalábot, ezzel rásegítve még jobban az eltérítésre. Majd ezt követi $583,85$ méter drift, aminek során már kellő mértékben eltávolodott a nyaláb a rendes pályájától, hogy megérkezhesen az MBSD elnevezésű szeptum mágnesbe. Ez a mágnes egy szupravezető segítségével egymástól 25 mm távolságban tartalmaz két üreget, melyeken a nyaláb át tud haladni. Az egyikben a mágneses térerősség nulla, ezen az úton megy át a keringő nyaláb. A másikban viszont 190 Tm nagyságú integrált mágneses tér található [12], a már valamelyest eltérített nyaláb ide érkezik, és ebben a mezőben halad 120 métert, ezáltal méginkább eltérül, egészen $1,14$ milliradián szögben. Ezzel a kivezetésnek ezen része befejeződött. A pirossal jelzett elemek, azaz a TCDS (kicsatoló szeptum védelem), és a TCDQ (magyarul kvadrupól védelem) az eszközök védelmére elhelyezett abszorbereket jelentik.

A nyaláb felépítése is igazodik a kivezetéshez. Négy darab egyenletesen elhelyezkedő úgynevezett abort gapet tartalmaz, amik egyenként egy $1,755 \mu\text{s}$ -os kihagyást jelentenek. A nyaláb további része is strukturált az injekció miatt, ennek a részleteire később térek ki. Ideális esetben (szinkronos kivezetés) az MKD1 kicker mágnes bekapcsolása szinkronizálva van az abort gap áthaladásával, így az abort gap utáni első áthaladó részecskecsomag már a mágnes teljes névleges mágneses terét érzékeli, és a szeptum mágnes kicsatoló csatornáján fog áthaladni. Aszinkronos kivezetés esetén az MKD1 kicker mágnesrendszer bekapcsolása alatt is haladnak át részecskecsomagok a mágnesen, így ezek végigsöprik a szeptum mágnes két tartománya közötti szakaszt. Ez a szeptum mágnesben végzetes sérüléseket okozna, ezek kivédésére szolgál a TCDS abszorber



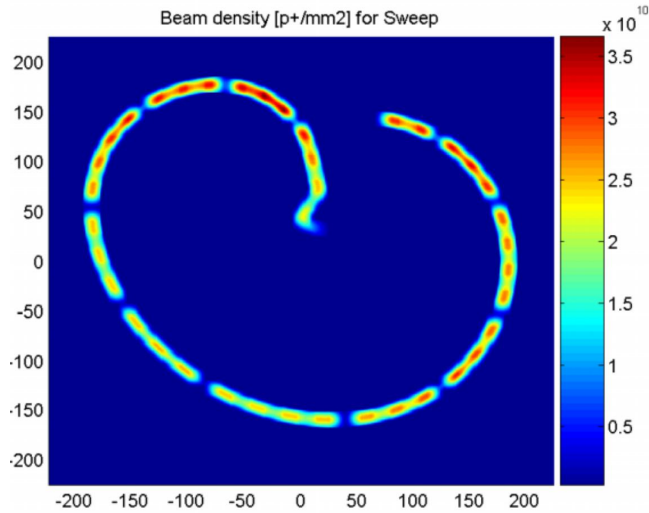
3. ábra. A nyalábkivezetés vázlatosan

(5.-ös ábra). Aszinkronos kivezetés az MKD kicker mágnesek hibás triggerelésekor következhet be, illetve olyan hiba esetén, amikor nincs idő megvárni a következő abort gap-et.

Az Nagy Hadronütköztető rendszerét másolva kb $700 \mu\text{s}$ szükséges a hiba megtörténe után a kivezetés megkezdéséhez. Ez több mint kettő teljes körnek az ideje. Tervezett kivezetés esetén a rendszernek van ideje erre felkészülni, safety beam abort esetében viszont ez nem mindig elég. Ez az idő több módon is csökkenthető. Időt nyerhetünk például a hiba kommunikálásában olyan módon, hogy nem a nyaláb alagútját lekövetve küldjük az információt, hanem sugárirányban, ezzel akár $100 \mu\text{s}$ -al is gyorsulhat a művelet. Több ilyen jellegű fejlesztést is kihasználva a rendszer reakcióideje lecsökkenthető $300 \mu\text{s}$ -ra. Ennél tovább csak több kivezeti pont beépítésével lehetne a szükséges időt csökkenteni, ez viszont nem tűnik már szükségesnek, és nem is érné meg [13].

Fontos még megemlíteni azt is, hogy a szeptum a gyorsító működése közben folyamatosan fenn kell, hogy tartsa a kivezetés útjában lévő mágneses mezőt, mert ezt nem lehetne egy hiba során elég gyorsan felépíteni.

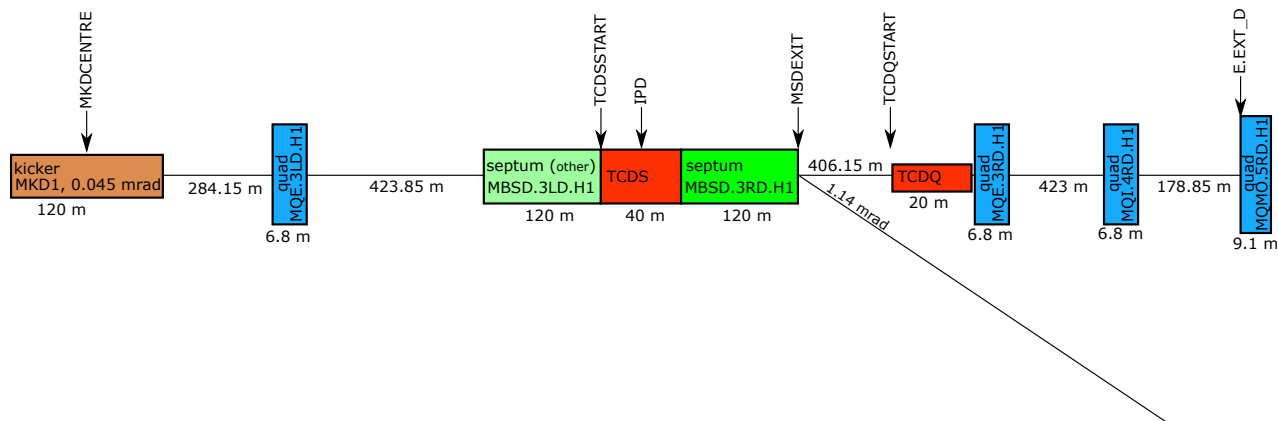
Annak érdekében, hogy a kivezetett nyaláb a nyalábtemetőbe ne egy pontban csapódjon be, a nyalábot a szeptum után egy vízszintesen és függőlegesen eltérítő mágnesrendszer („dilution kickers”) manipulálja. Ez a nyalábtemető egy több mint 10 méter hosszú túlnyomásos nitrogén-környezetben található széntömb, ami lokálisan akár $5 \text{ kJ}/\text{cm}^3$ leadott energiasűrűséget is el tud viselni. Ennek a felületén kell egy egyenletes energiaeloszlást eredményező mintát kell létrehoz-



4. ábra. A nyaláb mintája a Nagy Hadronütköztető nyalábtemetőjén [14]

niuk a dilution kicker mágneseknek. A Nagy Hadronütköztető-ban is ez történik az 4. képen látható módon. Az FCC esetében ennél lényegesen hosszabb mintára van szükség a nagyobb energia és a hosszabb nyaláb miatt.

Az aszinkronos dump esete a korábban túl egy másik problémát is felvet. A nyalábtemető-be becsapódó kidolgozott mintát létrehozó mágneseknek sincs idejük a kezdetekkor szükséges térerősség felépítéséhez, és mind a horizontális mind a vertikális kickerek nulla mágnesen térerősségről indulnak miközben az első bunchok már ki lettek a gyorsítóból vezetve. Emiatt egy olyan minta kialakítása válik szükségessé, amely az alapbeállításokban történő bármilyen beavatkozás nélkül optimalizált mind az aszinkronos és mind a szinkronos kivezetés esetére.



5. ábra. Eszközök és helyzetük a kicsatolásnál. Az MBSD.3LD.H1 eszköz a szembefutó nyaláb kicsatoló szeptum mágnesé, az ábrán balról jobbra haladó nyaláb itt szabadon sodródik.

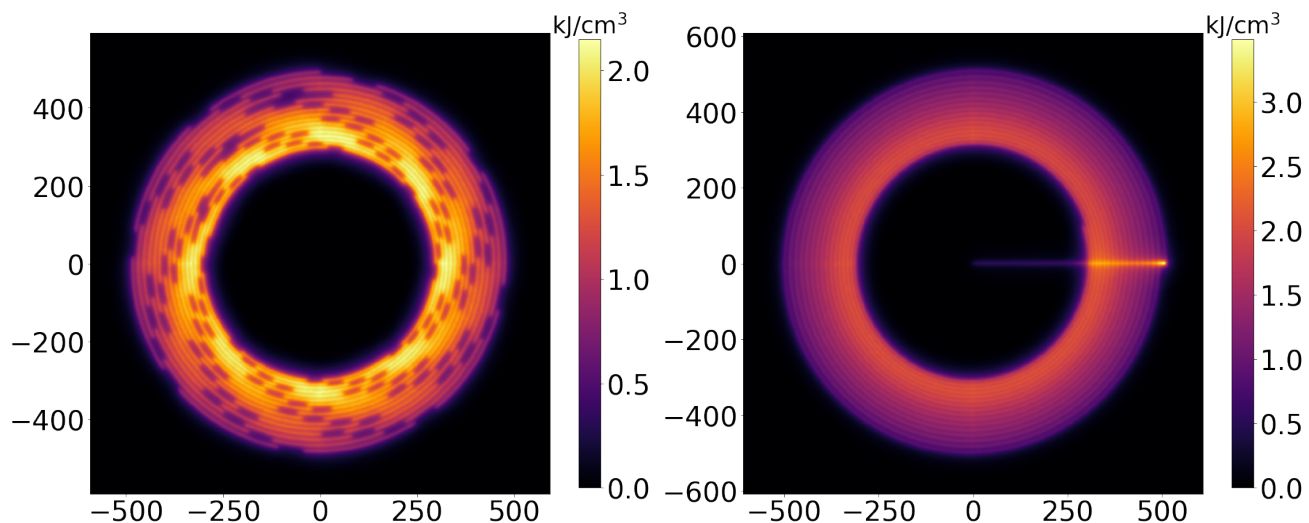
3. A nyalábeloszlás optimalizálása

3.1. Eredeti megoldási javaslat

A folyamatos, egyenletes eloszlású és önmagát nem keresztező mintára a megvalósítható megoldás a spirál. Ilyet létre tudunk hozni függőlegesen és vízszintesen oszcilláló és változó amplitudójú mágneses mezővel rendelkező kickerekkel. Ilyen mezőt egyszerűen létrehozhatunk RLC körökkel, melyek a csillapodásuk miatt még le is csengnek, és egy befele futó spirált hoznak létre.

Ennek a megoldásnak azonban több problémája is van:

- i A RLC körök frekvenciája a lecsengés során állandó, a kisebb sugár felé haladva sűrűsödnek a becsapódó bunchok, mindeközben a lecsengő exponenciális burkológörbe konvex mivolta miatt a spirál vonalai is egyre közelebb kerülnek egymáshoz. Ez a két hatás egyszerre magas energiasűrűséget fog eredményezni a nyalábtetemő belső részében, a külső részében viszont alacsonyat, ennek folyamán a kihasználtsága nem egyenletes (ezt ábrázoltam az 6a. ábrán). Amennyiben a belső részeken is el akarjuk kerülni, hogy a túl nagy leadott energiasűrűség miatt a céltárgy sérüljön, a minta és a nyalábtetemő méretét, illetve a kicker mágnesek erősségét meg kell növelnünk.
- ii Az aszinkronos kivezetés esetén a nyaláb nem a célpont széléről, hanem a közepéről indul, mert a kickereknek még nem volt esélyük feltöltődni. Az egyik gond, hogy a nyaláb keresztezni fogja a későbbi útját, ez a megengedett maximális energiaszintbe bele van kalkulálva. A másik probléma akkor mutatkozik meg, amikor a felületen söprő nyaláb kiér a pályájának a szélére. Itt a horizontális mozgása maximumához ér és lelassul, a vertikális oszcilláció viszont nem indult még be. Emiatt a beérkező bunchok feltorlódnak, és azon a részen a leadott



(a) Szinkronos kivezetés valódi nyalábstruktúra ese- (b) Aszinkronos kivezetés folytonos nyalábot felté-
tén telezve

6. ábra. Energialeadás a nyalábtemetőn az eredeti megoldási javaslat szerint

energia nagyon magas lesz, kialakul egy úgynevezett „forró pont”. Ennek az effektusnak az enegiaeloszlásra csakorolt hatását ábrázoltam a 6b. képen. Mivel az aszinkronos kivezetés esetén nem tudjuk megmondani, hogy a kicsatolás a nyaláb struktúráját tekintve éppen melyik ponton fog megkezdődni, ezért az ábra készítésekor folytonos nyalábot feltételeztem

3.2. Optimális minta lebegéssel

Az ideális minta kifejezéséhez teszünk pár feltevést:

- i Adott egy minimális távolság, aminél két bunch becsapódási helye nem lehet közelebb egymáshoz anélkül, hogy a nyalábtemető sérülne.
- ii Egy becsapódott bunchnak szüksége van adott területre a teljes nyalábtemetőn, hogy az energiáját leadhassa.
- iii A nyaláb struktúrájától eltekinthetünk, folytonosnak vesszük.
- iv A bunchok eloszlása időben a nyalábban egyenletes.
- v A megvalósítható megoldás a befelé futó spirál, a következőkben ezt fogjuk csak tárgyalni

A következő jelöléseket fogom használni:

- Ideális mintában az ív sugara (ez megegyezik a függőleges vagy vízszintes tengelyen a rezgés burkolójával): $R_{ideal}(t)$,
- Lehetséges maximális frekvencia: f_0 ,
- A nyaláb időbeli hossza: T ,
- Bunchok távolsága időben: Δt ,
- A minimális szükséges bunchtávolság: Δs_0 ,
- A szükséges terület bunchonként: S_0 .

Hogyha a leadott energia átlagával számolunk, akkor a spirál által lefedett területnek arányosnak kell lennie a becsapódott bunchok mennyiségével. Ezt a területet úgy kapjuk meg, hogyha a spirált kívülről határoló kör területéből levonjuk a spirált belülről határoló kör területét. Ez befelé futó spirál esetében a következő összefüggést adja:

$$R_{ideal}(0)^2\pi - R_{ideal}(t)^2\pi = \frac{t}{\Delta t}S_0 \quad (1)$$

A minimális szükséges távolság alapján a minimális sugár, azaz a spirál belső határa, aminél beljebb már nem mehet a minta:

$$R_{ideal}(T)2\pi f_0\Delta t = \Delta s_0 \quad (2)$$

A minimális sugárnak meg kell egyeznie az $R_{ideal}(t)$ függvénynek a T -ben felvett értékével, mert a befelé futó spirál akkor ideális, ha pont az utolsó pillanatban éri el a megengedett minimális értékét. Az eddig említett két feltételt pedig a következő függvény teljesíti minden időpillanatban:

$$R_{ideal}(t) = \sqrt{\frac{T-t}{\Delta t} \frac{S_0}{\pi} + \left(\frac{\Delta s_0}{2\pi f_0 \Delta t}\right)^2} \quad (3)$$

Kifele futó spirálra hasonló módon megkaphatjuk az ideális sugár függvényét:

$$R_{ideal}(t)_{ki} = \sqrt{\frac{t}{\Delta t} \frac{S_0}{\pi} + \left(\frac{\Delta s_0}{2\pi f_0 \Delta t}\right)^2} \quad (4)$$

Láthatjuk ebből, hogy az ideális burkolófüggvény a fenti feltevések mellett egy gyökfüggvény. A feltevéseink persze nem tökéletesek, mert egyrészt nem számoltunk azzal, hogy a nyaláb struktúrált, nem folytonos, másrészt nem számoltunk azzal sem, hogy milyen az egy bunch által leadott energia transzverzeloszlása, és a szomszédos bunchok energiája hogyan szuperponálódik. Arra

viszont jó volt a számításunk, hogy alátámaszthatjuk a feltételezést, miszerint konkáv burkolójú rezgésekre van szükségünk mind a két tengelyen, a triviális megoldásként felmerülő exponenciális burkolójú lecsengés pedig konvex.

A szükséges konkáv burkoló eléréséhez az ötlet az, hogy használjuk ki ehhez különböző, egymástól kicsit eltérő frekvenciák által kialakított lebegést. Ez megvalósítható, hiszen pont ugyanolyan típusú eszközöket kell használni, csak más értékek (frekvencia, amplitudó) mellett.

Két azonos amplitudójú és csillapodásmentes oszcilláció eredőjének burkolófüggvénye egyszerűen belátható módon egy koszinuszfüggvény abszolútértéke, ami már egy periódusonként konkáv függvény. Különböző amplitudók esetén csillapított oszcillációknál a burkolót szintén kifejezhetjük. A hullámformát írjuk fel így:

$$F(t) = A(t) \cos(\omega_1 t) + B(t) \cos(\omega_2 t + \phi) = A(t) \cos[(\omega_0 + \Delta\omega)t] + B(t) \cos[(\omega_0 - \Delta\omega)t + \phi], \quad (5)$$

ahol a következőképpen paramétereztem:

$$\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2 \quad (6)$$

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \quad (7)$$

$$\omega_1 = \omega_0 + \Delta\omega/2 \quad (8)$$

$$\omega_2 = \omega_0 - \Delta\omega/2 \quad (9)$$

$$A(t) = A_1 \exp(-t/\tau_1) \quad (10)$$

$$B(t) = A_2 \exp(-t/\tau_2). \quad (11)$$

Ezt átírva komplex faktoriális alakba:

$$\begin{aligned} A \cos(\omega_1 t) + B \cos(\omega_2 t + \phi) &\equiv A \cos(a) + B \cos(b) \\ &= \Re[A \exp(ia) + B \exp(ib)] = \Re \left\{ \exp\left(i \frac{a+b}{2}\right) \left[A \exp\left(i \frac{a-b}{2}\right) + B \exp\left(-i \frac{a-b}{2}\right) \right] \right\} \\ &= \cos((a+b)/2) (A+B) \cos((a-b)/2) - \sin((a+b)/2) (A-B) \sin((a-b)/2). \end{aligned} \quad (12)$$

Definiáljuk a burkolót, $K(t)$ -t és a fázis változását $P(t)$ -t:

$$K \cos(P) := (A+B) \cos((a-b)/2) \quad (13)$$

$$K \sin(P) := (A-B) \sin((a-b)/2) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} K^2 &= (A+B)^2 \cos^2((a-b)/2) + (A-B)^2 \sin^2((a-b)/2) = \\ &= A^2 + B^2 + 2AB \cos(a-b) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\tan(P) = \frac{A-B}{A+B} \tan\left(\frac{a-b}{2}\right). \quad (16)$$

Ezzel az előző kifejezés a következő alakba írható át:

$$F(t) = K(t) \cdot \cos\left(\omega_0 t + \phi/2 + P(t)\right), \quad (17)$$

ahol:

$$K^2(t) = A_1^2 \exp(-2t/\tau_1) + A_2^2 \exp(-2t/\tau_2) + 2A_1A_2 \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)t\right] \cos(\Delta \cdot t - \varphi) \quad (18)$$

és

$$P(t) = \operatorname{atan}\left(\frac{A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}}}{A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}}}\right) \cdot \tan\left(\frac{\Delta \cdot t - \phi}{2}\right). \quad (19)$$

Tehát $K(t)$ a burkolója az oszcillációnak, aminek a frekvenciája lassan változik a $P(t)$ függvény szerint. Ez fel tud venni konkáv alakot, ez alapján ideális lehet ez a módszer a minta optimalizálásához. Hogyha létezne egy ténylegesen pontos analitikus forma az ideális burkolóra, akkor a most megállapított $K(t)$ burkolófüggvényt úgy felvéve, hogy ahhoz minél jobban hasonlítson, megkaphatnánk a paramétereink ideális értékét. Pontos analitikus forma hiányában ez a levezetés arra volt alkalmas, hogy belássuk, hogy ez a módszer használható. A nyaláb által leadott energiaeloszlás numerikusan pontosan leírható az egyes bunchok szimulált energialeadás-profiljának és a nyalábmintázatnak a konvolúciójával.

3.3. Optimalizálási algoritmus

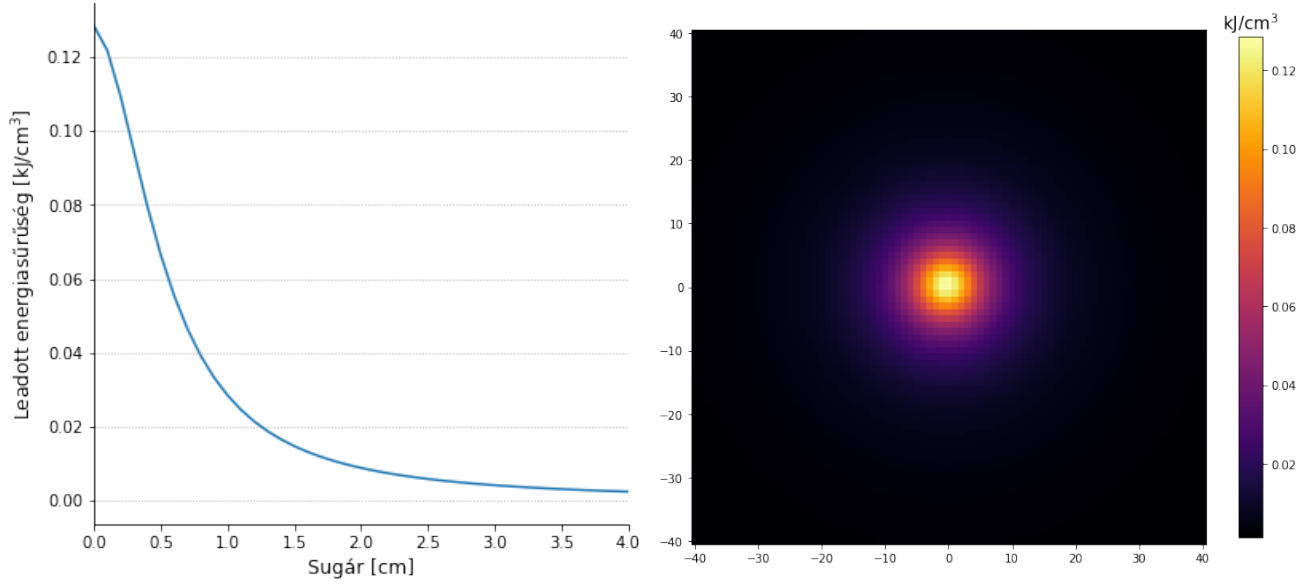
Az előzőekben láthattuk a (5)-es képletből, hogy jelenleg a szabad paramétereink száma 7 ($A_1, A_2, \tau_1, \tau_2, \omega_1, \omega_2, \varphi$). Ez a szám csökkenthető, ha a magasabb frekvenciát rögzítjük az elvileg megvalósítható legnagyobb frekvenciánál, azaz 50 kHz-nél [15]. Ezentúl a csillapítás értéke is kiszámítható az eszközök maximálisan megvalósítható minőségi faktorából, a Q -faktorból a következő módon:

$$\tau_1 = \frac{Q}{\omega_1} \quad (20)$$

$$\tau_2 = \frac{Q}{\omega_2}. \quad (21)$$

Ezáltal a paramétereink száma lecsökkent négyre ($A_1, A_2, \Delta\omega, \varphi$). Igaz, hogy a csillapítást tekinthetnénk továbbra is szabad paraméternek, mert további ellenállás segítségével a Q -faktor lerontható. A későbbiekben viszont látni fogjuk, hogy ez nem célravezető.

A numerikus számítás során a teljes céltárgyat pixelekre felosztva kezeltük. Első lépésként egyetlen bunch energiaprofilját számoltuk ki a nyalábtetemetőben 375 cm mélyen, a becsapódó nyalábot 2,6 mm szélesnek tekintve (7. ábra) [16]. Azután minden bunchról eldöntöttük, hogy a felosztás melyik pixelébe fog becsapódni, majd az egy bunchra kiszámolt energiaprofil összegeztük a kiválasztott középpontokkal a teljes céltárgyra. Utolsó lépésként ennek a maximumát véve megkapjuk az energiasűrűség maximumát.



(a) Egy bunch által leadott energia (radiális)

(b) Egy bunch által leadott energia

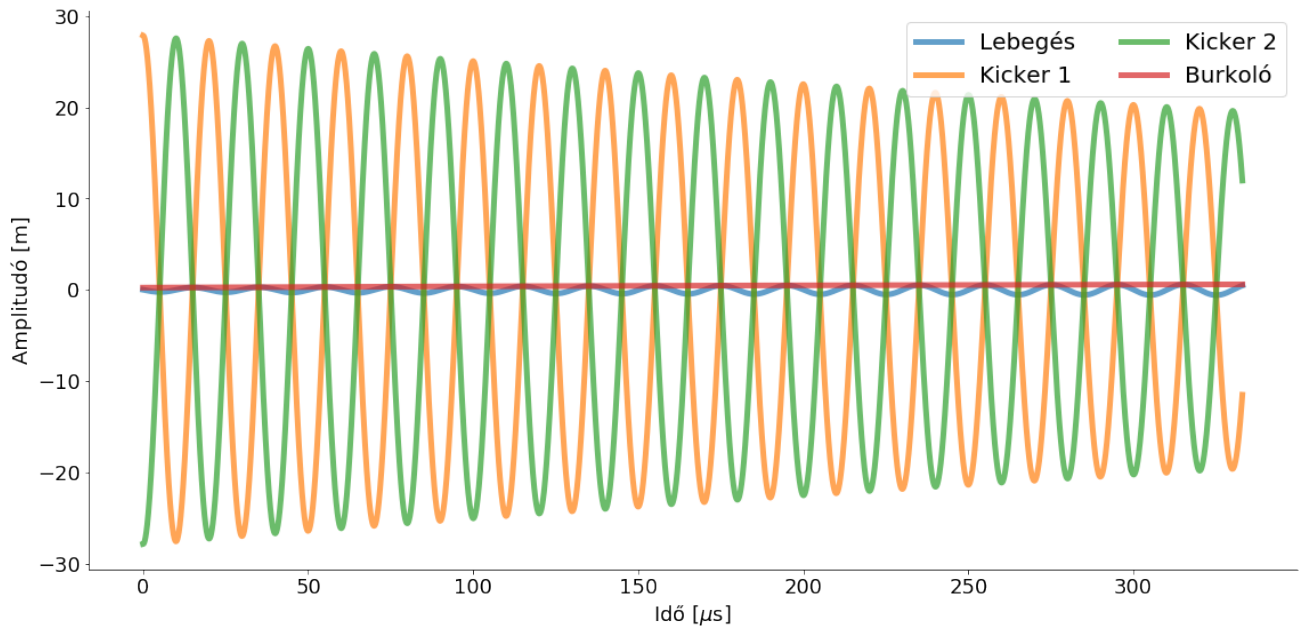
7. ábra. Egy bunch energiaprofilja [16]

Az optimalizálás célja az, hogy az elosztott energiával mindenképpen a megengedhető maximális energiasűrűség alatt maradjunk, hogy elkerüljük a nyalábtető sérülését, és közben a spirált létrehozó lebegések amplitúdójának a maximuma is minél kisebb legyen, hogy a céltárgy anyagigényét, és a mintát létrehozó kickerek teljes mágneses terét is minimalizáljuk. Hogy a kívánt hatást elérjük, a minimalizálandó büntetőfüggvényt a következőnek vettem fel:

$$w_1(E_{max}/E_0) + w_2(S/S_0) \quad (22)$$

Ahol w_1 és w_2 szabadon beállítható súlyozás, E_{max} a legnagyobb energiasűrűség értéke a nyalábtetőn, E_0 pedig a megengedhető maximális energiasűrűség fele, azaz 2,5 kJ/cm³, mert aszinkronos kicsatoláskor az egymást keresztező nyalábút esetén sem szabad sérülést okoznunk a céltárgynak. S a nyalábmintázat legnagyobb sugara, $S_0 = 0,6$ pedig egy normálási tényező, melynek értékét a (3) egyenletből számolt maximális kitérésnek vettük. Az eddigi ábrákon a szinkronos kivezetés esetében realiztikus, azaz nem folytonos nyalábot láthattunk. Az optimalizálás során viszont folytonos nyalábot használtam, hogy a nyaláb struktúrájából származó esetleges zavarokat a büntetőfüggvényben elkerüljem. Ezt megtehetjük, mivel ezzel a maximális energiasűrűséget kizárólag túlbecsülhetjük.

A számításokhoz, az optimalizáláshoz, és az ábrák elkészítéséhez is saját python kóddal dolgoztam. Az optimalizáláshoz használt függvény egy a scipy modulba beépített SLSQP elnevezésű simplex algoritmus volt.



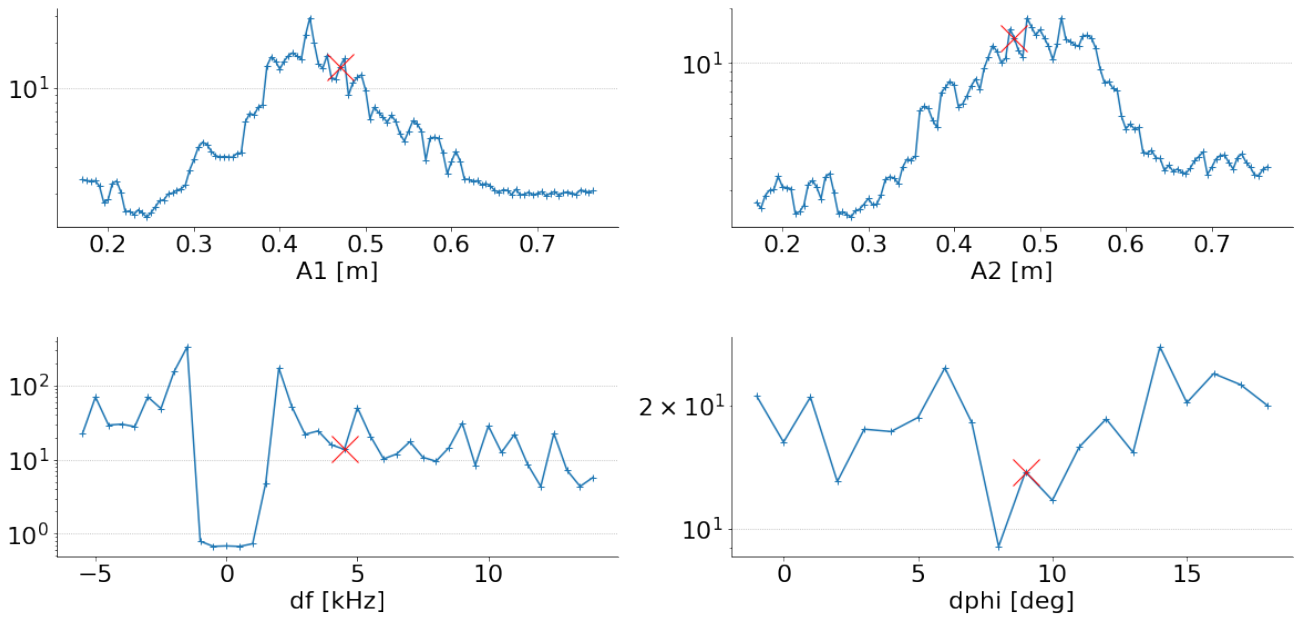
8. ábra. Kifelé futó spirál egy tengelye

3.4. Eredmények

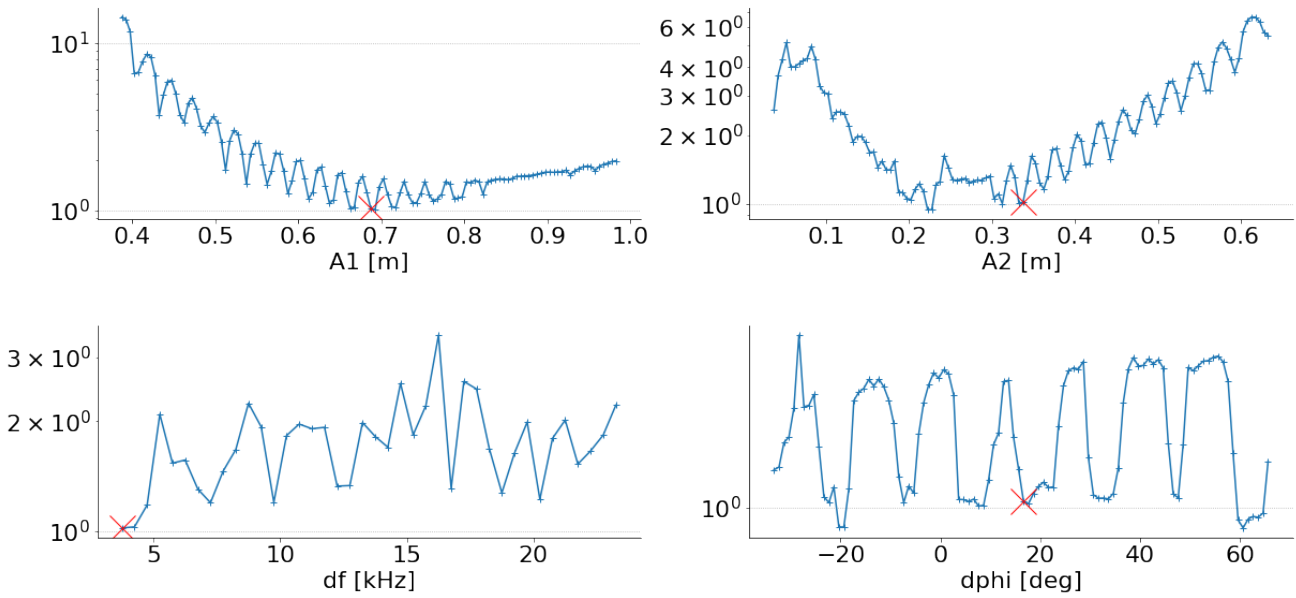
Eddig minden alkalommal befele futó spirálról beszéltünk. Ennek az oka az volt, hogy a hagyományosabb módszerekkel, azaz csillapított rezgésekkel a befele futó spirál valósítható meg. Viszont, ha már két frekvenciáról beszélünk, akkor tekinthetnénk a létrejövő lebegésnek azt a részét is, amikor a burkoló amplitudója éppen növekszik. Ezzel a megoldással elérnénk azt is, hogy aszinkronos kivezetés esetében sem keresztezné önmaga útját a nyaláb, ezzel megoldva az aszinkronos kivezetés egyik problémáját.

Viszont jelentkezik egy probléma a kifelé futó spirállal, ez pedig a 8. ábrán látható. Két csillapított oszcilláció eredőjeként csak úgy lehet létrehozni egy időben növekvő mintát, ha a két oszcilláció erősen destruktív fáziskülönbséggel indul, azaz kezdetben kioltják egymás hatását, és az idő előrehaladtával kerülnek konstruktív interferenciába. Így azonban a minta végén kell létrehozniuk a legnagyobb eltérítést, akkor, amikor a csillapodásuk miatt már kicsi az amplitudójuk. Így a mágnesrendszernek jelentősen nagyobb teret kell létrehoznia, mint amit az optimális minta mérete szükségessé tette.

Visszatérve a befelé futó spirál ötletéhez, akadtak még nehézségek a minimalizálás terén. Az 9. és a 10. ábrákon látható, hogy a büntetőfüggvény értéke a paraméter függvényében eléggé zajos. Ez azt okozza, hogy a minimalizáló algoritmus nem találja meg az abszolút minimumot, hanem benn ragad a lokális minimumok valamelyikében. És mivel ezekből a lokális minimumokból rengeteg van, ezért a paraméterek a megadott kiindulási értékekről szinte egyáltalán nem mozdultak el



9. ábra. Zajos büntetőfüggvény a különféle paraméterek függvényében 15 mm-es binméret mellett



10. ábra. Zajos büntetőfüggvény a különféle paraméterek függvényében 20 mm-es binméret mellett

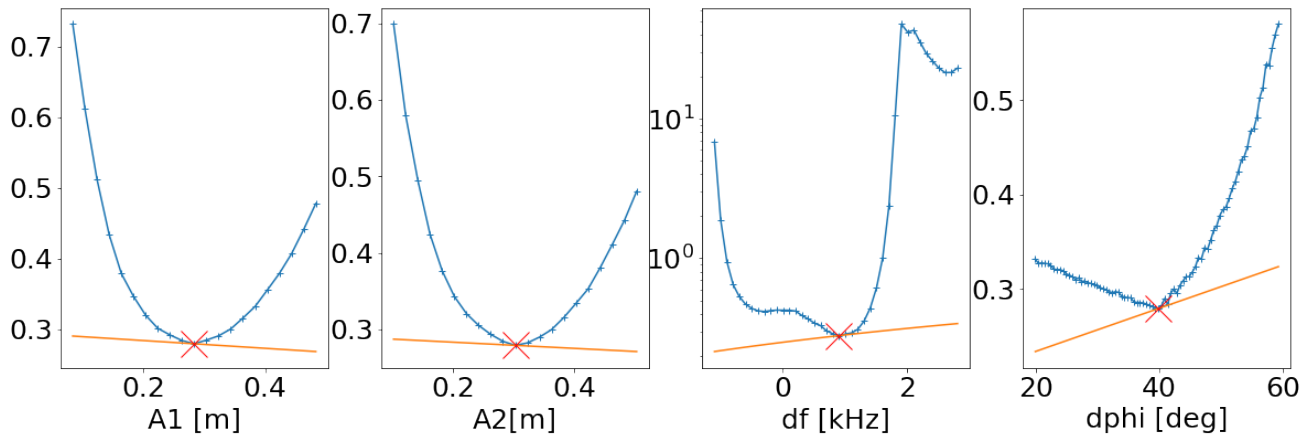
Annak, hogy a büntetőfüggvény ilyen zajos, több oka is van. Az egyik az, hogy ennek valójában sem kell monotonnak lennie. Ahogy a bunchok diszkrét becsapódási pontjai a spirál karjain közelednek vagy távolodnak egymástól a paraméterek függvényében, úgy ingadozik az energia-maximum értéke is. Egy másik ok az volt, hogy adtam egy felbontást az energiatérképnek, és ezen a felbontáson belül adtam meg egy bunch helyét úgy, hogy a közepe mindig egy pixel közepére esett, azaz nem csak, hogy a pixelek méretére lett átlagolva az energia, hanem a bunch becsapódási helye is rácspontszerűen megadott helyekre lett kerekítve.

Ehhez hasonló, szintén a bunchprofil használatából adódó hatás, hogy a szimulációban használt profil mérete nem végtelen, a határán az energia egyszerűen nullára esik. Ez szintén eredményezhetett ugrásszerű változást a büntetőfüggvény értékében, mivel előfordulhatott, hogy egyféle paraméterek mellett a spirál egyik karjának a profilja még éppen átfedett egy másikkal, más értékek mellett pedig már éppen nem. A felsorolt hatások az energiaprofil a paraméterek kis változtatására zajossá tették.

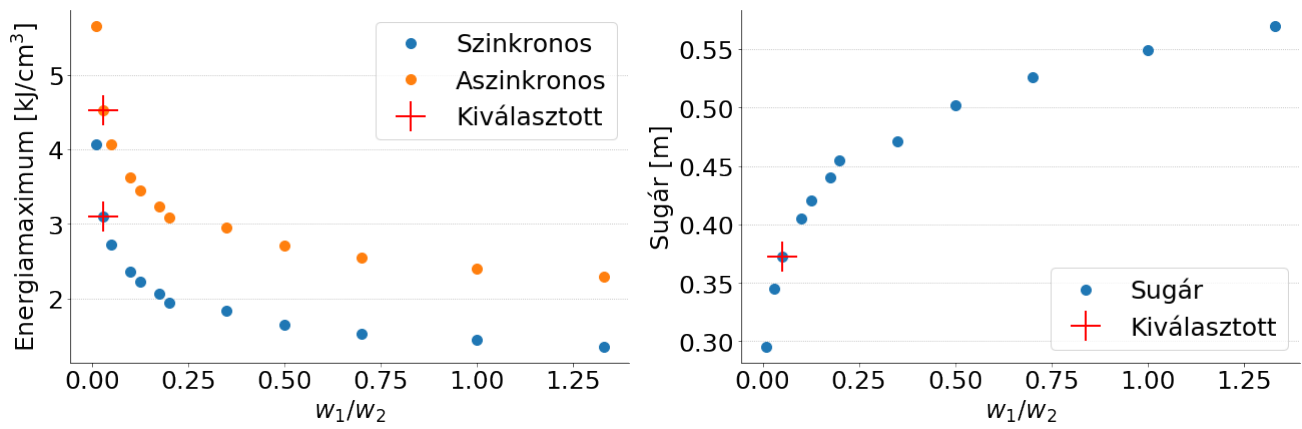
Ezt a jelenséget csökkenthetjük több módon is. Az egyik a felbontás növelése. Ennek a hatása látható a 10. és a 9. ábra közti különbségben. A kilengések nem szűnnek meg, csak laposabbá és sűrűbbé válnak. Ideális esetben addig növelhetnénk a felbontást, hogy hibahatáron belül megbízhatóan az abszolút minimumhoz érjen a minimalizálandó függvény, viszont ez a számítási időt nagyban növeli. Ha például a pixelek méretét a harmadára csökkentjük, akkor a számolási idő durván a kilencszeresére fog nőni. Egy másik módszer alkalmazásával viszont elérhetjük ugyanezt a hatást úgy, hogy a pontosság növelésének érdekében több energialeadási profilt generálunk, annak a függvényében, hogy egy pixelen belül hova csapódott be a bunch. Ezután a teljes energiaprofil kiszámolásakor bunchonként eldöntjük, hogy melyik profillal számoljuk az energiát. Ilyen módon, hogyha például kilenc féle profilt számolunk egyetlen bunch esetére, akkor az előbb említett, a pixelméret harmadára csökkentésével javított hatást tudjuk elérni úgy, hogy a számítási idő sokkal kevesebbet fog növekedni.

Próbálkoztam még a diszkrét bunchokból adódó zajosság megkerülésével is olyan módon, hogy a bunchok számát megnöveltem, az energiájukat ezzel arányosan csökkentettem, ezzel közelebb kerültünk egy folytonos nyalábhoz, ez viszont amellet, hogy némileg növelte a számítási időt, nem okozott jelentős változást a büntetőfüggvényben.

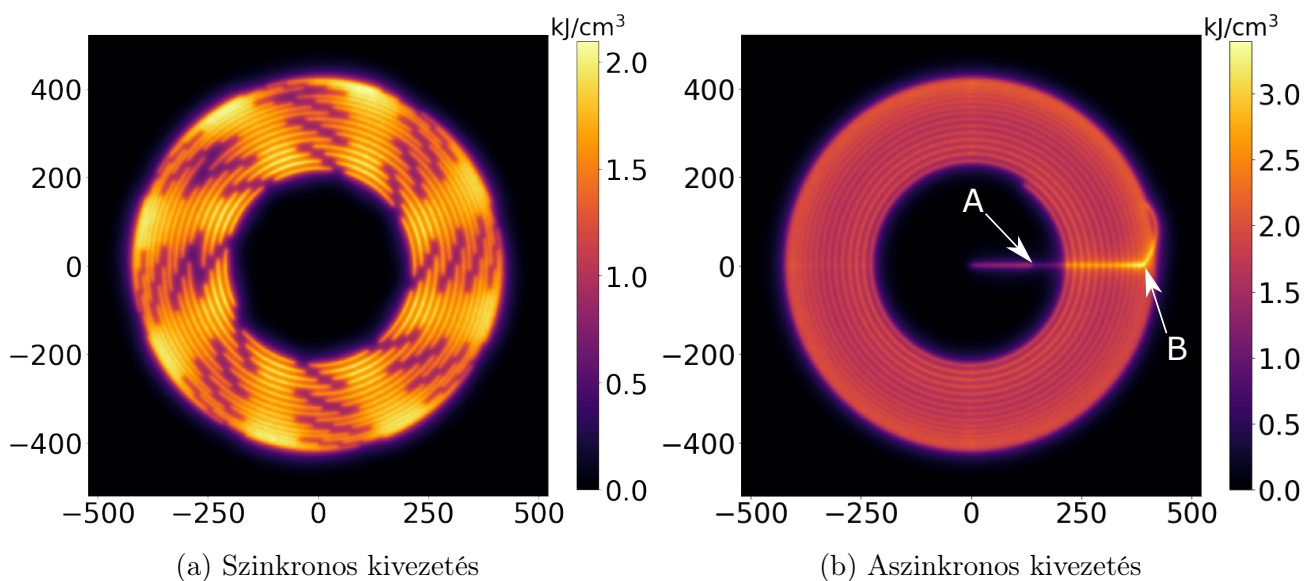
Ezekkel a módszerekkel a büntetőfüggvény simábbá tétele után sem lehetett elérni, hogy az optimalizálás során mindenképpen megtaláljuk az abszolút minimumot. Részben azért, mert a felbontás bárminemű további növelése már túl nagy számítási idővel járt volna, részben azért, mert mint már említettük, a büntetőfüggvénynek amúgy sem kell monotonnak lennie. A használt minimalizációs algoritmus a büntetőfüggvénynek a paraméterek szerinti deriváltjait használja az iteráció során a minimum megkeresésére. A deriváltakat alapbeállításban numerikusan számolja a függvénynek kis paramétereltérések esetén számolt értékeiből. A zajos büntetőfüggvény emiatt gyakorlatilag véletlenszerű iterációs lépésekhez vezet. Ennek a problémának az orvoslására a deriváltak számolására egy olyan rutint adtunk meg, ami egy adott paraméter-tartományban több helyen kiszámolta a függvény értékeit, és a kapott pontokra illesztett egyenes meredekségével definiálta a deriváltat.



11. ábra. Simább büntetőfüggvény és a derivált illesztése



12. ábra

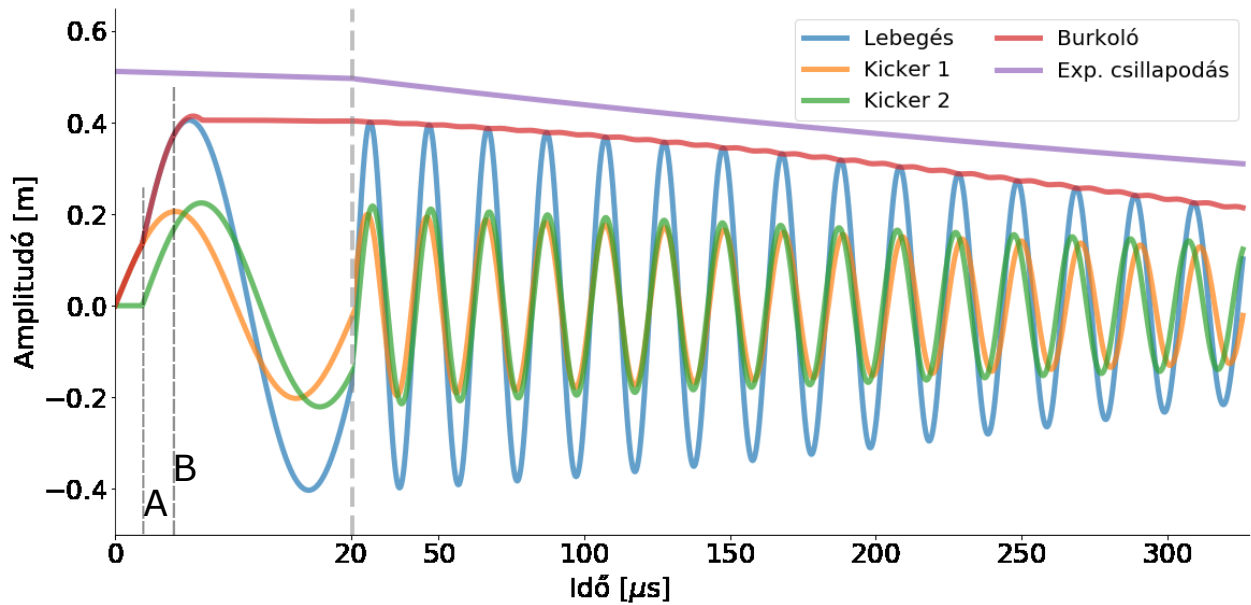


13. ábra. Új megoldási javaslat

Az algoritmust lefuttattuk különböző súlyozásokkal, ennek eredménye a 12. ábrán látható w_1/w_2 függvényében. Kicsi w_1/w_2 érték esetén az algoritmus a kis nyalábtemető méretet, illetve kisebb terű, olcsóbb kicker mágneseket részesíti előnyben, nagyobb leadott energiasűrűséget megengedve. Nagy w_1/w_2 esetén pedig a kicsi maximális leadott energiasűrűséget. Ez az ábra lehetővé teszi, hogy az ideális paramétereket utólag, a mágnesek és a nyalábtemető árának, bonyolultságának, illetve a maximálisan tolerálható energiasűrűségnek függvényében válasszuk ki. A jelenlegi munkában a $w_1/w_2 = 0.03/0.97$ értéket választottuk ki, mivel ez még kellő mértékben a jelenleg javasolt megengedhető maximális energia (5000 kJ/cm³, [16]) alatt van, ugyanakkor a nyalábtemető mérete sem túl nagy. Hogyha összehasonlítjuk az ilyen módon kapott mintánkat (13a. ábra) az eredeti javaslat mintájával (6a. ábra), akkor láthatjuk, hogy az utóbbi módon mennyivel egyenletesebb energiaeloszlást tudunk a lebegés módszerével elérni.

A 14. ábra mutatja az két különböző frekvenciájú kicker-csoport hullámformáit, illetve az eredőjüket. Kezdetben a nagyobb frekvencia (Kicker 2) fáziskésésből indul. A két kicker-csoport csak később, körülbelül 100 μ s-nál kerül teljes konstruktív interferenciába. Ez azért történik, mert a (18) képletben látható módon a burkológörbe exponenciálisan csillapodik, és ennek a csillapodásnak a meredeksége a nagy amplitudók felé a legnagyobb. Ezt a hatást ellensúlyozza az, hogy a lebegés nem konstruktív interferenciából indul, hanem éppen halad afelé. Minél nagyobb a csillapítás, annál nagyobb kezdeti fázis- és frekvenciakülönbség szükséges a meredekség ellensúlyozására, viszont az elérendő kezdeti amplitudó nem változik. Emiatt a nagyobb csillapítás erősebb mágneses teret tesz szükségessé, amit el szeretnénk kerülni. Emiatt használtuk az eddigi analízis során a becsült legjobb jósági tényező értékét ahelyett, hogy ezt is szabad paraméterként kezeltük volna.

A 13b. ábrán láthatjuk az optimalizált kicker hullámformák esetén az aszinkronos kivezetést folytonos, nem realiztikus nyalábbal ugyanolyan okból, mint a 6b. esetében. Az aszinkronos



14. ábra. A különböző frekvenciájú kicker-csoportok hullámformái, illetve ezek eredője és burkolója a vízszintes síkban, az első 20 μs kinagyítva

kivezetésnek azon problémáját, hogy a nyaláb keresztezi önmaga útját megoldottuk azzal, hogy alacsonyabb energiára optimalizáltuk a mintát. A másik problémát, mégpedig az aszinkronos kiveetés esetén jelentkező „forró pont” jelenségét a lebegést használó megoldás megkerüli. Tudjuk azt, hogy a két különböző frekvenciájú rezgés között lesz fáziskülönbség, azaz az egyik rezgés valamennyivel a másik előtt fog indulni. Ezt a jelenséget láthatjuk a 14. és a 13b. ábrán. Amikor a kettős számú kicker bekapcsol (A), és emiatt a burkoló meredeksége is megváltozik hirtelen, akkor a középpontból kifelé haladó nyaláb energiasűrűsége is lecsökken. Számunkra fontosabb viszont, hogy a függőleges síkban akkor kapcsol be az első frekvencia, amikor a vízszintes sík első komponense elérte a 90 fokot (B). Ekkor a vízszintes sík eredő hullámformája még nem érte el a maximumát. A függőleges eltérítés tehát még azelőtt elindul, hogy a vízszintes eltérítés megállna, ezzel a korábban bemutatott "forró pontot" el tudjuk kerülni.

A lebegés jelenségét kihasználva az optimalizálás során az azonos maximális energiasűrűséggel rendelkező eredeti megoldási javaslatához képest a nyalábtetemőn létrejövő minta sugarát 20 %-al, és a szükséges integrált mágneses térerősséget 14 %-al csökkentettük. Megegyező sugarú, exponenciálisan változó amplitudójú minta esetén pedig 6 %-al kisebb integrált mágneses térerősséget felhasználva 40 %-al magasabb maximális energiasűrűséget érünk el. Mindezt olyan módon, hogy az eredeti javaslatához is szükséges hardware-en kívül a megoldásunk nem igényel semmit.

3.5. Érzékenységvizsgálat

A dilution kicker mágnesrendszer az eredeti tervek szerint moduláris felépítéssel rendelkezne. Ennek előnye a redundancia, illetve az egyes modulok hibáira (elsősorban a trigger jelek kis valószínűségű kiesése, vagy véletlen elsülése) való mérsékelt érzékenység. Ez a felépítés természetes megoldást kínál a fent bemutatott ideális minta megvalósítására is. A modulokat két különböző frekvenciájú csoportba kell sorolni, és a számukat a két jelalak-komponens relatív amplitudója szerint megválasztani. A nyalábtemető biztonsága szempontjából rendkívül fontos a nyalábminta, illetve a maximális leadott energiasűrűség stabilitása a hardware esetleges hibáival szemben (például néhány modul kiesése). Meg kell vizsgálni továbbá a maximális energialeadás értékének érzékenységét a hardware paraméterek szórására is.

Egy eltérítő mágnesen áthaladó nyaláb szögeltérülése kiszámításához először nézzük meg, hogy egy mágneses térben a térerősségre merőlegesen haladó nyaláb szögeltérülése mekkora lesz:

$$F_L = q \cdot v \cdot B = \frac{dp}{dt} \approx p \cdot \frac{\Delta\phi}{dt} = p \frac{v}{\rho}, \quad (23)$$

$$(24)$$

ebből:

$$B\rho = \frac{p}{q}, \quad (25)$$

ahol F_L a Lorentz erő, q az áthaladó test elektromos töltése, v a sebesség, B a mágneses indukció, p a test impulzusa és ϕ és ρ a koordináták a mozgás simulóköreinek középpontjában értelmezett polárkoordinátákkal. A (25) kifejezés tagjait nevezzük mágneses rigiditásnak, és ezt az egyenlőséget is fogjuk hasznosítani a továbbiakban, hogy kiszámoljuk egy dilution kickenen áthaladó nyaláb $d\alpha$ szögeltérülését:

$$d\alpha = \frac{ds}{\rho} = \frac{B \cdot ds}{B \cdot \rho} = \frac{B \cdot ds}{p/q} \quad (26)$$

$$\alpha = \frac{1}{p/q} \cdot \int B \cdot ds \approx \frac{1}{p/q} \cdot \int B \cdot dL, \quad (27)$$

ahol a ds a nyaláb útja, ami annak ellenére, hogy íves, kis szögeltérülések esetén - ami a nagyenergiás gyorsítók nyalábján általában teljesül - jól közelíthető egy egyenessel, amit itt dL -el jelöltünk.

A nyalábtemetőhöz vezető nyalábvezeték az előzetes tervek szerint 2,5 km hosszú lenne. A dilution kicker mágnesek reális paramétereinek ismeretében a nyalábminta megvalósításához ekkora drift mellett 50-110 m hosszú mágnesrendszerre lenne szükség a két síkban külön-külön. Ez lényegesen kisebb, mint a 2,5 km drift, ezért a következő analízis során elhanyagoljuk, hogy az egymást követő mágneseknek a nyaláb pozíciójára kifejtett hatása a nyalábtemetőnél nem pontosan azonos. Az eddigi levezetéshez még szükséges tudnunk, hogy a protonnyaláb mágneses

rigiditása 166785 Tm és azt is, hogy egy kicker hossza 1,5 m. Az egyszerűség kedvéért feltételezzük, hogy egy kicker mágnes 0,5 T mágneses teret tud létrehozni, ahogy ezt majd a későbbiekben levezetjük. Tehát akkor ezeknek tudatában a maximális eltérítés, amit egyetlen kicker okozhat a céltáblán:

$$x = \frac{1}{166785 \text{ Tm}} \cdot 1 \text{ T} \cdot 1,5 \text{ m} \cdot 2,5 \text{ km} \approx 0,0225 \text{ m}. \quad (28)$$

Ekkora kickerekből szükség lesz mindkét síkban $N_1 = 19$ és $N_2 = 21$ db-ra az egyik, illetve a másik frekvenciából. Az eddigi eredmények [17] alapján reális esetben abban a tengelyben, amelyikben másodjára térítjük el a nyalábot, nagyobb számú, és többféle kickerre lesz szükség, mint az első tengely esetén. Ennek az okáról később írok részletesebben. Miután ilyen módon modulokra bontottuk a dilution kicker rendszert, el tudjuk végezni a rendszer érzékenységének a tesztjét. A következő analízisben a mágnesek erőssége helyett továbbra is a nyalábtemetőnél mért eltérítő hatásukat fogjuk használni, a korábbi jelölésekhez hasonlóan. Ez közvetlenül arányos a mágnesek terével. Egy realiztikus mintát a következőképpen tudunk kiszámolni:

$$F(t) = \sum_{i=1}^{N_1} (A_1/N_1 + \Delta A_i) \cos([\omega_1 + \Delta\omega_i] \cdot [t + \Delta t_i]) + \sum_{j=1}^{N_2} (A_2/N_2 + \Delta A_j) \cos([\omega_2 + \Delta\omega_j] \cdot [t + \Delta t_j] + \phi), \quad (29)$$

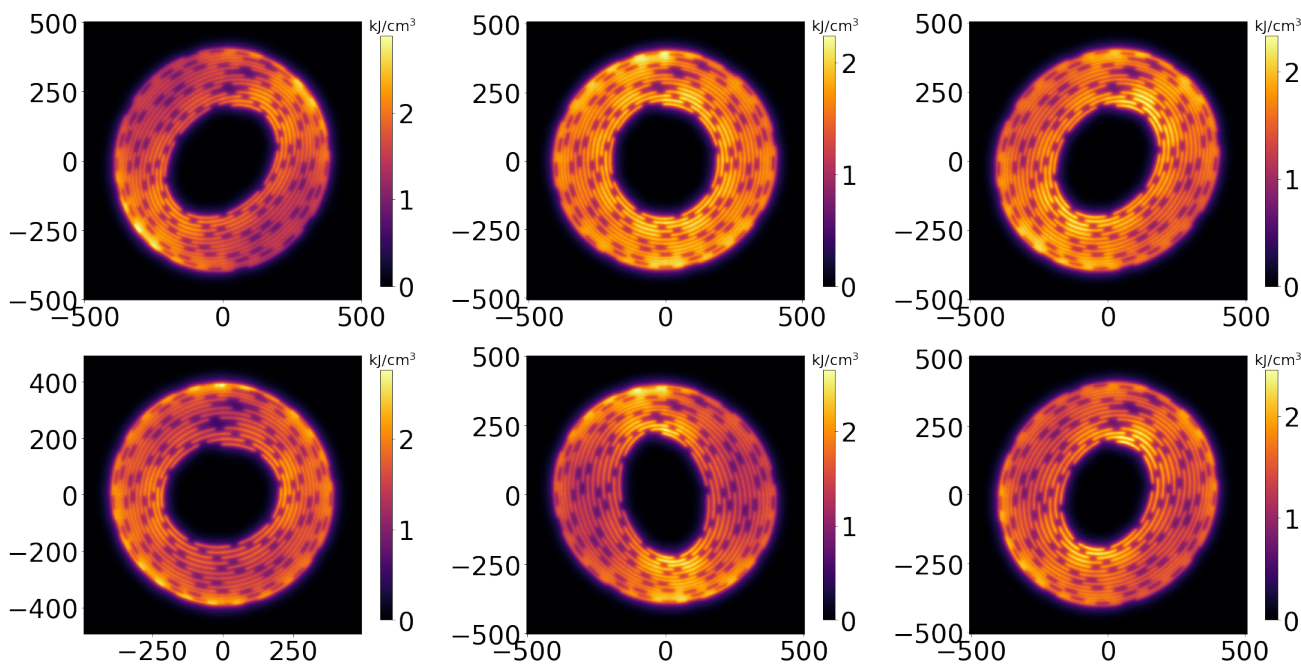
ahol ΔA , $\Delta\omega$ és Δt az egyes modulok paramétereinek hibája, melyeket normál-eloszlásúnak feltételezünk. Az eloszlásuk félértékszélessége az eddigi tapasztalatok alapján [15]

$$\begin{aligned} \frac{\Delta A}{A} &= \pm 2 \% && \text{amplitudó hiba,} \\ \frac{\Delta f}{f} &= \pm 0,2 \% && \text{frekvencia hiba,} \\ \Delta t &= \pm 250 \text{ ns} && \text{"time jitter", időzítésbeli hiba.} \end{aligned}$$

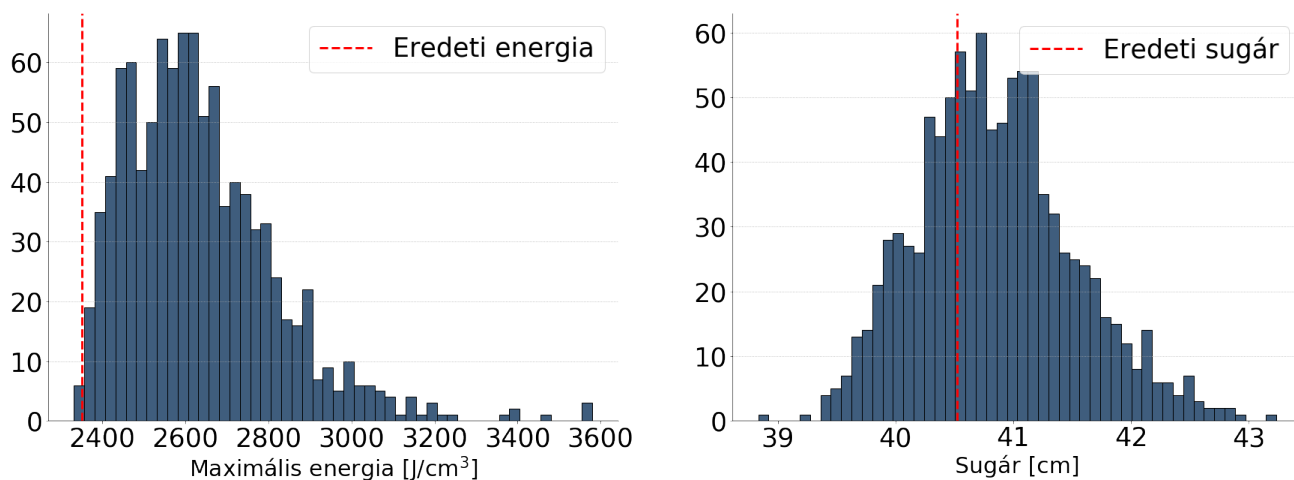
A rendszer érzékenységének a vizsgálatához 1000 nyalábmintát generáltunk véletlenszerűen perturbált paraméterekkel, majd minden minta esetében kiszámoltuk a nyalábtemetőn leadott legmagasabb energiasűrűséget és a legnagyobb eltérést a nyalábtemető középpontjától. A tesztet négy különböző esetben is elvégeztük:

i Ideális esetben minden kicker működik, és a kivezetés szinkronosan történik. Erre az esetre láthatunk néhány realiztikus mintát a 15.-ös ábrán, a 16. hisztogramokon pedig a szimulált perturbációk lényeges tulajdonságainak, azaz a maximális energiának és a minta sugarának eloszlását találhatjuk.

A sugár eloszlása nagyjából szimmetrikus, és mint láthatjuk a szórás ott néhány centiméter. Ez azt jelenti, hogy emiatt a jelenség miatt nem kell majd drasztikusan megnövelni a nyalábtemető sugarát, hogy a paraméterek szórása mellett is a teljes nyalábot el tudja nyelni. Az



15. ábra. Realisztikus minták perturbált paraméterek esetén.

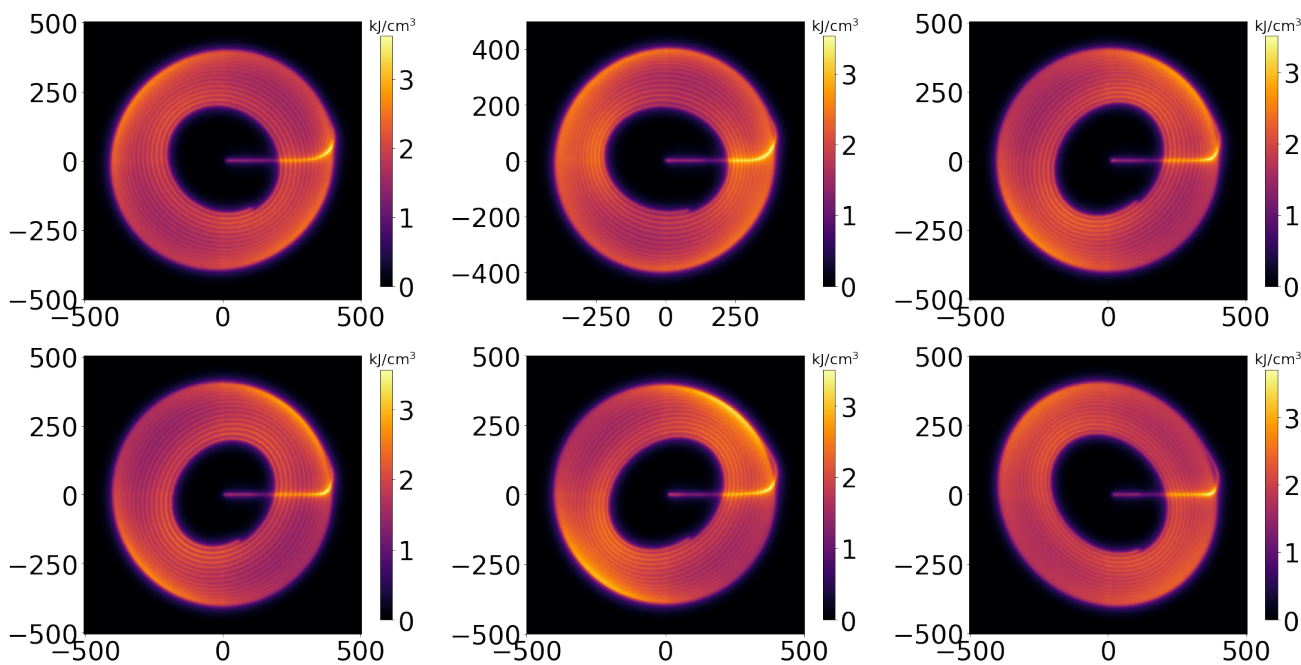


16. ábra. Maximális energia és sugár eloszlása

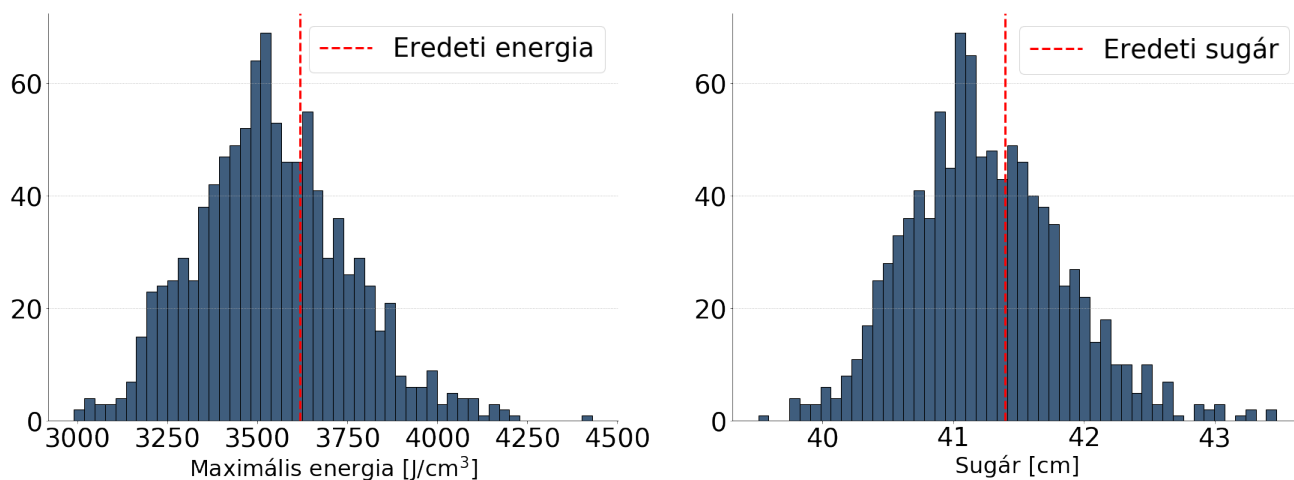
energia eloszlása asszimétrikusabb, viszont láthatóan nem megy túl magasra, 2600 J/cm³ energiasűrűség környékén van az eloszlás csúcsa, ez nem megy sokkal az ideális 2500 J/cm³ fölé és biztonsággal a megengedett maximális 5000 J/cm³ alatt van.

A vizsgálat során folytonos nyalábbal számoltunk. Ennek az oka az, hogy optimalizálás során is azzal számoltunk, és realisztikusabb képet kaphatunk így a toleranciateszt során. Az ábrák ennek ellenére a jobb láthatóság miatt realisztikus nyalábstruktúrával készültek.

ii A második toleranciateszt során az aszinkronos esetet vizsgáltuk. A reális mintákat a 17.



17. ábra. Tipikus realiztikus minta aszinkronos kivezetés esetében

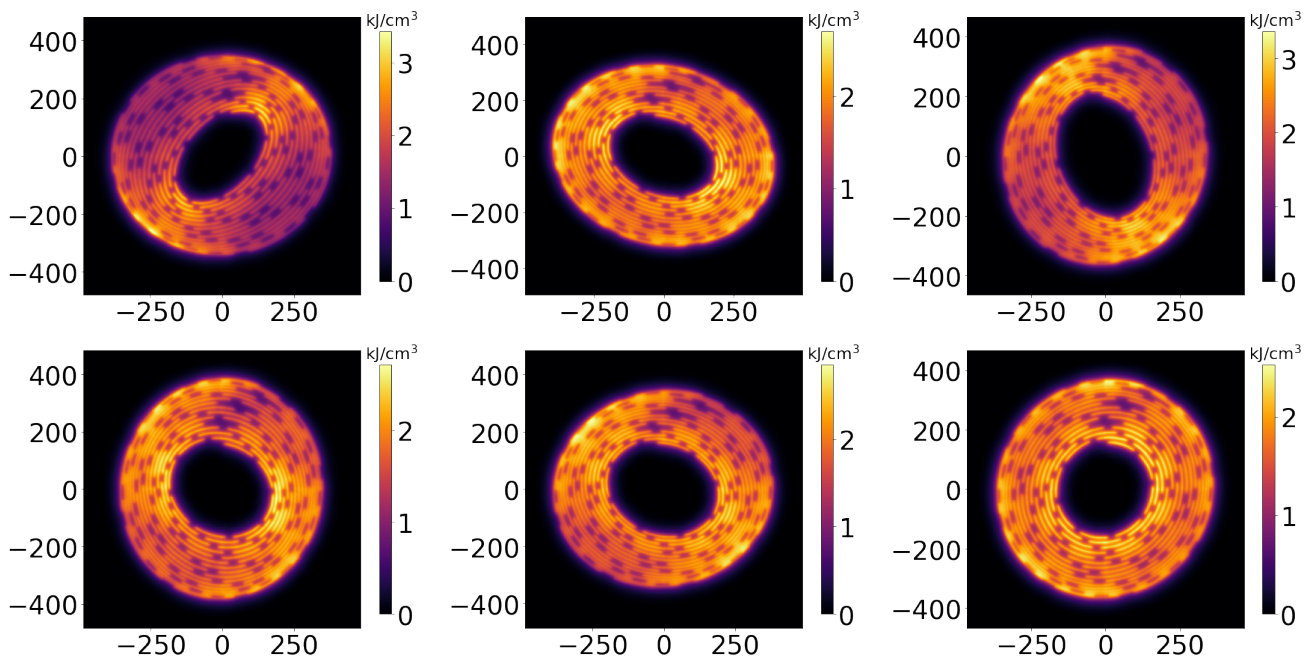


18. ábra. Maximális energia és sugár eloszlása aszinkronos kivezetés esetében

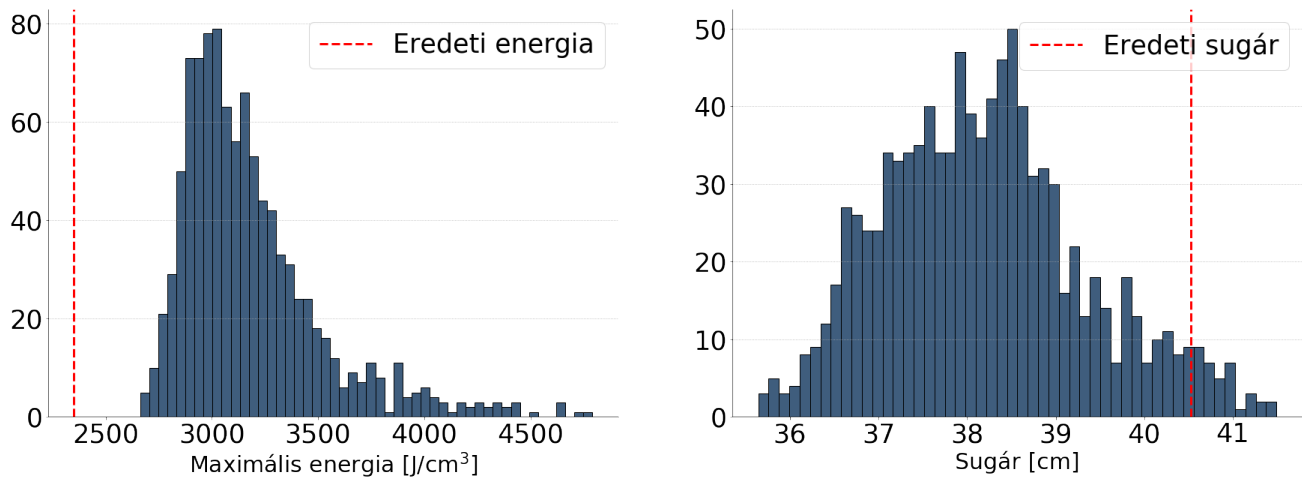
ábra mutatja, a perturbált minta sugarának, és a maximális leadott energiasűrűségnek az eloszlását a 18. ábrán láthatjuk. A sugár az előzőhöz hasonló módon néhány cm-en belül ingadozik, az energiasűrűség viszont magasabb, de még mindig magabiztosan a megengedett maximum alatt marad.

Mivel aszinkronos kivezetés esetén a nyalábstruktúra ábrázolásának semmilyen realiztikus jelentősége nincs, az erről az esetről készült képeken a nyalábot folytonosnak feltételeztem.

iii A nyalábkivezetés optimalizálása során fel kell készülnünk arra az esetre is, hogy a dilution



19. ábra. Tipikus realiztikus minták olyan esetben, ha a kickerek egy tizede nem működik



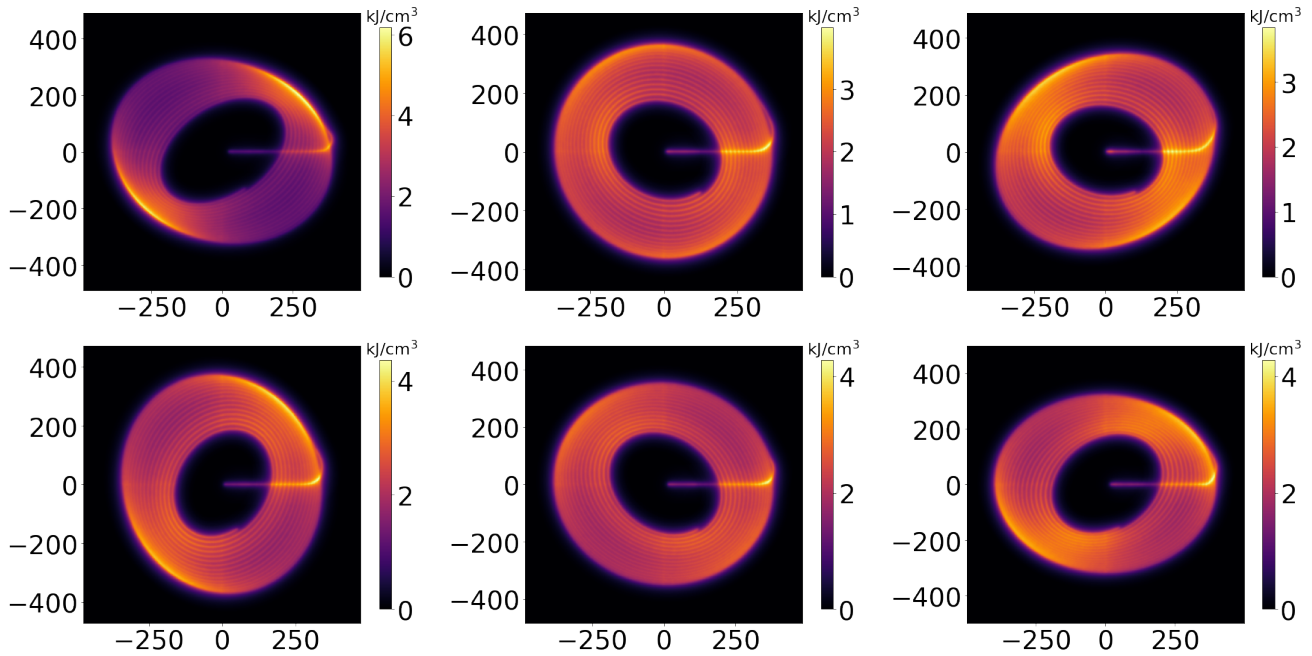
20. ábra. Maximális energia és sugár eloszlása úgy, hogy a kickerek egy tizede nem működik

kickerek egy része egyáltalán nem kapcsol be. A harmadik toleranciatesztben olyan szinkronos kivezetés esetét vizsgáltuk, amelyben a dilution kickereknek az egytizede nem kapcsol be. Ezt a szimuláció során egyszerűen úgy értük el, hogy véletlenszerűen kiválasztott modulok eltérítését lenulláztuk, a működő modulok viszont továbbra is a korábban leírt módon perturbált paraméterekkel lettek figyelembe véve.

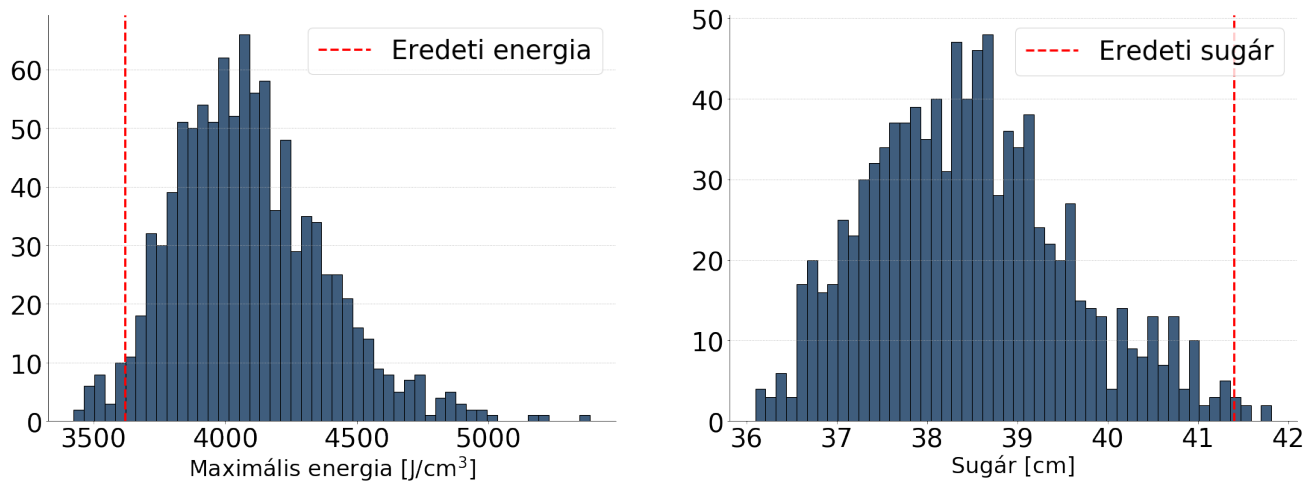
A szimuláció során az első esethez hasonló indoklással folytonos nyalábstruktúrát feltételeztünk, viszont az ábrák itt is a struktúrát feltételezve készültek.

Néhány reális minta látható a 19. ábrán és a lefuttatott toleranciavizsgálat eredménye a 20.

ábrán. A maximális energia eloszlása az első esethez, (azaz ahhoz az esethez, amikor minden kicker működik), viszont az eloszlás csúcsa 3000 J/cm^3 energiasűrűség környékén van, és ez még mindig nem kritikus.

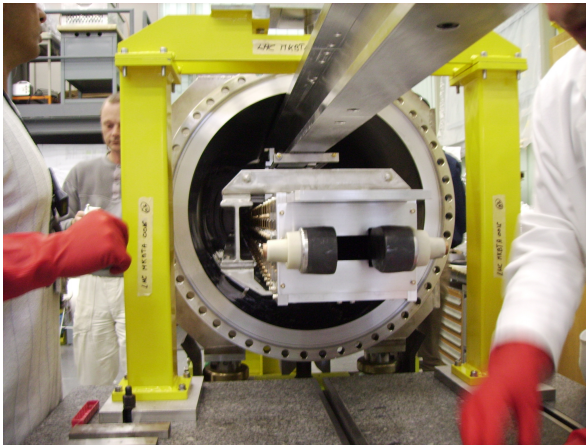


21. ábra. Realisztikus minták olyan aszinkronos kivezetés esetében, ha a kikkerek egy tizede nem működik



22. ábra. Maximális energia és sugár eloszlása olyan aszinkronos kivezetés esetében, hogy a kikkerek egy tizede nem működik

iv A negyedik tesztet olyan aszinkronos kivezetés esetére végeztük, amikor a dilution kikkerek egytizede nem kapcsol be. A toleranciavizsgálat eredménye látható a 21. és a 22. ábrákon.



(a) Dilution kicker a vákuumtankban



(b) A dilution kicker belseje

23. ábra. A Nagy Hadronütköztető dilution kicker mágnesei

A hisztogramokon jól látszik, hogy a vizsgált esetek közül ez az eset a legkritikusabb. Az 1000 futtatott perturbáció közül négy esetben meg is haladta a leadott energiasűrűség a megengedhető maximális értéket, ami a nyalábtető sérüléséhez vezethet.

Viszont itt több szempontból is a legrosszabb feltételezésből indultunk ki. A kivezetés itt aszinkronos, ami egy alapvetően is elég ritka esemény, a dilution kickek között is a lehetségesnek tartott legtöbb esik ki, és ezen túl a számítást folytonos nyalábbal végeztük, amivel a leadott energiamennyiséget felülbecsültük.

És még ezekkel együtt is csak ezerből négy esetben léptük túl a megengedett maximumot. Ezzel kijelenthetjük, hogy az optimalizálás során jól döntöttünk, és a kiválasztott mintánk minden körülmények között elég nagy valószínűséggel az ideális értéken belül marad.

3.6. Megvalósítás

A 5. ábrán láthatjuk a kivezetésnek a felépítését, valamint az optimalizálás során eljutottunk oda, hogy a kivezetés után a dilution kickekkel milyen mintát szeretnénk létrehozni. A következő fejezetben azt fogjuk bemutatni, hogy ennek a mintának a létrehozása milyen módon fog történni.

A rendszerünk egyik alapvető építőeleme a dilution kicker rendszer. Egy ilyen kicker 50 kHz-es frekvenciával oszcilláló mágneses mező létrehozására képes. Az eszköznek a nyaláb útjára merőleges metszete látható sematikusán a 24. ábrán. A középső fehéren hagyott rész a nyalábnak az útja, a két piros rész jelképezi a tekercset, a kék rész a vasmagot. Egy ilyen eszköz mágneses

mezejének a térerősségét, illetve önindukcióját a következő képletek alapján kaphatjuk meg:

$$B_y = \mu_0 \cdot \left(\frac{N \cdot I}{V_{ap}} \right) \quad (30)$$

$$L = \mu_0 \cdot \left(\frac{N^2 \cdot H_{ap}}{V_{ap}} \right) \cdot l_m \quad (31)$$

$$U = \frac{l \cdot H \cdot 2\pi f \cdot N^2 \cdot \mu_0 \cdot I}{V} \quad (32)$$

Itt μ_0 a vákuum mágneses permeabilitása, azaz $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, I az áramerősség, V_{ap} az ábrán látható módon a vasmag két belső oldala közötti távolság, H_{ap} a tekercs belső felületei közötti vízszintes távolság, N a tekercs meneteinek a száma, l pedig a mágnes hossza. Amennyiben a mágnes horizontális és vertikális apertúráját azonosnak vesszük ($H_{ap} = V_{ap}$), ezek a képletek a következőképpen néznek ki:

$$L = \mu_0 \cdot N^2 \cdot l \quad (33)$$

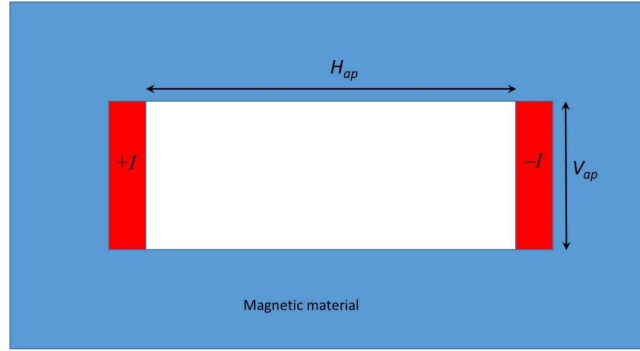
$$U_{\max} = l \cdot 2\pi f \cdot \mu_0 \cdot I \cdot N^2 = L \cdot 2\pi f \cdot I \quad (34)$$

Minden más paraméter változatlansága mellett, adott B mágneses tér esetén a feszültség lineárisan, a mágneses tér eléréséhez szükséges áram pedig fordítottan arányos a menetszámmal. Az elektromos átütés veszélye limitálja a maximálisan tolerálható feszültséget. Emiatt - mint általában a pulzált, vagy nagyfrekvenciás gyorsítómágnesek - a dilution kickek egy menetes tekercset tartalmaznak, és nagy áramot vesznek fel.

A mágnes paramétereit egyrészt a nyalábvezeték mérete, másrészt az elérhető áramköri elemek és az elektromos átütés veszélye korlátozzák. A következő érveléssel megbecsülhetjük a mágnes lehetséges méretét:

A biztonsági előírás alapján az eszköz belső átmérője minimum az aktuális nyalábszélesség nyolcszorosa plusz 4 mm (vízszintesen 25 mm, függőlegesen 10 mm ld. később), a transzverz irányban söpört nyaláb által lefedett tartományhoz képest. Ez közelítő értékeket használva 4 cm-es apertúrát eredményez. 10 kV maximális feszültséget megengedve, illetve 16 kA áramot feltételezve a mágnes hosszára 1.5 métert, induktivására pedig $2 \mu\text{H}$ -t kapunk. A mágneses tér értéke pedig 0.5 T körül lesz. Ezen kívül fontos megemlítenünk azt is, hogy két szomszédos dilution kicker között minimum 410 mm-es távolságot kell hagyni a szükséges egyéb eszközök (vákuum csatlakozások, szivattyúk, diagnosztika, stb) miatt. Ez az érvelés természetesen csak egy nagyságrendi becslés. A többi paraméter nem, de a mágnesek apertúrája, így a mágneses terük a dilution kicker rendszeren belül változhat.

A tekercs a nyaláb két oldalán fut, a végein pedig két részre osztva a nyaláb alatt és felett kanyarodik vissza. A képletből láthatjuk, hogy annál erősebb a mágnes, minél kisebb függőleges



24. ábra. Egy dilution kicker metszete

helyet hagyunk a nyalábnak a vasmagon belül, ezért érdemes ezt a méretet mindig a lehető legkisebbnek venni.

Az eddigiek alapján az ideális dilution kicker apertúra méretének meghatározásához tudnunk kell a nyaláb szélességét az eszköz belsejében. Ez a szélesség, és a szélesség változása egy adott helyen egy nyalábútra merőleges tengelyen két függvényből, az úgynevezett α és β függvényekből határozható meg a következő módon:

$$\sigma(s) = \sqrt{\varepsilon} \cdot \sqrt{\beta(s)} \quad (35)$$

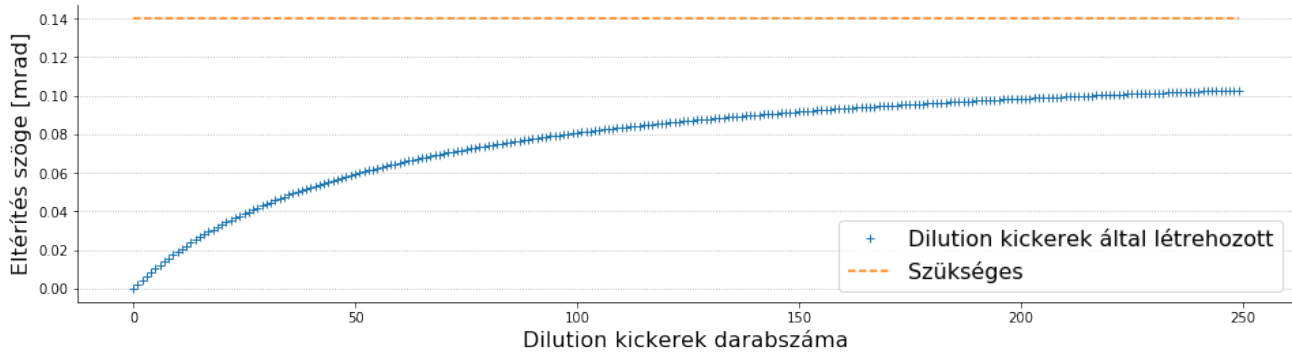
$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta(s)} \quad (36)$$

$$\alpha = -\beta'/2 \quad (37)$$

Ahol a $\sigma(s)$ jelöli a nyaláb szélességét, a ε a nyaláb emittanciája, az FCC esetében ennek a legnagyobb értéke 0.625 nm. A szabad paraméter a gyorsítók nyaláboptikai számolásaiiban mindig az út, mivel sokkal több információt hordoz, mint a fizika legtöbb területén használt idő paraméter. Ezenkívül mivel a mozgás sebessége gyakorlatilag az esetek jelentős részében fénysebességnek tekinthető, ezért az út paraméter kizárólag egy konstans szorzóban tér el. Az FCC optikájának előzetes ismerete alapján [18] tudjuk a nyaláb méretét a 5. ábrán látható „MKDCENTRE” helyen, a további szakasz a nyaláb szélességének alakulása szempontjából szabad sodródásnak, azaz driftnek tekinthető. Egy L hosszúságú drift után az α és a β függvény értéke megkapható a következő alapján:

$$\beta(S_0 + L) = L^2 \cdot \frac{1 + \alpha(S_0)^2}{\beta(S_0)} - 2 \cdot L \cdot \alpha(S_0) + \beta(S_0) \quad (38)$$

$$\alpha(S_0 + L) = -L \cdot \frac{1 + \alpha(S_0)^2}{\beta(S_0)} + \alpha(S_0) \quad (39)$$



25. ábra. Egy féle dilution kicker használata a második kickersorban

Ebből, és a kapott adatokból tehát meg tudjuk határozni a nyaláb méretét tetszőleges helyen. Amit még figyelembe kell vennünk az az, hogy a 5. ábrán is látható módon a kivezetett nyaláb szöge csak 1,14 mrad, emiatt még várunk kell, amíg ennyi szögeltérülés kellő méretű abszolút eltérülést okoz, hogy a névleges pálya csatornájától a használt eszközeink elférjenek. Ez a szükséges távolság 200 mm, tehát minimum 175 m-t kell még a kivezetés után várunk. Ez alapján a fenti függvénybe a megtett út helyére $L = 1223$ m-t kell behelyettesíteni, tehát a nyaláb β értéke azon a ponton, amikor a kickersorba leghamarabb beérkezik vízszintesen 38544,2 m és függőlegesen 2429,1 m, tehát a nyalábszélesség a (35) képlet alapján vízszintesen 1.3 mm és függőlegesen 0,6 mm.

Ezentúl a dilution kickerek szükséges méretének a meghatározásakor figyelembe kell vennünk azt is, hogy a kivezetést megkezdő "MKD1" kicker rendelkezhet egy ± 10 %-os relatív bizonytalansággal, ami $\pm 0,0045$ mrad abszolút bizonytalanságot jelent, ebből az említett távolságban már 5,5 mm eltérés lesz, ezt a kicker mágnes apertúrájába bele kell számolni. Mivel a kicsatolás vertikális irányban történik¹ A bizonytalanság kizárólag a vertikális irányban van jelen, és minél jobban haladunk a nyalábtetemő felé, a maximális eltérése annál nagyobb lesz a névleges pályától. Érdekes tehát előre tenni a horizontális irányban eltérítő kickereket, hogy a vertikális apertúrájukat, ezáltal a mágneses terület a bizonytalanság a lehető legkevesbé csökkentse. Ezekből a horizontális irányban eltérítő kickerekből elég lesz egy félét használni, mivel a nyaláb vertikális irányú lehetséges bizonytalansága lassan változik, az összes kickerben állandónak tekinthető. Az optimalizált mintánkhoz a teljes szükséges eltérítés a két frekvenciához tartozó amplitudók összege, azaz körülbelül 40 cm (14. ábra), ez azt jelenti, hogy 2,5 km-es sodródási hosszal számolva a szükséges szögeltérülés 0,16 mrad, ez 0,5 T - mágneses térrel számolva - egy 54 m mágneses hosszal rendelkező dilution kickersorral elérhető A mágnesek közti távolságot (0,4 m) figyelembe véve a horizontális kicker rendszer hossza ennél egy $(1,5 + 0,4)/1,5 = 1,26$ -szoros faktossal hosszabb, 67 m lenne.

A vertikálisan eltérítő, azaz horizontális apertúrájú kickerek esete már nem ilyen egyszerű. Az első kickersorból kiérve a nyaláb horizontális irányban éppen széttart, és a széttartásának a

¹A 3. és a 5. ábra vízszintes síkban történő kivezetést ábrázol az egyszerűség kedvéért

szöge itt már nem elhanyagolható. Hogy gazdaságosabb legyen a rendszerünk, a két kickersor közé helyezünk egy fókuszáló kvadrupólmágnest, ami a 26. képen látható módon fókuszálja a nyalábot, hogy a vertikálisan eltérítő kickerek apertúrája is kisebb lehessen. A legegyszerűbb persze itt is egyféle, azonos apertúrájú kickerek használata lenne, melyeket a fókuszpont körül szimmetrikusan helyezünk el. Itt viszont számolnunk kell azzal is, hogy minél hosszabb ez a kickersor, annál nagyobb horizontális méretű nyalábot kell átengednie, tehát annál szélesebb horizontális apertúrájú, azaz gyengébb mágneseket kell használnunk. A beérkező nyaláb szögét már megállapítottuk, jelöljük ezt ϑ -val. A teljes vertikális szögeltérítés kiszámolásához n db azonos horizontális apertúrájú, tehát azonos mágneses terű eszköz esetén a következő összefüggésekre van szükségünk:

$$\Delta\alpha_n = \frac{1}{p/q} \cdot \sum_{i=1}^n \int B(x_n) \cdot dL \quad (40)$$

$$B(x_n) = \mu_0 \cdot \frac{N \cdot I}{2 \cdot (x_n + x_0)} \quad (41)$$

$$x_0 = 8 \cdot \sigma + 4 \text{ mm} \quad (42)$$

$$x_n = \left(n \cdot L + (n - 1) \cdot 410 \text{ mm} \right) \cdot \vartheta \quad (43)$$

Behelyettesítve azt kapjuk, hogy:

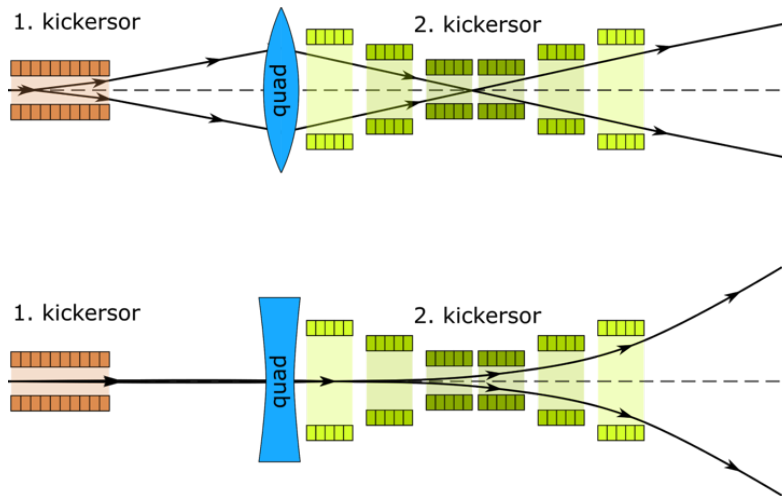
$$\Delta\alpha_n \sim \frac{n}{n + \text{const.}} \quad (44)$$

Ez alapján azt várjuk, hogy kisszámú dilution kickerek esetén még meredeken nő a teljes szögeltérülés, nagyobb számú eszköz esetén viszont már konvergálni fog egy értékhez, ezt láthatjuk is a 25. ábrán is. Azt is láthatjuk, hogy ezzel a módszerrel, azaz egyetlen féle kickert használva nem érhetjük el a kívánt szögeltérítést, mert az a függvény felső korlátjánál nagyobb értékű.

Ez alapján tehát a vertikális eltérítés létrehozásához több féle, különböző horizontális apertúrájú dilution kicker alkalmazása lesz szükséges. A teljes szükséges mágneses mező szempontjából persze az lenne a leg gazdaságosabb, hogyha minden egyes mágnes apertúrája különböző, a lehető legkisebb lenne, viszont egyforma eszközök gyártása olcsóbb. Ezért a jelenlegi elképzelések szerint három féle kickert fogunk itt alkalmazni, és ilyen módon 110 m hosszú mágnessorral elérhető a szükséges szögeltérítés [17].

4. Összefoglaló

Az FCC a kísérleti részecskefizika jövőjének és következő lépcsőfokának egyik - és talán a legvalószínűbb - eszköze lehet. A működéséhez szükséges technológiai problémák megoldása jelenleg



26. ábra. A kickerrendszer elrendezése [19]

is komoly erőfeszítések mellett zajlik. Az egyik ilyen felmerülő a nyalábkivezetés mintájának az optimalizálása. A kérdés az, hogy a gyorsítóból eltávolított részecskenyaláb mágnesekkel manipulálva milyen mintán söpörjön végig a nyalábtemető felületén, hogy ne okozzon rajta sérülést. A dolgozatomban bemutattam, hogy az FCC koncepciótervekben [8] is publikált eredeti megoldási javaslat mintájánál egyszerű módon, bármilyen új eszköz megtervezése és legyártása nélkül komoly költségcsökkentést érhetünk el minden tekintetben. A módszer, amivel ezt elérhetjük, az az, hogy mind vertikális mind horizontális irányban két különböző frekvencia lebegésével előállított oszcillációkkal hozunk létre a nyalábtemetőn egy spirális mintát. Ez a minta az eredeti javaslatához képest 14 %-al kisebb integrált mágneses térerősség és 20 %-al kisebb mintaméret mellett tartja a maximális megengedhető leadott energiasűrűséget a mintán. A dolgozatban javasolt minta az érzékenységvizsgálat során is alkalmasnak bizonyult, a legrosszabb esetben is magas valószínűséggel is tartja az energiasűrűség limitjét, és a megvalósítása is lehetséges.

Az eredményeimet 2019 nyarán az FCC Week konferencián is bemutattam egy poszter formájában [20], és az ott született egyenlőre szóbeli megállapodás szerint én, és a témavezetőm végezhetjük majd az FCC-hh nyalábkivezetésben található mágnesrendszer teljes tervének elkészítését.

5. Köszönetnyilvánítás

Elsősorban szeretném ezúton megköszönni témavezetőmnek, Barna Dánielnek a rengeteg segítséget, tudást és lehetőséget, amit a közös munka során kaptam. Köszönöm továbbá a CERN munkatársainak, név szerint Anton Lechnernek, Elisabeth Rennernek és Wolfgang Bartmannak, hogy szükség esetén készségesen elláttak információval, valamint Mike Barnesnak és Thomas Kramernek, hogy ezentúl előben is meghallgattak, és véleményezték a munkámat. Külön hálás vagyok Thomas Kramernek, hogy az eredményeim alapján alkalmasnak talált minket a téma

továbbvitelére. Végül köszönöm ϱ -nak a lelki támogatást, és azt is, hogy mindig elaludt, amikor a témáról beszéltem neki.

Hivatkozások

- [1] D. Sheehy, „Applications of accelerators.”
<https://indico.cern.ch/event/532397/contributions/2170730/attachments/1348383/2034266/Sheehy-Applications-handouts.pdf>, 2016. Introduction to Accelerator Physics 2016, summer school Budapest.
- [2] M. Benedikt, „Overview of the future circular collider study.”
https://indico.cern.ch/event/727555/contributions/3447469/attachments/1867359/3071163/190624_Overview_of_the_FCC_Study_ap.pdf, 2019. FCC Week 2019.
- [3] L. Linssen, A. Miyamoto, M. Stanitzki, and H. Weerts, „Physics and detectors at clic: Clic conceptual design report,” 02 2012.
- [4] T. C. S. Group, „Cepec conceptual design report: Volume 1 - accelerator,” 2018.
- [5] CEPC-SPPC Study Group, „CEPC-SPPC Preliminary Conceptual Design Report. 2. Accelerator,” tech. rep., 1 2015.
- [6] The FCC Collaboration, A. Abada, M. Abbrescia, S. AbdusSalam, I. Abdyukhanov, J. Fernandez, A. Abramov, M. Aburaia, A. Acar, P. Adzic, P. Agrawal, J. Aguilar-Saavedra, J. Aguilera-Verdugo, M. Aiba, I. Aichinger, G. Aielli, A. Akay, A. Akhundov, H. Aksakal, J. Albacete, S. Albergo, A. Alekou, M. Aleksa, R. Aleksan, R. Fernandez, Y. Alexahin, R. Alía, S. Alioli, N. Tehrani, B. Allanach, P. Allport, M. Altinli, W. Altmannshofer, G. Ambrosio, D. Amorim, O. Amstutz, L. Anderlini, A. Andreazza, M. Andreini, A. Andriatis, C. Andris, A. Andronic, M. Angelucci, F. Antinori, S. Antipov, M. Antonelli, M. Antonello, P. Antonioli, S. Antusch, F. Anulli, and L. Apolinário, „Fcc physics opportunities: Future circular collider conceptual design report volume 1,” June 2019.
- [7] the FCC Collaboration, A. Abada, M. Abbrescia, S. AbdusSalam, I. Abdyukhanov, J. Abel-leira Fernandez, A. Abramov, M. Aburaia, A. Acar, P. Adzic, P. Agrawal, J. Aguilar-Saavedra, J. Aguilera-Verdugo, M. Aiba, I. Aichinger, G. Aielli, A. Akay, A. Akhundov, H. Aksakal, J. Albacete, S. Albergo, A. Alekou, M. Aleksa, R. Aleksan, R. Alemany Fernandez, Y. Alexahin, R. Alía, S. Alioli, N. Alipour Tehrani, B. Allanach, P. Allport, M. Altinli, W. Altmannshofer, G. Ambrosio, D. Amorim, O. Amstutz, L. Anderlini, A. Andreazza, M. Andreini, A. Andriatis, C. Andris, A. Andronic, M. Angelucci, F. Antinori, S. Antipov, M. Antonelli, M. Antonello, P. Antonioli, S. Antusch, F. Anulli, and S. Su, „Fcc-ee: The lepton collider: Future circular collider conceptual design report volume 2,” June 2019.
- [8] the FCC Collaboration, A. Abada, M. Abbrescia, S. AbdusSalam, I. Abdyukhanov, J. Abel-leira Fernandez, A. Abramov, M. Aburaia, A. Acar, P. Adzic, P. Agrawal, J. Aguilar-Saavedra, J. Aguilera-Verdugo, M. Aiba, I. Aichinger, G. Aielli, A. Akay, A. Akhundov,

- H. Aksakal, J. Albacete, S. Albergo, A. Alekou, M. Aleksa, R. Aleksan, R. Alemany Fernandez, Y. Alexahin, R. Alía, S. Alioli, N. Alipour Tehrani, B. Allanach, P. Allport, M. Altinli, W. Altmannshofer, G. Ambrosio, D. Amorim, O. Amstutz, L. Anderlini, A. Andreazza, M. Andreini, A. Andriatis, C. Andris, A. Andronic, M. Angelucci, F. Antinori, S. Antipov, M. Antonelli, M. Antonello, P. Antonioli, S. Antusch, F. Anulli, and L. Apolinário, „Fcc-hh: The hadron collider: Future circular collider conceptual design report volume 3,” July 2019.
- [9] the FCC Collaboration, A. Abada, M. Abbrescia, S. AbdusSalam, I. Abdyukhanov, J. Abelaira Fernandez, A. Abramov, M. Aburaia, A. Acar, P. Adzic, P. Agrawal, J. Aguilar-Saavedra, J. Aguilera-Verdugo, M. Aiba, I. Aichinger, G. Aielli, A. Akay, A. Akhundov, H. Aksakal, J. Albacete, S. Albergo, A. Alekou, M. Aleksa, R. Aleksan, R. Alemany Fernandez, Y. Alexahin, R. Alía, S. Alioli, N. Alipour Tehrani, B. Allanach, P. Allport, M. Altinli, W. Altmannshofer, G. Ambrosio, D. Amorim, O. Amstutz, L. Anderlini, A. Andreazza, M. Andreini, A. Andriatis, C. Andris, A. Andronic, M. Angelucci, F. Antinori, S. Antipov, M. Antonelli, M. Antonello, P. Antonioli, S. Antusch, F. Anulli, and L. Apolinário, „Helhc: The high-energy large hadron collider: Future circular collider conceptual design report volume 4,” July 2019.
- [10] „European strategy for particle physics.”
<https://europeanstrategy.cern/>, 2020.
- [11] N. Tahir, F. Burkart, R. Schmidt, A. Shutov, and A. Piriz, „Review of hydrodynamic tunneling issues in high power particle accelerators,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 427, pp. 70 – 86, 2018.
- [12] D. Barna, M. Novák, K. Brunner, G. Kirby, B. Goddard, J. Borburgh, M. G. Atanasov, A. Sanz Ull, E. Renner, W. Bartmann, and M. Szakály, „Conceptual design of a high-field septum magnet using a superconducting shield and a canted-cosine-theta magnet,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 5, p. 053302, 2019.
- [13] Apollonio, A, Nie, Y, Schmidt, R, Schubert, J, Siemko, A, Uythoven, J, Verweij, A, W. Wiesner, C, Wollmann, D, and Zerlauth, C, „Status of studies on beam impact machine protection challenges,” 2019. FCC Week 2019.
- [14] „LHC beam dumps.”
<https://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/components/beam-dump.htm>, 2019.
- [15] M. Barnes. privát kommunikáció, 2019.
- [16] A. Lechner. privát kommunikáció, 2019.
- [17] Renner, E, Barnes, M J, Bartmann, W, Burkart, F, Carlier, E, Ducimetiere, L, Goddard, B, Kramer, T, Lechner, A, Magnin, N, Senaj, V, Uythoven, J, Van Trappen, P, and Wiesner, C, „Optimization of the FCC-hh beam extraction system regarding failure avoidance and

mitigation,” (Vancouver, Canada), p. TUPAF058, JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 2018.

- [18] E. Renne, „Machine protection of the future circular hadron collider fcc-hh: Injection and extraction,” Master’s thesis, CERN, 2018.
- [19] Bartmann, W, Atanasov, M, Barna, D, Barnes, MJ, Borburgh, J, Burkart, F, Goddard, B, Kramer, T, Lechner, A, Sanz Ull, A, Schmidt, R, Stoel, L, Ostojic, R, Rodziewicz, J, and van Trappen, P, „FCC-hh dump concepts.”
https://indico.cern.ch/event/438866/contributions/1085000/attachments/1256830/1855704/FCCweek_dumpsystems_11April16.pdf, 2016.
- [20] Facskó, B, Barna, D, and Lechner, A, „Realisation of the optimal beam dilution pattern of the FCC-hh ring using beating frequencies,” 2019. FCC Week 2019.