



ÓBUDAI EGYETEM
ÓBUDA UNIVERSITY

DOKTORI (PHD) ÉRTEKEZÉSTERVEZET

BODOR KÁROLY BALÁZS

Lézerberendezések segítségével
keltett ionizáló sugárzások elleni
védelem sugárvédelmi tervezésének
elemei

Témavezető: Dr. Zagyvai Péter Benedek

**BIZTONSÁGTUDOMÁNYI
DOKTORI ISKOLA**

Budapest, 2024. 10.01.

TARTALOM

BEVEZETÉS	7
A tudományos feladat meghatározása, indokoltsága	7
Célkitűzések	8
A téma kutatásakor felmerülő főbb kérdések	9
Kutatási módszerek	11
1 AZ ELI SZUPERPROJEKT	12
1.1 Az ELI projekt helyszínei	12
1.2 A lézerek fejlődése napjainkig, áttekintés	13
1.3 A sugárvédelmi tervezés alapjai, és a kritériumok	15
2 A LÉZERFÉNY - ANYAG KÖLCSÖNHATÁSA, RÉSZECSCHEGYORSÍTÁSI MECHANIZMUSOK	17
2.1 A lézerfény - anyag kölcsönhatás	17
2.2 A részecskegyorsítás esetei	18
2.2.1 A buborék gyorsítás	19
2.3 A protonok gyorsítása lézerfényvel	20
3 AZ IONIZÁLÓ SUGÁRZÁSOK KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL	22
3.1 A másodlagos sugárzás paramétereinek meghatározása	22
3.2 Elektromágneses kaszkád-effektusok [113]	23
3.3 Hadron kaszkád effektusok	27
3.3.1 Óriás rezonancia neutronok keltése elektronokkal	27
3.3.2 A hadron kaszkád kialakulása	29
3.4 Összegzés	30
4 A CÉLTÁRGYBAN VÉGBEMENŐ, SUGÁRVÉDELMI SZEMPONTBÓL IS LÉNYEGES FOLYAMATOK	32
4.1 A szilárd céltárgy besugárzása	32
4.2 Az elektronok reflux jelensége	33
4.3 A céltárgy felaktiválódása	34

5	A FLUKA KÓD.....	37
5.1	A FLUKA kód használata a sugárvédelmi tervezésben	37
5.1.1	A FLUKA kód tulajdonságai.....	37
5.1.2	Bemenő adatok megadása a FLUKA kódban.....	40
5.1.3	A FLUKA kód működése	42
6	SUGÁRVÉDELMI LOKÁLIS ÁRNYÉKOLÁS TERVEZÉSE (T1, CI).....	46
6.1	Az elektron refluxtól származó prompt foton dózis értékek és a hozzá tartozó árnyékolás meghatározása	46
7	SUGÁRVÉDELMI ÁRNYÉKOLÁS TERVEZÉSE (T2, CII).....	48
7.1	Az árnyékoló anyagok tervezésének menete	48
7.1.1	A nyalábvonal technológiai leírásának tanulmányozása	48
7.1.2	Működési paraméterek meghatározása (kérdő ív)	48
7.1.3	Lézerfény - anyag kölcsönhatás szimulálása	49
7.1.4	Fajlagos dózislímitek meghatározása	49
7.1.5	Az árnyékolás tervezése a FLUKA kóddal.....	49
7.1.6	Paraméteroptimalás vizsgálatok	49
7.2	Az árnyékolás tervezés a FLUKA kóddal	51
7.3	Az ELI BEAMLINES számára tervezett nyalábcsapda továbbfejlesztése.....	52
7.3.1	Ajánlásaim a sugárvédelmi árnyékolás kiegészítésére	54
7.4	Az ELI ALPS 2 GeV-es elektron nyalábhoz tervezett nyalábcsapdája.....	56
7.5	Horganyzott acél felaktiválódása.....	60
7.5.1	A felaktivált termékek reziduális aktivitásának változása hosszú távon ...	62
7.5.2	20 év üzemidőt követő aktivitások becslése	63
7.6	Az indukált (mesterséges) radioaktivitás	63
7.7	Az ELI ALPS-ban keletkező radioaktivitás értékelése.....	64
7.8	Módszer ajánlása a radioaktív anyag, illetve radioaktív hulladékok keletkezésének elkerülésére	65
7.9	A kísérleti terem légterének felaktiválódása.....	68

8	PARAMÉTEROPTIMÁLÁSI VIZSGÁLATOK (T3, CIII.).....	70
8.1	A sugárvédelmi tervezéshez elengedhetetlen gyors becslési módszer vizsgálata 70	
8.2	Paraméteroptimalás.....	76
8.2.1	A tervezés kezdeti szakasza.....	76
8.2.2	A fajlagos dózis limitek meghatározásához szükséges számítás egyenlete 76	
8.2.3	Üzemviteli paraméterek.....	77
8.2.4	A keltett részecskeszám (N) változásának esetei és hatása	78
8.2.5	Dózismegszorítás	79
8.3	Az árnyékolás elrendezésének és anyagának tervezése.....	79
8.4	Áttervezés paraméterváltozás esetén, DBA eset vizsgálata.....	82
8.5	Nyalábvonal árnyékolás koncepcionális tervezése.....	84
8.6	Következtetések, javaslatok.....	88
9	MÓDSZERTANI ÚTMUTATÓ FEJLESZTÉSEK FELAKTIVÁLT (RADIOAKTÍV) ANYAGOK KERESÉSÉHEZ (T4, CI, CIV, CV, CVI.)	90
9.1	Módszertani útmutató sugárforrások kereséséhez	90
9.2	Tanpályák, gyakorlatok, FOSTER.....	92
9.3	Virtuális sugárforrás rendszer	94
9.4	A virtuális radioaktív felületi szennyezettség és virtuális felületi szennyezettség mérő 98	
9.4.1	Virtuális felületi szennyezettség és szennyezettség mérő bemutatása a felhasználó-gyakorlatozó szemszögéből.....	98
9.5	A virtuális felületi szennyezettség mérő bemutatása egy scenárión keresztül	99
9.6	Összegzés.....	100
10	PULZÁLT TEREK MÉRÉSTECHNIKÁJA (T5, CVII.)	102
10.1	Tesztlaboratóriumi vizsgálatok.....	104
10.1.1	Ionkamrás detektorok (STEP OD-02 vs. FHT 192) összemérése	104

10.1.2	A Gamma chopper	107
10.2	Pulzált terek időbeliségének vizsgálata	108
11	ÖSSZEGZETT KÖVETKEZTETÉSEK.....	111
11.1	Új tudományos eredmények	111
11.2	Ajánlások	114
12	IRODALOMJEGYZÉK	117
13	RÖVIDÍTÉSJEGYZÉK.....	131
14	TÁBLÁZATJEGYZÉK.....	133
15	ÁBRAJEGYZÉK.....	134
16	KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	137

**Nyilatkozat a munka önállóságáról, irodalmi források megfelelő módon történt
idézéséről**

Alulírott Bodor Károly Balázs kijelentem, hogy a **Lézerberendezések segítségével keltett ionizáló sugárzások elleni védelem sugárvédelmi tervezésének elemei** című benyújtott doktori értekezést magam készítettem, és abban csak az irodalmi hivatkozások listáján megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, amelyet szó szerint, vagy azonos tartalomban, de átfogalmazva más forrásból átvettem, egyértelműen, a forrás megadásával megjelöltem.

Budapest, 2024. 09.15.



.....
(aláírás)

BEVEZETÉS

A tudományos feladat meghatározása, indokoltsága

Magyarország sikeresen jogot szerzett az ELI (**E**xtr**e**m**e** **L**ight **I**nfr**a**str**u**cture) mintegy 80 milliárd Ft értékű ún. ALPS (**A**ttosecond **L**ight **P**ulse **S**ource) pillérének megvalósítására [1]. A lézerefény - anyag kölcsönhatás során az ELI-hez hasonló teljesítményű lézerberendezésekben ionizáló sugárzás keletkezik [2-9]. Az új tudományos centrum beüzemeléséhez és működtetéséhez elengedhetetlen a sugárvédelmi tervezés, kialakítás, megvalósítás, és a sugárvédelem minden aspektusának kidolgozása (oktatás, mérés-technika, árnyékolás - tervezés stb.) Ezek a berendezés működtetéséhez szükséges sugárvédelmi hatósági (létesítési, alkalmazási) engedély megadásához is elengedhetetlenek. Az engedélyeket a létesítmény fokozatos kiépítésével összhangban az OAH (**O**rszágos **A**tomenergia **H**ivatal) adja ki. Az ELI projekt [10] egy új, lézerefény által létrehozható részecske gyorsításon alapul. Jelenleg nagyjából hat nagyságrenddel kisebb teljesítményű lézerekre léteznek referencia berendezések [11], [12-16]. Az ELI nemrég megkapta az OAH-tól a működési engedélyt (az engedélyezésben, mint sugárvédelmi szakértő és tervező vettem részt, és az engedélyeztetési dokumentációkban az általam készített árnyékolási tervek szerepelnek [17]). A nagy intenzitású lézerforrással már elkezdődtek a kutatások, ennek előfeltétele volt az érvényes sugárvédelmi engedély, melynek részeit képezik az általam elkészített szimulációk, tervezések. Kihívást jelentett a különleges lézeres gyorsítási elven működő ELI ALPS sugárvédelmi árnyékolásának megtervezése és a további sajátos sugárvédelmi feladatok megoldása is.

Az ELI ALPS-ban az ionizáló sugárzások dózistere is pulzált jellegű, mivel a lézerek pulzáló üzemmódban működnek. Jelenleg Magyarországon nincs a Budapest Főváros Kormányhivatala Metrológiai és Műszaki Felügyeleti Főosztály [18] által kiadott, illetve elfogadott tesztelési, kalibrálási, hitelesítési eljárás pulzáló ionizáló sugárzási terekben történő mérésekre. Ugyanakkor az OAH-val történt egyeztetések során az OAH jelezte, hogy az engedély kiadáshoz a későbbiekben szükség lesz a készülékek tesztelésére. Kezdeményeztem a HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpont (HUN-REN EK) Sugárbiztonsági Laboratóriumánál (SBL) a tesztlaboratórium képességeinek kiterjesztését, továbbá az OAH részére készítettünk két OAH MMT (**M**űszaki **M**egalapozó **T**anulmány) pályázatot a témában [19-20]. Ionizáló sugárzás keltésével kapcsolatban keletkező pulzált terek sugárvédelmi kérdéseivel nemzetközi szinten is kevesen foglalkoznak. Az ELI keretein belül pár éven belül igen nagy dózisteljesítményű pulzált

tereket kívánnak létrehozni [21]. A legnagyobb kihívás az EMP (**E**lectro**M**agnetic **P**ulse, elektromágneses impulzus) és összetett kaskád sugárzástól mentes, hangolható referencia pulzált tér kifejlesztése, előállítása volt. Hasonlóan fontos, hogy a sugárvédelmi detektorok előzetes tesztelését is meg kellett oldani, mivel a detektorok össze lesznek kapcsolva a lézervezérléssel, hogy egy esetleges üzemzavar során, nem megfelelő besugárzás és ezáltal megnövekedett dózistér esetén a védelemben alkalmazott detektor jele azonnal blokkolja a lézer berendezést. Az indokolatlanul kiváltott védelmi működés ugyanakkor a kísérleteket biztonságos üzemvitel közben is bármikor leállhatná.

Az ELI-vel kapcsolatban előálló, a teljes kapacitással történő működés előtt megoldandó sajátos sugárvédelmi feladat volt az ilyen működés során keletkező felaktivált anyagok várható helyének és mennyiségének becslése, valamint a radioaktív helyek hatékony és biztonságos megkereséséhez szükséges gyakorlati oktatás megvalósítása is. Azonban erre a célra Magyarországon korábban nem létezett sugárforrások keresésére dedikált tanpálya. Az ilyen gyakorlás során lényeges az is, hogy a sugárvédelem „indokoltság” alapelveinek megfelelően valódi sugárforrásokkal bizonyos scenáriókat tilos gyakorolni (például: jelentős felületi szennyezettség mérése, nagy dózistérben való munka).

Az előzetes tervezés része az egyes besugárzási helyek, nyalábvonalak körüli árnyékolások meghatározása is. Rengeteg elképzelést, működési módot, árnyékolási elrendezést kell megvizsgálni a tervezési, kivitelezési és beüzemelési fázisban. A modellszámításokhoz felhasználható Monte Carlo kódok futtatása időigényes, ezért magát a tervezést is meg kell tervezni, célszerű a szimulációk futási idejének csökkentése az eredmények megbízhatóságának figyelembevételével. Az árnyékolással módosított sugárzási helyzetek összehasonlítását a későbbiekben kifejtett fajlagos dózis-határértékekkel kívánom bemutatni.

Célkitűzések

A dolgozatban bemutatott kutatómunka fő célja az ELI ALPS sugárvédelmének megfelelő kialakításához való hozzájárulás volt, azaz:

A nyalábvonalak adott kutatási feladatok számára optimális árnyékolásának megtervezése;
A működés során kialakuló „prompt” dózisviszonyok, illetve az esetleg végbemenő felaktiválódás több lépésben történő modellezése;

Az ELI ALPS számára is hasznosítható sugárvédelmi tanpályák, virtuális sugárforrás rendszer fejlesztésében való részvétel,

A lézeres gyorsítás révén kialakuló pulzált sugárzási tér dózisviszonyainak pontos meghatározásához szükséges referencia pulzált terek előállítása, és ezekben dózis- és dózisteljesítmény mérésre alkalmas detektorok tesztelése.

A fenti célkitűzésekhez tartozó, e dolgozatban részletezendő eredményeket felhasználjuk az ELI-ALPS már megvalósult, illetve tervezett nyalábvonalainak sugárvédelmi hatósági engedélyezésében, illetve a létesítmény működtetésének sugárvédelmi gyakorlatában.

A téma kutatásakor felmerülő főbb kérdések

Általában a lézer berendezések működése során nem keletkezik ionizáló sugárzás, és ezért ionizáló sugárzás elleni védelem sem kell. A lézer berendezések teljesítménye azonban az elmúlt évtizedekben drasztikusan növekedett, ezért ezeknél már nem kizárható, hogy bizonyos folyamatok ionizáló sugárzást fognak kelteni. Az első vizsgálat arra kell, hogy irányuljon, hogy ez a keltett sugárzás elegendően kis dózist okoz-e ahhoz, hogy megfeleljen a sugárvédelmi szabályozás alól való mentesség kritériumának, ami a nemzetközi ajánlásokkal összhangban lévő magyar szabályozás szerint az alábbi esetekben teljesülhet:

- a berendezés 5 kV, illetve bizonyos további feltételek teljesülése esetén 30 kV-nál kisebb feszültséggel működik;
- ha a működés során keltett sugárzás által besugárzott anyagokban létrehozott radionuklidok aktivitása vagy aktivitáskoncentrációja kisebb, mint a vonatkozó hazai jogszabályban (2/2022. (IV. 29.) OAH rendelet) is felhasznált nemzetközi kompilációkban (pl.: IAEA General Safety Requirements Part 3.) közzétett, megfelelően kiválasztott általános vagy specifikus mentességi szint.

Megvizsgálva a nagy energiasűrűségű lézeres gyorsítás esetét, a mentesítés első feltétele bizonyosan nem teljesül, a másodikat illetően pedig nyilvánvalóan előzetes, szimulációra alapozott vizsgálatok szükségesek. A lézeres gyorsítók működése során szükséges sugárvédelem tervezésében is döntő szerepe van a szimulációnak. A Monte Carlo kódokkal történő szimulációs számítások igen időigényes folyamatok. Ha csökkentem az indított részecskeszámot, akkor lecsökken a szimuláció időigénye, ugyanakkor csökken a szimulált érték szórása. A tervezésnél végül is nem a kifejezetten pontos szimulált értékekre van szükség, mivel sok olyan paramétert kell figyelembe venni a számításnál, amik időközben változhatnak, hiszen a vizsgált alkalmazás kísérleti munkákhoz kapcsolódik, amelyeknek ez a természetes velejárója. Ezért elsősorban az adott vizsgálati pontokban a nagyságrendileg megfelelő, szimulált értékek az érdekesek. Tehát ha van esély arra, hogy

kisebbs indított részecskeszámánál a szimulációs kód nagyságrendben megfelelő értéket adjon még alacsonyabb szórás esetén is, akkor ez a módszer használható lehet a gyorsabb tervezéshez. Fontos információt jelent ebben a munkában az említett paraméterekre végzett paraméteroptimalizálás vizsgálat is.

Az ELI ALPS-ban használt lézerek impulzus üzemmódúak, melyek impulzus ideje változtatható paraméter. A lézer-anyag kölcsönhatásban keletkező részecskék milyen impulzus idővel fognak rendelkezni? Bár az ELI ALPS szóróvidítésben benne van az atto prefixum, ez némileg félrevezető, mert a primer lézernyaláb impulzus hossza femtoszekundum (fs) nagyságrendű, és az attoszekundumos (as) fényforrás csak a lézer-anyag kölcsönhatáskor keletkezik. Ha az ionizáló sugárzások is ehhez hasonló impulzus idővel rendelkeznének, szinte biztosan lehetetlen lenne ilyen pulzált terek mérése. De ha figyelembe vesszük a kaszkád effektusokat, akkor látható, hogy a teljes részecskézőr időtartama meg fog nyúlni. Ez az időbeli kiszélesedés elérhet-e akkora időszávot, amit a ma elérhető detektorok is képesek feldolgozni? A szimulációkban alkalmazott FLUKA (FLUktuierende KAskade) kód [23] képes "pillanat" felvételeket készíteni, azaz a besugárzás (a lézerlövés által keltett szekunder részecskék „elindulása”) pillanatában megszerkeszteni a kialakuló részecske fluens teret, és a besugárzás után eltelt időt növelve adott időpontokban látható lehet a részecske fluens és az okozott fajlagos dózis tér időbeli változása. Ezt megvizsgálva a kaszkád időtartama megbecsülhető.

Hogyan lehet tesztelni az ELI ALPS sugárzásmérő detektorait pulzált mezőkben? Mivel pulzált mezőkre nincs kalibráló laboratórium, ezért a detektorok nem hitelesíthetőek, kalibrálhatók. Emellett még Magyarországon elfogadott mérési szabvány sem létezik. Egyrészt érdemes ezen témájú cikkeket feldolgozni [24-39], valamint a szabvány tervezeteket érdemes alapul venni. A HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpont Sugárbiztonsági Laboratórium (HUN-REN EK SBL) teszt laboratóriumában van kapacitás pulzált mezők vizsgálatára: ismert referencia pulzált tér létrehozása a cél, mellyel az ELI ALPS-ban üzemelő detektorokat lehet vizsgálni ismert pulzált térben. A gyorsítóknál történő tesztelésnél zavaró körülmények léphetnek fel, mivel a kaszkád effektusok miatt a pulzált tér eltérő energiájú és típusú részecskéket tartalmaz. Kérdéses, hogy a detektorok pulzált térben történő mérési képességei hogyan tesztelhetők, úgy, hogy a fenti zavaró tényezők nincsenek jelen, így egyértelműen összehasonlíthatók lennének a referencia tér adott pontjában várható dózisteljesítmény/dózis és a detektor által mért eredmények.

A folyamatos besugárzások hatására felaktiválódással radionuklidok keletkeznek. Hogyan lehet ezek mennyiségét csökkenteni például árnyékolás használatával (a járulékos ionizáló

sugárzás intenzitását csökkenti), vagy megfelelő anyag választásával? A felaktiválódás a később bemutatott szimulációk által igazoltan legnagyobbbrészt neutron sugárzásból ered. Az ELI működése során szükséges lehet a természetes háttérnél magasabb dózisteljesítményű térben a növekedést okozó felaktivált anyagok (sugárforrások) keresésére. Ennek gyors és biztonságos megoldására módszert kell kidolgozni, amihez egy megfelelően kialakított gyakorló pályája is szükséges.

Kutatási módszerek

A kiindulás a témához tartozó szakirodalom tanulmányozása [40-67] volt, ideértve a lézeres részecskegyorsítás általános ismérveit és az ELI ALPS-ban tervezett megoldásokat. Részt vettem az ELI előkészítési fázisában tartott konferenciákon, találkozókön. Témájuk volt többek között a sugárvédelem tervezése és az ún. White Book [48] sugárvédelmi fejezetének véglegesítése.

Az egyes nyalábvonalak kivitelezési tervdokumentációját felhasználva a FLUKA-hoz tartozó FLAIR (**FLUKA Advanced InteRface**) [68-77] geometria szerkesztőben megszerkesztettem az egyes nyalábvonalakhoz szükséges árnyékolások geometriáit az ELI-ALPS területén kialakított MTA (**Medium Shield Secondary Source & Target Area** = közepes védelmi igényű célterület) és HTA (**High Shield Secondary Source & Target Area** = magas védelmi igényű célterület) besugárzó termekben. Szimulációkat futtattam, amelyekkel megvizsgáltam, hogyan változik az egy keltett részecskére vonatkozó fajlagos dózis értéke az indított részecske szám függvényében adott forrás-árnyékolás elrendezésnél, adott vizsgálati pontokban, és ezek segítségével adott dózismegszorításokhoz tartozó kísérleti paraméterek számításához Excel munkalapot dolgoztam ki. A futtatások részeként a keltett radioaktivitást is meghatároztam [79-83].

A szakirodalmi adatok és az általam elvégzett szimulációs tapasztalatok alapján ajánlásokat dolgoztam ki a felaktiválódás minimalizálására, a felaktivált anyagok megtalálására. A felderítés begyakorlására létrehoztam egy tanpályát, mely a remanens dózisteljesítményű térhez hasonló dózisteljesítményű térrel rendelkezik.

A pulzált terek vizsgálatához alkalmas detektorokkal és ismert röntgen teret előállító berendezéssel tesztméréseket végeztem, ezt követően részt vettem az ún. Gamma chopper kifejlesztésében és tesztelésében [19-20].

Az elért eredményeimet konferenciákon adtam elő [84-90].

A doktori témámhoz kapcsolódóan több egyetemi hallgató diplomamunka témavezetője, konzulense voltam témavezetőmmel együtt, [91-95].

1 AZ ELI SZUPERPROJEKT

Az ELI az Európai Unió kutatási nagyberendezéseinek egyik egysége. Az attoszekundumos fényimpulzusok kutatásának legjelentősebb központja Szegeden működik. Az attoszekundumos lézer impulzus előállításáért többek között Krausz Ferenc kapott 2023-ban fizikai Nobel díjat [52]. Magyarország 13 másik európai országgal együtt vett részt a berendezés terveinek kidolgozásában. A programot a francia lézerfizikusok kezdeményezték Gérard Mourou [42], [49] Nobel-díjas fizikus vezetésével. A projekt része az European Roadmap for Research Infrastructures programnak, hasonlóan, mint az ESS (European Spallation Source) [96], és az X-FEL (X-Ray Free-Electron Laser Facility), [97]. A projekt végén 2011. és 2017. között a **Szegedi Tudományegyetem (SZTE)** 10 hektáros ingatlanán épült meg az ELI ALPS lézercentrum [1].

A beruházás egyik kiemelt célja a lézerfényvel történő kompakt részecskegyorsítás megvalósítása, többek között amellet, hogy a kutatók extrém rövid időtartamokban próbálják ultrarövid (as) fényimpulzusokat előállítani.

Az USA-ban 2009-ben adták át a **National Ignition Facility-t (NIF)** [13], melyben magfúziós kutatásokat végeznek (ugyanilyen célból építik a francia Laser Mégajoule létesítményt) [98-99]. Jelenleg tervezés alatt áll az angliai HiPER (**H**igh **P**ower laser **E**nergy **R**esearch Facility) [16] projekt, illetve a jelenleg működő nagy teljesítményű lézerberendezések mellett világszerte 6-8 db PW-os lézerberendezés fejlesztése, beüzemelése folyik.

1.1 Az ELI projekt helyszínei

Az ELI projekten belül a részecskegyorsítást Prágában, az attoszenkudumos központot pedig Szegeden (1., 2. ábra) valósították meg. Mindezekkel egy időben Bukarestben egy fotonukleáris kutató központ épült, ahol a nagy teljesítményű lézerek magfizikai alkalmazásait vizsgálják.

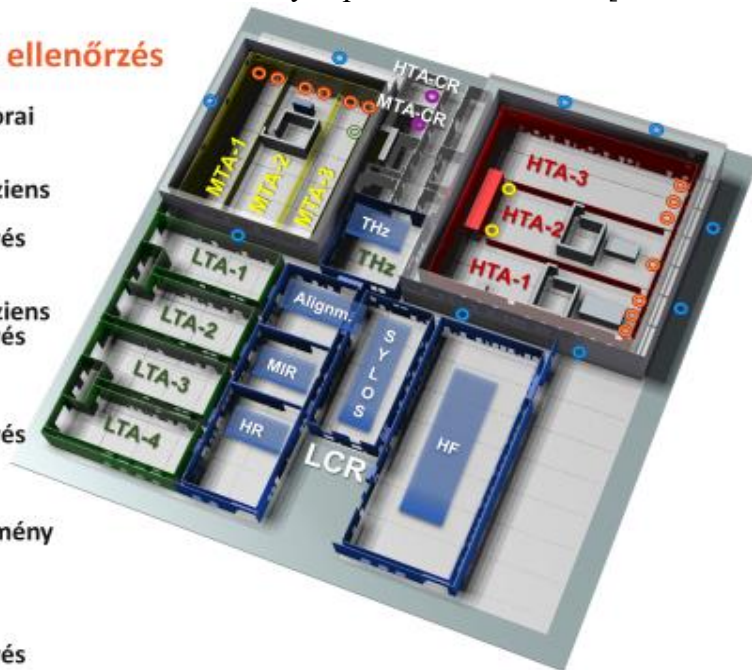


1. ábra: A tervezett ELI ALPS tudományos park madártávlatból [99]

Helyiség és területi ellenőrzés

Mérési helyek detektorai

- neutron, gamma tranziens és alacsony dózisteljesítmény mérés
- neutron, gamma tranziens dózisteljesítmény mérés
- gamma tranziens dózisteljesítmény mérés
- gamma tranziens és alacsony dózisteljesítmény mérés
- gamma alacsony dózisteljesítmény mérés



2. ábra: Az ELI ALPS „A” épület laboratóriumai és dózisteljesítmény mérő pontjai

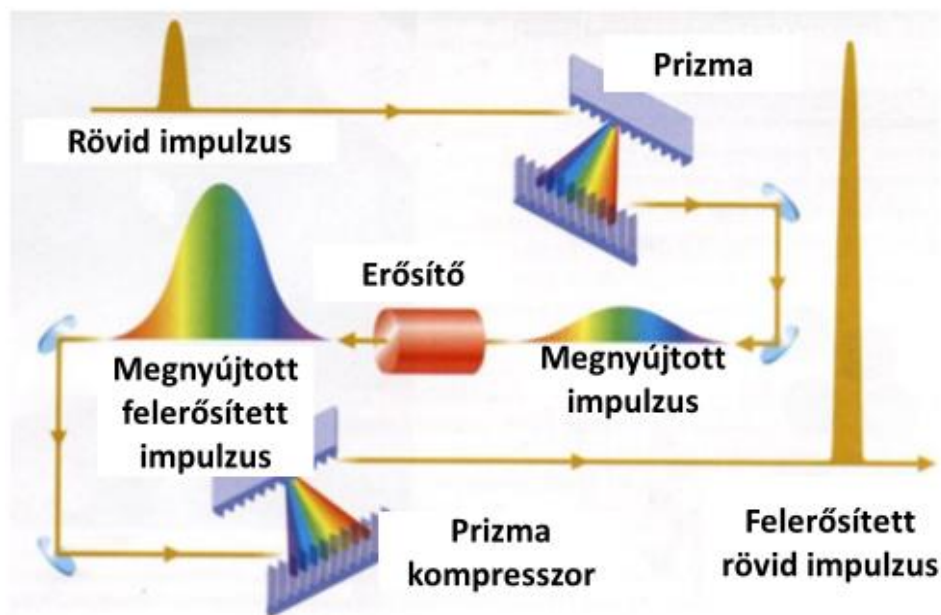
Az ELI ALPS „A” épületében helyezkednek el a lézerrendszerek és a besugárzó termek, melyek közül az ún. MTA és HTA területeken keletkeznek nem elhanyagolható mértékben ionizáló sugárzások (2. ábra). Az ELI lézerimpulzusainak csúcsteljesítménye a petawatt ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) értékeket is elérheti, miközben az impulzusok időtartama fs ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) nagyságrendű.

1.2 A lézerek fejlődése napjainkig, áttekintés

A lézerek (lézer = LASER = Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation) működésének elvi alapjait először Einstein jósolta meg, feltételezte az indukált emisszió

létezését. Az indukált emisszió akkor jöhet létre, ha egy gerjesztett állapotban lévő atom közelében olyan foton halad el, amelynek energiája megfelel a gerjesztett állapot energiájának. Ennek hatására az atom (azaz a gerjesztett állapotú atomi elektron) legerjesztődhet, és az indukált emissziót létrehozó fotonnal (energiában, irányban, polarizációban és fázisban) megegyező foton bocsájthat ki.

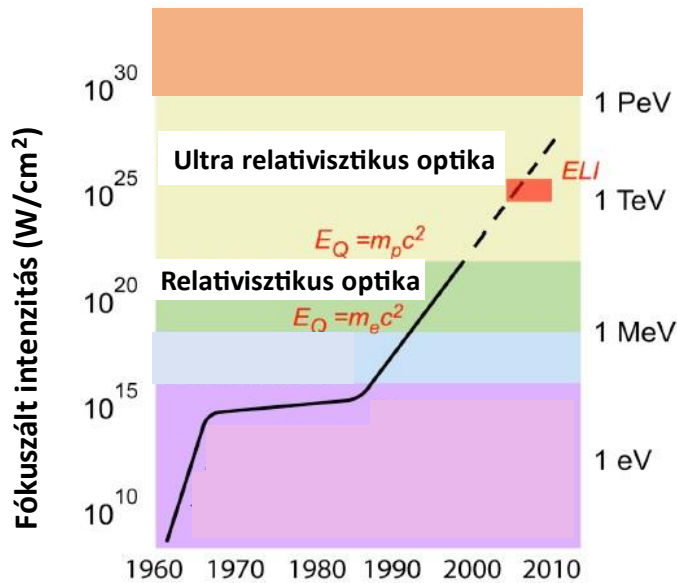
Az első működő lézert Theodor Maiman építette 1960-ban. Az ezt követő években a lézertechnika rohamos fejlődésnek indult, azonban az elérhető maximális lézer intenzitásnak határt szabott az optikai eszközök túlmelegedése és deformálódása, illetve az optikai elemek roncsolása bizonyos teljesítménysűrűségek fölött. Ezt a problémát 1985-ben Gerard Mourou francia fizikus küszöbölte ki (aki az ELI projekt kezdeményezője [48]) a **Chirped Pulse Amplification (CPA)** ötletével [41-42], [54], [56], (3. ábra). Lényegében a CPA-ban a fény egyes komponensei egy „impulzus nyújtón” áthaladva (optikai rács vagy prizma) időben elcsúsznak egymástól, és ennek következtében az impulzushossz megnő és az intenzitás, valamint a teljesítmény lecsökken. Ezután felerősítik, majd egy impulzuskompresszorral (inverz prizma) újra egyesítik, és ezáltal az impulzust időben összenyomják.



3. ábra: A CPA elven működő lézernyaláb erősítés [40]

Ma a legnagyobb működő lézerberendezések teljesítménye eléri a PW-os nagyságrendet. A lézerimpulzusok hosszának csökkentésével extrém nagy intenzitású impulzusok hozhatók létre [52]. A lézerek teljesítménye, fókuszált intenzitása az elmúlt 20 évben drasztikusan fejlődött, növekedett (4. ábra). Magyarországon az ELI ALPS-hoz képest a

legerősebb lézer teljesítménye több nagyságrenddel alacsonyabb és működtetése nem indokolt speciális védelmet.



4. ábra: A lézerek fókuszált intenzitásának növekedése 1960-tól napjainkig [48]

Az ELI lézerberendezés működése során ún. másodlagos nyalábok (proton, elektron) keletkeznek [2-9], [47], [57], ezek energiájuk révén az ionizáló sugárzások közé tartoznak. A nyalábok megállítására ún. nyaláb csapdákat (beam dump) alkalmaznak.

1.3 A sugárvédelmi tervezés alapjai, és a kritériumok

Az ELI ALPS sugárvédelmi rendszerének tervezésénél a nemzetközileg elfogadott irányelvek és az azokkal összhangban lévő hazai fő sugárvédelmi OAH rendelet (2/2022. (IV. 29.), korábban 487/2015. (XII. 30.)) [100] és a magyarországi szabványok [58-62], voltak a mértékadók, összhangban a nemzetközi ajánlásokkal (Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (International Atomic Energy Agency) NAÜ (IAEA) General Safety Requirements Part 3, International Commission on Radiation Units & Measurements (ICRU), International Commission on Radiological Protection (ICRP) #103), [63-66]. Az ICRP ajánlásai szerint a munkahelyi sugárvédelmet úgy kell megtervezni és megvalósítani, hogy az ionizáló sugárzások alkalmazásából származó kockázat nagyságrendje azonos legyen az egyéb civilizációs kockázatok elfogadott nagyságrendjével. A tervezésnél a sugárvédelem három alapelve: indokoltság, optimalás és egyéni korlátozás kell, hogy érvényesüljön. Az optimalás, az ALARA (As Low As Reasonably Achievable: észszerűen elérhető legalacsonyabb sugárzási szint) elv akkor érvényesül, ha sikerül a kívánt (indokolt) célt a lehető legkisebb foglalkozási és lakossági dózis okozásával elérni. Az

optimálás fontos eszköze a megfelelő dóziskorlátnál jelentősen kisebb értékűre választandó foglalkozási és lakossági dózismegszorítás. Az éves dózismegszorításból további mennyiségek származtathatók a tervezés során, így például a kibocsátási szintek és az egyes műveletekre, kísérletekre vonatkozó dózismegszorítás, illetve célérték. Az ELI ALPS nyalábvonalaihoz tartozó sugárvédelem tervezésében rendszeresen alkalmazzuk az egyes (másodlagos és harmadlagos) részecskefajtákhoz rendelt „fajlagos dózislimitet” is.

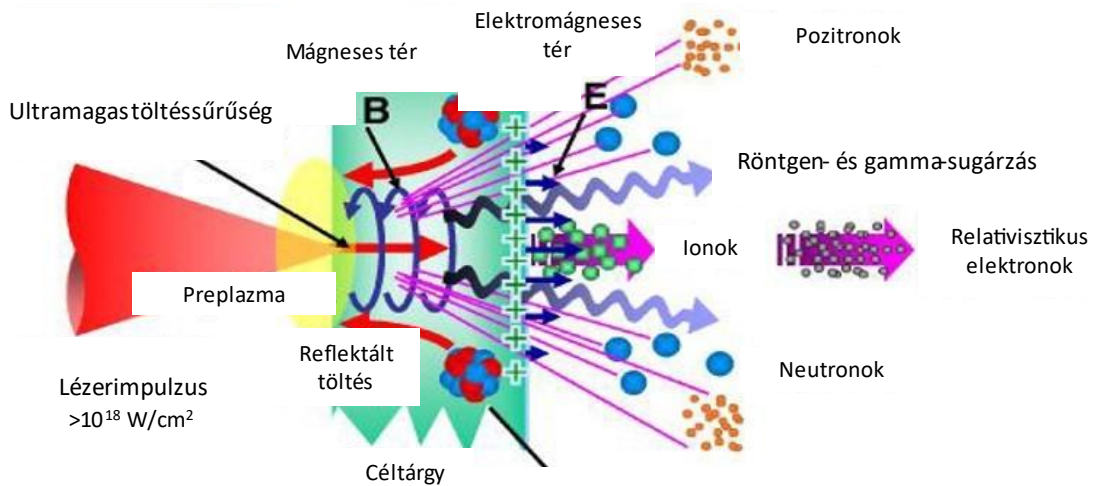
2 A LÉZERFÉNY - ANYAG KÖLCSÖNHATÁSA, RÉSZECSEGYORSÍTÁSI MECHANIZMUSOK

Az ELI projekt sugárvédelmi tervezésének első lépése a lézerfény - anyag kölcsönhatás során keletkező ionizáló sugárzások paramétereinek a meghatározása (másodlagos sugárzás), majd a kialakuló keltett (másodlagos) sugárzások és az anyag kölcsönhatásainak megismerése (harmadlagos sugárzások). Az itt tárgyalt folyamatok alapján számos megállapítás tehető az adott nyalábvonalat lezáró nyalábcsapda és az elhelyezendő árnyékolások tervezésére.

A nagyteljesítményű lézerberendezések segítségével ún. kompakt nagy energiás lézer plazma-gyorsítók hozhatók létre, melynek előnye a nagy energiájú részecskék előállítása gazdaságos, kis helyigényű területen. A nagy intenzitású lézerimpulzus az anyaggal (azaz egy megfelelően kiválasztott anyagú, méretű és állapotú céltárggyal) való kölcsönhatásakor első lépésben egy longitudinális plazmahullámot hoz létre, mely képes kvázi-monokromatikus töltött részecske nyalábot gerjeszteni [44].

2.1 A lézerfény - anyag kölcsönhatás

A lézerfény - anyag kölcsönhatás (5. ábra) során keletkező részecskenyalábok paramétereit, azaz a későbbi sugárvédelmi számításoknál használt Monte Carlo kódok bemeneti forrástagját 100 PW lézerteljesítmény esetén csak szimulációval, illetve analitikus számításokkal lehetséges meghatározni, mivel ebben a teljesítmény tartományban jelenleg nincs még kísérleti adat. A szimulációkat az OSIRIS 2.0 particle in cell (részecske a dobozban) kóddal végezték [43]. A program egy „véges dobozban” a Maxwell - Lorentz egyenleteket (parciális differenciál egyenlet-rendszer) felhasználva a részecskék állapotjellemzőit a szukcesszív approximáció módszerével lépésről-lépésre újra és újra számolja. A kód szimulációnként akár 100 Terabájt (TB) adatot is generálhat, ezért még csak igen nagy teljesítményű szuperszámítógépeken lehet futtatni.



5. ábra: A lézerfény - anyag kölcsönhatása során keltett részecskék [50]

Az 5. ábrán a lézerfény - anyag kölcsönhatás elvi modellje látható. A lézerfény - anyag kölcsönhatás igen összetett mechanizmus. A kölcsönhatások során a bemenő lézerfény energiája disszipálódik, azaz többféle folyamatra oszlik szét, emiatt pl.: a lézerfény - anyag kölcsönhatás során keltett gyorsított elektronok energiahatásfoka soha nem lehet 100 %. A többszörös lézer impulzus hatására a céltárgy felületén plazma alakul ki, és a plazmatükör effektus miatt a beérkező lézerfény egy része visszaszóródik [50]. A lézerfény - anyag kölcsönhatás során a mozgási energiák egy része hővé alakul, emiatt a céltárgy megolvadhat, fázisátalakulások mehetnek benne végbe [102-106]. A felgyorsított elektronok a céltárgyon belül szóródnak (elektron reflux) [107-108] és fékezési röntgensugárzást generálnak. A kölcsönhatás során attoszekundumos fényforrás is keletkezhet. A kialakuló nagy elektromágneses tér hatására az elektronok felgyorsulnak, így a céltárgy atomrácsában a pozitív töltés dominál, az erős elektromágneses vonzás hatására ún. Coulomb robbanás következtében a nehezebb ionok, illetve protonok is felgyorsulhatnak (7. ábra).

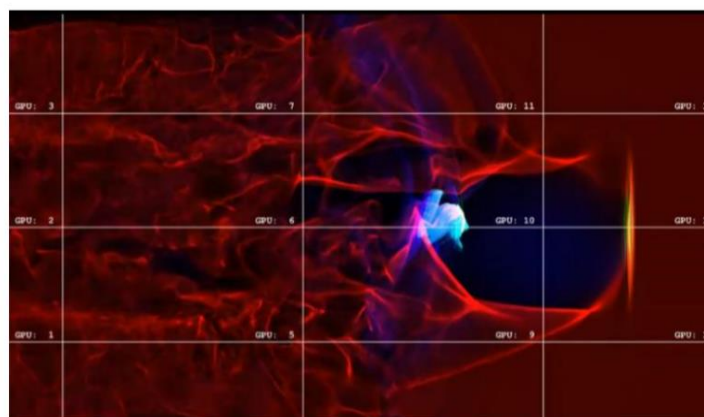
2.2 A részecskegyorsítás esetei

A nagy csúcsteljesítményű lézerimpulzus képes a töltött részecskéket felgyorsítani [2-9], [41], [44-46], [51], [55-57]. A nagy csúcsteljesítményű lézerek képesek igen kis impulzus idejű (fs) lézerimpulzusokat generálni, így rövid idő alatt óriási elektromágneses teret hoz létre az impulzus. Amennyiben az elektromágneses tér kicsi, akkor a lézerfény - anyag kölcsönhatásakor az elektronokat a tér rezgésbe hozza transzverzális irányban, de az elektronok sebessége jóval kisebb a fénysebességnél és a rezgés amplitúdója arányos a fényintenzitás négyzetgyökével. Amennyiben a térerősség (fény intenzitás) növekszik,

akkor az elektron rezgés sebessége megközelíti a fénysebességet [8],[109]. Az elektronrezgésnek vannak longitudinális komponensei, az elektronplazma a lézerefény irányában terjed. Az elektronok gyorsabban rezegnek, mint az ionok, és a plazma sűrűsége nem lesz állandó (**Beat Wave Acceleration** - Plazmahullám alapú részecskegyorsítás) [4], [110], ami elektromágneses teret generál. A plazmahullám és az elektron sebesség közötti különbség amennyiben nagy, akkor nincs elegendő idő a részecske gyorsításra. A töltésszétválás következtében kialakuló plazmahullám által generált elektromos tér hatására az elektront a ponderomotoros erő (ébredő erő) hozza rezgésbe, ezt a szakirodalom **Laser Wake Field Acceleration (LWFA)** azaz ébredő teres gyorsításnak nevezi [3], [7]. Az ún. lebegő hullámú gyorsítás akkor valósul meg, ha két lézernyaláb frekvenciája némileg eltér egymástól.

2.2.1 A buborék gyorsítás

A lézerefény - anyag kölcsönhatását szimuláló “részecske a dobozban” típusú kódokkal (OSIRIS [43]) 2002-ben sikerült kimutatni az ún. buborék effektus révén létrejövő részecskegyorsítás lehetőségét, melyet kísérletileg is igazoltak [5]. Megfelelően rövid és intenzív relativisztikus lézerimpulzus esetén (lézerimpulzus félértékszélessége \leq plazma hullámhosszának félértéke) a beérkező lézerimpulzus a plazmahullámban törést szenved, és a plazmagradiens transzverzális komponensei fókuszálják, ill. diffraktálják, a longitudinális komponensek pedig lassítják-gyorsítják a lézer nyalábot. A törés miatt a plazmahullám frontja görbül és csapdába ejti az elektronokat, amik felgyorsulva buborék szerű lökeshullámban terjednek (6. ábra).



6. ábra: A buborék gyorsítás szimulációja, az elektronsűrűség a sötétebb árnyalatok felé csökken [46]

A 6. ábrán látható hullámfront balról-jobbra halad, a lézerimpulzus nagysebességgel „löki” maga előtt az elektronokat, míg a buborék mögött az elektronsűrűség csökken. A

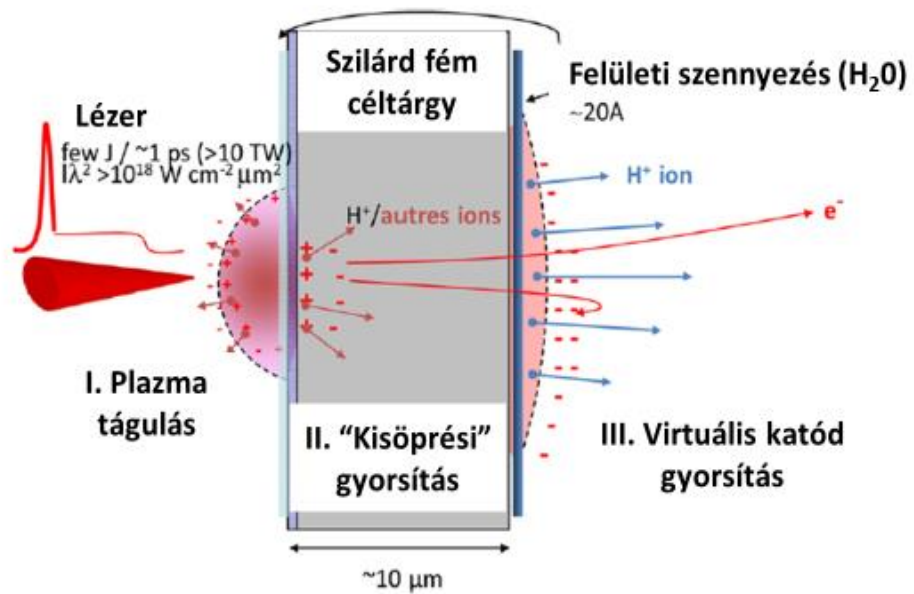
lézerimpulzus frontja meggörbül és a tengely felé törik. A sorozatos törések révén a hullámfront „összezáródik”, és a fronton belüli (középső) elektronok csapdába esnek, a buborék magával rántja a részecskéket, és ennek következtében gyorsulnak. A lézerfény - anyag kölcsönhatása során az energiáttranszfer hatásfoka (lézerfény energia átalakulása gyorsított részecske energiává) függ a céltárgy anyagától, sűrűségétől és geometriai jellemzőitől. Ez a hatásfok elérheti akár a 15 %-ot is (10^9 db elektron/lövés).

2.3 A protonok gyorsítása lézerfényel

A lézernyalábot egy kis méretű céltárgyra (~ néhány tized mm^2) fókuszálják. A céltárgyak anyaga, alakja és térfogata (gömb, kúp) a kísérletektől függően eltérhet. A nagy intenzitású lézerfény anyaggal való kölcsönhatása során a fény közvetlenül az elektronokat gyorsítja a fentebb leírt folyamatok révén. Az elvégzett kísérletek során (pl. hidrogénben gazdag anyagú céltárgy esetén) a kilépő nyalábban nagy energiájú protonokat is megfigyeltek [7]. A gerjesztett elektronok részben kilépnek a céltárgy felületéből, részen pedig bediffundálnak az anyag belsejébe. Ez utóbbi a fémek sajátsága elsősorban. A lézer energiája egy vékony felületi rétegben abszorbeálódik, ahol az elektronok kilépését követően egy pozitív ionokban gazdag réteg marad vissza. Így töltésszeparáció jön létre a céltárgy felületi rétege és az elektronokból álló plazma között, amelynek eredményeképpen elektromos tér keletkezik. Abban az esetben, ha a pozitív ionok közötti taszítás erőssége meghaladja a közöttük lévő kötéseik erősségét, akkor ún. Coulomb-robbanás következik be és a rács kötése szétzakadnak [105], majd az elektronok vonzása gyorsítja fel a protonokat. A lézerfény által felgyorsított elektronok kollimált nyalábban haladnak a céltárgy anyagában. A céltárgy felszínén erős elektromágneses kettősréteg teret hoznak létre. Az elektromágneses tér a felszín közelében lévő protonokat, pozitív ionokat nyaláb irányban felgyorsítja a felszínre merőleges irányban. A protonokat három különböző folyamat gyorsíthatja: ütközési gyorsulás, front felület oldali gyorsulás és a céltárgyra merőleges buborék gyorsulás (**Target Normal Sheath Acceleration, TNSA**) (7. ábra). A három közül a TNSA folyamat a domináló, mivel ez produkálja a legnagyobb energiájú részecskéket és a legkollimáltabb nyalábokat [51].

A protonok fém céltárgy esetén valószínűleg a fém felszínén lévő, vagy a fém kristályrácsában kötött víz hidrogénjéből származnak (ez jelenleg még nem teljesen tisztázott). A beérkező lézernyaláb (elektromágneses hullám) a felületen lévő töltéseket gerjeszti, szétválasztja, illetve szóródik a fém felületén. A fém másik, kilépő felületének irányába a pozitív töltésű protonok lassabban, míg az elektronok pedig gyorsabban

mozdulnak el. Eközben az elektron áramlás hatására a kilépő felületen ugyancsak töltés szétválás következik be. A fémbe vándorló elektron és proton nyaláb mágneses teret generál, ez a kilépő felületre érő, szétválasztott töltéseket felgyorsítja, proton- és elektronnyaláb hagyja el a rendszert (7. ábra).



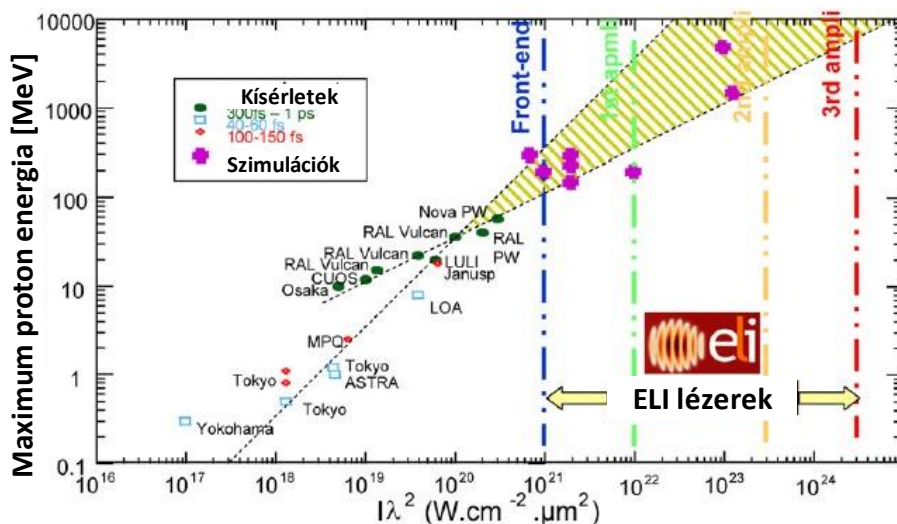
7. ábra: A TNSA kölcsönhatás folyamata [51]

3 AZ IONIZÁLÓ SUGÁRZÁSOK KÖLCSÖNHATÁSA AZ ANYAGGAL

3.1 A másodlagos sugárzás paramétereinek meghatározása

A lézerek, illetve az általuk céltárgyakon keltett részecskenyalábok (vagy részecske-áramok) sugárvédelmének tervezéséhez az eddig meglévő berendezések működési paramétereiből extrapoláció végezhető az ELI nyalábjainál várható paraméterekre. A 8. ábrán a lézer intenzitás függvényében láthatóak a jelenleg is üzemelő lézerberendezések által generált protonnyaláb mért energiái. A mérési adatokra kétszer logaritmikus ábrázolásban egyeneseket illesztve megállapítható, hogy az impulzus idő csökkenésével a protonnyaláb energiája csökken, mivel az egyenes meredeksége nő, emiatt 10^{20} W/cm² intenzitás érték felett ugyanakkora intenzitásnál nagyobb energia várható a rövidebb impulzusoknál. A nagyobb intenzitás tartományokban az ábrán harántirányban sárgán csíkozott terület ezzel az extrapolációs technikával lett kijelölve, és így az ELI működési paramétereire ad extrapolált protonnyaláb energia értékeket. Az ábra alapján kezdetben a 10^{21} - 10^{23} W/cm² tartományban a protonok energiája ~ 100 MeV, majd később az impulzus időtartam változása miatt eltérő meredekségű egyenesek mentén az 1 GeV-ot is elérheti. Az extrapoláció mellett a korábban említett OSIRIS kóddal [43] is meghatározhatók a másodlagos sugárzások paramétere.

A lézerfény (elsődleges sugárzás) - anyag kölcsönhatásban keletkező másodlagos részecskesugárzások (elektron- és proton-sugárzás) harmadlagos sugárzásokat hoznak létre. Az elektron-anyag kölcsönhatása során fékezési röntgen-, neutron- és müon-sugárzás keletkezhet. Itt megjegyzendő, hogy az ELI ALPS fejlesztése során a legnagyobb ún. SPWe (Solid PetaWatt electron) elektronnyaláb energiáját 2 GeV-ban tervezik maximálni. Ezen és az alacsonyabb energiákon még nem keletkezik müon-sugárzás.



8. ábra: Maximális proton nyaláb energiája a lézertény intenzitásának függvényében [51]

3.2 Elektromágneses kaszkád-effektusok [113]

Az elektronok és az anyag kölcsönhatásakor az ionizáció és gerjesztődés során az elektronok az energiájuktól és az ütköző anyag rendszámától függő mértékű energiavesztést szenvednek. Az elektronok ionizációs energiavesztését a Bethe-Bloch egyenlet írja le [91], [113]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n_e z^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right) \quad (1)$$

ahol:

- E : a z töltésű, v/c (β) sebességű elektron kinetikus energiája (az atom tömege nem szerepel az egyenletben, mivel annak hatása többeszed része az elektronénak),
- α az ún. finomszerkezeti állandó,
- c : a fénysebesség,
- ϵ_0 : a vákuum permittivitása,
- $\beta=v/c$,
- I : az ionizációs potenciál,
- e : az elektron töltése,
- m_e : az elektron tömege.

Egyszerűbb alakban írva

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \sim \left(\frac{z^2}{v^2}\right)n_e \quad (2)$$

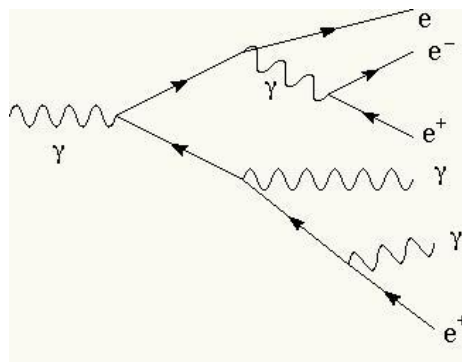
Az egyenlet alapján a sebesség növelésével az ionizációból adódó energiavesztés csökken, mert a nagy sebességgel mozgó szabad elektron kevesebb ideig hat kölcsön az atomi elektronokkal, vagyis ez a komponens kis energiákon jelentős.

Nagy elektron energiáknál jelentőssé válik a fékezési sugárzásból adódó energiaveszteség, amely az atommag Coulomb erőterével való kölcsönhatás eredménye. A fékezési sugárzás energiaveszteséget az alábbi képlettel írhatjuk le:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n_{\alpha} E f(Z, E) \quad (3)$$

ahol n_{α} az atomok sűrűsége, f pedig az atom rendszámának (Z) és az elektron energiájának függvénye (nagy rendszámoknál jelentős) [113].

Kis elektron sebesség esetén a szabad elektron több időt tölt az adott úthosszon lévő atomi elektronok környezetében, azaz hosszabb ideig tud velük kölcsönhatásba lépni, ezért a szabad elektron energiavesztesége arányos a sebességgel, vagyis minél nagyobb a sebesség annál nagyobb az energiaveszteség. Azaz a gyorsan mozgó elektronok penetráló képessége magasabb (LET (Lineáris energia transzfer) értéke alacsonyabb), mint a kis sebességű elektronoké. Az elektron és az atommag Coulomb tere közötti kölcsönhatás révén a rendkívül kis átmérőjű atommag közelében relativisztikus sebességgel elhaladó elektronok a fellépő intenzív elektromos térrel kölcsön hatva ún. "bremsstrahlung", fékezési sugárzási fotonok formájában veszítenek energiát. Az elektronok fékeződésekor keletkező fotonok $E_{foton} > 1,2 \text{ MeV}$ esetben párkeltés során elektron-positron párt keltenek. Az anyagon való áthaladás közben ez az elektron (pozitron) - foton - elektron (pozitron) - átalakulási lánclépés ismétlődik, és ezeknek a folyamatoknak a gyűjtő neve az elektromágneses kaszkád. A keletkező részecskezápor jellemző paraméterei közé tartozik a sugárzási úthossz (penetrálási mélység) (X_0), ill. az ún. Molière-sugár (laterális kiterjedésre R_M). Az energiaveszteség arányos az elektron energiával és a rendszámmal (9. ábra) [113].



9. ábra: Elektromágneses kaszkád effektus, [114]

Az egységnyi útszakaszra vonatkoztatott energiaveszteség a kibocsátott fotonok energiaspektrum differenciálegyenlet integrálásával határozható meg, azaz

$$-\frac{dE}{dx_{rad}} = \left(4n \frac{Z^2 \alpha^3 (hc)^2}{m_e^2 c^4} \ln \frac{183}{Z^{1/3}}\right) E \quad (4)$$

ahol:

- n : az atommagok száma egységnyi térfogatban,
- $4\ln(183/Z^{1/3})$: korrekciós faktor az atommagok körül „keringő” elektronok terének árnyékoló hatása miatt.

A fenti (4) egyenlet alapján látható, hogy az energiaveszteség arányos az energiával, azaz a zárójelben lévő kifejezést összevonva (B), majd (-1)-gyel szorozva és az integrálást elvégezve az alábbi egyenlethez jutunk:

$$E = E_0 \cdot \exp(-B \cdot x) \quad (5)$$

A definíció szerint a sugárzási hossz az a távolság, mely alatt az energia e -ed részére csökken, vagyis $X_0 = B^{-1}$. A sugárzási úthossz az A tömegszámú mag esetén a $180A/Z^2$ ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$) összefüggéssel közelíthető. Az egyenlet alapján látható, hogy a rendszám növekedésével X_0 csökken, azaz, ha sűrűbb az anyag, az elektronok sugárzási úthossza csökken, emiatt a nagyrendszámú anyagok hatásosan csökkentik az elektromágneses kaszkádból származó elektronokat [113].

Az elektron energia növekedésével, vagy a keltett elektronsugárzáshoz készített nyalábcsapda rendszámának csökkenésével a behatolási mélység növekszik, ami növeli a harmadlagos részecskék számát, de ezzel párhuzamosan csökken az átlagenergiájuk. A sokszorozódás mindaddig folytatódik, amíg a kaszkád részecskéinek energiája egy bizonyos kritikus érték alá nem esik (E_c). Ezután már az ionizáció és az atomi állapotok gerjesztése fogja az energiadiSSIPációt dominálni, mivel már nem jut energia új részecskék generálására. A kaszkád során kialakuló részecskék számának meghatározásához a sugárzási úthossz definíciója alapján, minden megtett X_0 (generációs úthossz) távolság esetén a részecskék száma megduplázódik, a t -edik generációban a részecskék száma 2^t , energiájuk $e = E/2^t$ (E kiindulási energia). A zápor maximuma (keltett részecskék száma) ott van, ahol a részecskék átlagenergiája megegyezik a kritikus energiával ($k = e/E_c$), mivel kritikus energiájú elektronok nem jutnak X_0 - nál messzebbre, ezért a zápor maximum után a kaszkádban még meglévő fotonok viszik előre annak tovább terjedését. A zápor maximuma mélyebben helyezkedik el a magasabb rendszámú anyagok esetén, mert a sokszorozódás azokban alacsonyabb energiáig folytatódhat. A maximumon túli lassabb lecsengés azért van, mert az elektronok még alacsonyabb energiákon is sugározhatnak. Ez a két effektus egyaránt arra a tényre vezethető vissza, hogy nagyobb rendszámú anyagokban kisebb a kritikus energia [113].

Alacsony energiákon a fotonok az energiájukat zömmel teljes abszorpció (régébbi nevén fotoelektromos effektus) és Compton - szórás során veszítik el, relativisztikus energiákon

(ha a foton energiája lényegesen nagyobb $m_e c^2$ -nél) azonban a párkeltés dominál. A párkeltés hatáskeresztmetszetét az alábbi egyenlettel lehet közelíteni [113]:

$$\sigma \sim (7/9) \cdot (A/N_a) \cdot X_0^{-1} \quad (6)$$

azaz annak a valószínűsége, hogy egy sugárzási hosszban belül a foton elektron-pozitron párrá alakuljon $e^{-7/9}$, vagyis a foton szabad úthossza $9/7 X_0$, amely független a foton energiájától. A foton és elektron energiaveszteség összehasonlításából látható, hogy a fotonok úthossza, mely alatt energiájuk $1/e$ részre csökkenne, közel 30 %-al nagyobb az elektronokéhoz képest, azaz mélyebben hatolnak be az anyagba, mint az elektronok, ennek oka az alacsonyabb hatáskeresztmetszet és a nagyobb sebesség [113].

Az elektromágneses kaszkád limitáló tényezői:

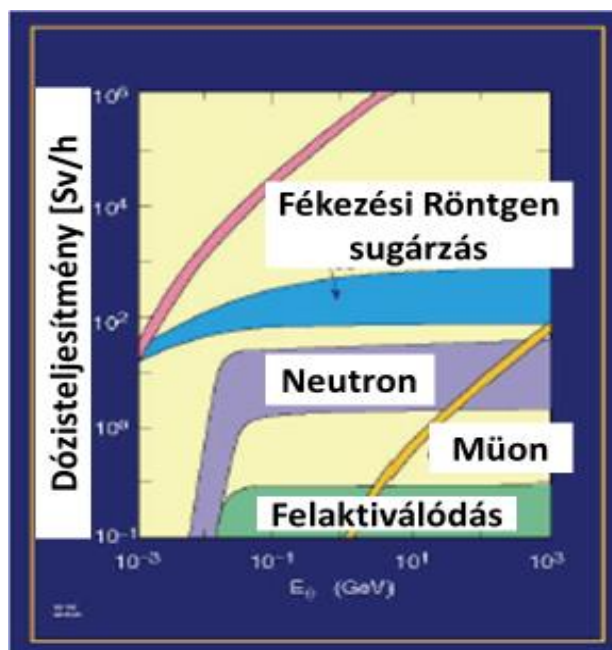
Az elektromágneses kaszkád során az elektron energiaveszteséget (Bethe-Bloch formula) szenved ionizáció és fékezési sugárzás keltése révén. A több lépcsőben (generációban) lezajló folyamatok során az egyes részecskék átlagos energiája csökken, mígnem elér egy ún. kritikus szintet, ekkor megszűnik a fékezési sugárzás keltése és a lánreakció megszakad, leáll (11. ábra). A kritikus energia (E_c) definíciója szerint, az az energia [22], ahol az ütközéses (collision) energiaveszteség megegyezik a fékezési sugárzásból várható átlagos energiaveszteséggel ($dE/dx_{f\acute{e}k} = dE/dx_{coll}$), azaz [113]

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}} = \frac{Z\alpha}{\pi m_e c^2} E \beta^2 \frac{\ln 183/Z^{1/3}}{\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2}} - \beta^2 = 1 \quad (7)$$

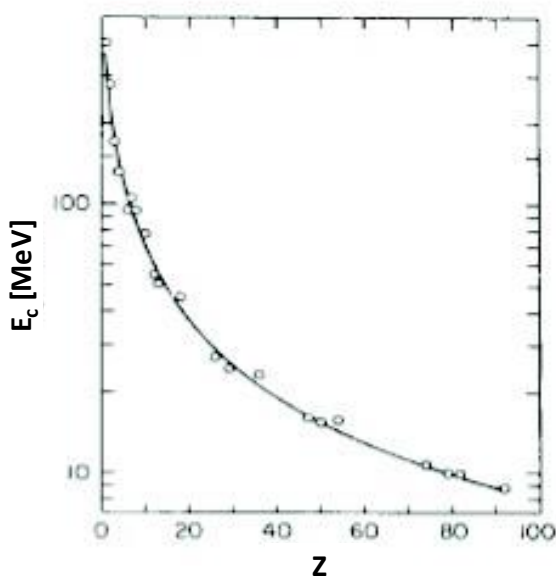
A kritikus energiát különböző rendszámú (Z) anyagokra az E_c (MeV) = $800/(Z+1,2)$ [22], vagy $560/Z$ [22] formulával lehet meghatározni (pl.: Pb = 9,51 MeV, Fe = 27,4 MeV), látható, hogy a rendszám növelésével a kritikus energia jelentősen csökken.

Az elektron energia növekedésével, vagy a nyalábcsapda, illetve az árnyékolás rendszámának csökkenésével a behatolási mélység növekszik, ami növeli a szekunder részecskék számát, azonban átlagenergiájuk ezzel párhuzamosan csökken.

Az ELI ALPS esetében müon-sugárzás vélhetően nem alakul ki (megjegyzendő, hogy müonok esetében igen csekély a kölcsönhatási valószínűség). A 10. ábrán [115] látható, hogy az elektron energia növekedésével beindulnak a kaszkád effektusok, melyek ún. óriás rezonancia neutronokat hoznak létre, illetve ezáltal felaktiválódást.



10. ábra: Az 1 MeV-1 TeV között lejátszódó folyamatok [22]



11. ábra: A kritikus energia változása a rendszám függvényében [22]

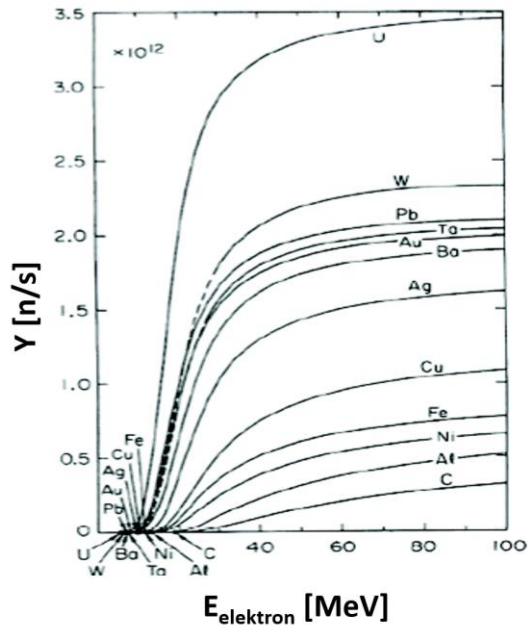
3.3 Hadron kaszkád effektusok

3.3.1 Óriás rezonancia neutronok keltése elektronokkal

A nagy energiájú elektronok kevés időt töltenek egységnyi térfogatelemben. Miközben szóródnak, mélyen behatolnak a kondenzált anyagba, így a nyalábcspdába. A nagy energiájú elektronok kevés időt töltenek egységnyi térfogatelemben. Miközben szóródnak, mélyen behatolnak a kondenzált anyagba, így a nyalábcspdába. Az atommag

folyadékcsepp modellje szerint az atommagok a protonok töltése által egy elektromosan töltött folyadékcseppként képzelhetőek el. Egy tipikus folyadékcsepp nem rendelkezik elektromos töltéssel, és ezért a felületi feszültségből származó energia minimalizálására törekszik, és ezért húzódik össze a legkisebb felületet jellemző gömb alakra. Az egynemű töltések taszítása miatt a nagy rendszámú atommagok alakja általában eltér a gömb alaktól, mivel az „atomcsepp” számára energetikailag kedvezőbbé válik, ha deformálódik, és így a töltések egymástól távolabb kerülhetnek. Az atommagok egy bizonyos frekvencián rezegnek. Ha a távolból jövő elektron elhalad a mag mellett, akkor (ún. kollektív dinamikai mozgás révén) az elektron Coulomb erőtere kölcsönhat a mag Coulomb erőterével és atommag rezonálást, kvázi állóhullámot (Steinwedel-Jensen modell) idéz elő [116]. A rezgés miatt a mag rezonancia spektrumában további komponensek jelennek meg, melyekben a proton-neutron rezgések fázisai (izovektor-ellentétes fázis, illetve izoskalár-azonos fázis) és irányai eltérőek lehetnek. Az atommag szimmetria torzulása energianövekedéssel jár. A rezonanciát csökkenti a visszatérítő erő. Emellett az atommagból a rezonancia hatására neutronok léphetnek ki, mivel a rezonancia miatt megbomlik a magban uralkodó kényes mag-Coulomb erő kvázistatikus egyensúlya. A rendszám növekedésével a mag geometria egyre torzul, és az instabilitás növekszik (Goldhaber-Teller-modell), emiatt a nagyobb rendszámú anyagokból az elektronok nagyobb mértékben tudnak óriás rezonancia neutronokat kelteni [116]. A neutron kilépés hatására radioaktív magok keletkezhetnek. A nagyobb intenzitású fékezési sugárzás keltére mellett ebből a szempontból sem előnyösek a nagyrendszámú anyagok a nagy energiájú elektronnyaláb árnyékolására.

A nagy energiájú elektronsugárzás közvetett hatására az atommagból neutronok távoznak, ezek hozama arányos az elektron energiájával és az adott atom rendszámával. A kilépő neutronok neutronaktivációt válthatnak ki. A keletkező neutronok leárnyékolására célszerű alacsony rendszámú anyagot választani (12. ábra). A 12. ábrán az óriás rezonancia neutron hozam (neutron fluens) az elektron energia függvényében látható.



12. ábra: Óriás rezonancia neutron hozam az elektron energia függvényében [22]

3.3.2 A hadron kaszkád kialakulása

A lézerfény - céltárgy kölcsönhatás során hidrogéntartalmú anyag jelenléte esetén nagy energiájú proton nyaláb is keletkezik, mely az anyaggal (pl.: sugárvédelmi árnyékolás) kölcsönhatásba lépve összetett folyamatot (ún. hadron kaszkádot) generálhat (pion, kaon, proton). Ha nagy energiájú hadron részecske halad át az anyagon (pl. a nyaláb csapdán), akkor az atommagokkal való erős kölcsönhatás révén sokrészecskés reakcióban harmadlagos sugárzás, hadronok keletkezhetnek. A hadronikus záporok kifejlődése sok hasonlóságot mutat az elektromágneses záporokkal. A lényeges különbség, hogy a hadronikus záporokban a részecske sokszorozás nem az elektromágneses, hanem az erős kölcsönhatás révén történik. A keletkező π^0 mezonok azonnal elbomlanak (a prompt sugárzás részeivé válnak) két fotonra, emiatt a hadron záporban elektromágneses kaszkád is kialakulhat. Így a nyalábcsapda anyagának mélyebb részeiben is kialakulhat az elektromágneses zápor, holott a lézerfény - céltárgy kölcsönhatásból beérkező elektronok által ez nem valósulhatna meg [113].

A hadron kaszkád a pion keletkezés küszöbénél (E_k) szaturál. A nukleáris kölcsönhatások során keletkezett (harmadlagos sugárzás) hadronok átlagos száma a kezdeti energia természetes logaritmusával arányos. Tehát a részecskeszám lassan, logaritmikusan nő az energiával. A hadron kaszkád kölcsönhatási hossza (g) (generációs hossz) jellemzi a longitudinális kiterjedést. Amíg az energia a pionok keletkezési küszöbénél (E_k) magasabb, addig az egyes generációkban minden primer részecskéből n db szekunder hadron

keletkezik. Ha a részecskék átlag energiája alacsonyabbá vagy megegyezővé válik a küszöb energiával, a folyamat szaturál. A hadron kaszkádban az elektromágneses kaszkádhoz képest E_k/e -szer (e : elektron energia) kevesebb részecske keletkezik [113].

A lézerfény - anyag kölcsönhatásban keletkező másodlagos sugárzások „másik tagja” a proton-sugárzás. Emellett nagy energiájú fotonok is keletkezhetnek, amelyek egy elektromágneses kaszkádot indíthatnak el. A nagy energiájú protonok a spallációra alkalmas atommagokban spalláció révén neutron termelnek.

A részecske-sugárzások hatására a szilárd anyagokban, levegőben, vízben, céltárgyakban, és a különböző berendezésekben radioaktív nuklidok keletkezhetnek, ezt nevezik felaktiválódásnak. A lézer folyamatos használatakor a hosszú felezési idővel rendelkező radionuklidok feldúsulhatnak.

3.4 Összegzés

Mint látható, az ELI ALPS-ban a lézerfény - anyag kölcsönhatás során nagyon rövid idő alatt igen bonyolult fizikai folyamatok zajlódhatnak le. A sugárvédelem tervezéséhez elengedhetetlenül szükséges ezen komplex folyamatok megértése. Látható, hogy a részecskeenergia emelkedésével a behatolási mélység növekszik. A hadron- és elektromágneses kaszkádok esetén a kaszkádok egymást erősítve elektron záport generálnak, a mélyebb rétegekben pedig a hadronikus kaszkád az elektromágneses kaszkádtól függetlenül is létre hozza ezt a záport. A rendszám növekedésével a kaszkádok behatolási mélysége és kiterjedése nem arányosan csökken (a hadron kaszkádé kevésbé, mint az elektron kaszkádé). Emiatt a nyalábcsapda hosszanti irányú kiterjedésének a oldalirányú kiterjedésnél (téglatest, henger geometria) nagyobbak kell lennie. A nyalábcsapda transzverzális kiterjedésének természetesen a nyaláb geometriához képest is viszonylag nagyok kell lennie, mivel a sokszoros (pl. Coulomb) szóródások miatt a bemenő nyaláb oldalirányú kiterjedése is növekszik a mélységgel. A csapda anyagában indukált radioaktivitás is keletkezhet. Azonban a nagy energiájú elektron- és protonnyaláb árnyékolására a nagyrendszámú anyagok nem megfelelőek, mivel jelentős mértékben felaktiválódhatnak, ha a folyamatokban neutronok is kilépnek. (Neutronok más esetben is keletkezhetnek a lézerrel indított folyamatok során.) Az elektromágneses- és a hadron kaszkád folyamatok eltérő mélységben érik el a maximumukat. Mivel az elektromágneses kaszkád penetrálási képessége nagyobb, (mert az elektront nagyobb energiára képes felgyorsítani a lézerfény - anyag kölcsönhatás) ezért a sugárvédelmi tervezésben

elsődlegesen az elektron nyaláb a meghatározó. A kaszkádok adott energia szint alatt leállnak.

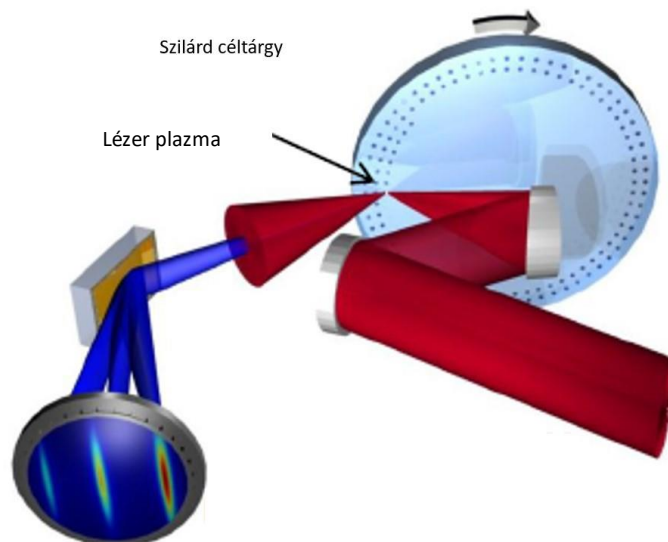
A járulékos sugárzásokról bemutatott elemzések alapján a lézerrel keltett elektronokra optimális nyalábcsapda henger vagy téglatest geometriájú, és különböző rendszámú elemekből álló rétegeket tartalmaz. Az így kialakítható héj szerkezet megfelelően árnyékolhatja a kaszkádok okozta számos részecske sugárzást, viszont a csapda fő abszorber anyagának rendszáma nem lehet túl magas, mert a nagy rendszámmal rendelkező elemek (pl.: ólom) könnyen felaktiválódhatnak, illetve visszaszórhatják a beérkező sugárzás nagy részét.

4 A CÉLTÁRGYBAN VÉGBEMENŐ, SUGÁRVÉDELMI SZEMPONTBÓL IS LÉNYEGES FOLYAMATOK

4.1 A szilárd céltárgy besugárzása

A nagy intenzitású lézerfény által keltett ionizáló sugárzások sajátosságai mellett, melyekről a korábbi fejezetek szóltak, röviden ismertetni kell a lézernyalábot fogadó céltárgy anyagában bekövetkező változásokat is.

A besugárzások időtartama alatt a legtöbbször alkalmazott pár μm vastag szilárd céltárgyat egy precíziós léptetőmotor forgatja (13. ábra). A femtoszekundumos lézerimpulzussal való besugárzás hatására a céltárgy felülete megolvad, az anyag egy része el is párolog. Ablációs plazmafelhő alakul ki, ezen felhők paraméterei eltérőek a hosszabb lézerimpulzusok során létrejövő ablációs felhőkéitől [102 pp. 3-12], [103-106].



13. ábra: Szilárd céltárgy besugárzása [100]

Az igen rövid (fs-os) lézerimpulzus miatt a besugárzási pontban keletkező magas hőmérséklet és a céltárgy további része között általában nincs jelentős hőmérsékleti kiegyenlítődés. A besugárzott céltárgy, vagy annak egyes részei elpárologhatnak, illetve megolvadnak [102 pp. 3-12].

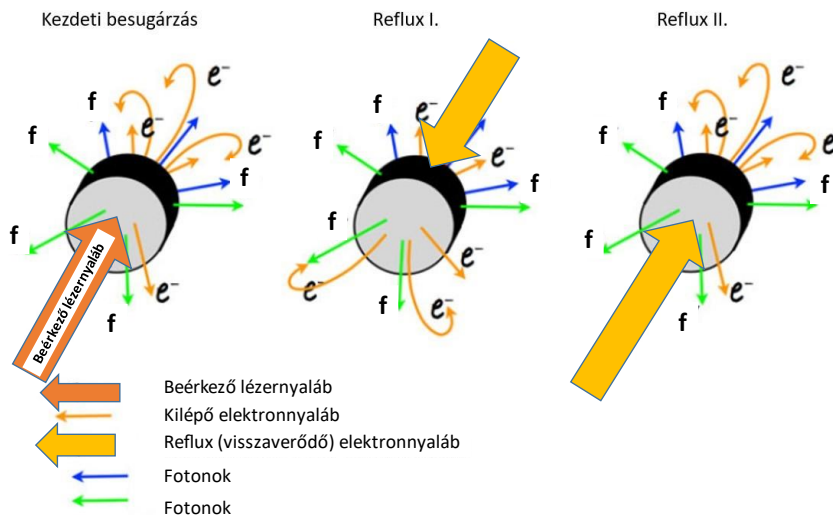
A céltárgyban (pl.: amikor a céltárgy anyaga alacsony szublimációs- és olvadáspontú) a folyamatos nagy intenzitású lézerfény besugárzás hatására mechanikai feszültségek alakulnak ki a részleges elpárolgás és olvadás hatására. Az olvadás során a gázként elpárolgó céltárgy darabok az olvadékban csapdába kerülhetnek és a megolvadt céltárgy gázbuborékokat tartalmazhat, mely rideggé teszi a céltárgyat. [102 pp. 3-12].

A céltárgy deformálódik, és benne belső repedések alakulnak ki. Kellően nagy energiájú lézernyáláb hatására a céltárgy felületi rétege elpárolog, és a gázállapotú részecskék a besugárzó térben létrehozott vákuumban nagy sebességgel terjedhetnek. Az ablációs felhő keletkezése során először elektronok, ezt követően a pozitív töltésű ionok szakadnak le a céltárgy felületéről. Az abláció során ún. plazma tükör effektus lép fel, mely során a (nagy sűrűségű elektron felhő) ablációs felhő visszaveri a besugárzott lézernyáláb egy részét, [102 pp. 3-12].

A fentiek alapján látható, hogy a besugárzott céltárgy kezelése nagy körültekintést igényel, mivel kisebb rázkódásra, ütésnek, mechanikai behatásnak kitéve a céltárgy apró darabokra töredezhet a besugárzó kamrában, illetve annak környékén a kiszedési procedúra során. A radioaktívvá vált céltárgy darabkák elszennyezhetik ezen területeket. Emiatt fontos a szakemberek számára, hogy besugározatlan céltárgyak eltávolításával gyakorolhassanak, valamint a baleseti szcenáriókra is felkészülhessenek.

4.2 Az elektronok reflux jelensége

A beérkező fő lézernyáláb plazmát generál a céltárgy felszínén. A céltárgyban mozgó elektronok eléri a céltárgy felszínét, melyről visszaverődnek. A visszaverődött elektronok a céltárgy ellentétes oldali felszínét elérve onnan is visszaszóródnak. Ezt nevezik elektron oszcillációnak vagy refluxnak (14. ábra). A visszaszóródások során az elektronok energiájától és a céltárgy anyagától függő mértékű fékezési röntgensugárzás is keletkezik.

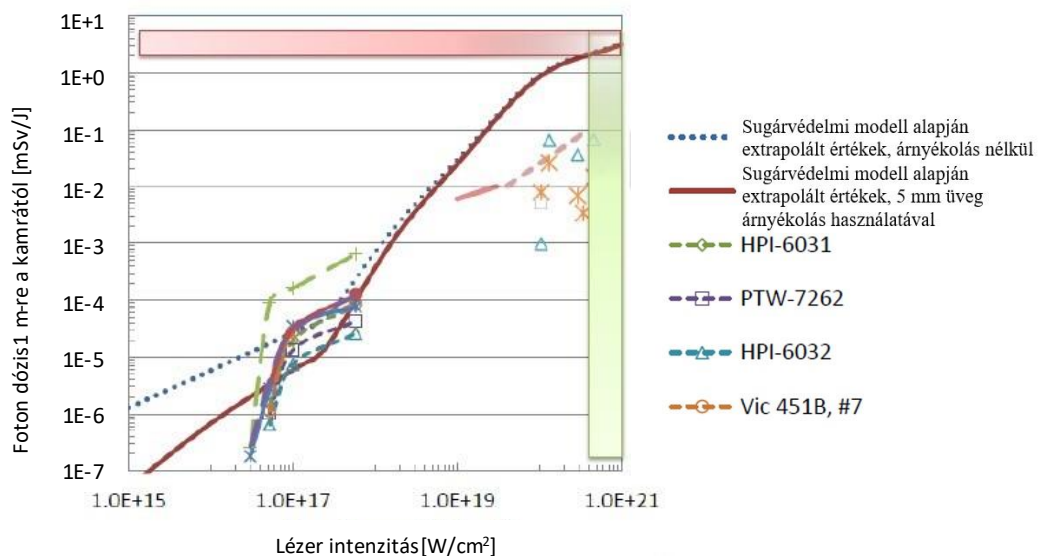


14. ábra: A céltárgyban kialakuló elektron reflux folyamata [117]

Vékony, hidrogéntartalmú céltárgy esetén (1-2 μm) a gyors elektronok „átrepülnek” a céltárgyon, jelentékeny energiavesztés nélkül, majd a hátsó felületen lévő felszínből protonokat szakítanak ki.

Vastagabb céltárgy esetén ($> 10 \mu\text{m}$) a céltárgy már nem „átlátszó” az elektronok számára, az energiaveszteség jelentősebb, ennek során fékezési röntgensugárzás is keletkezik. Ha ezek energiája meghaladja az 1,2 MeV-ot, a fotonok útjába eső anyagok (kamrafal, árnyékolás stb.) rendszámától függő mértékben a fotonok abszorpciója révén párkeltés is bekövetkezik. Alacsony elektron energiákon és vastag céltárgy esetén az elektronok többsége ionizációt és gerjesztést okozva abszorbeálódik az anyagban, és a kiváltott röntgensugárzás sem intenzív. Vékonyabb céltárgy esetén hatékonyabb a reflux, a nagyobb rendszámú anyagok nagyobb arányban generálnak röntgensugárzást.

A működő berendezéseknél (SLAC - Stanford Linear Accelerator Center) végzett 10^{15-17} W/cm^2 lézer intenzitású besugárzások során a lézerfény - anyag kölcsönhatástól 1 méterre elhelyezett detektorokkal mért prompt foton dózisok extrapolációjával becsülhetők a 10^{20-21} W/cm^2 lézer intenzitású besugárzásokhoz tartozó prompt foton dózisok [11], (15. ábra). A 15. ábrán a piros (a SLAC-ban üzemelő besugárzó kamra üveg nyílásánál) és kék szaggatott görbe az elméleti extrapolációs értékeket mutatja, míg a többi jelzés a már meglévő berendezéseknél különféle TLD-vel mért értékek láthatóak.



15. ábra: $10^{21} \text{W}/\text{cm}^2$ lézer intenzitásnál várhatóan kialakuló fajlagos röntgen foton dózisterek értéke a SLAC-ban üzemelő besugárzó kamra körül [11]

4.3 A céltárgy felaktiválódása

A lézerfény - anyag kölcsönhatás során a lézerfény nagy elektromágneses térerőssége gyorsított elektron- és protonnyalábokat hoz létre, melyek a céltárgyat körülvevő anyagokkal és az árnyékoló anyagokkal való kölcsönhatásuk során elektromágneses és

hadron - kaszkádot hozhatnak létre. Az elektromágneses kaszkád során adott körülmények között ún. óriás rezonancia neutronok is keletkeznek. E folyamatokról már az 1.8 fejezetben részletesen írtam. A hadron-kaszkád során a rugalmatlan ütközések hatására felaktiválódó anyagok minősége, ezáltal felezési ideje igen változatos lehet. A proton aktivációhoz küszöb energia szükséges, emiatt a protonok és az árnyékoló anyagok és a céltárgyat körülvevő anyagok közötti kölcsönhatásokor jellemzően azok felszínét és felszín közeli részeit aktiválják fel. Az aktivációs küszöbenergiák és hatáskeresztmetszetek anyagonként különbözők. Az anyagi minőség megjelölése (részletes ismerete) nélkül is lehetséges azonban közelítő becsléseket tenni. G. R. Stevenson közleményében [53] a nagy energiájú protonok szóródása során várható rugalmatlan ütközések számára (N) és az adott protonhozammal elérhető aktivitás maximumára (A_{max}) adott meg hangsúlyozottan empirikus összefüggéseket. Az aktiváció valószínűsége a besugárzott anyag sűrűségétől is függ, minél nagyobb a sűrűség, annál nagyobb az aktiváció valószínűsége [53]:

$$N \approx E_p(\text{GeV}) \cdot 3 \quad (8)$$

$$A_{max}(\text{Bq}) \approx E_p(\text{GeV}) \quad (9)$$

A felaktiválódott céltárgytól és a céltárgy körüli anyagoktól származó reziduális (tehát a besugárzás befejezését követően is egy ideig fennálló) dózisteljesítményére ($D^*(t)$) is közölt becslést a szerző. Eszerint $D^*(t)$ arányos a besugárzás fluensével, a besugárzási idővel, valamint a besugárzás utáni eltelt relaxációs, ún. hűlési idővel [53].

$$D^*(t) \approx B \cdot \varphi \cdot \ln \frac{(T+t)}{t} \quad (10)$$

ahol

- T: besugárzási idő [s],
- t: hűlési idő [s],
- B: arányossági tényező [$\text{Sv} \cdot \text{cm}^2/\text{részecske} \cdot \text{s}$],
- φ : besugárzási fluens [$\text{részecske}/\text{cm}^2$].

Ha $t \gg T$ akkor $D^*(t) = B \cdot \varphi \cdot \left(\frac{T}{t}\right) \sim \frac{1}{t}$, azaz a dózisteljesítmény fordítottan arányos a hűlési idővel.

Ha $T \gg t$ akkor, $D^*(t) = B \cdot \varphi \cdot (\ln T - \ln t)$, azaz, ha nő a besugárzási idő, akkor a dózisteljesítmény logaritmikusan csökken a hűlési idővel. Az ELI ALPS-ban uralkodó körülmények között a kis rendszámú anyagokban várhatóan főleg rövid felezési idejű izotópok fognak keletkezni.

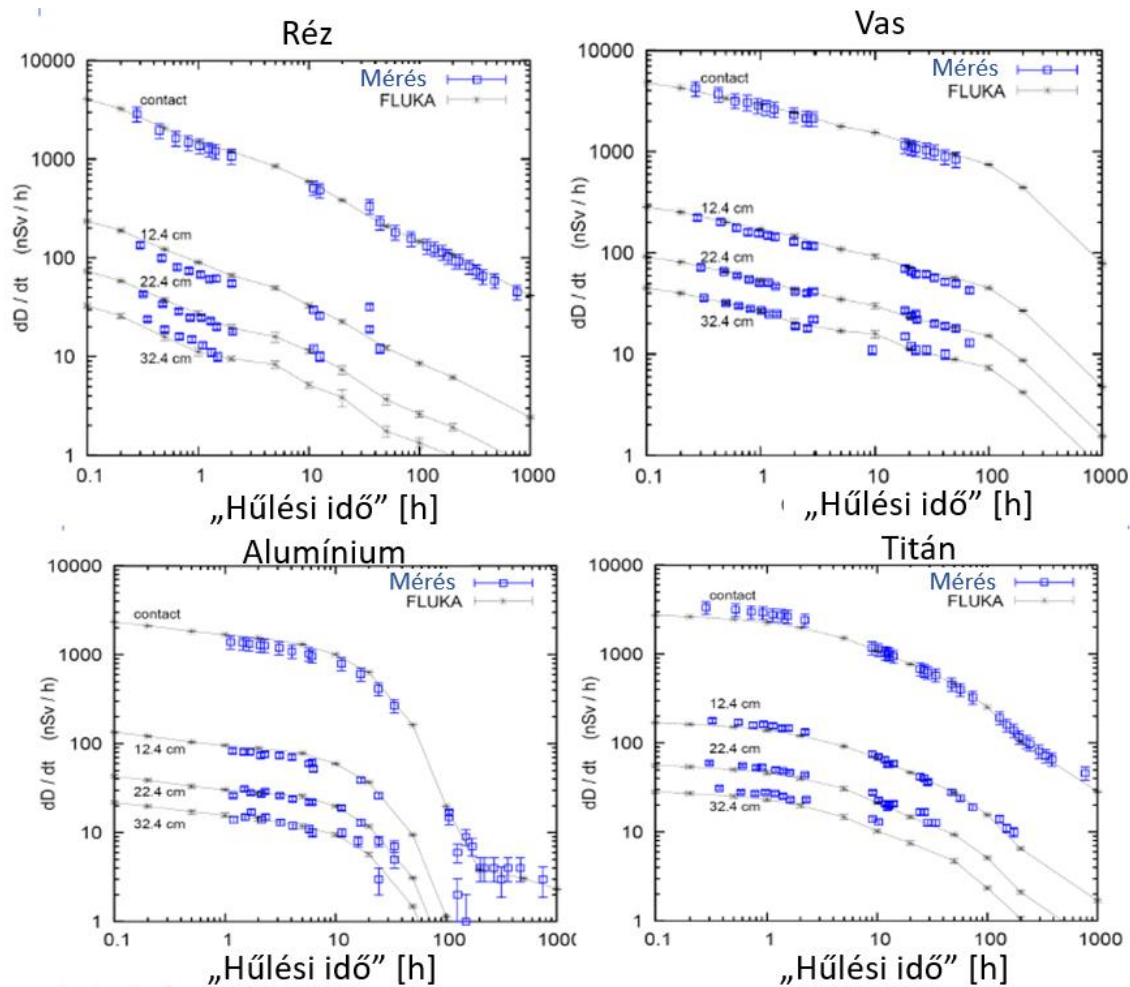
A béta/gamma reziduális dózisteljesítmény aránya a céltárgy rendszámának, illetve vastagságának növelésével csökken a béta-sugárzás önabszorpciójának növekedése miatt. Igen vékony (vastagság $< 0,1$ mm), kis rendszámú céltárgy esetén az arány a céltárgy felszínén az elvégzett mérések alapján jellemzően ötvenszeres is lehet Stevenson megállapítása alapján, melynek érvényességét egy valós helyzetben a keletkező radioaktív anyagok minőségének ismeretében lehet csak igazolni [53]. A céltárgyhoz közeledve a béta-sugárzás értéke többszörösen felülmúlhatja a gamma-dózisteljesítményt, emiatt a céltárgyakat csak távtartóval szabad megfogni, illetve automata robotkarral, valamint a céltárgyat a kísérleteken kívüli időben érdemes megfelelő árnyékolással ellátott konténerbe helyezni.

5 A FLUKA KÓD

5.1 A FLUKA kód használata a sugárvédelmi tervezésben

5.1.1 A FLUKA kód tulajdonságai

A FLUKA (FLUktuierende KAskade) [23], [68-77], egy Monte Carlo-típusú szimulációs kód, mely Linux alapú operációs rendszeren fut. A kódot 1962 óta fejlesztik a CERN-ben (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, European Council for Nuclear Research), és 1989 óta az INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) intézet is bekapcsolódott a fejlesztésébe. A kód a nagy energiás (10 PeV-ig) nyalábok transzportját és az anyag kölcsönhatásait szimulálja. A programban számos lehetőség van a bemeneti paraméterek megadására és változtatására. A kódot számos tudományterületen használják, mivel az alapjául szolgáló MCNP (Monte Carlo N-Particle Transport) technika is számos területen alkalmazható, pl.: űrkutatás-kozmosz sugárzás vizsgálata, neutrínó fizika, gyorsítók tervezése, személyi dozimetria, sugárvédelem tervezése, hadron terápia, besugárzás-árnyékolás tervezés stb. A kód részecskefizikai modelleken alapul, melynek eredményeit mérési eredmények összevetésével optimalizálták. A kódba számos adat előre be van programozva, melyekből a felhasználó válogathat a modellezéshez szükséges adatok megadásához, és a beépített extrapolációs skálázási törvények segítségével a kód képes megjósolni bizonyos folyamatokat is, amelyekre még nincs mérési adat. Az esetleges hibák a beépített hibakeresők és a számos esetben előre megadott értéknek köszönhetően a program futása előtt eliminálhatók. A kód több mint 60 részecske típust és nehéz ionokat, valamint több különféle kölcsönhatást (foton, neutron, egyéb hadron, müon, neutrínó, elektron, kaszkád effektusok stb.) tud kezelni 0 keV-től egészen 10 PeV-ig. A programot jelenleg is sok tudományos területen használják világszerte, pl.: CERN, gyorsítók (Jefferson Laboratory, INFN, Siegen Egyetem, SLAC, II. Római Egyetem, Valencia-i Egyetem, NASA, Genfi Egyetem stb. [23, 76, 77, 80-83]), nukleáris ipar stb. A felhasználás során a mért és a szimulált eredmények között többször végeztek összehasonlítást [76-77]. Ezekből jól látható, hogy a kód által számolt remanens dózisteljesítmények számos esetben igen jó összhangban vannak a mért értékekkel (16. ábra). A keltett aktivitás becslésénél a bemutatott példában kb. 1/3-ad arányban 20 %-on belüli volt az egyezés, további 1/3 20 %-on felülbecsülte, újabb 1/3 20 %-on alulbecsülte az aktivitást (17. ábra) [76].



16. ábra: A FLUKA kód által számított remanens dózisteljesítmények összevetve műszeres mérésekkel [76]

Izotóp	Réz	Vas	Titán	Acél	Alumínium	Beton		
⁹⁰ Se 53.29d	1.47 ± 0.19 M	1.65 ± 0.22	1.50 ± 0.19	0.98 ± 0.24 M	0.71 ± 0.09	Al	1.17 ± 0.14	O, C
²² Na 2.00y	0.84 ± 0.25	0.80 ± 0.15						
²⁴ Na 14.96h	0.72 ± 0.11	0.70 ± 0.13 M	0.85 ± 0.11		0.76 ± 0.07	Al	0.95 ± 0.09	Ca, (S, Mg)
²⁶ Na 9.45m	0.42 ± 0.03	0.48 ± 0.02	0.63 ± 0.02	0.37 ± 0.02	0.81 ± 0.03	AlMg	0.82 ± 0.02	Ca, (S, Al)
²⁷ Na 20.91h	0.25 ± 0.04	0.23 ± 0.03	0.31 ± 0.02	0.29 ± 0.10 M	1.52 ± 0.25	AlMg		
²⁸ Na 2.24m	0.25 ± 0.03	0.21 ± 0.02	0.31 ± 0.02	0.29 ± 0.10 M			0.29 ± 0.02	Ca, (S)
²⁹ Na 6.95m			0.93 ± 0.25 M				0.29 ± 0.03	Ca, (S)
³⁰ Na 2.04d			0.60 ± 0.12					
³⁶ Cl 32.00m		0.91 ± 0.19 M	1.19 ± 0.16	0.77 ± 0.15	Fe, Cr, (Mn)		1.26 ± 0.07	Ca
³⁷ Cl 37.24m		0.61 ± 0.08	0.60 ± 0.01	0.58 ± 0.07	Fe, Cr, (Mn)			
³⁸ Cl 55.60m		0.64 ± 0.11 M	0.73 ± 0.08	0.66 ± 0.12	Fe, Cr, (Mn)			
³⁹ Ar 1.82h	0.39 ± 0.08	0.48 ± 0.05	0.47 ± 0.04	0.39 ± 0.05	Fe, Cr, (Mn)		0.98 ± 0.14	Ca
⁴⁰ K 7.64m							1.76 ± 0.20	Ca
⁴¹ K 12.36h	0.66 ± 0.10	0.83 ± 0.06	0.95 ± 0.05	0.76 ± 0.09	Fe, Cr, (Mn)		1.21 ± 0.08	Ca
⁴² K 22.30h	0.81 ± 0.10	0.77 ± 0.05	0.85 ± 0.03	0.74 ± 0.04	Fe, Cr, (Mn)		1.16 ± 0.05	Ca
⁴³ K 22.13m								
⁴⁴ K 17.30m								
⁴⁵ Ca 4.54d	0.59 ± 0.16	0.58 ± 0.17 M	0.73 ± 0.12	0.51 ± 0.15 M	Fe, Cr, (Mn)		0.79 ± 0.12	Ca
⁴⁶ Ca 3.89h	0.40 ± 0.07	1.01 ± 0.14	1.29 ± 0.28	0.93 ± 0.15	Fe, Cr, (Mn)			
⁴⁷ Ca 3.93h	0.89 ± 0.07	1.08 ± 0.08	0.88 ± 0.05	0.96 ± 0.08	Fe, Cr, (Mn)		0.83 ± 0.06	Fe, (Ti)
⁴⁸ Ca 58.60h	0.05 ± 0.12	1.20 ± 0.09	2.13 ± 0.12	1.24 ± 0.09	Fe, Cr, (Mn)	1.08 ± 0.17	1.67 ± 0.22	Fe, (Ti)
⁴⁹ Ca 83.75d	0.81 ± 0.07	0.88 ± 0.07	0.93 ± 0.08	0.89 ± 0.08	Fe, Cr, (Mn)	0.79 ± 0.18	0.88 ± 0.10	Fe, (Ti)
⁵⁰ Ca 80.28h	1.09 ± 0.14	1.17 ± 0.10	0.87 ± 0.07	1.06 ± 0.09	Fe, Cr, (Mn)	1.04 ± 0.15	1.00 ± 0.09	Fe, Ti, (Ca)
⁵¹ Ca 43.67h	1.38 ± 0.16	1.47 ± 0.10	1.10 ± 0.04	1.42 ± 0.09	Fe, Cr, (Mn)		1.35 ± 0.25	Fe, Ti, (Ca)
⁵² Ca 15.97h	1.16 ± 0.08	1.45 ± 0.06	1.11 ± 0.07	1.44 ± 0.11	Fe, Cr, (Mn)	1.07 ± 0.13	1.63 ± 0.16	Fe
⁵³ Cr 21.56h	0.92 ± 0.14	0.97 ± 0.07		1.02 ± 0.09	Fe, Cr		1.06 ± 0.23	M
⁵⁴ Cr 42.93m	1.00 ± 0.22 M	1.24 ± 0.12		1.06 ± 0.12	Fe, Cr			
⁵⁵ Cr 27.70d	1.06 ± 0.13	1.15 ± 0.12	0.64 ± 0.24 M	1.24 ± 0.16	Fe, Cr	0.96 ± 0.16	1.33 ± 0.22	Fe
⁵⁶ Cr 5.59d	0.88 ± 0.05	1.15 ± 0.04		1.09 ± 0.03	Fe, (Mn)	0.89 ± 0.07	1.39 ± 0.07	Fe
⁵⁷ Mn 21.10m	1.98 ± 0.35	1.24 ± 0.09		1.12 ± 0.10	Fe, (Mn)		1.75 ± 0.79	M
⁵⁸ Mn 312.12h	1.13 ± 0.12	1.01 ± 0.10		1.08 ± 0.11	Fe, (Mn)	0.96 ± 0.12	1.06 ± 0.13	Fe
⁵⁹ Mn 2.58h	0.81 ± 0.05	0.89 ± 0.05		1.35 ± 0.10	Fe	1.53 ± 0.25	Mn	1.03 ± 0.25
⁶⁰ Fe 8.28h		1.09 ± 0.13		0.98 ± 0.19	M	Fe, (Mn)		
⁶¹ Fe 8.51m								
⁶² Fe 44.50d	0.82 ± 0.09							
⁶³ Co 77.53h	0.86 ± 0.09	0.76 ± 0.04		1.03 ± 0.05	Fe, Ni			
⁶⁴ Co 77.27h	1.04 ± 0.08	1.16 ± 0.10		1.37 ± 0.11	Fe, Ni		0.80 ± 0.20	M, Fe
⁶⁵ Co 271.78h	0.85 ± 0.08	0.38 ± 0.06 M		1.16 ± 0.13	Ni	0.98 ± 0.24 M	Cu, Zn, Ni	
⁶⁶ Co 70.62h	0.91 ± 0.09	0.31 ± 0.08 M		0.98 ± 0.10	Ni	0.82 ± 0.19	Cu, Zn, Ni	
⁶⁷ Co 5.27h	0.90 ± 0.08							
⁶⁸ Co 69.00m	0.68 ± 0.08							
⁶⁹ Co 90.05h								
⁷⁰ Ni 35.60h	0.76 ± 0.11			1.44 ± 0.07	Ni			
⁷¹ Ni 2.52h	1.46 ± 0.29							
⁷² Cu 23.70m	0.78 ± 0.08							
⁷³ Cu 3.33h	0.87 ± 0.25							
⁷⁴ Cu 12.70h	0.63 ± 0.10							
⁷⁵ Zn 9.18h	1.06 ± 0.23							
⁷⁶ Zn 38.47m								
⁷⁷ Zn 244.26d	0.82 ± 0.08							
	0.97 ± 0.20							

R = Ratio FLUKA/Exp

0.8 < R < 1.2

0.8 < R ± Error < 1.2

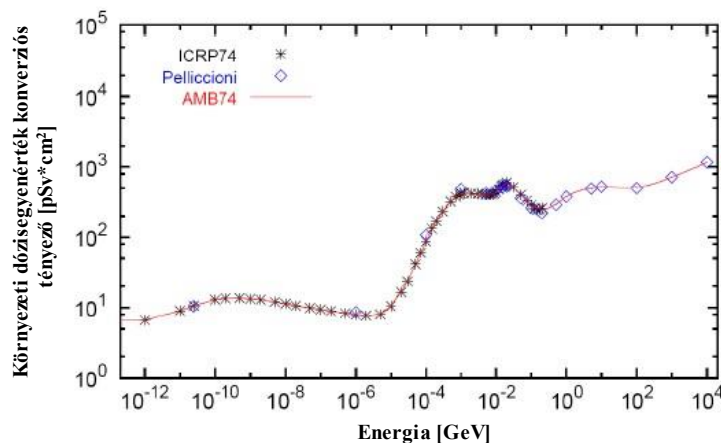
Exp/MDA < 1

R + Error < 0.8 or
R - Error > 1.2

Reference:
M. Brugger, S. Roesler *et al*, Nuclear
Instruments and Methods A 562 (2006)
814-818

17. ábra: A FLUKA kóddal számított felaktivált izotópok aktivitása a műszeres mérésekkel összevetve [76]

A kód a részecskék pályájára, a szabad úthosszára, a mikroszkopikus hatáskeresztmetszetekre, a reakciósebességekre, fluensekre/fluxusokra, beesési szögekre stb. ad becslést. A program a környezeti dózisegyenértéket a részecske fluxusokból az ICRP 74 ajánlásaiból és validáló tesztelések (Pelliccioni) eredményeiből vett konverziós tényezők (AMB 74) segítségével számolja ki (fotonok, neutronok, elektronok) (18. ábra). Az ICRP-re készült validáció (Pelliccioni), az értékek kvázi megegyeznek, azaz elmélet-mért érték egyezik és erre megalkottak, extrapoláltak egy görbét, melyet AMB 74-nek neveztek el. A görbe értékeit felprogramozták a FLUKA-ba. Azaz a FLUKA az AMB 74 görbét használja, így tetszőleges részecske energiához hozzárendelhető a görbe által a környezeti dózisegyenérték konverziós tényező.



18. ábra: A FLUKA kód ICRP 74 ajánlás alapján meghatározott konverziós koefficiens függvénye (AMB74) [23]

5.1.2 Bemelő adatok megadása a FLUKA kódban

A FLUKA-ban lehetőség van a fluxus-dózisjeljesítmény konverziós tényezők, ill. egyéb paraméterek felhasználó általi módosítására. Az input egységben definiálni lehet árnyékoló anyagokat, ekkor meg kell adni azok összetételét, sűrűségét, de előre beállított anyagokkal is lehet dolgozni. Az input egység további szakaszában egyéb beállítások is megadhatók, úgymint müonok, fotonok, egyéb részecskék, termikusnál alacsonyabb energiájú neutronok számításának preferenciái, energia levágások, mely alatt a kód nem veszi figyelembe a részecske transzportot. A véletlenszám generátor is beállítható, valamint az indított részecskeszám is. Egyéb beállítások is megadhatóak, úgymint elektron-kaszád, hadron kaszkád ki-bekapcsolása, müonok, fotonok, egyéb részecskék, alacsony energiájú neutronok számításának preferenciái, energia levágások, mely alatt a kód nem veszi figyelembe a részecske transzportot. A felaktiválódásból származó remanens dózisjeljesítmény számításához is külön kártyák állnak rendelkezésre, itt meg lehet adni a gyorsított részecske (a kód ebből számolja a neutron fluenst) besugárzás (másodlagos sugárzás) időtartamát, intenzitását, majd a besugárzást követő eltelt időtartamokat - „hűlési idő” - is definiálni lehet. A kód számos beépített paramétert tartalmaz, pl.: időtartamok, hatáskeresztmetszet táblázatok, különböző anyagok és azok összetétele stb., a programban lehetőség van arra, hogy a felhasználó ezen értékeket, ill. egyéb paramétereket kiegészítse. A program igen bonyolult, ugyanakkor a felhasználói felülete egyszerűsödött a folyamatos fejlesztéseknek köszönhetően, jelenleg több, mint 5000 regisztrált felhasználója van világszerte. A könnyebb kezelhetőség végett az elmúlt években kifejlesztették a **FLAIR**-t (**FLUKA Advanced InteRface**) a FLUKA felhasználóbarát kezelő felületét, mely a

bemeneti paraméterek könnyebb („Windows-hoz hasonló”) megadására szolgál. Az input első részében a nyaláb paramétereket lehet megadni (részecske típus, energia, félérték szélesség, nyaláb eloszlás, nyaláb geometria, pozíció stb.). A geometria definiálására egy geometriai szerkesztő is rendelkezésre áll, mely térben mutatja a megadott geometriai adatokat és elrendezéseket, ehhez szorosan kapcsolódik az anyagkártya és az adatbázis, melyből kiválaszthatók az előre definiált anyagok tulajdonságai.

Az ún. scoring kártyákon adatok meg azon értékek, mely a felhasználó számára relevánsak, azaz mit számoljon, jelenítsen meg a kód (pl. prompt dózis, különböző részecskék fluens értékei stb.). A futtatás előtt ellenőrző eljárás is be van építve, mely szövegesen és grafikusán megjeleníti a program vizsgáló rutinja által kiválasztott „nem megfelelő” értékeket (pl.: fizikailag lehetetlen geometria stb.) és a futás leállítására vezető felhasználói hibákat. A program futtatása során fájlokat generál, melyek összefűzésével állnak elő az eredményeket bemutató ábrák megjelenítéséhez szükséges adatok, a futás után a kód egy output fájlt generál, melyben számos információ található a futtatott feladattal kapcsolatban (pl. futtatási idő, keletkező részecskék energia megoszlása, kölcsönhatások száma stb.).

Az egyes fizikai mennyiségek meghatározásához a felhasználó úgynevezett detektorokat ad meg, amelyek a valós detektorok Monte Carlo megfelelői. Minden detektor egy vagy több radiometriai mennyiség becslését adja meg egységnyi térfogatra és adott részecskékre, ilyen mennyiségek például az energiasűrűség, energia leadás, részecske fluens, egyenérték dózis, részecskesűrűség, reziduális aktivitás stb. A detektor helyének (dózispontnak) a mérési geometria tetszőleges régiója (adott méretekkal rendelkező téridom) megadható. A FLUKA-ban leggyakrabban használt szóráscsökkentő eljárás (biasing) az úgynevezett térbeli fontosságok módszere, amely abból áll, hogy a mérési geometria egyes részeihez a detektor szempontjából egy fontossági értéket rendel. A felhasználó által megadott elsődleges forrásból induló összes részecskének (esetünkben a lézernyaláb által elért céltárgyból kilépő elektronoknak, illetve protonoknak) kezdetben 1 a statisztikai súlya. Ha a részecske nagyobb fontosságúként megjelölt térrészbe lép, kétfelé hasad (Splitting), két fele akkora súlyú (a súly a mikroszkópikus hatáskeresztmetszetnek felel meg, azaz a kölcsönhatás valószínűsége $\text{cm}^2/\text{atomra}$ vonatkoztatva), de vele megegyező részecskére. Kisebb fontosságú térrészbe lépéskor a részecske 9/10 eséllyel megsemmisül, 1/10 eséllyel viszont tovább halad és a statisztikai súlya megtízszereződik (Russian Roulette). Ezzel a módszerrel a részecskék teljes statisztikai súlya állandó marad, ugyanakkor a számuk növekszik a detektor felé haladva és csökken attól távolodva, így a statisztikai szórás nagymértékben csökkenthető [91].

5.1.3 A FLUKA kód működése

A FLUKA-ban három dimenziós tér van megadva, amelyben az adott energiájú, irányultságú és típusú részecskék mozognak az időben. A kód a részecske fluxust deriválja az idő, energia, irányultság alapján, melyet felhasznál a Boltzmann egyenlet megoldásában [23].

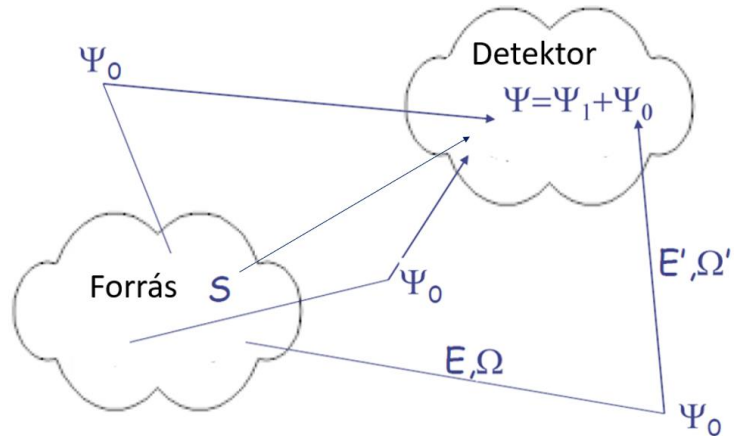
$$\frac{1}{v} \frac{d}{dt} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \vec{\Omega} \cdot \nabla \Psi + \sum_t \Sigma_t \Psi - S = \iint \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E, t) \sum_s (\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) dE' d\vec{\Omega}'$$

Időfüggő változó tag + Helyfüggő változó + Abszorpció – Forrás = Irány és energiaváltozás szóródás (11)

ahol:

- t: az idő,
- v: részecske sebessége,
- r: a részecske megtett útja,
- E: részecske energiája,
- Ω : irányvektor,
- Ψ : fluxus,
- Σ_t : makroszkopikus hatáskeresztmetszet, kölcsönhatási valószínűség cm^2 -enként,
- Σ_s : a szórás makroszkopikus hatáskeresztmetszete.

Az egyenlet „időfüggő változó” tagja tartalmazza a részecske elmozdulását a térben (energia, irány nem változik), a „szórás” számolja a részecske szóródását (energia, irány változik). Azaz a kód a forrásból kijövő részecske mozgását elemeire bontja (sebesség, helyváltoztatás, elnyelődés) és ezeket párhuzamosan számolja, melyből előáll a részecske összetett mozgása, mely a szórt részecskéket a térben adja meg. A forrástag a térben van definiálva és a programnak meg kell adni, mely helyen „mérje” (detektor régió) és időben számolja ki a Boltzmann egyenletet, azaz a részecskék állapotát adott időben. A megadott detektor régióban a forrásból kijövő részecskék bizonyos valószínűséggel érik el a detektor régiót. Minél intenzívebb a forrás, illetve minél nagyobb a valószínűsége annak, hogy a részecske eléri a detektort, annál nagyobb jelet „mér” a detektor. A detektor a direkt irányú részecskék mellett a szórt, illetve többszörösen szórt részecskék számát is detektálja külön-külön és ezeket összesíti. A detektor először külön a direkt sugárzást számolja, majd ennek elsődleges szóródását, majd az elsődleges szóródásból kiindulva a másodlagos szóródást határozza meg. A harmadlagos szóródást a másodlagosból határozza meg és így tovább, minden szóródást egyesével meghatároz és a végén integrálja (19. ábra).



$$\Psi = \int_0^s e^{-\beta} \left[\iint_{\vec{\Omega}} \Sigma_s \Psi_0 d\vec{\Omega} dE \right] ds + S e^{-\beta} = \Psi_1 + \Psi_0 = K \Psi_0 + \Psi_0$$

19. ábra: A FLUKA kód detektora egyszeres részecske szóródás esetén [23]

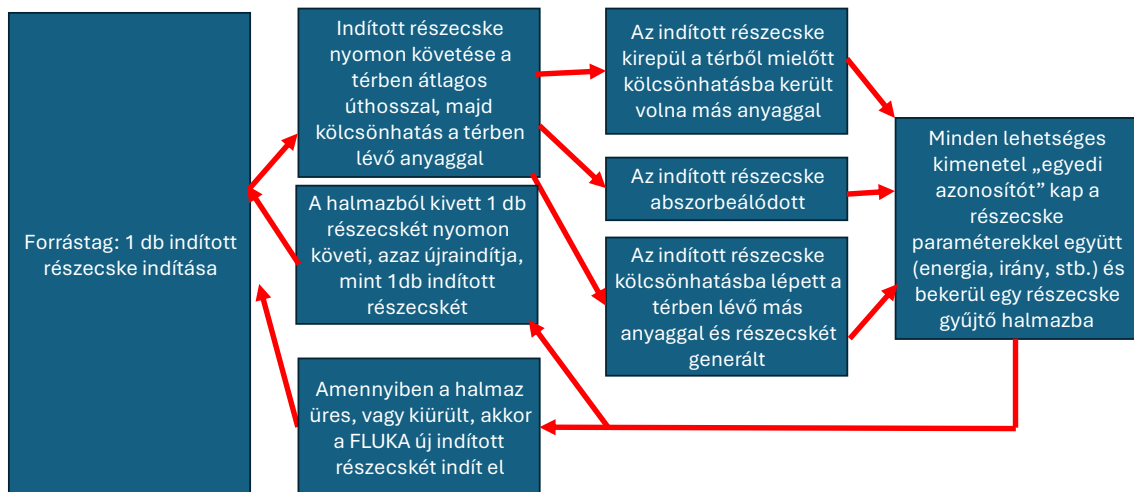
A dózis meghatározására használt egyenlet árnyékolás esetén:

$$D = D_0 \cdot B \cdot e^{-\mu x} \quad (12)$$

ahol:

- D: az árnyékolás mögötti dózis (arányos a részecske fluenssel),
- $D_0 \cdot e^{-x}$: csak a direkt részecskékből származó árnyékolás mögötti dózis,
- x: árnyékolás vastagsága,
- μ : gyengítési tényező,
- B: Build up faktor, az összes szórt részecskét tartalmazza.

Tehát a FLUKA a differenciális Boltzman egyenletet iterálva oldja meg lépésről lépésre és így határozza meg a részecske mozgását, energiáját, irányát egészen addig, amíg az elnyelődik, vagy energiája a levágási energia (Energy cut-off) alá kerül, illetve, ha a részecske kikerült a detektor térrészéből. A megadott detektor részeken számolja, majd összegzi a direkt és szórt sugárzásból származó értékeket (pl.: fluens, fajlagos dózis) (20. ábra).



20. ábra: Egy indított részecske nyomon követése a FLUKA kódban [23]

A szimulált értékeket a FLUKA megjeleníti színekkel felhasználásával. A részecskeáram számításánál a FLUKA az adott felületen átmenő összes részecske számát elosztja a felület nagyságával. A fluens esetén a felületre érkező részecskéknél figyelembe veszi a beesési szögeket és az átmenő részecskeszámot elosztja az egységi felülettel.

A FLUKA minden esetben a Boltzmann egyenlet alapján a részecskék mozgását elemi szinten határozza meg minden térrészben, minden időpillanatban (forrás = abszorpció + részecske elmozdulás + szóródás) és összegzi az elemi térrészekben a direkt és szórt részecskék fluensét az elemi térfogatban megtett út alapján. Azaz elemi idő lépésenként terjednek a részecskék a térben különféle trajektóriákon, minden térrészhez meghatározza a FLUKA a részecskék elemi fluensét (direkt + szórt), így minden ponthoz hozzá rendelhető egy összegzett fluens érték. Alacsony indított részecskeszám esetén ezen trajektóriák jól megfigyelhetők, míg magasabb indított részecskeszámot alkalmazva a részecskék pályái összeolvadnak és adott nagyságrendi értékeken belül azonos színekű egységeket hoznak létre.

A FLUKA a centrális határeloszlás tételét használja a számításokhoz [23], azaz nagyszámú indított részecske (melyek független eseményeknek tekinthetőek) szimulált fajlagos dózisének átlagértékei a várható (valódi) értékhez konvergálnak, az értékek eloszlása a normális eloszláshoz közelít.

A FLUKA által számított mennyiségek szórása (σ) az indított részecskeszám (N) gyökével (\sqrt{N}) arányos. A számítás ideje leginkább az indított részecske típusától és energiájától függ, valamint a kijelölt térfogattól, amiben a szimuláció zajlik, és a térfogatban elhelyezett tárgyaktól. Minél nagyobb a térfogat és minél több tárgy van benne, valamint minél nagyobb a részecskeenergia, annál több fizikai kölcsönhatás jön létre. Emiatt a

részecskék száma az elektromágneses kaszkád, hadron kaszkád során megsokszorozódik, és ekkor a számításához szükséges ún. CPU gépidő jelentősen megnövekszik. A CPU időigény az alábbi egyenlettel adható meg:

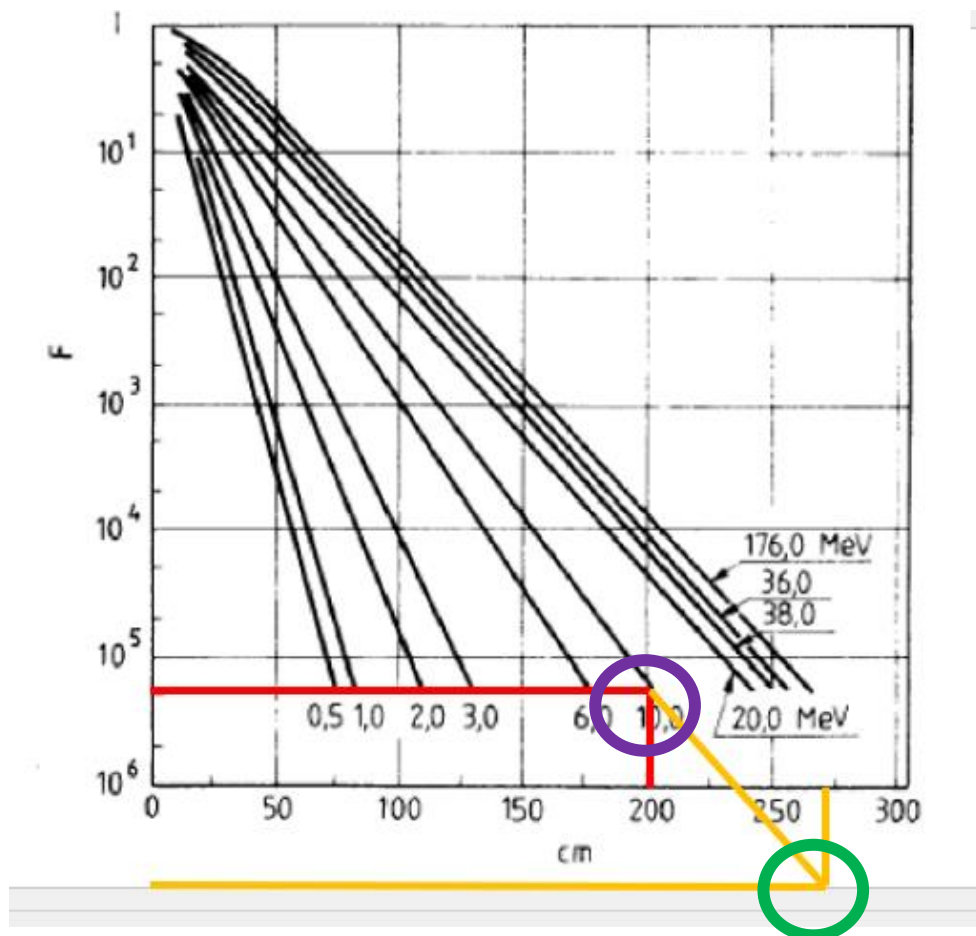
$$\Sigma \text{CPU}_{\text{idő}} = \text{CPU}_{\text{idő/indított részecske}} \cdot \text{szórás}^2 \quad (13)$$

Amennyiben a relatív szórást úgy csökkentjük, hogy nagy indított részecskeszámot használunk, akkor az összes részecskére vonatkoztatott gépidő csökken ugyan, de a teljes gépidő növekszik, mivel több az indított részecske és a generált részecskék száma. Tehát a szorzat együttes értéket kell csökkenteni, azaz a szórást úgy kell csökkenteni, hogy a szórás csökkentéséből adódó $\text{CPU}_{\text{idő/indított részecske}}$ idő növekmény kisebb legyen. A FLUKA kódban beállíthatóak ún. alacsony és magas fontosságú térrészek. A magasabb fontosságú térrészekben a részecske fluens mesterségesen megnövelhető a felhasználó által definiált arányban. Azaz az indított részecskeszámától függetlenül a kölcsönhatások során keletkező részecskék száma a szimuláció futtatásán belül adott térrészekben megnövelhetőek, így az adott térrészben csökken a szórás. A futtatási idő csökkentése elérhető a felület szétदारabolásával, miáltal, ha egy ún. alacsonyabb fontosságú térrészből (I_1) egy magasabb fontosságú (I_2) térrészbe érkezik a részecske (a felhasználó számára fontos vizsgálni kívánt térrészbe), akkor ez a részecske I_2/I_1 fontossági aránnyal lesz figyelembevéve. Fordított esetben a részecske alacsonyabb fontosságú térrészbe ér, ezt I_2/I_1 értékben a részecskét figyelembe veszi a kód (Orosz rulett). Ezzel a módszerrel a teljes térrészben csak az indított részecskékből származó részecskék fognak jelen lenni, viszont a felhasználó számára fontos térrészekben a felhasználó által megnövelt részecskeszám segítségével csökken a szórás, ha nem használjuk ezt a módszert akkor a fontos térrészekben csak jóval nagyobb indított részecskeszám esetén lesz hasonló részecske fluens a fontos térrészekben. Így célozott térrészekben lehet csökkenteni a szórást az indított részecskeszám növelése nélkül.

6 SUGÁRVÉDELMI LOKÁLIS ÁRNYÉKOLÁS TERVEZÉSE (T1, CI)

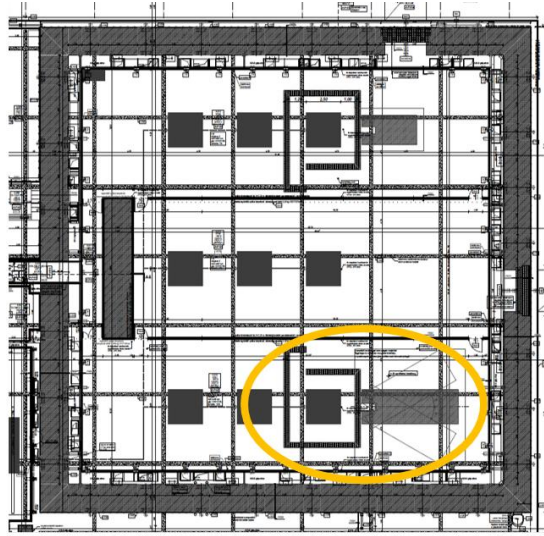
6.1 Az elektron refluxtól származó prompt foton dózis értékek és a hozzá tartozó árnyékolás meghatározása

Az alábbiakban az SPWe (Solid PetaWatt electron) elnevezésű lézer nyalábvonalának sugárvédelmi tervezését példaként mutatom be. Kezdeti lépésként a 15. ábrát felhasználva becsültem a prompt foton dózis várható értékét. A lézer használata során tervezett ismétlési frekvencia maximuma 10 Hz. A 10^{21} W/cm² lézer intenzitású besugárzásoknál az extrapoláció adatai és a konzervatívabb becslés alapján a céltárgytól 1 m-re maximum 6 mSv/J dózistér alakul ki. Figyelembe véve a lövésenkénti 40 J energia tartalmat és a 10 Hz-es ismétlési frekvenciát, a prompt foton dózisteljesítmény elérheti akár a 2400 mSv/s-os értéket is. A keltett fotonok energiája az extrapoláció alapján maximum 10 MeV [11]. Azaz a 2 m vastag beton fal MSZ 62-2:2017 szabvány 9. ábrája alapján legalább 5 nagyságrenddel csökkenti a sugárzás mértékét (lila kör) [58], (21. ábra).



21. ábra: Fékezési röntgensugárzás széles nyalábjának gyengülése betonban [58]

Továbbá a kamra körüli 80 cm-es beton lokális árnyékolást használva összesen hét nagyságrenddel csökkenthető ez az érték (zöld kör) (22. ábra).



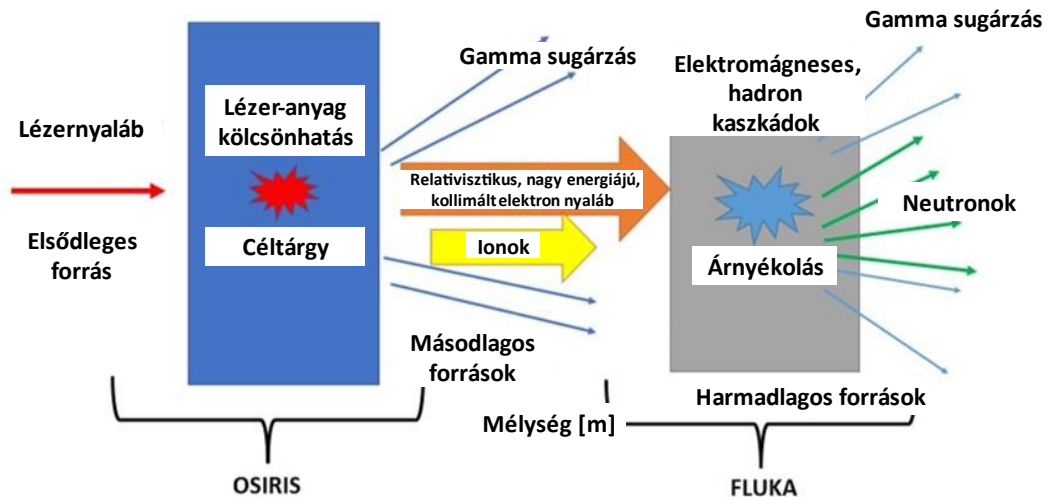
22. ábra: A HTA SPWe besugárzó kamra körüli lokális árnyékolás [79]

Figyelembe véve, hogy a HTA besugárzó terem fala vasbeton, továbbá közel 50 % vastartalmú a lokális árnyékolás, így a dózisteljesítmény legalább tizenegy nagyságrenddel csökken [58 10. ábra]. Ez 0,024 nSv/s-nek felel meg. Konzervatív üzemviteli paramétereket figyelembe véve (napi 6 óra, évi 200 nap működéssel számolva), a teljes többlet dózis a besugárzó termen kívül 0,41 mSv. Ezért is kiemelten fontos a **Personal Safety System (PSS)** (beléptető rendszer) kiépítése. Az MSSz szabályozza a személyek mozgását és a PSS rendszerbe van felprogramozva mikor mehetnek be a munkavállalók a besugárzó termekbe, mivel közel a maximum működési paraméterekhez igen könnyen lehet nagyobb sugárterhelést elszenvedni. A kamrák környezetében a helyszínen kiolvasható TL-eket (ilyen eszköz pl.: a PorTL [118]) érdemes kihelyezni. Így folyamatosan nyomon követhető az elektron refluxból származó fékezési sugárzás szintje és változása a fény intenzitásával, a későbbiekben validálható lesz ezen mérések alapján az extrapoláció.

7 SUGÁRVÉDELMI ÁRNYÉKOLÁS TERVEZÉSE (T2, CII)

7.1 Az árnyékoló anyagok tervezésének menete

Az árnyékolás anyagát és méreteit a FLUKA kóddal végzett meghatározását mutatja be az alábbi folyamatábra (23. ábra):



23. ábra: A lézernyaláb - anyag kölcsönhatás paramétereinek meghatározása és az árnyékolás tervezés lépései

A tervezés fő lépései:

7.1.1 A nyalábvonal technológiai leírásának tanulmányozása

A technológiai leírások tartalmazzák a nyalábvonal méreteit, elhelyezkedését, a keltett ionizáló sugárzás irányát. A műszaki tervrajzok alapján a nyalábvonal megszerkeszthető a FLUKA-hoz tartozó FLAIR geometriai szerkesztő kódban.

7.1.2 Működési paraméterek meghatározása (kérdő ív)

Az árnyékolás tervezéséhez bemenő adatként a berendezések üzemviteli paramétereit is meg kell határozni: napi, éves üzemidő, illetve a lézerberendezés ismétlési frekvenciája, valamint az adott kísérletsorozathoz tartozó foglalkozási és lakossági dózismegszorítás. Ezen adatokból meghatározható a fajlagos (egy adott típusú, keltett részecskére vonatkozó) dózis limit értéke, aminél nagyobb fajlagos dózis nem megengedett az árnyékolás utáni térrészekben (18. egyenlet). A tervezett működési paraméterek bekérhetőek a nyalábvonal felhasználóitól.

7.1.3 Lézerfény - anyag kölcsönhatás szimulálása

A lézerfény-anyag kölcsönhatás szimuláció eredményeképp előállnak a keltett ionizáló sugárzás paraméterei (részecske típus, diszkrét energia spektrum, keltett részecskeszám).

7.1.4 Fajlagos dózislímiték meghatározása

Ezen adatokból a 18-as egyenlet alapján meghatározhatóak a fajlagos dózis límiték.

7.1.5 Az árnyékolás tervezése a FLUKA kóddal

Az árnyékolás tervezésnél többcélú (elsősorban foton-, illetve neutronsugárzás elleni) sugárvédelmi árnyékoláshoz alkalmazható beton, nehéz beton, acél, vas, ólom, ólom ötvözetek, szegényített urán, paraffin és egyéb magas hidrogén tartalmú anyagok. Az anyagok kiválasztásánál figyelembe kell venni a fellépő sugárzás árnyékolásának hatékonyságát és a felaktiválódásra való hajlam mértékét. A hadron- és elektromágneses kaszkádok hatásának csökkentése érdekében kis- és közepes rendszámú árnyékoló elemeket célszerű választani. A nagy rendszámú elemekben az elektronok által keltett rezonancia neutronsugárzást idézhet elő, továbbá a bennük is fellépő hadron- és elektromágneses-kaszkád is neutronsugárzást generál. Ezért a többcélú árnyékoló falnak többféle elemet kell tartalmaznia. Az árnyékoló falat célszerű héj szerkezetben építeni, ugyanis a nagyrendszámú elemek a foton-sugárzást eliminálják, a kis rendszámú elemek a neutronsugárzást gyengítik. Az ilyen héj szerkezetű, a keltett sugárnyalábra kb. merőlegesen elhelyezett sugárvédelmi árnyékoló berendezéseket nyaláb csapdának nevezzük. A sugárvédelmi és az épület statikai terveket egyeztetni kell, így a nyalábcsapda súlya nem veszélyezteti, és nem idézheti elő az alapzat beszakadását, deformálódását.

A munkahelyek sugárveszélyes besorolású területeit körülhatároló falak és földem, valamint a nyalábcsapda mellett, azok kiegészítéseként szükséges lehet lokális árnyékolások elhelyezése is a lézerfény - anyag kölcsönhatás során keltett ionizáló sugárzás kibocsátására képes berendezések közelében. Ezek tervezéséhez is szükséges ismerni a lézerfény - anyag kölcsönhatás során fellépő fő fizikai folyamatok alapvető jellemzőit (részecske típus, energia eloszlás keltett részecske szám szerint vagy diszkrét részecske energiákhoz tartozó keltett részecskeszámok, a nyaláb iránya, az adott nyaláb vonal besugárzó kamrájának térbeli elhelyezkedése).

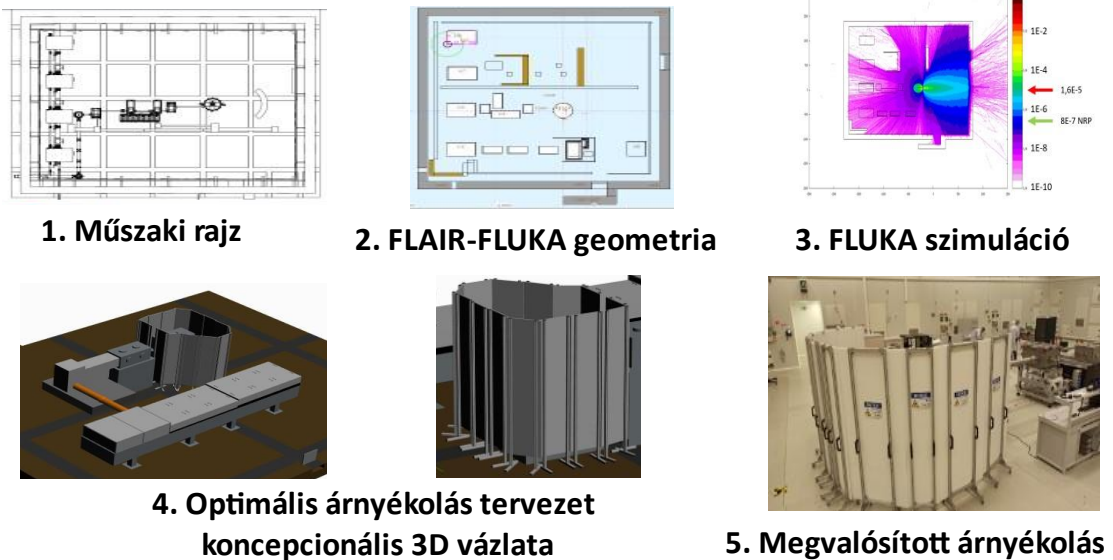
7.1.6 Paraméteroptimalás vizsgálatok

A keltett részecskenyaláb paramétereit, a használni tervezett besugárzó kamra geometriáját, a koncepcionális árnyékolás adatait (árnyékolás anyaga, összetétele, mérete, elhelyezkedése) felhasználva paraméteroptimalással pontosítható az előbbieken

bemutatott közelítő tervezés egy erre alkalmas szimulációs programmal. Erre a célra választottam ki a FLUKA kódot, amit az ELI ALPS sugárvédelmi tervezésében széleskörűen felhasználtunk. Miután minden bemenő adat rendelkezésre áll, próbaszimulációt érdemes indítani, hogy ellenőrizhető legyen, minden adatot helyesen adtuk-e meg. Ezt követően a szimulációt le kell futtatni a szimuláció sajátosságaihoz igazodó kellően nagy indított részecskeszámra, a szimulációs eredmények megbízhatóságának növelése érdekében.

Az árnyékolás tervezéséhez a rendelkezésre álló bemenő paraméterek (lézer berendezés, céltárgy paraméterei) alapján, a forrástag meghatározását követően a keletkező részecskék spektrum adatait a FLUKA kódba kell megadni. A kialakuló részecskenyaláb karakterisztikája a lézer teljesítményétől és ismétlési frekvenciájától, valamint a céltárgy anyagától függ. A nagy teljesítményű, kis ismétlési frekvenciával működő lézernyaláb által keltett részecske nyaláb energiája közel egy nagyságrenddel nagyobb, mint a kisebb teljesítményű, nagyobb ismétlési frekvenciájú lézernyaláb által indukált részecskék energiája. Azonban adott esetben a kisebb teljesítményű, nagyobb ismétlési frekvenciájú lézernyaláb által indukált részecskék integrális dózisa meghaladhatja a nagy teljesítményű, kis ismétlési frekvenciájú lézernyaláb által keltett nyaláb prompt dózis terét. A sugárvédelem tervezésekor ezt a tényt is figyelembe kell venni. A FLUKA szimulációk konzervatívnak tekinthetők, mivel a bemenő paraméterek némileg nagyobbak az OSIRIS, ill. az extrapolált értékeknél. Jelenleg a sugárvédelmi számításokhoz általában elméleti úton becsült nyalábparamétereket használok. Az eddigi ELI ALPS-ban végzett kísérletes eredmények azt mutatják, hogy az elméleti úton becsült nyalábparaméterektől (kinetikus energia, részecske fluens vagy impulzus töltés) a kísérleti eredmények akár nagyságrendekkel is kisebbek lehetnek. Az eltérés abból adódik, hogy míg a szimulációk során minden esetben teljesülnek a gyorsításhoz szükséges ideális feltételek, addig a valóságban általában csak megközelítőleg lehet ezeket biztosítani. Ilyen pld. a fókuszpont térbeli stabilitása (pointing stability) vagy a céltárgyban létrejövő plazma elektronsűrűsége. Előbbi a megfelelő gyorsítási erő felépüléséért felelős, míg utóbbi nagymértékben meghatározza a gyorsított részecskék számát. Általánosságban tehát kijelenthető, hogy a gyorsítási mechanizmus kialakulásáért felelős feltételek a gyakorlatban nem teljesülnek teljes mértékben, ezért az elméleti úton becsült nyaláb paraméterekkel számolt sugárvédelmi árnyékolás megbízható konzervatív becslésnek tekinthető, megfelelő tartalékot biztosítva a technológiai fejlesztés során bekövetkező paraméter növekedés változásoknak.

Az árnyékolás tervezésének lépéseire mutat példát az alábbi 24. ábra:



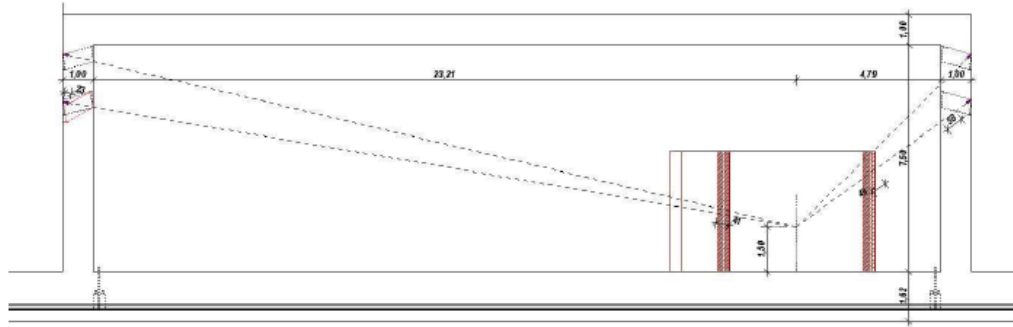
24. ábra: Árnyékolás tervezés főbb lépései

7.2 Az árnyékolás tervezés a FLUKA kóddal

A FLUKA által kezelt végtelen térben definiálni kell egy térfogatrészt, ami a vizsgálat tárgya, jelen esetben ez az ELI besugárzó MTA vagy HTA csarnoka és annak környezete. A detektor térrészt is érdemes erre a térfogat részre kijelölni, így a FLUKA a későbbiekben a tér minden pontjában meghatározza a felhasználó által kért értékeket (pl.: fajlagos dózis, részecske fluens stb.) Szükséges lehet a „detektort” a felügyelt területnek minősített csarnok falán kívül is kijelölni, a nem sugárveszélyes munkakörbe sorolt személyek dózisének tervezéséhez. Ezt követően a műszaki rajzok alapján a FLAIR programrészben megszerkeszthető a besugárzó terem teljes modellje (falak, földem, faláttörések, ajtók, nyalábvonal, besugárzó kamra, árnyékolások, ill. egyéb sugárvédelmi szempontból esetleg releváns tárgy). Az ionizáló sugárforrás paramétereit meg kell adni (forrástag).

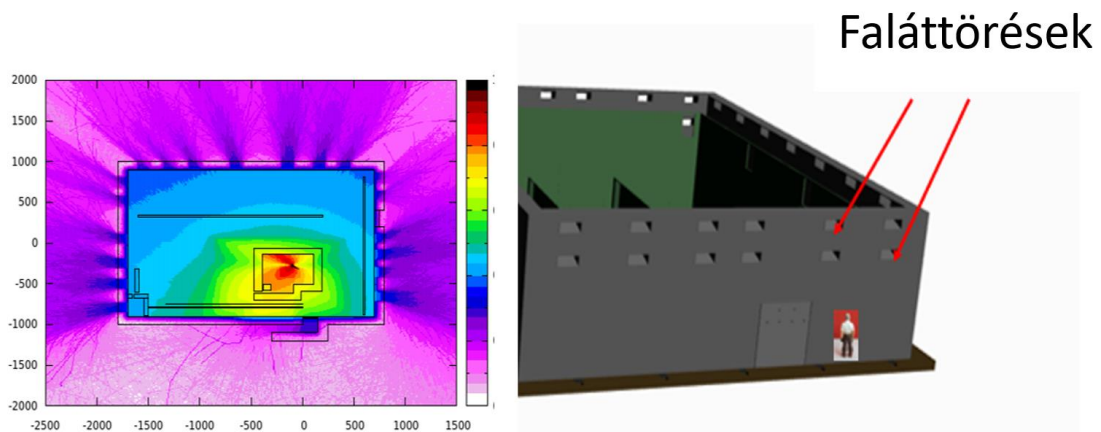
A későbbiekben a beépített dóziskonverziós tényező energiafüggvények alapján (ICRP 74) [119] a program a fluensből meghatározza a részecskéből származó fajlagos dózist, azaz egyetlen indított részecskére vonatkoztatott elemi dózisonövekményt [$\text{pSv}/1 \text{ db}$ adott energiájú részecske], és a geometriai megjelenítő panel többféle nézetben, átmetszetben megjeleníti a szimulált értékeket, melyekhez színekkel társít. Ezt felsorozva az üzemviteli paraméterekkel megkapható a prompt dózis, illetve a teljes üzemidőre vonatkoztatott dózis adott kiválasztott pontokra.

Az alábbi 25. ábrán az MTA besugárzó terem oldalnézete látható, melyen a faláttörések és a lokális árnyékolások felvannak tüntetve.



25. ábra: Az MTA besugárzó terem oldalnézete [79]

A kezdeti közel kollimált nyaláb szétterülése előidézheti azt, hogy egy nagyenergiás részecske a besugárzó teremben elhelyezett lokális árnyékolást elkerülve a felső faláttörések irányába halad (25., 26. ábra), ennek figyelembe vételével lettek a faláttörések megtervezve [79]. Az alábbi (26. ábra) példán látható a besugárzó terem felső részén kialakított épületgépészeti faláttöréseken kijövő szórt sugárzás által okozott dózisteljesítmény-növekmény szimulációja. Az ábrán x, y [cm], színkód: fajlagos dózis [pSv/1db 20 MeV elektron].

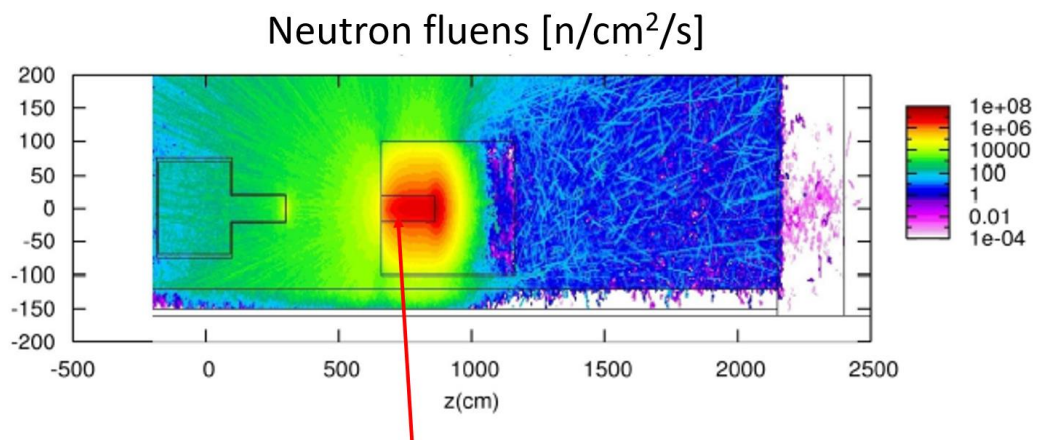


26. ábra: A felső faláttöréseken kiszóródó sugárzások

7.3 Az ELI BEAMLINES számára tervezett nyalábcsapda továbbfejlesztése

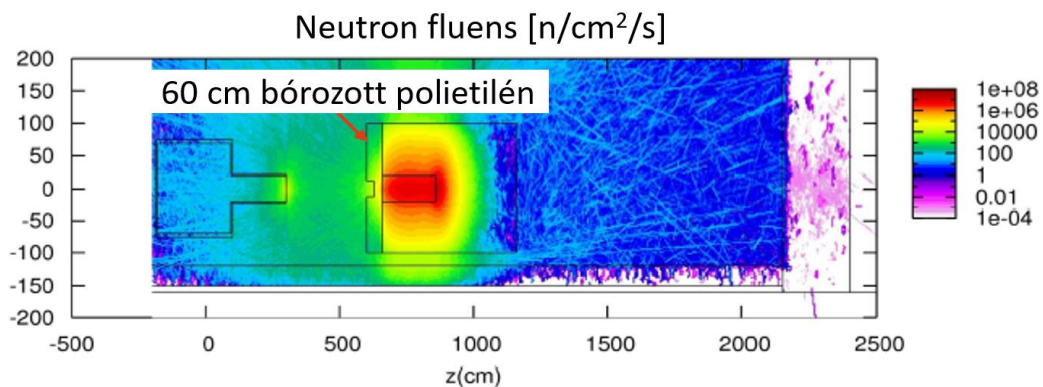
A csehországi ELI BEAMLINES (Dolní Brezany, Prága közelében) pillérnél 50 GeV elektronnyalábot terveznek keltetni és ehhez terveztek nyaláb csapdát [81]. A csapda fejlesztése során a csapda belsejébe egy 2 m hosszú, 50 cm átmérőjű grafit rudat helyeztek el, mely „bevezeti” az elektron sugárzást a nyalábcsapda közepére, így a kaszkád-effektusok és a harmadlagos sugárzások elsősorban nem a nyalábcsapda felületén, hanem annak belsejében mutatkoznak [81] (27. ábra). Ekkor a nyalábcsapda belső felében

növekszik meg a részecske áram, és a visszaszóródás volumene is alacsonyabb az előző esethez képest. Ennek ellenére a neutron visszaszóródás még így is jelentős. Ezért a neutron visszaszóródás elkerülése érdekében a nyalábcsapda elé egy 60 cm vastag nagy hidrogén tartalmú anyagot, jelen esetben bórozott polietilént helyeznek [81] (lásd 28. ábra). Ennek az árnyékolásnak a segítségével a dózisteljesítmény a beton fal mögött (29. ábra) 100 lövés/nap esetén 10 nSv/napra csökkent. Amennyiben évente 300 napig üzemel a kísérleti berendezés, akkor a számolt összegzett dózisteljesítmény 3 $\mu\text{Sv}/\text{év}$. Ha viszont napi 100 lövés helyett 1000 lövést adna le a rendszer, akkor a dózisteljesítmény a 10-szeresére emelkedne, azaz értéke 30 $\mu\text{Sv}/\text{év}$ lenne.



27. ábra: A nyalábcsapda továbbfejlesztett változata, grafitrúddal a közepén (piros nyíl)

[81]



28. ábra: A nyalábcsapda továbbfejlesztett változata, bórozott polietilén ablakkal

kiegészítve [81]

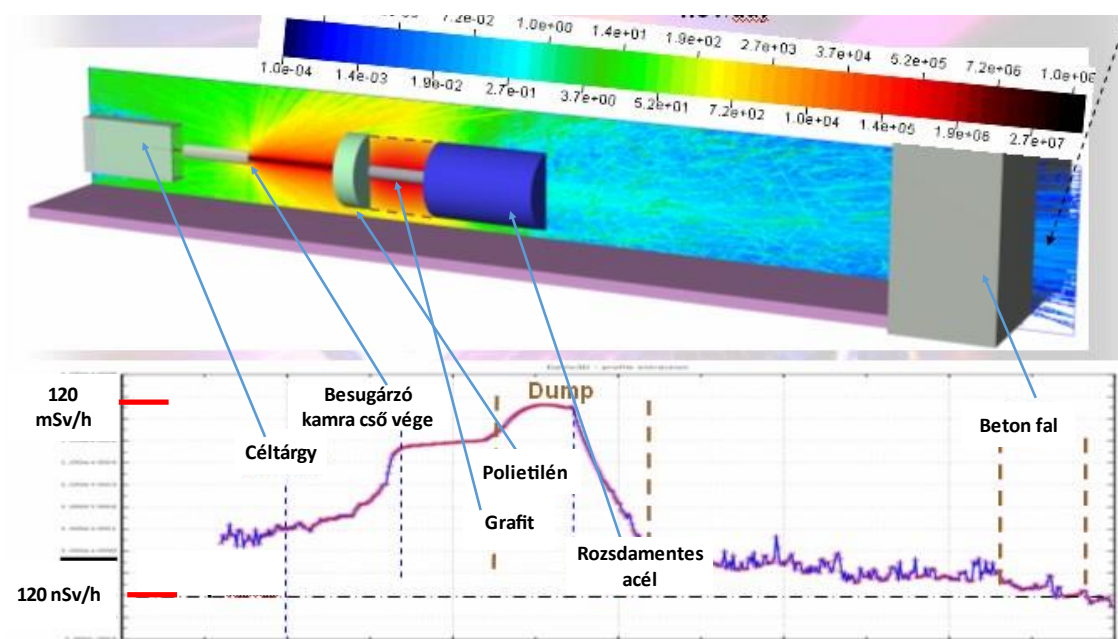
A szimulációs eredmények alapján a csehországi nyalábcsapda három részből állna:

- A nyalábcsapda elején (a sugárforrással szemben) egy 60 cm vastag bórozott polietilén réteg lenne, közepének vastagságát pedig csökkenteni kellene az

alacsony energiájú neutronok visszaszóródásának megakadályozására (a belépő lézernyalábbal keltett másodlagos sugárzás így könnyebben a nyalábcsapda mélyére jut).

- A nyalábcsapda közepén 2 m hosszú, 50 cm átmérőjű grafit rúd helyezkedne el (sűrűsége: $1,9 \text{ g/cm}^3$).
- 5 m hosszú rozsdamentes acél henger a nyalábcsapda második fele (AISI-316L), átmérő 2 m.

A csehországi szimuláció a 29. ábrán látható.



29. ábra: A csehországi nyalábcsapda és az összegzett prompt dózis alakulása [80]

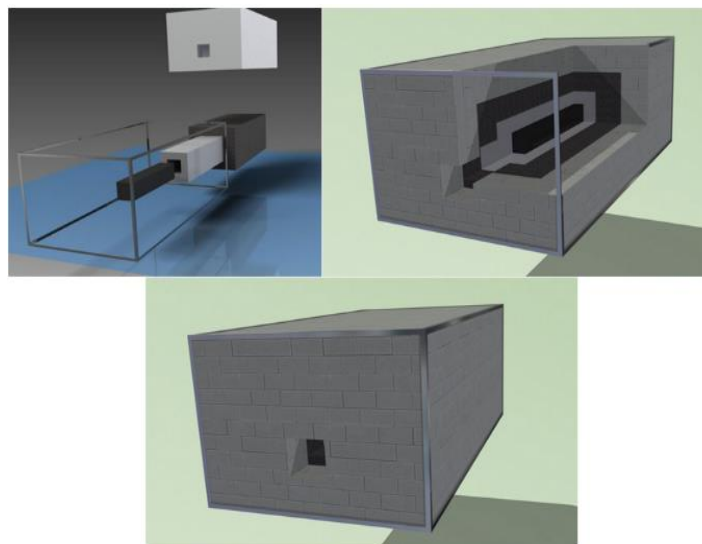
A folyamatos részecskeenergia csökkenés révén (pl.: szóródás) a részecskék energiája egy kritikus energia szint alá csökken, ekkor a kaszkád folyamatok telítődnek (szaturálnak) és a folyamat „befagy”, vagyis nem keletkeznek újabb részecskék a kaszkád folyamatokból. A kaszkád folyamatok leállítását követően a nyalábcsapda második 2,5 m-es szakaszán a prompt dózis exponenciálisan csökkenni kezd egészen a nyalábcsapda végéig. A nyaláb csapdát elhagyva az összegzett prompt dózis a levegőben és a beton falban enyhén csökken.

7.3.1 Ajánlásaim a sugárvédelmi árnyékolás kiegészítésére

A 27. és 28. ábrát összevetve jól látható, hogy a kezdetben nyaláb irányú neutronok a grafit rúd elhelyezését követően radiális irányban is szóródnak, ezért a nyalábcsapda első 2,5 m-es szakasza körül egy ugyancsak bórozott polietilénből készült (kb. 60 cm vastag) elemet kellene felhelyezni, így a radiális irányú neutronok nagy része nem hagyja el a nyaláb csapdát. A kilépő neutron fluxus $\sim 10\,000 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, (sárgás-zöld).

A radiális irányban kilépő neutronok fluxusa a 27. ábra alapján $S_n \sim 10\,000 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, 60 cm-es bórozott polietilén esetén $S_n \sim 5\,000 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ (kb. 50 %-os csökkenés). Amennyiben a rozsdamentes acélt körül venné egy 60 cm vastag bórozott polietilén réteg, akkor ennek hatására a radiális neutron fluens ugyancsak csökkenthető lenne akár 50 %-kal.

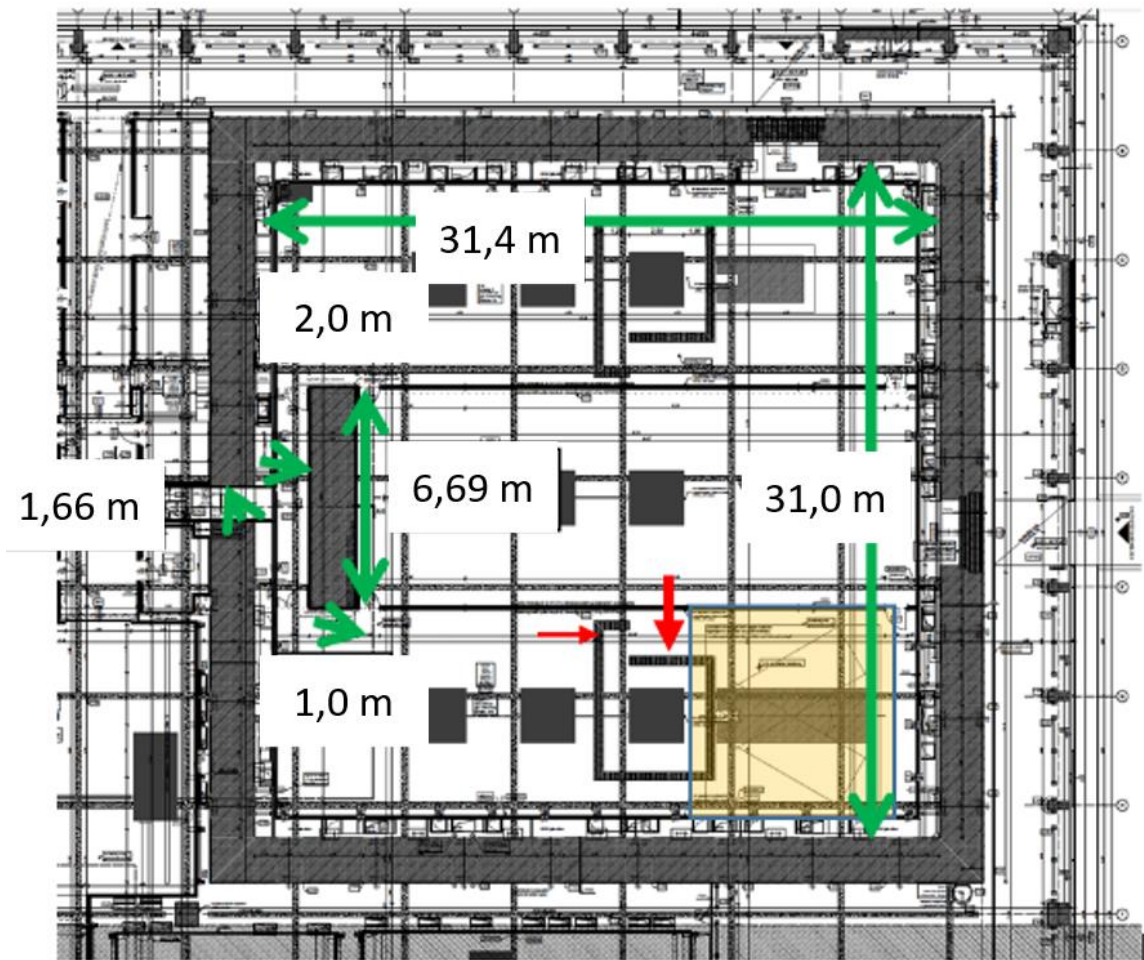
A fő abszorber anyaga lehet alumínium, illetve rozsdamentes acél, mivel ezen anyagok kevésbé szórják vissza a beérkező részecske áramot [80], továbbá költségük alacsony. A nyaláb csapdát más anyagokkal is ki kell egészíteni, mivel a fő abszorber hajlamos a beérkező nyaláb nagy részét reflektálni, ezért a fő abszorberbe egy kis rendszámú anyagot kell tölteni, mely hatásosan „bevezeti” a nyaláb sugárzást a csapda közepébe és növeli az elimináció hatásfokát. A kiegészítő csapda állhat beton-polietilén rétegekből. Ezen anyagok szekvenciáját így érdemes felépíteni, mivel a beton a nagy energiás neutronokat, a polietilén pedig az óriás rezonancia neutronok jelentős részét elnyeli. A csapda hosszának van egy minimális értéke, mivel az additív csapda anyagokban újra megjelenhetnek a kaszkád effektusok. Amennyiben a nyalábcsapda olyan vastag, hogy teljesül az előre megadott fajlagos dózis limit követelmény, akkor a tervezett sugárvédelmi rendszerek teljesíteni fogják a sugárvédelmi szabályokat, előírásokat. Konzervatív tervezéssel a jövőben a rendszer paramétereit tovább lehet növelni. A nyaláb csapdát érdemes téglákból összeépíteni, de úgy, hogy a téglák között ne legyen átfedés, így könnyen szétbontható, cserélhetőek az elemek (30. ábra).



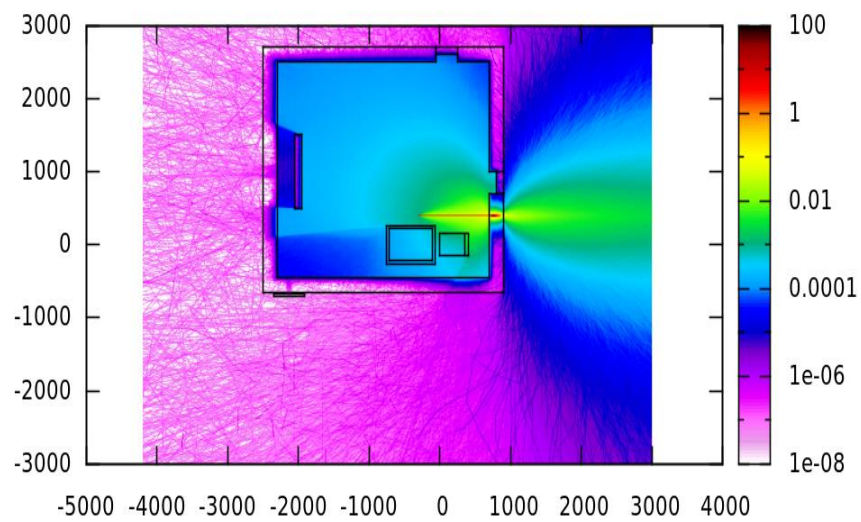
30. ábra: Különböző téglatestekből felépített nyalábcsapda

7.4 Az ELI ALPS 2 GeV-es elektron nyalábhoz tervezett nyalábcspadája

Az ELI ALPS HTA-ban elhelyezkedő SPWe nyalábvonal esetén a másodlagos elektron sugárzás energiája kezdetben 100 MeV, később pedig a tervek szerint eléri majd a 2 GeV-ot. A cél az volt, hogy a nyaláb befogadására tervezett HTA (High Shielded Target Area) besugárzó terem falvastagságát lehessen csökkenteni a legelső tervekhez képest (4 m). Ez megoldható, amennyiben a csapdát robusztusabb felépítésűre tervezzük, azaz többféle anyagból és nagyméretű (szélesség, magasság, hosszúság > 3 m) nyaláb csapdát tervezünk. A csapda méretét számos egyéb, adott esetben könnyebben változtatható paraméter is nagyban befolyásolja (pl.: a lézer üzemideje). A végleges maximális paraméterek még nem ismertek, ezért konzervatív becslést alkalmaztam. Így az alultervezés kockázatai és annak következményei kiküszöbölhetőek statikailag, sugárvédelmileg és költségvetésileg is. Ha később szükséges, a nyaláb csapdát ki lehet egészíteni újabb elemekkel, illetve át lehet építeni, így nagyobb részecskeenergia esetén sem kell a nyalábcsapda vastagságát megnövelni. A nyalábcsapda alátámasztását úgy kell méretezni, hogy a teherbíró képessége elegendő legyen a 2 GeV elektron nyalábhoz szükséges kiegészített csapda súlyának megtartására. A 2 GeV-es elektron nyalábot keltő berendezés a HTA teremben lesz telepítve, a 31. ábrán a nyalábcspadának fenntartott hely látható. A 32., 33., 34. ábrákon a 2 GeV-es elektron nyaláb szimulált fajlagos dózis tere látható nyalábcsapda nélkül, illetve nyalábcspadával.

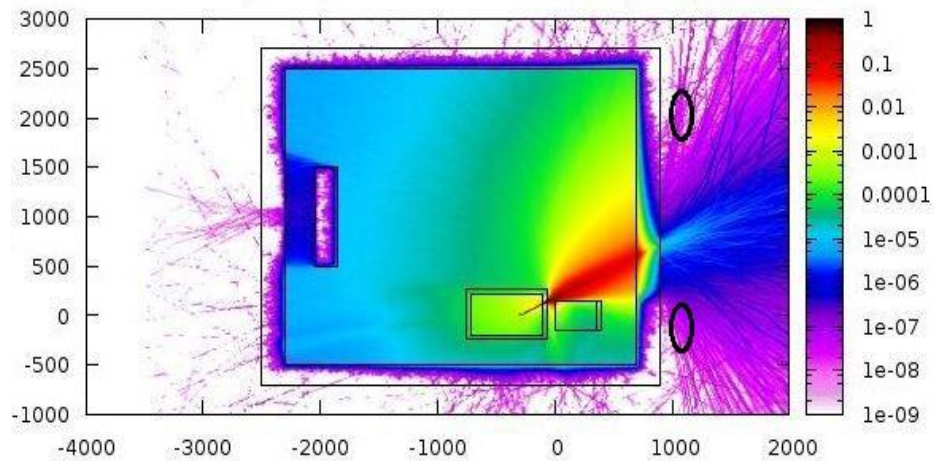


31. ábra: 2 GeV elektron nyaláb a HTA teremben



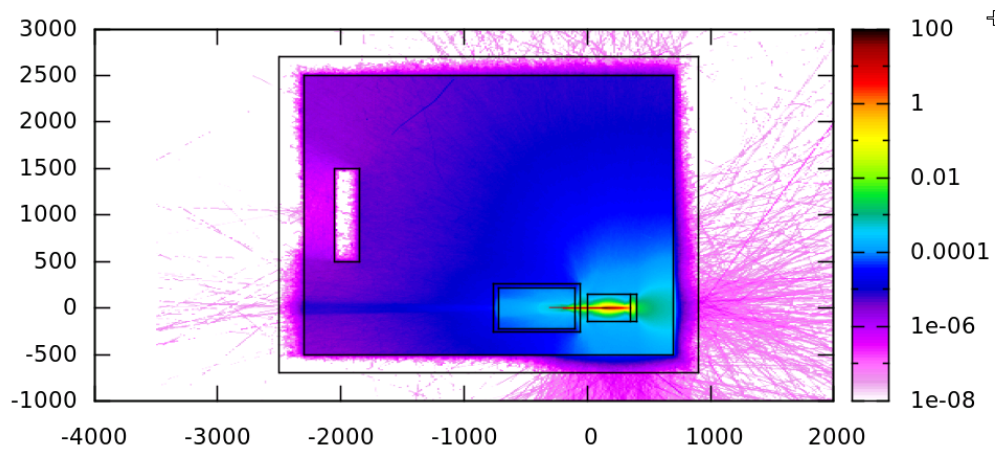
32. ábra: 2 GeV elektron nyaláb fajlagos dózis tere a HTA teremben

Színkód [fSv/1 db 2 GeV elektron] nyalábcsapda nélkül, x, y [cm].



33. ábra: 2 GeV elektron nyáláb fajlagos dózis tere a HTA teremben

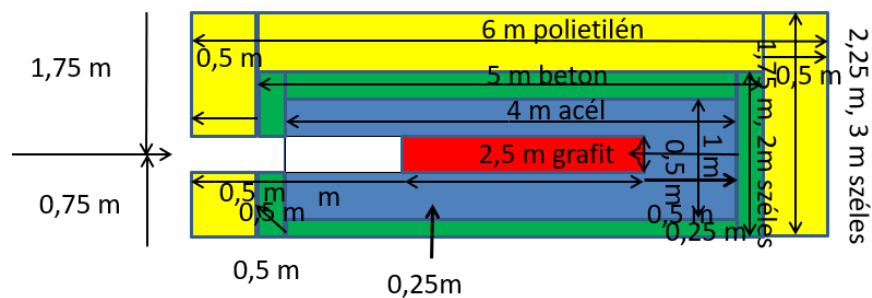
Színkód [fSv/1 db 2 GeV elektron], elektron nyáláb eltérül és a kamrát körülvevő nehézbeton árnyékolásba csapódik, a nyáláb csapdát kikerüli, x, y [cm].



34. ábra: 2 GeV elektron nyáláb összegzett fajlagos dózis tere a HTA teremben

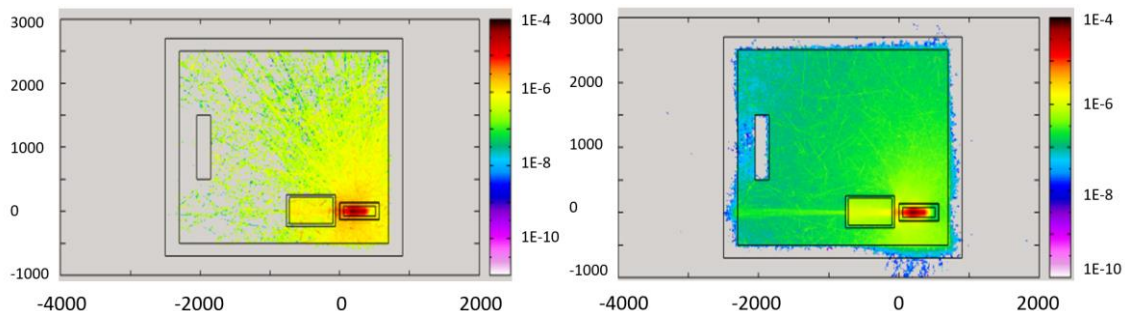
Színkód [fSv/1 db 2 GeV elektron] acélt tartalmazó nyálábcsapda alkalmazásával, x, y [cm].

A 35. ábrán a szimulációk során használt nyálábcsapda látható:



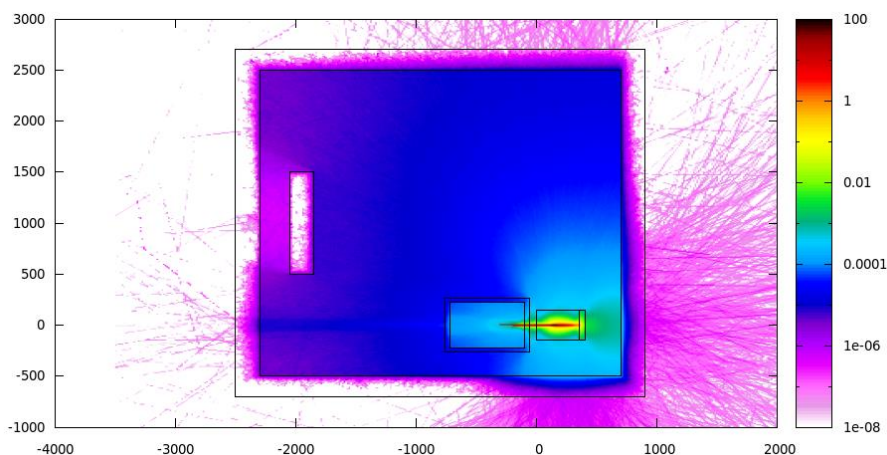
35. ábra: 2 GeV elektron nyalábhoz használt nyalábcsapda

A 36. ábrán látható a 2 GeV-os elektronok által keltett neutron fluens tere polietilén nélkül (bal ábra), illetve polietilén réteggel készült nyalábcsapdával (jobb ábra). A neutron fluens 1,5 - 2 nagyságrenddel csökken a 35. ábrán bemutatott polietilén burkolat használatával.



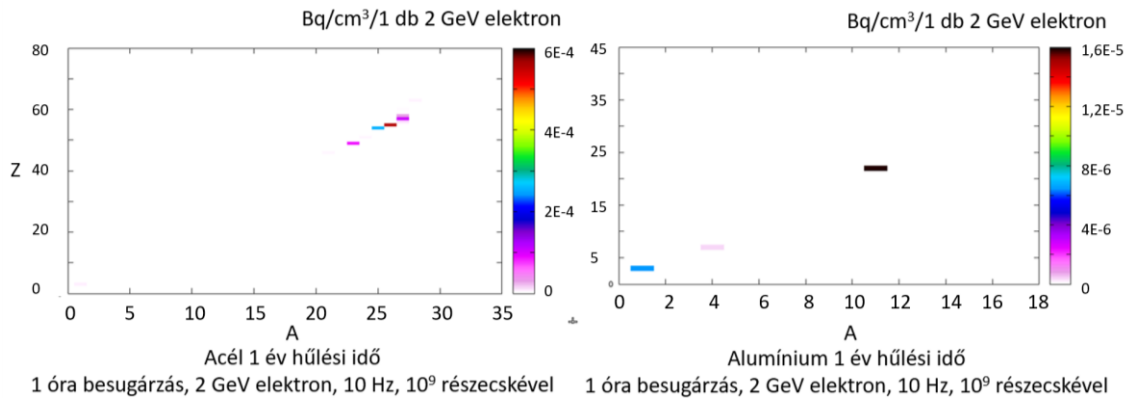
36. ábra: 2 GeV elektron nyaláb neutron fluens tere, baloldalt polietilén nélkül, jobboldalt polietilén használatával, x, y [cm], színskód 10^{-4} - 10^{-16} [n/cm²/ 1 db 2 GeV elektron]

Amennyiben a 35. ábrán látható nyalábcsapdában a rozsdamentes acélt alumíniumra cseréljük, akkor az összegzett fajlagos dózis tér közel azonos marad: 34. v.ö. 37. ábra (37. ábra):



37. ábra: 2 GeV elektron nyaláb fajlagos dózis tere a HTA teremben, rozsdamentes acél helyett alumíniumot használva, színskód [fSv/1 db 2 GeV elektron] nyalábcsapda alkalmazásával, x, y [cm]

A felaktiválódással keletkezett és 1 év hűtési idő után is jelenlévő radionuklidokat a 38. ábra mutatja.



38. ábra: Acél és alumínium remanens felaktivált termékei 1 évvel a besugárzást követően, x: A, y: Z, színekód: Bq/cm³/1 db 2 GeV elektron

Amennyiben alumíniumot használunk a nyalábcsapda közepén, akkor egyrészt a csapda teljes súlya közel 10 %-kal csökken, 16 tonnával, ami megkönnyíti a teljes csapda mozgatását. A fajlagos dózis terek között (acél vs. Al) minimális az eltérés. Az acél összes reziduális felaktiválódása 1 év hűlést követően 10⁻³ Bq/cm³/indított részecske nagyságrendű 2 GeV-os elektronokkal, 1 óra besugárzással, 10 Hz frekvenciával és 10⁹ részecske/lövés hozammal számolva. Alumínium esetén az összes reziduális felaktiválódás mértéke ugyanilyen körülmények között 10⁻⁵ nagyságrendű.

7.5 Horganyzott acél felaktiválódása

A besugárzó termekben a légelvezető csatornák és egyéb épületechnikai részek anyagválasztásánál megvizsgáltam a horganyzott acél várható felaktiválódását.

Közelítő összehasonlító számításokat végeztem ugyanakkora neutron fluenssel, ugyanakkora besugárzási, relaxációs idővel, ugyanakkora mennyiségű vasra, cinkre és alumíniumra számolva a Wise-uranium freeware kód felhasználásával [120]. A ténylegesen pontos számításhoz a FLUKA programmal végzett szimuláció lenne szükséges. A számítások eredményeit az 1. táblázat tartalmazza.

1. táblázat: Besugárzott anyagok felaktiválódása [120]:

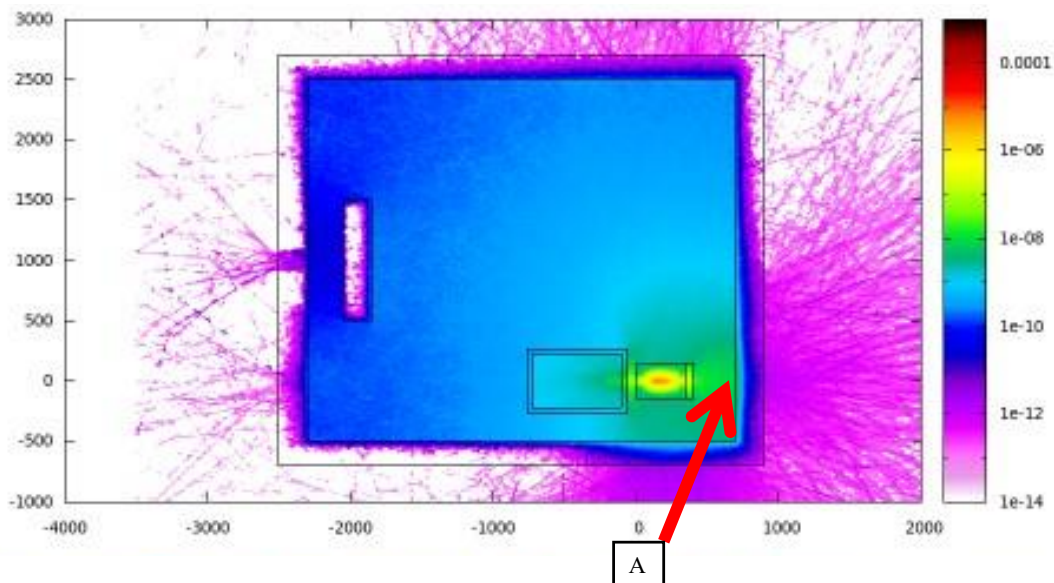
Besugárzott anyag (10 g)	Keletkezett izotóp	Felaktiválódás 1 óra alatt Aktivitás (Bq)	Felezési idő (nap)	A (Bq) 1 óra múlva
Vas	Fe-55	4,12 E-05	985,5	4,12 E-05
	Fe-59	2,72 E-05	44,53	2,71 E-05
Összesen		6,84 E-05		6,83 E-05
Cink	Zn-65	5,83 E-04	243,9	5,82 E-04
	Zn-69	6,45 E-02	0,0041	3,23 E-02
Összesen		6,51 E-2		3,28 E-02

Alumínium	Al-28	5,11 E+00	2,60E-05	4,44 +E-08
-----------	-------	-----------	----------	------------

A táblázatból levonható következtetések:

Horganyzott acél esetén (csak vasat és cinket feltételezve) négyféle izotóp keletkezik (valójában többféle szennyező anyagot is tartalmazhatnak, amiből ennél többféle izotóp keletkezik, de most csak egy egyszerű esetet vizsgáltam, mivel így is feltűnő a különbség). A négy izotóp összaktivitása $6,52 \text{ E-2 Bq}$. Az alumíniumnál csak egyetlen izotóp (Al-28) keletkezik, ennek aktivitása: $5,11 \text{ Bq}$. Tehát a besugárzás utáni pillanatban a horganyzott acél/alumínium aktivitás hányadosa: $1,27 \text{ E-2}$. Ugyanakkor, ha figyelembe vesszük a felezési időket és pl. a besugárzás után 1 órával nézzük meg a várható reziduális aktivitásokat, akkor az előbbi hányados $7,39 \text{ E+5}$ lesz, tehát az eredmény az alumíniumra sokkal kedvezőbb. Huzamosabb használat esetén a horganyzott elemek egyes több száz napos felezési idejű izotópjai feldúsulnak a besugárzások hatására, ami megnövelheti a munkaterületi háttérsugárzást. Az alumínium előnyei: jóval kisebb lesz a reziduális aktivitás, nem keletkeznek olyan arányban hosszú felezési idejű radioizotópok, mint horganyzott acél esetén, megnő a légelvezető csatornák élettartama, ami hosszú távon gazdaságosabb, hisz kevesebb radioaktív hulladék keletkezik, kevesebb leállást, szerelést igényel.

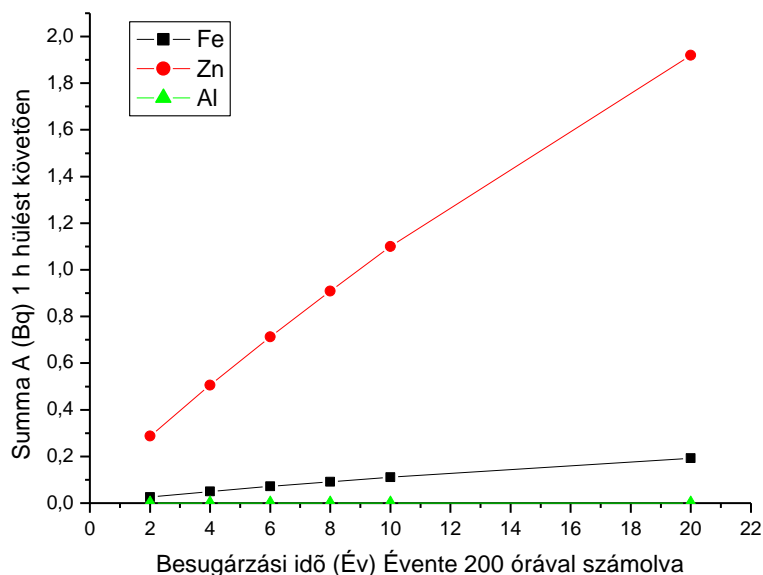
A 39. ábrán a nagyenergiájú elektronok jelenléte következtében várható neutron fluens eloszlása látható a HTA-ban. Konzervatív becslést alkalmazva a dózisbecslés során az „A” pont környéki fluenssel számolunk, melynek értéke $\sim 100 \text{ n/cm}^2\text{s}$. A felaktiválódás nemcsak a neutron fluenstől hanem a foton fluenstől is várható, melyet csak a FLUKA tud kezelni, azaz ezen értékekre még ráadódik a foton sugárzásból eredő felaktiválódás hányad is a $(\gamma \rightarrow n)$ reakciókból.



39. ábra: Várható neutron fluens ($[n/cm^2/1 \text{ db } 2 \text{ GeV elektron}]$ a HTA-ban, x, y [cm]

7.5.1 A felaktivált termékek reziduális aktivitásának változása hosszú távon

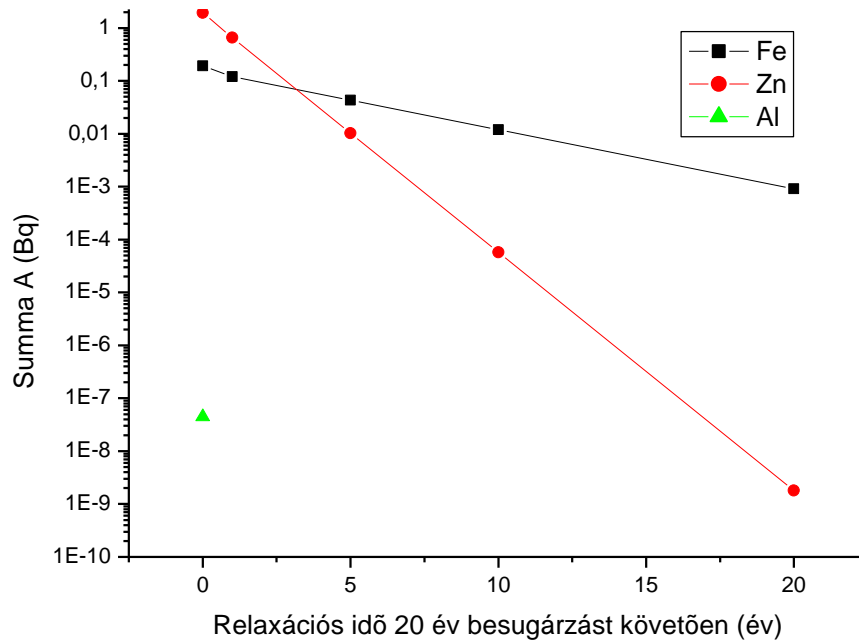
2, 4, 6, 8, 10, illetve 20 év besugárzási idővel számolva (évi 200 nappal, napi 1 órát feltételezve) a besugárzási idők rendre 400, 800, 1200, 1600, 2000, 4000 óra lesznek. A Zn és Fe izotópok felezési ideje többszáz napos, ezért ezen izotópok feldúsulnak. A 40. ábrán az összes aktivitás (Bq) látható anyagokként (Fe, Zn, Al) 2-20 év besugárzási idővel számolva, 1 óra hűlést követően.



40. ábra: A Zn, Fe és Al izotópok feldúsulása az üzemelés során

7.5.2 20 év üzemidőt követő aktivitások becslése

20 év besugárzást követően 1 óra, 1, 5, 10 és 20 év hűlési, relaxációs időket követve a Zn, Fe és Al izotópok összes aktivitásának (Bq) trendjét mutatja a 41. ábra. A cink felaktiválódási rátája magasabb a vasénál, viszont gyorsabban bomlik. 5 év után a vas és Zn remanens aktivitása közel megegyezik és ezt követően a cink aktivitása továbbra is jobban csökken, mint a vasé és körülbelül 15 év után éri el az Al remanens aktivitás szintjét, a vas ugyanezt a szintet extrapolálva közel 60 év után éri el.



41. ábra: Összaktivitás a relaxációs idő függvényében

Amennyiben feltételezzük, hogy a horganyzott acélban a Zn 2 %, míg a vas 98 %-os arányban van jelen, akkor a Zn és Fe aktivitások kezdetben egy nagyságrenden belül egyezni fognak, így a hosszútávú reziduális aktivitást a vas tartalom határozza meg.

7.6 Az indukált (mesterséges) radioaktivitás

A lézerfény - anyag kölcsönhatás során keltett részecskék (pl. neutronok) hatására a szilárd anyagokban, levegőben, vízben radionuklidok keletkezhetnek. A felaktiválódás mértéke az alábbi egyenlettel közelíthető [40]:

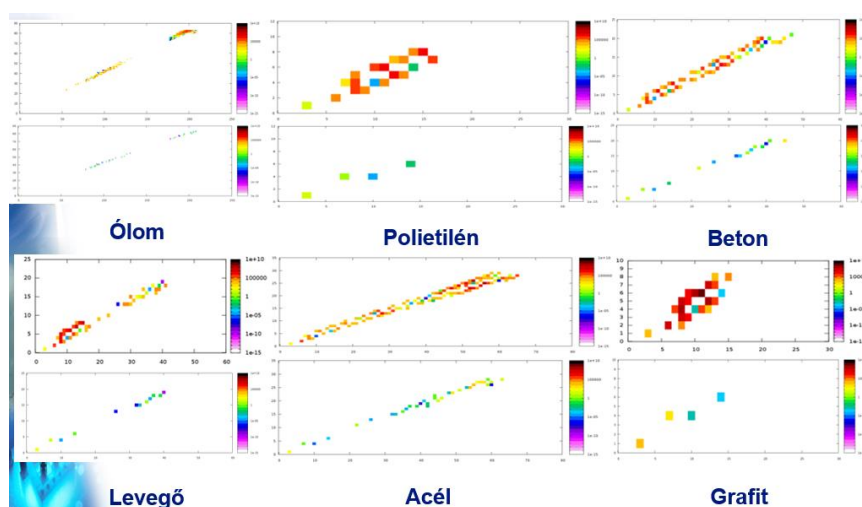
$$A(t) = \sigma \cdot \varphi \cdot N \cdot [1 - e^{-\lambda t}] \quad (14)$$

ahol:

- t : besugárzási idő [s],
- φ : aktiváló fluens [részecske/cm²],
- σ : aktivációs hatáskeresztmetszet [barn = 10⁻²⁸ m²],
- λ : bomlási állandó [s⁻¹],

- N_{rad} : keletkező radioaktív magok száma [db],
- N_{target} : a radionuklid keletkezéséhez vezető reakcióban részt venni képes célmagok száma,
- A : aktivitás [Bq].

Az alábbi 42. ábra szemlélteti a FLUKA kóddal végzett 250 MeV proton forrás által besugárzott különféle anyagok (ólom, polietilén, beton, levegő, acél, grafit) felaktiválódását a besugárzás pillanatában (0s) és 1 év hűlési idő elteltével. Besugárzási idő 1 óra, intenzitás 10^9 db 250 MeV proton, $F=10$ Hz, $y=A$, $x=Z$, színkód: [Bq/1 db 250 MeV proton].



42. ábra: Különféle anyagok felaktiválódása

Az ábrán 1 pixel 1 izotópot jelöl. Az ábra alapján látható az ólom aktiválódik fel leginkább, mivel az ólomnak nagy a sűrűsége, nagy a neutron tartalma, így az elektromágneses-hadron kaszkád jelentős óriás rezonancia neutron hozamot termel és ez a neutron a sűrű ólomban generál felaktiválódást.

7.7 Az ELI ALPS-ban keletkező radioaktivitás értékelése

A besugárzások hatására az ELI ALPS-ban felaktiválódási folyamatok zajlanak le. A fluensek a nyalábcspadákban lesznek a legnagyobbak, így azokban keletkezhet a legnagyobb aktivitás. A felaktivált anyagok jelentős része rövid idő alatt elbomlik, egy kisebb hányada viszont a folyamatos besugárzások hatására és a hosszabb felezési idő miatt feldúsul.

A magyar sugárvédelmi szabályozás szerint radioaktívnak az olyan anyagokat tekintjük, melyek aktivitáskoncentrációja meghaladja az ún. Mentességi Aktivitás (MEA), illetve **Mentességi Aktivitáskoncentráció (MEAK)** szinteket [101]. A szinteket úgy állapították meg, hogy egy sugárforrás, illetve egy adott radioaktív koncentrációval jellemzett anyag a sugárvédelmi szabályozás alól abban az esetben mentes, ha a legkedvezőtlenebb forgatókönyv mellett sem okoz H_i -nél nagyobb effektív dózist (foglalkozási vagy lakossági helyzetben). (Elhanyagolható dózis: $H_i \approx 10 - 30 \mu\text{Sv}/\text{év}$, a lakossági dóziskorlát $1 \text{ mSv}/\text{év}$). Amennyiben a nyalábcsapda anyagának aktivitás tartalma meghaladja a MEAK szintjét, akkor az radioaktív anyagnak minősül, ennek okán pedig speciális tárolást és szállítást igényel. Adott anyagokra a MEAK szintek a 2/2022 (IV. 29.) OAH rendeletben [101] találhatóak („a radionuklidok mentességi aktivitás koncentrációja és mentességi aktivitása szintjének meghatározásáról”). Amennyiben a nyalábcsapda anyaga egynél több radionuklidot tartalmaz, minden egyes radionuklid aktivitása vagy aktivitáskoncentrációja és a hozzá tartozó mentességi szint hányadosaiból képzett összeget (S) a következő egyenlet adja meg:

$$S = \sum_i \frac{AK_i}{MEAK_i} \quad (15)$$

ahol:

- S (H_i „hazard index”): veszélyességi mutató,
- $MEAK_i$: Mentességi aktivitáskoncentráció [Bq/kg],
- AK_i : aktivitáskoncentráció [Bq/kg],
- i: a nyalábcsapda építő elemének radioizotópjai.

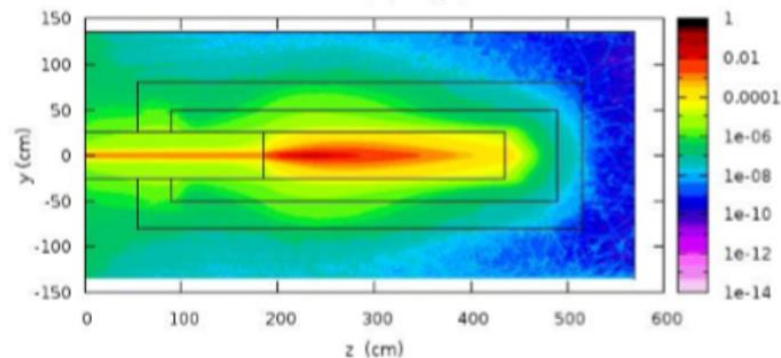
A veszélyességi mutató értéke nem lehet 1-nél nagyobb érték. Ezt az értékelést minden, várhatóan aktiválásnak kitett anyagra el kell végezni az ELI ALPS „A” épületében kialakított HTA és az MTA területeken alkalmazott, illetve azokat határoló anyagokra.

7.8 Módszer ajánlása a radioaktív anyag, illetve radioaktív hulladékok keletkezésének elkerülésére

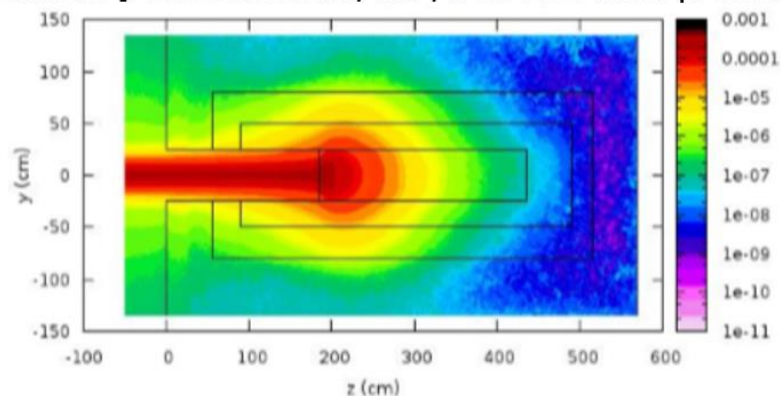
Amennyiben sikerül elérni azt, hogy radioaktív anyag, illetve hulladék ne keletkezzen az ELI ALPS-nál, az megkönnyítené az üzemeltetést, mivel a radioaktív anyagok kezelésének jelentős anyagi vonzata van (engedélyek, tervek stb.), továbbá a nyalábcsapda anyagainak élettartam növelésével az ELI élettartama során kevesebb anyagot kell használni, illetve a hulladék elhelyezés költségének jelentős része is kiváltható. A dolgozat korábbi részében leírt szimulációs eljárással tervezett nyalábcsapdák anyagait egy előre meghatározott elv

(jelölési módszer pl.: leltári szám) alapján meg kell jelölni, és a használat intenzitásától függően időközönként meg kell határozni bennük a radioaktív anyagtartalmat. Ezzel a módszerrel elkerülhető, hogy az aktivitáskoncentráció a MEAK szintje fölé emelkedjen. A mérésekről számítógépes nyilvántartást kell vezetni. A szimulációk alapján a felaktiválódásra a csapda első fele hajlamosabb, mivel itt a legnagyobb a részecskehozam, ami arányos a felaktiválódással (43. ábra).

Fluens [részecskeszám/cm²/1 db 2 GeV elektron



Fluens [részecskeszám/cm²/1 db 250 MeV proton



43. ábra: Az elektromágneses- és hadronkaszkád fluense a HF PW nyaláb csapdában [91]

A besugárzott nyaláb csapdából különböző csapda anyagokból ki kell választani (anyagoként) nagyjából tíz darabot, és egy alacsony háttérű gammaspektrométerben meg kell mérni a különböző beütéseket. A mért spektrum adatai alapján az egyes beütésekből átlagot lehet képezni. Az egyes radionuklidok beazonosíthatóak, ezek közül a további használatot limitáló tényezőknek a legnagyobb aktivitáskoncentrációjú és felezési idejű anyagokat kell alapul venni. Az olyan csapda anyagok további használata nem ajánlott, amelyek legnagyobb aktivitás szintje eléri a MEAK szint 75 %-át. A már nem használható (MEAK közeli, > 75 % MEAK) nyalábcsapda darabokat egy pihentető helyiségben érdemes tárolni egészen addig, amíg az aktivitáskoncentráció bennük el nem éri a 25 %-ot. Utóbbi szint elérése után az adott elem újra felhasználható árnyékolásra. A pihentető

helyiségnek megfelelő alapozást kell biztosítani (vagyis legalább két nyalábcsapda tömegét bírja el). Egy adott időpontra a csapda anyagának aktivitáskoncentrációja a nyilvántartás alapján előre meghatározható az alábbi képlet segítségével:

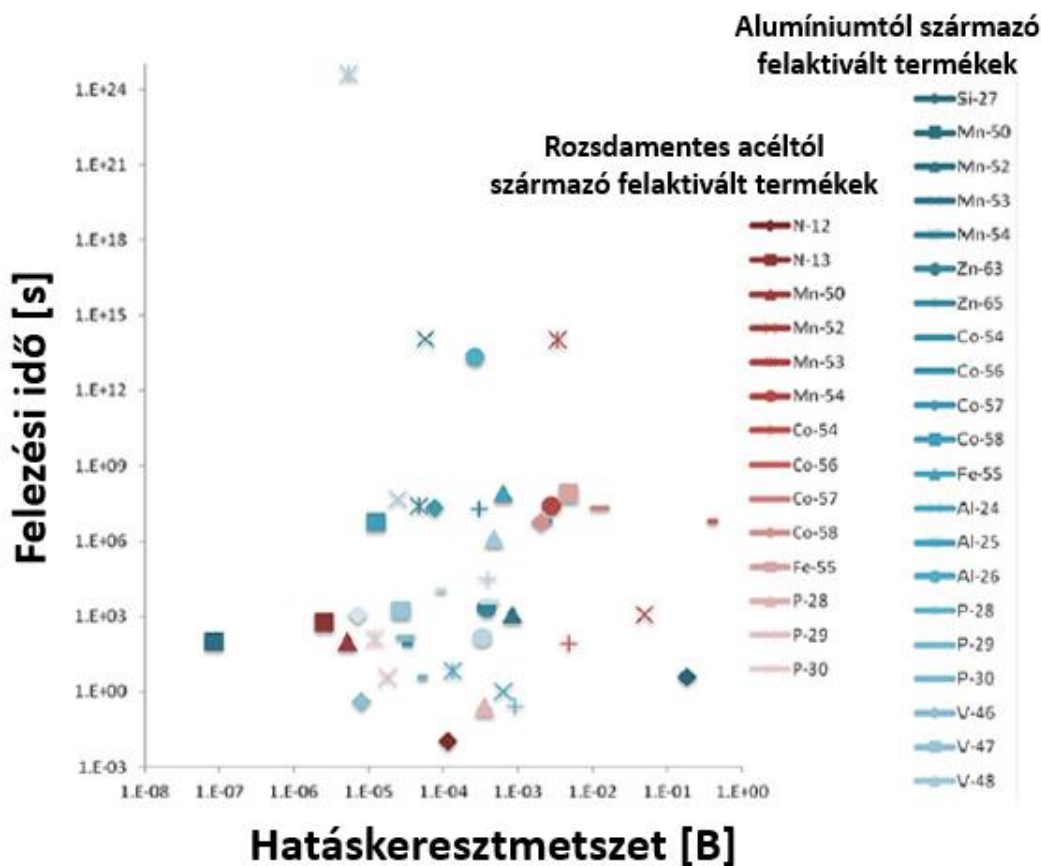
$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_{1/2}}} \quad (16)$$

ahol:

- A: javasolt aktivitáskoncentráció szint (25% MEAK), amikor újra felhasználható árnyékolásra az elem,
- A_0 : a mérés időpontjában a minta aktivitása,
- $T_{1/2}$: felezési idő (ez nuklid specifikus),
- t: a pihentetés idő tartama (hűlési idő).

A még nem használt részeket is ugyanebben a tárolóban lehet elhelyezni. A nyalábcsapdák részeit folyamatosan cserélve a már használt részek, megfelelő relaxáció (pihentetés, „hűlés”) után, újra felhasználhatóak a csapda külső részein. Az új nyalábcsapda részeket pedig a belső részbe lehet elhelyezni, így a csapda anyagának egy része újrahasznosítható, élettartama jelentősen növelhető, továbbá költség hatékony, mivel adott időszak alatt (akár a teljes üzemelési idő alatt) az újonnan beépítendő csapda anyagok mennyisége minimalizálható. Érdeemes úgy tervezni a besugárzó helyiségben használt nyaláb csapdák anyagát, hogy hasonló legyen, mint egy másik besugárzó teremben használtaké. Így lehetőség nyílik a csapda építés változatosabb és gazdaságosabb kivitelezésére. A tárolás során a tároló felügyeletét is biztosítani kell.

A besugárzó kamrák anyagának a legcélszerűbb az alumíniumot választani, mivel csak rövid felezési idejű izotópok keletkeznek benne (44. ábra):



44. ábra: Alumínium és rozsdamentes acélban keletkező felaktivált radionuklidok felezési ideje a hatáskeresztmetszet függvényében, 1 barn=10⁻²⁸ m² [39]

A besugárzást követően a rövid felezési idejű radionuklidok elbomlása után a felaktiválódásból származó dózisteljesítmény jelentősen csökken. A kontrollált kísérletekkel a felaktiválódásból származó remanens dózisteljesítményt limitálni lehet.

7.9 A kísérleti terem légterének felaktiválódása

A kísérletek során akár a teremben lévő levegő is felaktiválódhat. A felaktivált radionuklidok egy része a kísérletet követően igen gyorsan elbomlik. A hosszabb felezési idejű termékek (42. ábra) viszont veszélyt jelenthetnek az ott dolgozókra nézve, mivel a teremből kijutva (ajtó) a személyzet belélegezheti a levegőben lévő felaktiválódott levegő részecskéket, illetve a kiüledett és reszuszpenzált részecskéket. Ennek elkerülése érdekében a kísérletek alatt folyamatosan üzemelnek a légelszívó rendszerek. A terembe való belépést a logikai áramkör csak az átszellőztetés után engedi, és a nyomásdepresszió miatt a terem levegője nem keveredik a termen kívüli helyiségek levegőjével. Az elszívott levegő az épület tetején elhelyezett csonkon távozik, másik része szűrést és ellenőrzést követően visszakeringtethető a terembe. Lamináris áramlás esetén (a levegő simán,

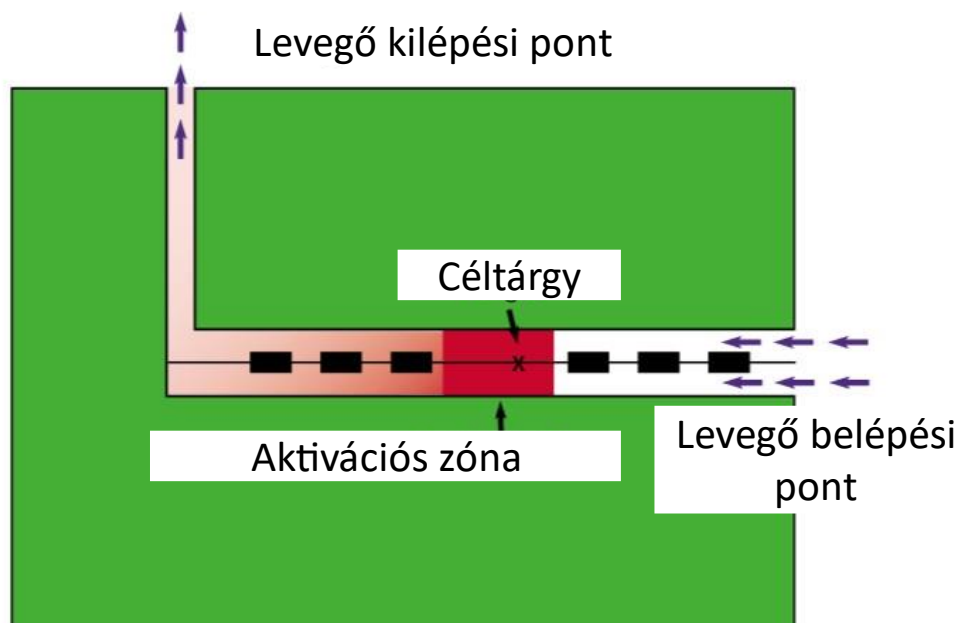
turbulencia nélkül átáramlik a besugárzó termén állandó sebességgel, és a forrás tag azaz a besugárzás folyamatos) (45. ábra) a levegő aktivitását az alábbi egyenlettel lehet becsülni [53]:

$$A_{ift}(t) = \sum_i B_i \cdot C_i \cdot [1 - e^{-\lambda_i t_{elsz}}] \cdot e^{-\lambda_i t_{boml}} \quad (17)$$

ahol:

- A_{ift} : A levegőben felaktivált termékek összes aktivitása az idő függvényében [Bq],
- λ_i : bomlási állandó [1/s],
- t_{elsz} : A levegő elszívásához szükséges idő [s],
- t_{boml} : A besugárzás vége és a légeszívás között eltelt idő [s],
- B_i : Harmadlagos sugárzás intenzitása [részecské/s] (aktivációt kifejtő részecskék intenzitása),
- C_i : Felaktiválódási ráta/sebesség [Bq/s].

A levegő elszívásához szükséges idő = $V_{\text{aktivációs zóna}} [\text{m}^3] / \text{levegő áramlási sebessége} (\text{fr}_c) [\text{m}^3/\text{h}]$.



45. ábra: Lamináris áramlási modell [53]

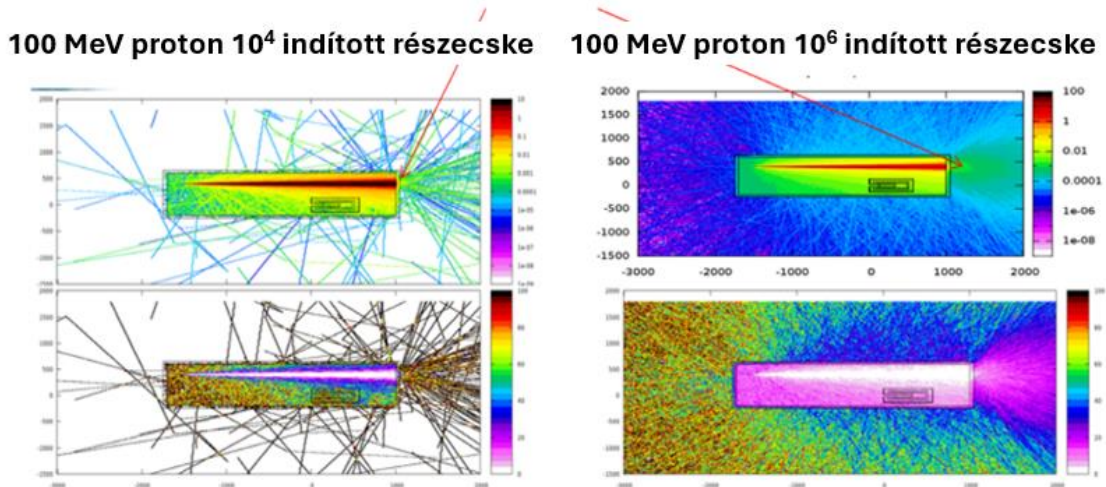
8 PARAMÉTEROPTIMÁLÁSI VIZSGÁLATOK (T3, CIIL.)

8.1 A sugárvédelmi tervezéshez elengedhetetlen gyors becslési módszer vizsgálata

A Monte Carlo szimulációk nagyon idő és gépigényesek. Minél több a paraméter és minél nagyobb a részecske energia, valamint minél vastagabb az árnyékoló fal, annál több kölcsönhatás van, ezért a számításhoz szükséges idő igen gyorsan emelkedik. Ezzel együtt kisebb a szórás és jobb felbontású ábrákat kapunk. Nem minden esetben áll rendelkezésre nagy teljesítményű gép, ill. elegendő idő a számításokhoz. Ha szükséges, a számítási idő rövidíthető pl.: az indított részecskék számának csökkentésével, ekkor a dózistérkép felbontása romlik, nő az eredmény szórása. Az optimalás során vizsgálni kell ezen „gyors” (1-2 nap, pár óra) számítások használhatóságát.

A sugárvédelmet ellátó árnyékoló falak méretezésénél a meghatározó korlátozó faktor a fal külső oldalán, a besugárzó termen kívül megjelenő maximális fajlagos dózis (46. ábra piros nyilak). Az alábbi 46. ábrán (100 MeV proton nyaláb elvi szimuláció) amennyiben a piros nyíllal jelzett térrészen, ahol a nyaláb áthalad a terem falán (a színek alapján leolvasott értékek két nagyságrend között vannak), konzervatív módon mindig a nagyobbat választjuk leolvasott értéknek, akkor a meghatározott fajlagos dózis leolvasási érték nem változik. Azaz a FLUKA kóddal futtatott szimulációk robusztusok, tehát kisebb indított részecskeszámmal is nagyságrendileg jól becsüli a FLUKA a fajlagos dózist. Az indított részecskeszámot növelve a szórás csökken.

100 MeV-es proton sugárzás prompt dózis tere



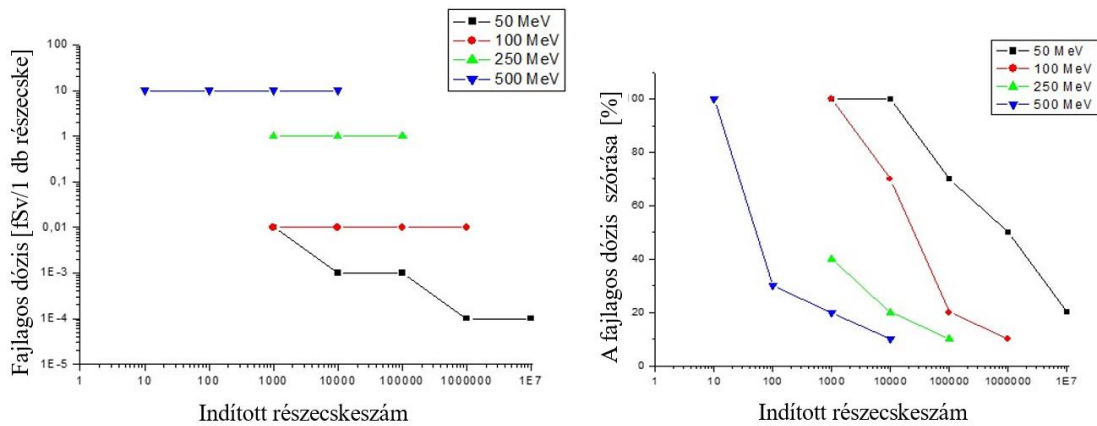
46. ábra: 100 MeV energiájú proton nyalábra végzett szimulációk, oldalnézet (felül fajlagos dózis, alul a szórás) százezer, illetve egymillió darab indított részecskére

x, y [cm], színek: [fSv/részecske/1 db 100 MeV proton], alsó ábra szórás [%].

A fenti szimulációkat egészen 500 MeV protonenergiáig elvégezve, látható, hogy hogyan változik a leolvasott felfelé kerekített fajlagos dózis értéke és annak szórása az indított részecskeszám függvényében (47. ábra). Az adatokat grafikonon megjelenítve az alábbi következtetéseket vontam le:

- Adott energiájú proton nyaláb esetén a sugárvédelmi fal túloldalán megjelenő fajlagos dózis (fékezési sugárzásból származó dózis) értéke állandó amennyiben a felfelé kerekítési módszert használjuk, függetlenül az indított részecskeszámától (47. ábra).
- Amennyiben a nyaláb energia elegendően kicsi (<50 MeV), akkor a levegőn történő szóródás miatt, még mielőtt az árnyékoló falat elérné a nyaláb, nagy része disszipálódik, így csak szórt sugárzást ad. Ebben az esetben jól látszik, hogy a FLUKA konzervatívan számol, hiszen növelve a részecskeszámot, csökken a fajlagos dózistér értéke (47. bal oldali ábra).
- Minél nagyobb a részecske energiája, annál kisebb indított részecskeszám esetén is már nagyságrendileg jól számol a FLUKA, ami annak köszönhető, hogy a nagy részecskeenergia sok kaszkád (másod-, harmadlagos stb.) részecskét generál, és ezek a vizsgált tér egyre nagyobb hányadára terülnek szét.
- Kevés részecskét indítva alacsony energián kevés szekunder és terciér részecske generálódik, és akár fél óra alatt is lefut egy szimuláció, de a kapott eredmények nagyon pontatlanok.
- Nagy energián, sok indított részecskénél rengeteg kaszkádrészecske keletkezik, nagyon jó felbontású, részletes eredményeket kapunk, de a futtatási idő hetekig, hónapokig is eltarthat.
- Az alacsony energiájú részecskékhez nagy indított részecskeszámot rendelve, illetve nagyenergiájú részecskék esetén, kisebb indított részecske számot rendelve, valamint közepes energián közepes indított részecskeszámot rendelve a futtatási idő pár óra, esetleg egy-két nap, de nagyságrendileg helyes értékeket kapunk a dóziszra.
- Következtetésem alapján így akár egy hét alatt több próbaszimuláció is futtatható, ahol a geometriai elrendezés, az árnyékoló anyagok vastagsága, anyagi minőségük, a forrástag irányultsága változtatható. Ebből kiválasztható a legkedvezőbb elrendezés és az ideális esetre lehet nagy indított részecskeszámmal elvégezni a szimulációt.

Látható tehát, hogy viszonylag kis indított részecskeszám esetén is nagyságrendileg jó eredményt ad a FLUKA (47. ábra). Ez igaz még nagy szórás mellett is, így lehetőség nyílik különféle próbatetek, árnyékolások gyors tesztelésére. Vizsgálható, milyen hatással lenne egy-egy adott test alkalmazása a fajlagos dózis térre. Így rövid, pár órás, maximum 1 napos futtatási idővel kapunk értelmezhető eredményeket, vagyis ezzel a módszerrel a sugárvédelmi árnyékolás tervezése meggyorsítható, valamint többféle anyag-elrendezés megvizsgálható.



47. ábra: 50-500 MeV energiájú protonok által generált fajlagos dózis tér és szórás értékek a sugárvédelmi fal külső felületén az indított részecskeszám függvényében, x, y [cm], színek: [fSv/részecske], szórás [%]

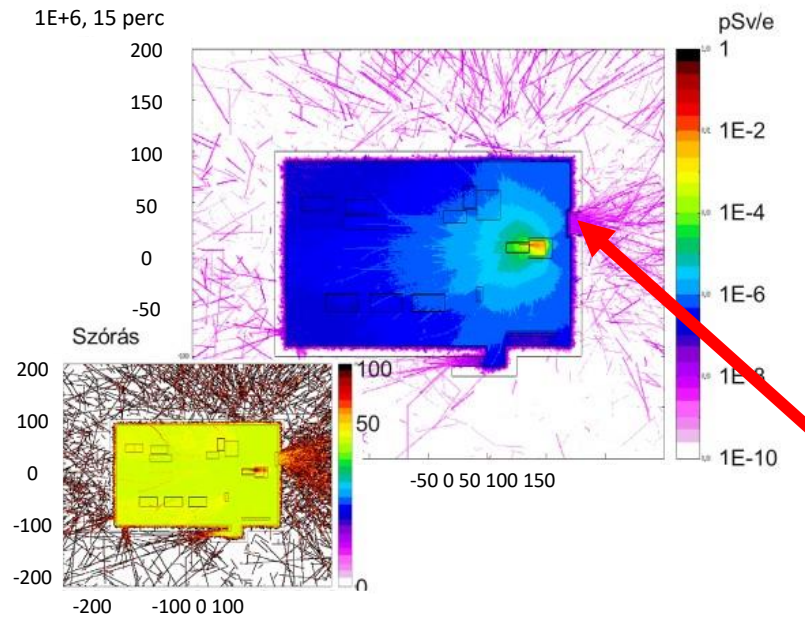
A FLUKA szimulációk még tovább gyorsíthatóak, ha a kisenergiájú részecske kölcsönhatásokat egy adott küszöb alatt nem vesszük figyelembe. Így azon kölcsönhatásokat, melyek marginális hatással (kis energiájú részecskék < 1 keV) vannak a végeredményre, ki lehet kapcsolni, ami kevesebb számítási időt igényel, ugyanakkor megfelelő beállításokkal elérhető, hogy a program szinte az összes folyamatot figyelembe vegye.

A kis és a nagy indított részecskeszámmal végzett szimulációk értékei az adott vizsgálati pontban nagyságrendben nem térnek el egymástól (46.-51. ábra). Ez a kedvező eredmény négy okra vezethető vissza. Egyrészt a FLUKA a centrális határeloszlás tétele érvényesül a FLUKA működésében. Ebben az esetben a szimulált térben lévő összes részecske által egy-egy kiválasztott pontban generált fajlagos dózis átlaga közelítene a várható értékhez, mely normális eloszlású. A keresett dózispont az árnyékolás mögötti térnek az a része, ahol várhatóan a legnagyobb lesz a fajlagos sugárzás értéke. A dózishoz 1 %-nál kisebb hozzájárulást adó kisenergiájú részecskéket nem kell figyelembe venni, így csökken a számítási gépidő. Ha az árnyékolás mögötti térrészben megjelenő fajlagos dózis értékének

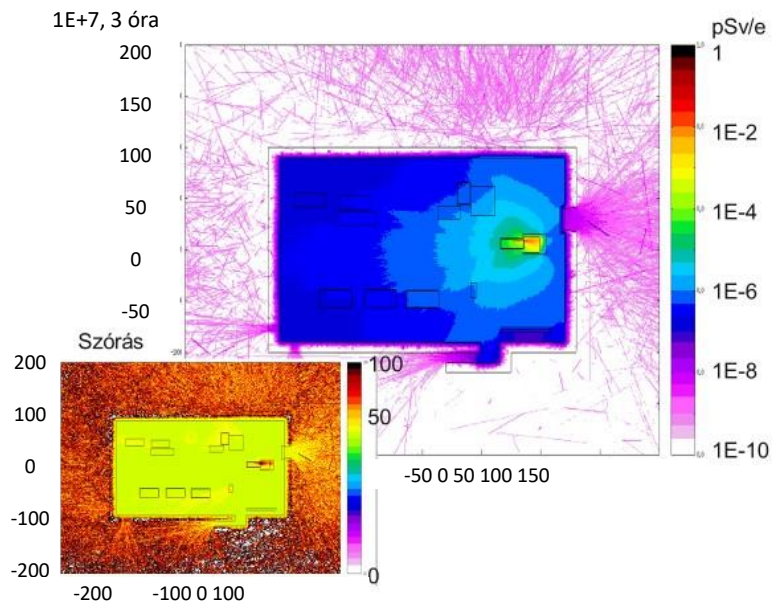
átlag két nagyságrend közé esik, mindig a maximumot vesszük figyelembe a további számításokhoz. A terem külső részén megjelenő fajlagos dózis értékek szintén követik a centrális határeloszlás tételét, viszont a termen kívüli részen egy jobban lehatárolható fajlagos dózis értékek között fluktuálnak az eredmények. Emiatt ebben a térrészben a fajlagos dózis szórása sokkal kisebb (2 nagyságrend, a külső térben megjelenő legnagyobb fajlagos dózis két nagyságrend közé esik), mintha a teljes térrészt vennénk figyelembe (színkód 10 nagyságrend). A tartózkodás várható helyein számított fajlagos dózis maximuma érdemben nem változik az indított részecskeszámmal, hiszen az indított részecskeszám növelésével a várható értékhez fog jobban közelíteni a fajlagos dózis átlaga. Tehát az árnyékolás tervezése így felgyorsítható, ugyanakkor a becslés konzervatív lesz.

Az MTA eSYLOS elektron sugárzás szimulációit (48.-51. ábrákat) elemezve látható, hogy a teljes térrészben a fajlagos dózis értéke 10 nagyságrendet fog át ($1-10^{-10}$ pSv/e). A terem belső részében kialakuló fajlagos dózis értékek jelen esetben nem relevánsak, mert ott nem engedélyezett a tartózkodás. A besugárzó terem külső részén (falon kívül) kialakuló fajlagos dózis tér értékei a meghatározóak a sugárvédelmi árnyékolásnál, mivel ezen értékeknek kell kisebbnek lenniük, mint a fajlagos dózis limiteknek, amelyeket a foglalkozási („sugaras”), illetve lakossági („nem sugaras”) dózismegszorításból vezetünk le. A kezdetben nagyenergiájú másodlagos és harmadlagos részecskék a terem belső részén a teremben lévő berendezések anyagában elnyelődnek, szóródnak, illetve további részecskéket generálnak, ezek egy része juthat át csak a terem külső (falon kívüli) részére. Azaz a teljes térrészben jelenlévő sok részecskének csak egy kis részét vesszük figyelembe, azokat, melyek megjelennek a besugárzó terem külső részén. A külső térrészbe kijutó sugárzástól származó igen kis fajlagos dózis értékeket (jelen esetben $<10^{-10}$ pSv/e) nem szükséges figyelembe venni, mert nagyságrendekkel a származtatott korlát alatt maradnak. Azaz elegendő csak a kijutó részecskék által generált legnagyobb fajlagos dózis értékekre koncentrálni. A 48.-51. ábrákon a külső térben piros nyíllal jelölt részen megjelenő részecskék által generált fajlagos dózis átlag értéke kb. 10^{-8} pSv/e, de sehol sem lépi túl a 10^{-7} pSv/e értéket, még igen nagy indított részecskeszám esetén sem. Tehát a fentebb említett tényezők együttesen eredményezik a megfigyelést: kis és nagy indított részecske szám \rightarrow kb. azonos fajlagos dózis a terem külső részén.

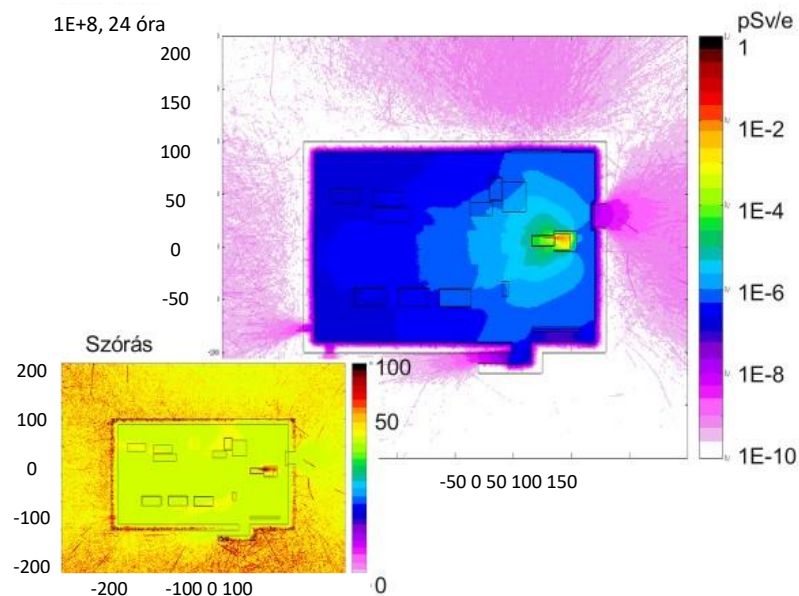
A 48.-51. ábrákon a betáplált geometriával és 100 MeV elektronenergia feltételezésével kapott szimulációk láthatók az MTA terembe telepített eSYLOS (elektron Single Cycle Laser) nyalábvonalnál. A szimulációk során növeltem az indított részecskék számát.



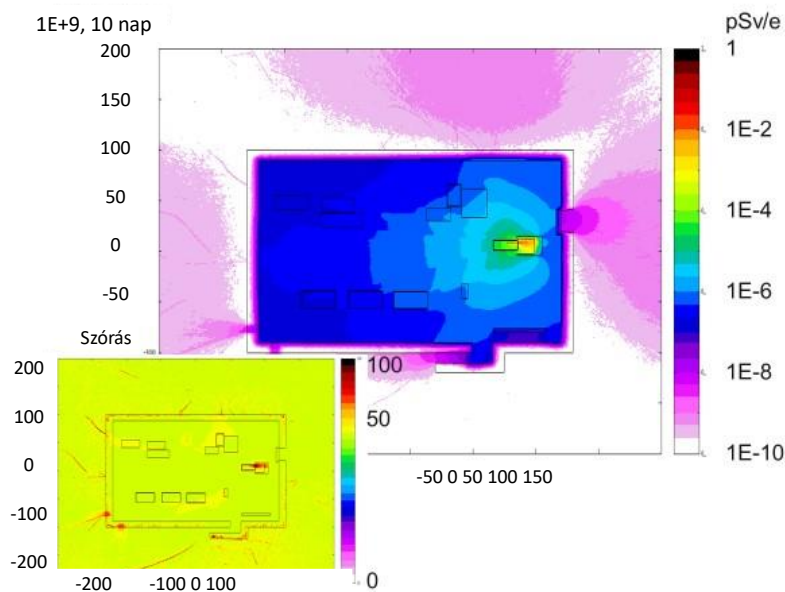
48. ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 1 millió, futtatási idő 15 perc, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája, a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]



49. ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 10 millió, futtatási idő 3 óra, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája, a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]



50. ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 100 millió indított részecskével, futtatási idő 24 óra, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]



51. ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 1000 millió indított részecskével, futtatási idő 10 nap, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]

A fenti 48.-51. ábrák szépen mutatják, hogy az indított részecskeszám növelésével a szórás csökken, az ábrák felbontása (izodózis kontúrvonalak élesebbek) arányosan növekszik, ugyanakkor a fajlagos dózistér értéke nagyságrendben nem változik. Tehát gyors nagyságrendi eredmények érdekében a tervezési időszakban elegendő lehet 15 perces vagy 3 órás szimulációkat futtatni.

8.2 Paraméteroptimalás

A kutatási célú lézerberendezések sugárvédelmét célzó tervezési folyamat során az egyes paraméterek változhatnak, ahogy egyre több információ érhető el a tervezendő berendezésről, illetve kísérletről. Egy, már megtervezett és üzemelő berendezés továbbfejlesztése esetén is valószínű, hogy a sugárvédelmet is érintő paraméterek megváltozhatnak. Emiatt fontos tisztában lenni azzal, hogy az egyes paraméterek milyen mértékben befolyásolják a már meglévő árnyékolás megfelelőségét, illetve, hogy változás esetén az várhatóan milyen áttervezést, módosítást igényel.

8.2.1 A tervezés kezdeti szakasza

A tervezés korai fázisában a legtöbb paraméter még ismeretlen, vagy nagyon nagy azok bizonytalansága. Ekkor még csak koncepcionális tervezésről beszélhetünk, ebben a fázisban több lehetséges elrendezést, üzemviteli paramétereket, forrástagot kell megvizsgálni, és az adott esetekhez tartozó várhatóan szükséges sugárvédelmi árnyékolás jellemzőit meg kell határozni.

A lézerfény - anyag kölcsönhatás során keletkező ionizáló sugárzások jellemzőit extrapolációval, közelítéssel érdemes meghatározni a szakirodalom alapján [51]. A későbbiekben a pontosabb értékek meghatározhatók a lézerfény - anyag kölcsönhatást számító kód segítségével [43].

Az üzemviteli paramétereket illetően - amennyiben még nem ismertek - szintén már meglévő lézeres nagyberendezések üzemeltetésének sajátosságait érdemes figyelembe venni, a későbbiekben a kutatók az adatszolgáltatás során módosíthatják ezen értékeket.

Az adatok alapján a dózismegszorításokhoz kapcsolt fajlagos dózislímitek megbecsülhetők, de a fent felsorolt paraméterek bizonytalanságait figyelembe véve ezen értékek összesített bizonytalansága még akár több nagyságrend is lehet. Emiatt a koncepcionális tervezésnél érdemes a berendezés maximális kihasználtságához tartozó adatokkal számolni, mivel így konzervatív lokális árnyékolás adható meg, melynek méretei a későbbiekben csökkenthetők. Így az árnyékolás megvalósításhoz szükséges hely- és költségigényeket már bizonyos paraméterek hiányában is meg lehet becsülni.

8.2.2 A fajlagos dózis limitek meghatározásához szükséges számítás egyenlete

A lefuttatott FLUKA szimuláció eredménye a fajlagos dóziseloszlás, illetve fajlagos dózistérkép. A kód a kialakuló dózistér fajlagos értékét jeleníti meg, azaz egyetlen adott kezdő energiájú részecske hozzájárulását a kialakuló dóziseloszláshoz. Ezen értékeket kell felszorozni a (18) egyenlet működési paramétereivel, így megjeleníthető a dózistérkép

dózigeljesítmény értékben. Ezt a szakirodalom prompt dózisknak (dózigeljesítménynek) nevezi, megkülönböztetve azt az esetleges aktiválódáshoz rendelt maradék (reziduális) dózistól és dózigeljesítménytől.

Az általunk használt és definiált fő sugárvédelmi tervezési egyenletből meghatározható a fajlagos dózislímit értéke:

$$\Sigma_r (D_{fajlagos\ limit} \cdot N \cdot \eta)_{prompt\ dózis} \cdot F \cdot T \cdot G < DC \quad (18)$$

ahol:

- $D_{fajlagos\ limit}$: Az egyes részecske- és energiacsoportokhoz rendelt “fajlagos dózis límit”, (a foglalkozási vagy lakossági dózismegszorításból származtatva) [mSv/keltett részecske],
- N : Az egy lézerpulzus által keltett adott energiájú szekunder részecskék elméleti, lézerefény - anyag kölcsönhatást szimuláló számítások által meghatározott (maximális) száma [db részecske /lövés].
- F : A lézer ismétlési frekvenciája [Hz; lövés/s].
- T : A napi üzemelési idő [s/nap].
- G : Éves üzemidő [nap/év].
- η : Az ionizáló sugárzás keltésének hatásfoka [%], értéke megadja, hogy 1 db lézervölés hatására az elméleti számítással kapott várt (maximális) részecskeszámhoz képest annak hányad része keletkezik.
- DC : Az éves foglalkozási vagy lakossági dózismegszorítás értékének [mSv/év] az adott munkahelyre eső része [mSv/év].
- r : A dózisteret alkotó részecske- és energiacsoportok.

A szimulációk során lehet a keltett részecske energiaeloszlásával számolni, illetve diszkrét részecske energia értékekkel is, ebben az esetben az energiatartományokra külön szimulációkat futtatunk. Az adott energiával rendelkező részecskeszámmal, valamint az üzemviteli paraméterekkel meghatározhatók a fajlagos dózis límitok adott energiákra, ld. (18) egyenlet. A vizsgált pontban a mért fajlagos dózisknak minden esetben kisebbnek kell lennie a vonatkozó fajlagos dózis límitnél. Emellett a dózisok összegének is teljesítenie kell a (18) egyenlet szerinti feltételeket.

8.2.3 Üzemviteli paraméterek

A (18) egyenlet alapján látható, hogy a dózis a fenti paraméterek értékének növelésével lineárisan nő, illetve ennek megfelelően a fajlagos dózis límit értékek szigorodnak. A tervezőnek figyelembe kell venni tehát, hogy amennyiben az üzemviteli paraméterek közül

több is jelentősen megnő, akkor jelentős áttervezésre, az árnyékolás kiegészítésére is szükség lehet. A tervezés optimalítása során meg lehet határozni azokat a maximális üzemviteli paraméter értékeket, amelyek mellett a meglévő árnyékoló rendszer még megfelelően árnyékol.

8.2.4 A keltett részecskeszám (N) változásának esetei és hatása

A lézerfény - anyag kölcsönhatása során keletkező szekunder ionizáló részecskék száma függ a lézerparamétereiktől (pl.: energia, impulzushossz), a céltárgy anyagi minőségétől, vastagságától, a besugárzás szögétől, valamint a céltárgy halmazállapotától is. Ezen főbb paraméterek határozzák meg, hogy a kölcsönhatás során milyen részecskegyorsítási mechanizmus fog dominálni. A nagyteljesítményű lézerek használatával keltett részecskeszámokat a meglévő berendezések mért adatainak extrapolálásával közelíthetjük. A lézerfény - anyag kölcsönhatás érzékeny a lézer-céltárgy beállítás körülményeire. A beállítás során a fókusztávolságot kell minél pontosabban beállítani, valamint meg kell győződni arról, hogy a céltárgy mozgatása során a fókusztávolság nem változik. Ezért figyelembe kell venni a céltárgy vastagságának változásait, illetve a lézerfény beesési szögének is optimálisnak (állandónak) kell lennie. A beállítás pontosságának mikrométeresnek kell lennie, ez időigényes folyamat, mely a napi üzemvitel tekintetében a napi kísérletek számát limitálja. Amennyiben a beállítás pontatlan, és a céltárgy nem esik teljesen a lézerfény fókuszpontjába, a lézerfény - anyag kölcsönhatás során az elméleti számolásokban megadott értékhez képest szignifikánsan kevesebb részecske keletkezhet, azaz a lézerfény - anyag kölcsönhatás részecskekeletkezési hatásfoka (η) lecsökken [121], ami a kísérletek szempontjából kedvezőtlen, de az okozható dózist nyilvánvalóan csökkenti. A tervezés során a számításoknál mindig ideális kísérleti körülményeket tételezünk fel, ugyanakkor a gyakorlatban ez nem tud teljesülni, mivel a többszörös besugárzás során keletkező hő hatására a céltárgy anyaga deformálódhat, valamint a lézer optikai lencséinek geometriája is változhat. Emiatt az ideális körülményektől való eltérés következménye csak a tervezettnél kisebb dózis lehet. A keletkező részecskenyaláb eloszlása függ a domináló fizikai folyamatoktól. A (18) egyenlet alapján látható, hogy a keltett részecskeszám a többi operációs paraméterekhez hasonlóan fordítottan arányos a fajlagos dózis limittel. A konzervatív megközelítés végett a számításoknál a hatásfok értékét 1-nek vesszük.

8.2.5 Dózismegszorítás

A dózismegszorítás értékének növelésében nincs túl nagy mozgástér, ugyanakkor a lakossági (nem sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállalókra vonatkozó) megszorítás értéke és a sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállalókra vonatkozó értékek között jelentős különbség van, a sugárvédelmi szabályozásnak megfelelően.

Ha a szimulációk alapján a besugárzási termen kívüli térrészekben a fajlagos dózis legfeljebb két nagyságrenddel túllépi a nem sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállalókhoz tartozó fajlagos dózis limitet, sugárvédelmi szempontból elfogadható megoldást jelent, hogy csak sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállalók dolgozhatnak a területen az ionizáló sugárzást kibocsátó berendezés működése idején.

8.3 Az árnyékolás elrendezésének és anyagának tervezése

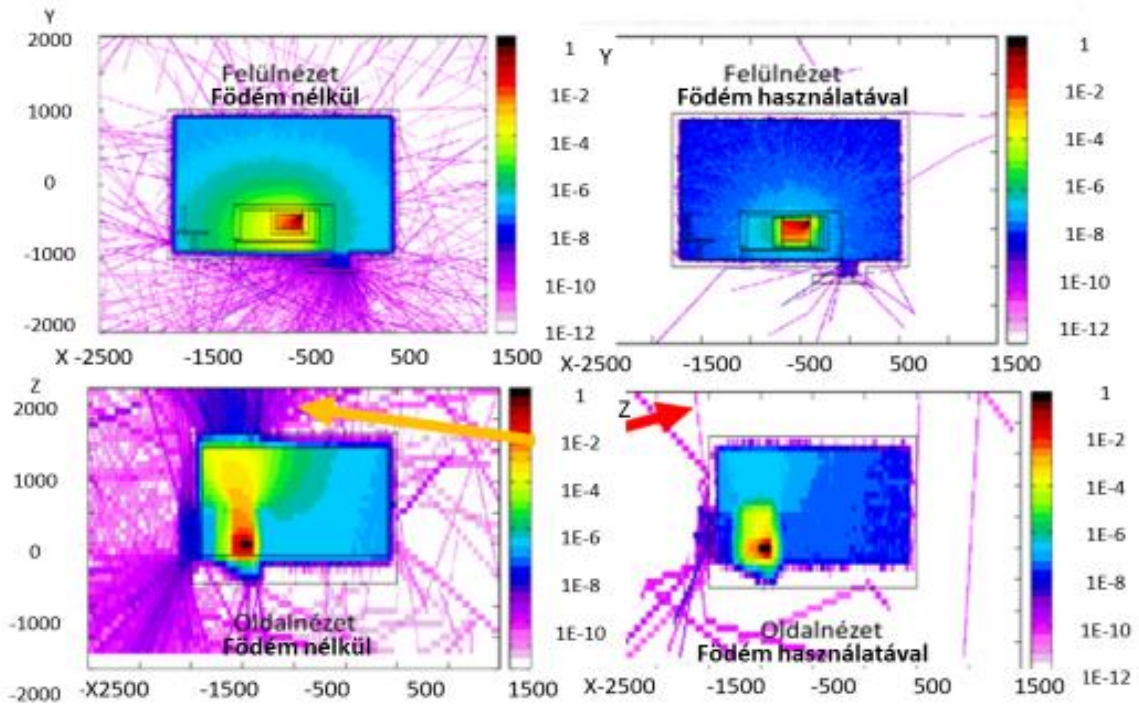
A tervezési folyamat elején az egyes üzemviteli paraméterek értékei akár nagyságrendi bizonytalanságúak is lehetnek, akár 2 - 4 nagyságrendnyi együttes bizonytalansággal. Ez a bizonytalanság csökken, konkretizálódik, ahogy egyre pontosabb adatok állnak rendelkezésre. Így a fajlagos dózis limitek is egyre pontosabban meghatározhatók. A kezdeti tervezési szakaszban a még bizonytalan üzemviteli paraméterek feltételezhető maximumával számolva lesz konzervatív a tervezés. Ebben az esetben a fajlagos dózis limit értékek alacsonyak, azaz szigorúak és ezek betartásához jellemzően kiterjedt, vastag árnyékolást kell tervezni.

A bizonytalanság csökkenésével a későbbiekben már pontosabb adatok fognak rendelkezésre állni, melyek kisebbek a kiindulási értékeknél. Emiatt a fajlagos dózis limitek megnőnek, ezért a kezdeti árnyékolás kiterjedtsége, vastagsága jelentősen csökkenthető. A sugárvédelem egyik alaptézise szerint a sugárzást a keletkezése helyén kell árnyékolni. Problémát jelenthet azonban az árnyékoló anyag térigénye, mivel a lézerefény - anyag kölcsönhatást vizsgáló diagnosztikai berendezések és a detektorok is helyet foglalnak a berendezés közvetlen környezetében, a lézernyaláb bemenetelének is szabadnak kell maradnia, valamint a kutatók munkavégzéséhez is megfelelő helyet kell biztosítani. Így az árnyékolás nem helyezhető el minden esetben a lehető legközelebb a forráshoz. A megnövelt távolság miatt viszont nyílik a keltett részecske nyaláb térszöge, és ez csökkenti az árnyékolás hatásosságát. Emiatt egy nagyobb méretű, a besugárzó kamrát körülvevő falrendszerre van szükség. A fajlagos dózis eloszlásának változását - geometria, valamint az árnyékolás pozicionálásának változtatásával - demonstráló szimulációk elvégzésével vizsgáltam meg azon nyalábvonalaknál, amelyekre már

rendelkeztünk előzetes adatokkal. A demonstrációs szimulációknál az ELI ALPS MTA besugárzó termét vettem alapul, és figyelembe vettem a releváns strukturális elemeket (25. ábra) (faláttörések, bejárati labirintus, besugárzó terem és födém fal anyaga, vastagsága, besugárzó terem mérete, valamint a besugárzó kamra elhelyezkedése).

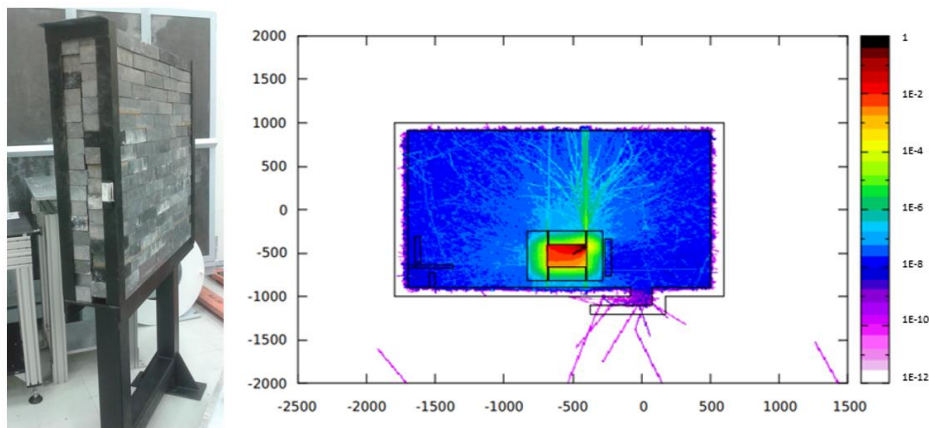
A besugárzó kamra és a tőle csak távolabb elhelyezhető lokális árnyékolás közötti térben a részecskék szóródhatnak a besugárzó terem födémje irányában, illetve a teremfal épületgépészeti faláttörései felé. Ott főleg egy részük (foton, neutron) ki is léphet a besugárzó terem túl területekre. Az ELI ALPS tervezési fázisában a lehetséges kiszóródást figyelembe vették. A faláttörések nyílásai 15^0 -ban vannak megdöntve [79], így növelve a fal effektív vastagságát. A lokális árnyékolás súlya és a besugárzó kamra födém irányú nyílása miatt nem minden esetben egészíthető ki a lokális árnyékolás födémmel. A kamrától távolabb elhelyezkedő falrendszer miatt igen nagy kiterjedésű és nehéz födémre lenne szükség. A FLUKA kóddal megvizsgáltam egy demonstrációs szimuláció során (SYLOS SHHG nyalábvonal), milyen sugárvédelmileg előnyös hatása lenne a födém alkalmazásának. A demonstrációs szimulációnál a besugárzó kamrát minden irányból körülvevő falrendszert alkalmaztam, így a szórt sugárzás a födém irányába szóródik. Az 52. ábra bal oldalán a nyalábot körülvevő falrendszer felett nincs kiegészítő födém (sárga nyíl), így a részecske sugárzás (foton, neutron) kijut a besugárzó teremből a terem falának felső részén elhelyezett faláttöréseken. Jobb oldalon a lokális árnyékolás magasságában födémet alkalmaztam (piros nyíl), ekkor a besugárzó teremből minimális a kiszóródó sugárzás. Mivel a valóságban ez a besugárzó állomás megközelíthetlensége miatt nem kivitelezhető, fontos megvizsgálni a födém felett fellépő sugárzási viszonyokat. a pontos paraméterek esetében eldönthető, hogy a födém tetején (a besugárzó terem fölötti szinten) tartózkodhatnak-e munkavállalók a besugárzások ideje alatt.

Dózismodellezés földem nélküli és földemmel lezárt térrészben



52. ábra: 10 MeV-es elektronsugárzás fajlagos dóziseloszlása. A besugárzó kamra felülnézete, földem nélkül (bal felső ábra), a besugárzó kamra felülnézete földem használatával (jobb felső ábra) és oldalnézete földem nélkül (bal alsó ábra), valamint oldalnézete földem használatával (jobb alsó ábra). Az esetleges földemárnyékolás hatása a fajlagos dóziseloszlásra, x, y, z [cm], színekód: [pSv/elektron]

Az 53. ábrán egy másik demonstráló szimulációval a lokális árnyékoló fal elemeinek illeszkedési pontatlanságát modelleztem. Ebben az esetben a teljes átfedés az árnyékolások találkozásánál nem valósul meg, és ezért a sűrű részecsketérből a szórt sugárzás (foton, neutron, elektron) egy része “jet” formájában kilövell (53. ábra).

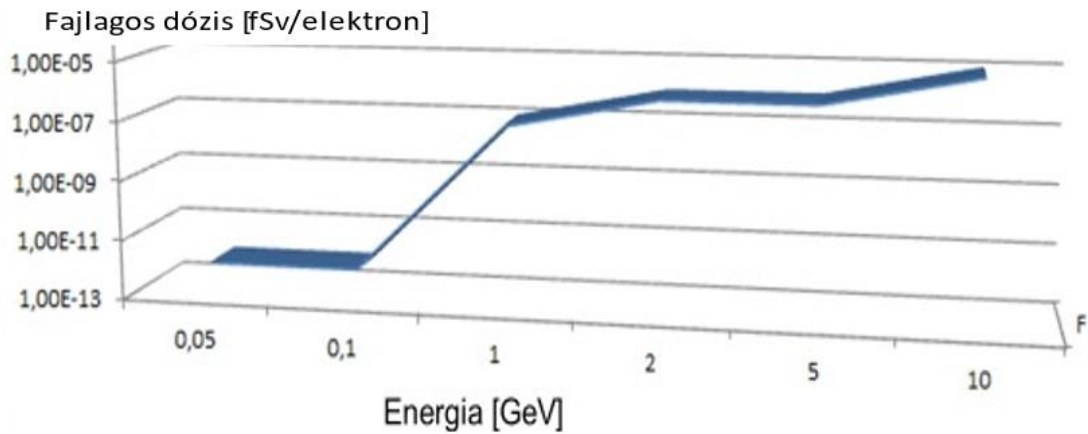


53. ábra: Baloldali ábra: árnyékoló elem, melyben a téglák nem fednek át, illetve a keret nem összeilleszthető másik elemmel, jobboldali ábra: besugárzó terem felülnézete, 10 MeV elektron fajlagos dózis tere. Geometriai hézag hatása a fajlagos dózis tere, x, y [cm], színkód: [pSv/elektron]

A gamma és röntgen sugárzás ellen gyakran használt árnyékoló anyag az ólom, mivel hatásosan gyengíti a foton sugárzást, viszont a korábban említett óriás rezonancia neutronok esetén köztudottan a nagy hidrogén tartalmú anyagok a preferáltak. A nagy energiájú másodlagos nyalábokhoz (elektron, proton) nem célszerű nagy rendszámú anyagokat alkalmazni, mivel a nagy rendszámú anyagok (pl.: ólom, szegényített urán) a másodlagos sugárzás nagy részét visszaverik és csak kisebb részét nyelik el, illetve a fékezési foton sugárzás keltési gyakorisága jelentősen nő a rendszámmal. Ugyanakkor az elnyelt részecskék sok óriás rezonancia neutron generálnak, és ezek a neutronok felaktiválódást okozhatnak [40], [81]. A generált neutronok elleni védelmet (kis rendszámú, (hidrogénben gazdag) anyagok) követően érdemes csak alkalmazni közepes vagy nagy rendszámú anyagokat a másodlagos sugárzás elnyelésékor képződő fékezési röntgen sugárzás árnyékolására. Egyes nagy rendszámú anyagokban (pl.: ólom, szegényített urán) ezáltal jelentős valószínűséggel keletkezhetnek neutronok, és tőlük magasabb lesz a reziduális dózisteljesítmény. A kis rendszámú anyagokban ennek csekély ugyan a valószínűsége, azonban ezekből vastagabb árnyékolást kellene készíteni a fotonok elnyelésére. Az ideálisnak a közepes rendszámú anyagok használata bizonyult. Ilyen anyagok közé tartozik a beton, a vas és a rozsdamentes acél.

8.4 Áttervezés paraméterváltozás esetén, DBA eset vizsgálata

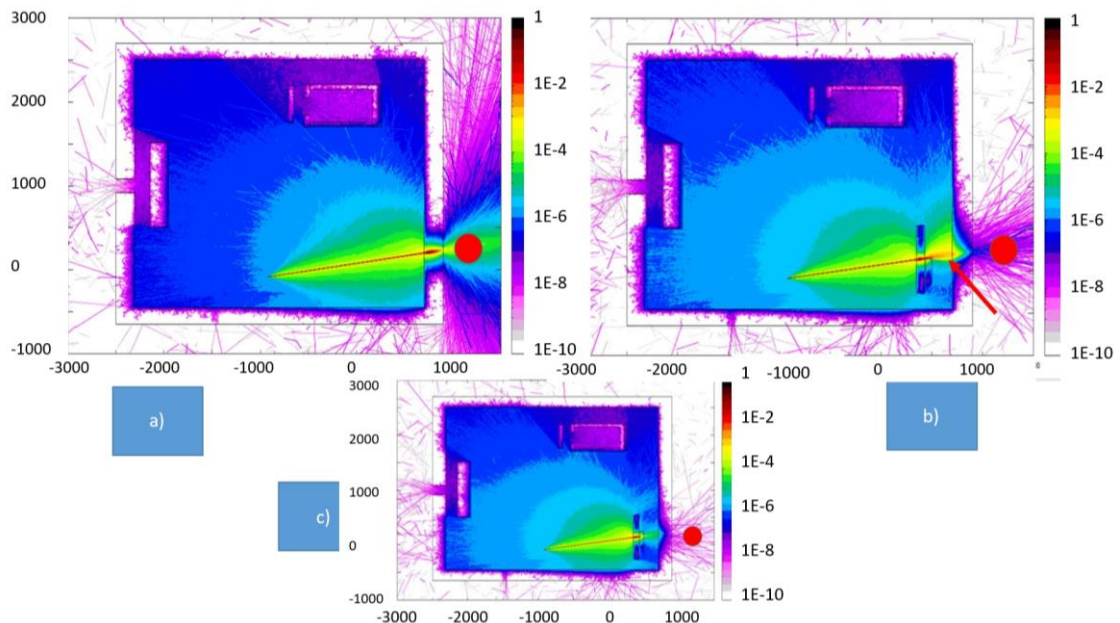
Az alábbi 54. ábrán látható, hogy amennyiben adott sugárvédelmi árnyékolással már rendelkezik egy nagyenergiás elektronok megjelenésével jellemzett nyalábvonal, akkor az elektronenergia növelése hogyan hat a terem külső részén kialakuló fajlagos dózistérre az általam elvégzett szimulációk alapján:



54. ábra: A növekvő elektron energia hatása a külső fajlagos dózistérre

Az ábra szerint a külső fajlagos dózis tér a 100 MeV és 1 GeV közti tartományban kezd el jelentősen nőni, mivel ekkor lépnek fel az elektromágneses és hadron kaskád folyamatok. Az 1 GeV feletti elektron energia értékeken a fajlagos dózis már csak lassabban növekszik. Ebből az következik, hogy ha egy árnyékolási konfiguráció megfelelő az 1 GeV-ra, akkor az akár az 5 GeV elektron energiákra is használható, amennyiben az operációs paraméterek nem változnak. Azonban 100 MeV elektron energia és 1 GeV tartományban az energia növelésével dinamikusan nő a fajlagos dózis értéke.

A 2 GeV energiájú elektronnyalábot előállító berendezés a 2 m vastag beton árnyékolással rendelkező HTA besugárzó teremben fog létesülni (SPWe). Az 55. ábrán három különböző DBA (**D**esign **B**asic **A**ccident) szcenárióra meghatároztam a fajlagos dózis teret (lokális árnyékolás nélkül, részleges lokális árnyékolással, teljes lokális árnyékolás használata).



55. ábra: A HTA 2 GeV elektronnyalábot előállító berendezés fajlagos dózistere, a) kiegészítő árnyékolás nélkül, b) 60 cm nehézbeton árnyékolás, c) 80 cm vastag nehézbeton árnyékolás, színek [pSv/ 1 db 2 GeV elektron], x, y [cm]

A nyalábvonal 1 napos működés esetén várható üzemi paraméterei: $T = 1$ óra/nap üzemidő, $F = 10$ Hz lézer frekvencia, $N = 5 \text{ E}+9$ db 2 GeV energiájú elektron lövésenként. Azaz $F \cdot T \cdot G = 1,8 \text{ E}+14$. Az 56. ábrán piros ponttal jelölt dózispontban meghatároztam a várható, a szórt sugárzáshoz tartozó dóziseket: az a) esetben (1 E-3 pSv/elektron fajlagos dózis) 180 mSv 1 óra alatt, b) (1 E-6 pSv/elektron fajlagos dózis) 0,18 mSv 1 óra alatt. A b) esetben a fal belső oldalán (piros nyíl) a forrástól 1500 cm-re és 60 cm nehézbeton (NuRAD HD400) árnyékolás esetén a várható dózis (1 E-2 pSv/elektron fajlagos dózis) 1800 mSv lenne 1 óra alatt. Érzékeltetésképpen ez megfeleltethető egy 30 TBq aktivitású ^{137}Cs árnyékolatlan forrás dózisterhelésével 110 cm távolságban 1 óra alatt. A c) esetben a várható dózis (1 E-8 pSv/elektron fajlagos dózis) 1 óra alatt 0,0018 mSv. Ebből is látható, hogy milyen fontos az árnyékolás megfelelő pozíciója. Emiatt javasoltam, hogy a besugárzó termeken kívüli folyosókon elhelyezett tranziensteljesítmény mérő szondákat (FHT 192) kössék össze a lézerrendszerek vezérlő komponenseivel. Így egy hirtelen dózisteljesítmény szintemelkedéskor a detektor tiltó jelet küld a lézer vezérlő rendszernek, ami leállítja a lézert, a kísérletet, és megszűnik a szintemelkedés automatikusan pár másodpercen belül. Így csökkentve a baleseti besugárzás külső sugárterhelését és az ezzel járó potenciális sugárvédelmi következményeket.

8.5 Nyalábvonal árnyékolás koncepcionális tervezése

Ebben a fejezetben a LEIA (Low Energy Ion Accelerator) nyalábvonal koncepcionális tervezését mutatom be, a korábban bemutatott módszerek felhasználásával. A példa során használt keltett elektronok diszkrét energiaeioszlását, illetve keltett részecskeszámát (N) a 2. táblázat tartalmazza. A koncepcionális tervezéshez használt éves lézerimpulzus lövés száma $F \cdot T \cdot G = 108\,000$ [lövés/év]. Valószínűleg a rendszer beüzemeléskor a keltési hatásfok még távolról sem optimális, és ahogy egyre precízebbek a beállítások, a hatásfok is növekedni fog. Az okozható maximális dózis meghatározása kedvéért a lézerfény - anyag kölcsönhatás hatásfokát (η) konzervatívan 1-nek vesszük. A lézer ismétlési frekvencia értéke 10 Hz.

2. táblázat: Üzemviteli paraméterek elektronokra

Elektron maximális energia [MeV]	N [db]	N·F·T·G [db részecske/év]
0,5	8,70 E+09	9,40 E+14
1	8,00 E+09	8,64 E+14
2	1,00 E+09	1,08 E+14
5	1,80 E+09	1,94 E+14
7	8,70 E+08	9,40 E+13

A 3. táblázat a sugárveszélyes és nem sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállalók dózismegszorításait tartalmazza, a helyi sugárvédelmi szervezet ajánlása, illetve az OAH engedélye alapján.

3. táblázat: DC: Dózismegszorítások

DC ₁ (RP)	1	mSv/sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállaló
DC ₂ (NRP)	0,05	mSv/nem sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállaló

A (18) egyenletet és a 2-3. táblázat adatait felhasználva meghatározhatók az egyes energiaszintekhez tartozó fajlagos és prompt dózislímitek értékei (4. táblázat). A „fajlagos” értékek a korábbiaknak megfelelően egy keltett részecskére vonatkoznak, a „prompt” limit lézerlövésenként lett kiszámítva.

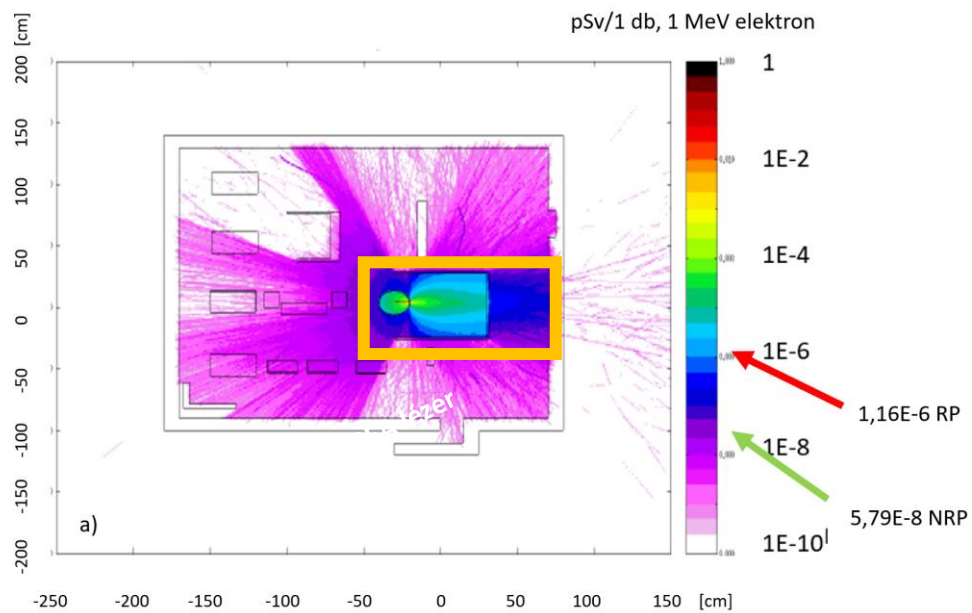
4. táblázat: Számolt fajlagos és prompt dózis límitek [pSv/elektron], illetve [mSv/lövés] értékben

Elektron maximális energia [MeV]	Fajlagos dózis limit sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállaló részére [pSv/elektron]	Fajlagos dózis limit nem sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállaló részére [pSv/elektron]	Prompt dózis limit sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállaló részére [mSv/lövés]	Prompt dózis limit nem sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállaló részére [mSv/lövés]
0,5	1,06 E-06	5,32 E-08	1,15 E-10	5,75 E-12
1	1,16 E-06	5,79 E-08	1,25 E-10	6,25 E-12
2	9,26 E-06	4,63 E-07	1,00 E-09	5,00 E-11
5	5,14 E-06	2,57 E-07	5,56 E-10	2,78 E-11
7	1,06 E-05	5,32 E-07	1,15 E-09	5,75 E-11

A táblázat és az energiaspektrum alapján látható, hogy a fajlagos és prompt dózislímitek legkisebb (legszigorúbb) értéke a jelentősen eltérő keltett részecskeszámok miatt nem a maximális energiánál található. Emiatt a szimulációkat az összes energiára le kell futtatni

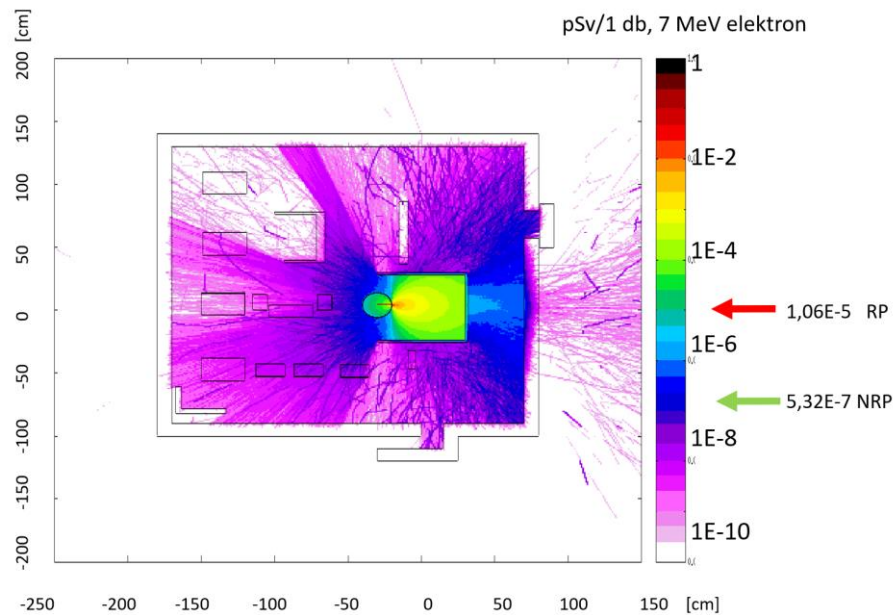
és a vizsgált pontokban az összes esetről teljesülnie kell a fajlagos dózislímit kritériumoknak, amennyiben nem folytonos, hanem diszkrét energiaspektrummal dolgozunk. Folytonos energiaspektrum esetén a FLUKA figyelembe veszi a megadott energiaeloszlást és a hozzá tartozó részecskeszámokat és egyetlen összegzett fajlagos dózist ad eredményként.

Lokális 20 cm vastag nehézbeton árnyékolást alkalmaztam a besugárzó kamra körül (56., 57. ábra). Az ezzel futtatott szimulációk közül az 56. ábrán az 1 MeV-es elektron, míg az 57. ábrán a 7 MeV-es komponens látható. A szimulációk eredményei azt mutatják, hogy a berendezés működése közben a besugárzó teremben a fellépő sugárzás miatt csak az 56., 57. ábrákon fehérrel és rózsaszín színnel jelölt területeken lehet tartózkodni. A 4. táblázatban megadott fajlagos dózis limitek mellett a nem sugárveszélyes munkaköri besorolású munkavállalók csak a narancssal jelölt téglalapon kívüli térrészben tartózkodhatnak a kísérlet alatt a teremben.



56. ábra: A berendezés fajlagos dózis terének felülnézeti térképe, jelölve a „sugárveszélyes munkaköri besorolású” (RP) és „nem sugárveszélyes munkaköri besorolású” (NRP) munkavállalói fajlagos dózis limit szinteket, x, y [cm], színkód:

[pSv/1 MeV elektron]



57. ábra: A berendezés fajlagos dózis terének felülnézeti térképe, jelölve a „sugárveszélyes munkaköri besorolású” és „nem sugárveszélyes munkaköri besorolású” munkavállalói fajlagos dózis limit szinteket, x, y [cm], színekód: [pSv/7 MeV elektron]

A tervezés során az üzemviteli paraméter (F, T, G), vagy részecskeszám (N) változására igen érzékeny fajlagos dózist kell kiszámítani. A kapott értékből azonnal látható, hogy az adott meglévő árnyékolást át kell-e tervezni, ki kell-e egészíteni, és ha igen, akkor milyen mértékben.

Ha a koncepcionális tervhez képest megnövelik a berendezés üzemviteli paramétereit 3 nagyságrenddel, akkor a dózis limitek 3 nagyságrendet szigorodnak (csökkennek), így szintén megvizsgálva az 56., 57. ábrákat, látható, hogy a besugárzó teremben a kísérlet alatt senki sem tartózkodhat, illetve a termen kívüli térrészekben („A” épület külső körfolyosóján) csak sugaras munkavállalók lehetnek jelen.

Ekkor három lehetőség van:

- A paraméternövelést nem szabad engedélyezni.
- Át lehet minősíteni a besugárzó terem körüli területeket sugárveszélyes munkaterületté.
- Ki kell egészíteni az addig alkalmazott lokális árnyékolást.

Ezen lehetőségeket megvizsgálva, mérlegelve kell a sugárvédelemnek meghozni a döntést.

8.6 Következtetések, javaslatok

A lézerbesugárzással keltett részecskeszám elsődlegesen extrapolációval határozható meg a már üzemelő létesítmények tapasztalatai alapján, de ezen értékek is bizonytalanok.

A FLUKA kód vizsgálata alapján látható, hogy a kisebb indított részecskeszámmal végzett szimulációk is adhatnak támpontot a tervezőnek [86]. A fenti tulajdonság felhasználható a nyalábvonal további tervezéséhez, pl.: paraméternövelés esetén, valamint új berendezés alpméreteinek előzetes meghatározásához, illetve a baleset-elhárítás tervezése során több scenáriót meg lehet vizsgálni, és rövid idő alatt lehet nagyságrendi becsléseket adni. Az eleve nagy bemeneti paraméter bizonytalansághoz képest a szimulációk bizonytalansága kisebb, így a kezdeti fázisban a koncepcionális tervezésnél ezen feltételeket figyelembe véve felhasználhatók az iniciális eredmények az ígéretes koncepciók kiválasztásában, azok további tervezéséhez. Konzervatív becslést kaphatunk az árnyékolás helyigényére és annak várható költségére.

A lézerfény - anyag kölcsönhatás hatásfokát érdemes 1-nek választani, mivel a hatásfok kezdeti alacsony értékhez képest a precízebb beállításoknak köszönhetően a hatásfok érték várhatóan növekedni fog. Így a származtatott dózis limitek számolása egyszerűbb és a szimulációk konzervatívak.

Ha elektronsugárzást kelt a lézernyaláb, az árnyékolás anyagának megválasztásánál kerülni kell a nagyrendszámú anyagokat, alacsony rendszámú anyagokat főként a szórt kis energiás részecskék árnyékolásához kell használni. A közepes rendszámú anyagokat érdemes a fő abszorbensnek választani. A részletes tervezéshez a keltett fotonsugárzás energiaeoszlását ismerni kell.

Lehetőleg törekedni kell az árnyékolás-forrás távolság minimalizálására, hogy ne kelljen kiterjedt árnyékolást alkalmazni a szórt sugárzás miatt. A részecske sugárzás egyrésze elnyelődik az árnyékolásban, másik része áthatol rajta, valamint visszaszóródik. A visszaszórt részecskék jelentős része az árnyékolás nélküli részeken kiszóródhat, pl.: illesztési hézag esetén „jet” formájában. Ezért nagyon fontos a végleges árnyékolás tervezésénél és telepítésénél a megfelelő átfedések biztosítása. A szórt sugárzás továbbá a besugárzó terem földéme felé is eljut, így meg kell vizsgálni besugárzás alatt lehet-e a földemen tartózkodni, illetve az ott tartózkodást lehet limitálni, megtiltani.

A szimulációknál érdemes a FLUKA által szolgáltatott fajlagos értékeket kezelni eredményként, mivel paraméter változás esetén gyorsan eldönthető, hogy a meglévő árnyékolás megfelel-e az új limiteknek, illetve mekkora áttervezést igényel a rendszer.

Ideiglenes paraméter növelés esetén a dózismegszorítás is változtatható pl.: a területek ideiglenes átminősítésével összekapcsolva. Ezen opciókat a sugárvédelemnek kell eldöntenie.

A diszkrét energia eloszlási tervezési metódus esetén, minden energiára le kell futtatni a szimulációkat és minden esetben teljesülniük kell a dózis limiteknek. A diszkrét módszerrel látható, mely részecske energia tartományra a legérzékenyebb a rendszer.

A végleges terv esetén nagy indított részecskeszámmal is el kell végezni a szimulációt.

9 MÓDSZERTANI ÚTMUTATÓ FEJLESZTÉSEK FELAKTIVÁLT (RADIOAKTÍV) ANYAGOK KERESÉSÉHEZ (T4, CI., CIV, CV, CVI.)

9.1 Módszertani útmutató sugárforrások kereséséhez

Az ELI ALPS-ban a kockázati elemzések alapján különböző sugárvédelmi biztonsági szinteket kell kialakítani. Ebben a részben az „A” épület HTA besugárzó laboratóriumában, az ún. HF PW lézerrendszerrel történő szilárd céltárgy besugárzása utáni szükséges sugárvédelmi intézkedéseket, és az ehhez tartozó kutatási eredményeket tárgyalom. A módszertani útmutató célja, hogy szakmai segítséget nyújtson a nyílt sugárforrásnak minősülő céltárgyról leváló törmelék, vagyis akár a néhány μm -es felaktiválódott (radioaktív) anyagok hatékony kereséséhez, megtalálásához, valamint a besugárzó kamra dekontaminálásához. A felaktivált céltárgy darabok várhatóan kis mérete (pár μm , szemmel nem látható) megnehezíti a kezelésüket, így ionizáló sugárzások mérésére alkalmas készülékek használata indokolt. Ebben a környezetben a környezeti szennyezés (kontamináció) és humán szennyezésének (inkorporáció) kockázata megnőhet [122].

Az útmutatóban leírtak az operátorok, illetve sugárvédelmi megbízott számára segítséget adhatnak a leváló céltárgy törmelékek felkutatásához [123-125]. Az ELI ALPS dozimetriai rendszere és beléptető protokollja segíti a sugárvédelmi szakemberek munkáját, mivel a belépést megelőzően on-line láthatóak a besugárzó teremben a dózisteljesítmény szintek, valamint a beléptető protokollal gátolhatóvá válik a szabálytalan, illetve nem engedélyezett belépés (58. ábra). A besugárzást követően (a besugárzási kamrában vákuumot kell létrehozni a kísérletek alatt) a vákuumot lassan meg kell szüntetni, majd a kamrát ki kell nyitni. Különösen ügyelni kell arra, hogy a céltárgyról esetlegesen levált mikroszkopikus méretű radioaktív szennyeződések ne juthassanak ki a besugárzó kamrából. Nyitást követően egy robotkar kiemeli a besugárzott, aktív céltárgyat a besugárzó kamrából. A céltárgyat egy jól záródó nylon tasakba kell helyezni, amit egy vonalkóddal (vagy azonosító címkével) kell ellátni. A besugárzott céltárgyról érdemes minden információt a digitális archívumba is felvezetni (fénykép, besugárzási körülmények, mért gamma spektrum, egyéb dokumentumok). A későbbiekben a céltárgyról így minden információt a vonalkód és informatikai program segítségével könnyedén meg lehet keresni.

A felaktiválódások miatt a további kezeléshez szükség lesz mozgatható ólom, paraffin téglákra. A felaktiválódott anyagokat mindig célszerű távfogókkal mozgatni, továbbá

ólomtökökre is szükség lehet a besugárzott céltárgyak (levált darabok) épületen belüli szállítására. A céltárgyat egy ólom tároló konténerbe kell helyezni a tárolásra kialakított laboratóriumban. A céltárgy elszállítása után a következő lépés a besugárzási kamra dekontaminálása. Ehhez a művelethez megfelelően kvalifikált személyek szükségesek, vagyis át kell esniük az átfogó sugárvédelmi, gyakorlati tanfolyamon és vizsgán, valamint rendszeres időközönként szimulációs gyakorlatokat is el kell végezniük. Az öltözetnek meg kell felelnie a tisztatér technológiának a lézertechnológia miatt, illetve a sugárvédelmi előírásoknak is. A védőruházat fel- és levételét ún. fekete-fehér öltözőben kell elvégezni, ami az MTA/HTA termék bejárata előtt található. A mérőműszereket szintén védőburkolattal kell ellátni az esetleges kontamináció elkerülése végett. Ellenőrizni kell a mérőműszerek kalibráltságát, hitelesítését és a mérőeszközök akkumulátorainak töltöttségi szintjét is.



58. ábra: Az ELI ALPS dozimetriai rendszere

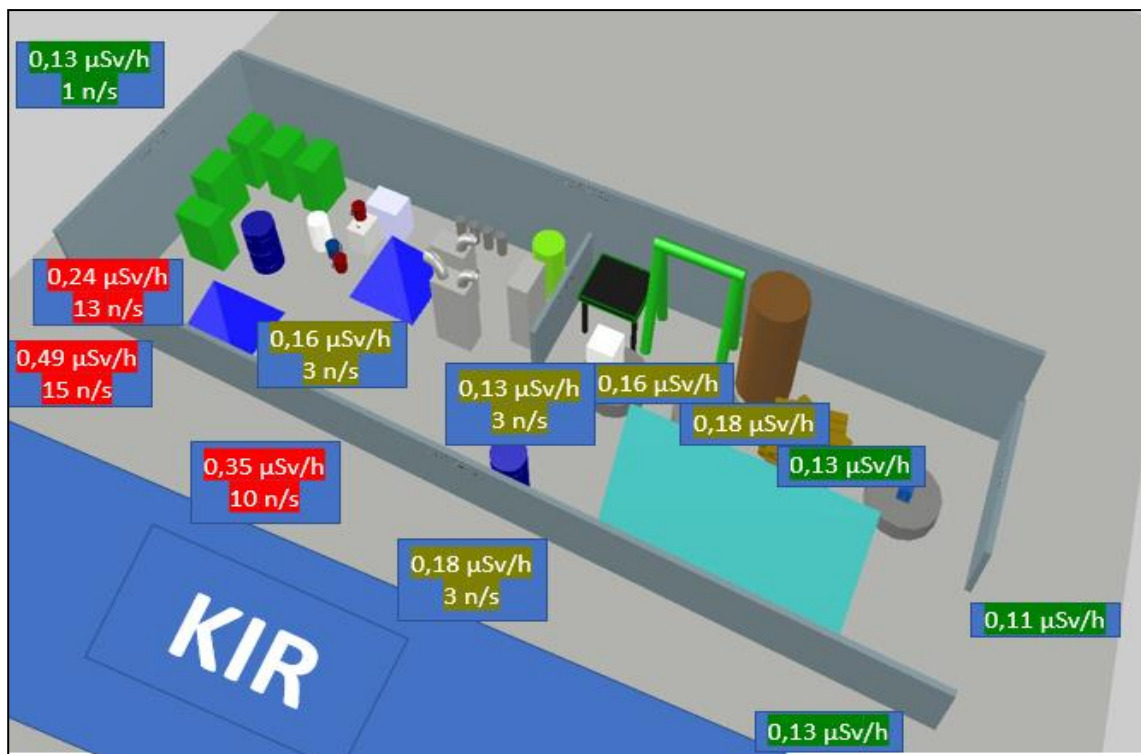
Minimum két személy megfelelő védőöltözetben mehet be a besugárzó termekbe, felszerelve a személyi dozimetria eszközeivel: hatósági Tl (**T**ermolumineszcens **d**oziméter), EPD (**E**lectronic **P**ersonal **D**osimeter); továbbá a mérésekhez szükséges detektorokkal: felületi szennyezettség mérő, α - β - γ mérők, valamint kézi nuklidazonosító készülék. A területen az első intézkedésként háttérsugárzást mérnek. Ezután a dózisteljesítmény helyenkénti változása alapján a céltárgyról levált, esetlegesen nagy aktivitású szennyeződéseket kell lokalizálni. Amennyiben a dózisteljesítmény a műszer detektálási szintje alá esik, érdemes a műszert spektrum analízáló üzemmódba kapcsolni. Így meghatározható a kis gamma aktivitású felaktiválódott anyagok egy része.

A műszer által mért remanens ionizáló sugárzás két helyen keletkezhet. Egyrészt a kamra felaktiválódott anyagából, másrészt a kamra falára rakódott aktív szennyeződésekől származhat. A keletkezés helye dörzsmintavétel segítségével határozható meg. Fontos a detektor megfelelő elhelyezése is, mivel a csak spektrum analízissel detektálható szennyeződések akár annyira kis aktivitásúak is lehetnek, hogy a helytelen mérési módszerrel nem mutathatók ki. Ezért a mérőszondát a vizsgált felülethez a lehető legközelebb, merőlegesen tartva kell a mérést elvégezni, mivel a dózisteljesítmény a távolság négyzetével arányosan csökken. A dekontaminálást hosszú szárú csipesszel megtartott, dekontamináló szerbe mártott vattával kell elvégezni. A használt vatták veszélyes kis aktivitású radioaktív hulladéknak minősülnek. Dekontaminálás után a védőruházatok vizsgálata felületi szennyezettség mérővel feltétlenül szükséges, amit a védőruházatok levétele követ. A kamra sugárvédelmi ellenőrzésének időtartama kb. fél óra. A folyamatról jegyzőkönyv készítése szükséges. A munkafolyamat során használt, esetleg elszennyeződött szerszámokat, alkatrészeket, ezek tárolására kialakított helyiségből kell felvenni, leadni, illetve használaton kívül ott kell tárolni.

9.2 Tanpályák, gyakorlatok, FOSTER

A nagyteljesítményű lézerberendezés hosszabb távú működése során számolni kell a céltárgyak, a besugárzó kamra, az árnyékoló elemek és egyéb berendezések felaktiválódásával. Emellett a reziduális sugárzás miatt figyelembe kell venni az ún. forró pontok kialakulását, és a háttérhez képest emelkedettebb dózisteljesítményeket. Kisméretű és kisebb aktivitású anyagokat még normál háttérsugárzás érték mellett is hosszadalmas és nehéz lokalizálni. Nagyobb háttérsugárzás esetén ehhez speciális eszközökre és megfelelő gyakorlatra van szükség. A 490/2015 (XII. 30.) rendelet [123] értelmében, amennyiben Magyarországon sugárforrást találnak, vagy foglalnak le a hatóságok, akkor esetenként több, elsődleges detektálásra és reagálásra is jogosult és detektálási képességekkel rendelkező hatóság is kivonul(hat) a helyszínre: Katasztrófavédelem, TEK (Terrorelhárítási Központ), Nemzeti Nyomozó Iroda. Radioaktív anyag (pl.: zárt radioaktív sugárforrások) esetén az illetékes helyszínelő az NNI (Nemzeti Népegészségügyi Intézet) készenléti csapata, vagyis az OSKSZ (Országos Sugáregészségügyi Készenléti Szolgálat). Amennyiben az anyag nukleáris, akkor a HUN-REN EK feladata az anyag helyszíni vizsgálata, kategorizálása, begyűjtése és elszállítása a HUN-REN EK telephelyére.

Emiatt a HUN-REN EK Sugárbiztonsági Laboratóriuma létrehozta az ún. MEST (Mobile Expert Support Team) csapatát, melynek elsődleges feladata felkészülni a nukleáris anyagok felkutatására az egyszerűtől az igen bonyolult esetekig [124]. A 490/2015 (XII. 30.) rendelethez kapcsolódó eljáró szervek kiképzésére a HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpontban tanpályákat hoztunk létre melynek neve FOSTER: First responder centRe at Energy Research on Nuclear Security [125-128]. A tanpályákon sokféle scenáriót lehet begyakorolni. A tanpályák közül a Központi Izotóp Raktár (KIR) mellett elhelyezkedő „hangár” a speciálisabb, mivel itt normál háttér mellett állandó emelkedett háttérrel alakítottam ki a KIR-ben tárolt radioaktív forrásokkal (59. ábra):



59. ábra: A KIR melletti tanpálya dózisteljesítmény térképe

Az emelkedettebb háttér miatt ez a terület ideális gyakorlóterület, mivel a remanens dózisteljesítménnyel rendelkező besugárzó termékekhez hasonló körülmények lettek kialakítva. Az SBL forráskeresési eljárásokat dolgozott ki (az útmutató kidolgozásában én is résztvettem), mely megtalálható az Országos Atomenergia Hivatal honlapján [125]. Emellett a MEST jelenlegi csapata már számos nemzetközi konferencián demonstrálta a forrás keresést, illetve a helyszínelő rendőrséggel közös eljárásrendet dolgozott ki (melyben szintén résztvevő voltam). A tanpálya segítségével időben fel lehet készíteni az ELI ALPS szakembereit a felaktivált anyagok és forró pontok lokalizálására, emelkedett háttér mellett.

9.3 Virtuális sugárforrás rendszer

A tanpálya területeire az OAH csak zárt, a fizikai védelmi rendelet szerint [129] 4. és 5. kategóriájú sugárforrásokat engedélyezett, így a tanpályán a nagy dózisteljesítményű terek, illetve kontamináció, ezáltal a dekontamináció nem gyakorolható valós körülmények között. Emiatt az ELI-ben keletkező felaktiválódásból származó felületi szennyezettség lokalizálása, megszüntetése, illetve baleseti szituációk (hirtelen dózisteljesítmény növekedés, amennyiben az ionizáló sugárzás eltérül és nem az árnyékolásba csapódik) begyakorlása kérdésessé vált. A fenti problémákra az ún. Virtuális sugárforrás rendszer továbbfejlesztése jelentette a megoldást. A rendszer egyfajta Mixed Reality rendszer, mely nem ionizáló sugárzás használ fel (rádiófrekvenciás elven működik), így biztonságos, ugyanakkor a felhasználó számára teljesen realiztikusán működik. A rendszerrel a fent említett scenáriókat valós időben végre lehet hajtani, így az ELI ALPS szakembereit a várható speciális helyzetekre fel lehet készíteni, mely jelentősen megnöveli a létesítmény sugárbiztonságát. Ezzel minimalizálható a rendkívüli események köre [122]. A fejlesztés az ELI ALPS mellett más intézmények számára is hasznos lehet, több technológiát és vonatkozó szakirodalmat is megvizsgáltunk [130-145]. A virtuális rendszer alapvetően a mikrohullámú adó és vevő közötti távolság mérésen, illetve pozíció meghatározáson, illetve az abból számolt távolság méréseken alapul. A virtuális rendszer a távolság ismeretében számítja ki az imitált dózisteljesítményt a megadott értékek alapján [58]. A rendszert a fejlesztés során több esetben is teszteltük, felhasználtuk [146-149].

Ahogy korábban említettem, a nagy aktivitású sugárforrással, illetve felületi szennyezettséggel tilos (az „indokoltság” elvének nem-teljesülése miatt) a gyakorlatozás, ugyanakkor fontos, hogy inaktív körülmények is realiztikus gyakorlást végezzünk. A virtuális radioaktív sugárforrás rendszer kifejlesztésének célja az volt, hogy ilyen scenáriókat is lehessen valóságként, - egyben biztonságosan gyakorolni.

A rendszer két főbb részből áll. Az egyik maga a virtuális rendszer, a másik az imitálásra alkalmas megjelenés, amivel elhithető a felhasználó számára, hogy valós körülmények között gyakorol. A virtuális rendszernek két működési módja van, mindkét esetben végső soron a cél a távolságmérés.

Az ún. virtuál mód esetében a rendszer egy adóból (sugárforrás, szennyezés) és egy vevőből áll (dózisteljesítménymérő, felületi szennyezettség mérő). Ekkor a gyakorlatozás során használt térrészbe el kell helyezni az adót fizikálisan, ehhez persze lehet imitációt használni, pl.: radioaktív sugárforrás tartó, sugárforrás jelzés stb. Tehát az adó fizikai

pozíciója fix, míg a vevő-detektorral a felderítő mozog és a rendszer 100 ms-onként meghatározza az adó-vevő direkt távolságát. A vizsgálati térben több adó-vevő is felhasználható, azaz több felderítő, több sugárforrás.

Az ún. virtuál-virtuál módban a rendszer továbbra is használja a vevőt (detektor) mint fizikai eszközt, mely a felderítőnél van. A különbség, hogy itt a térben fizikálisan nem helyezünk el adót, hanem az ún. Anchor rendszer segítségével a terület külső határán több ilyen egységet elhelyezve a tér tetszőleges pontjába szoftveresen definiálható egy vagy több adó, azaz sugárforrás és/vagy szennyezés. Ebben az esetben a szoftveresen definiált sugárforrás/szennyezés pozíciója fix, míg a fizikális detektor a felderítőnél van, amit mozgat. A rendszer a detektor pozícióját a térben meghatározza 400 ms-onként, és a detektor-forrás pozícióiból kiszámítja a távolságot.

Amennyiben túl sok detektor és forrás van egyszerre elhelyezve a térben, akkor előfordulhat, hogy a rendszernek összességében több mint 1 másodpercre van szüksége minden érték kiszámításához. A rendszer minimális válaszadási időigénye az alábbi egyenlettel határozható meg:

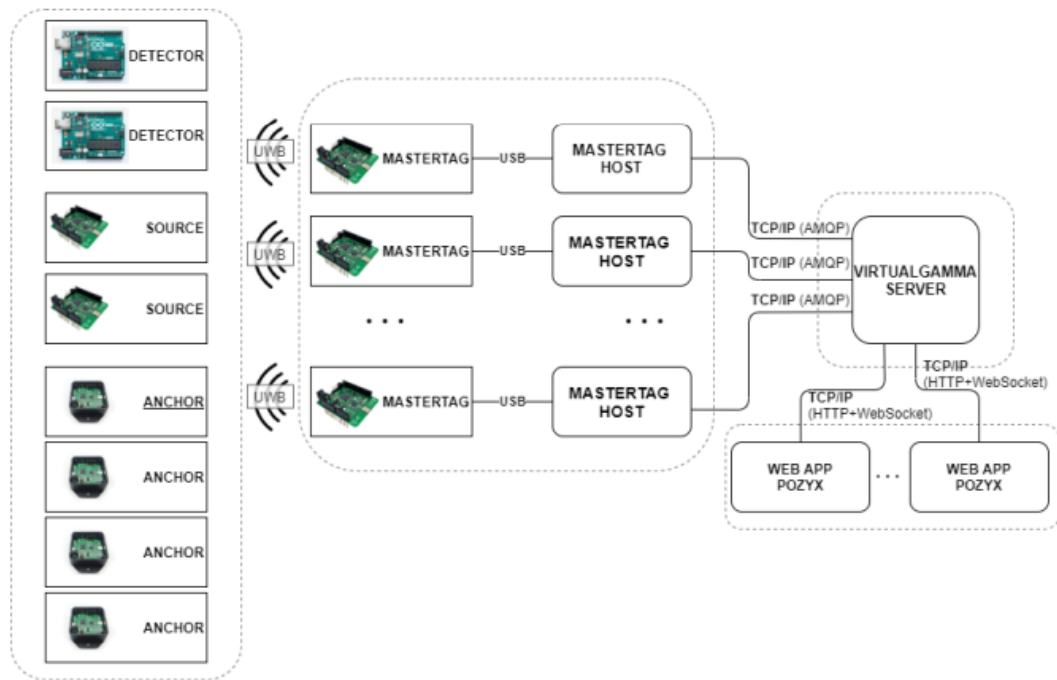
$$T_R = D \cdot S_{vir} \cdot t_R \quad (19)$$

ahol:

- T_R : a rendszer teljes számítási időigénye [ms],
- D : aktív detektorok száma [db],
- t_R : a rendszer mintázási időigénye detektoronként értéke 100 ms virtuál és 400 ms virtuál-virtuál detektoronként [ms],
- S_{vir} : virtuális, illetve virtuál-virtuál források száma [db].

A virtual módban pl.: 2 detektort és 5 forrást használva érjük el az 1 másodpercet, míg virtuál-virtuál módban 1 detektor és 2 forrást használva 0,8 másodperc a rendszer minimális ideje. Ez a legtöbb scenárió esetén elegendő.

A rendszer a Pozyx szélessávú rádió frekvenciás technológiáját használja [144] és a meghatározott „pillanatnyi” (100 ms, illetve 400 ms) távolság adatokat felhasználva másodperces frissítéssel a detektor kijelző paneljén megjeleníti a felületi szennyezettség, illetve dózisteljesítmény adatokat. A virtuális rendszer részei az adó, vevő, akkumulátor, laptop, Anchor antennák és az ún. Master tag, ami gyűjti az adatokat az adó-vevőkből. A rendszer tartalmaz egy Raspberry Pi 3 Linux alapú számítógépet (Virtual Gamma Server), ezen fut a számításokhoz fejlesztett szoftver és ez dolgozza fel az adatokat (2 GB RAM, 1,2 GHz processzor). Az alábbi 60. ábrán a rendszer elvi összekapcsolási rajza látható:



60. ábra: A virtuális rendszer részei

Az adott scenárió tervezésekor az operátornak meg kell adni a sugárforrások paramétereit (izotóp, aktivitás, felületi szennyezettség mértéke) és pozícióit. Az operátor ezen adatokat betáplálja a rendszer felhasználói felületére.

Dózisteljesítmény mérés esetén a rendszer az alábbi egyenlet alapján számolja ki az adott távolsághoz tartozó dózisteljesítményt:

$$H^*(10) = k_\gamma \cdot A / r^2 \quad (20)$$

ahol:

- $H^*(10)$: Az r távolságban a forrástól mérhető környezeti dózisegységérték teljesítmény [$\mu\text{Sv/h}$],
- A : A felhasználó által kiválasztott izotópra megadott napi aktivitás [MBq],
- r : A detektor és a pontszerűnek feltételezett sugárforrás között a rendszer által mért távolság [m],
- k_γ : A kiválasztott izotópra vonatkozó dózis konverziós faktor (dózistényező) [$\mu\text{Sv/h}\cdot\text{m}^2/\text{GBq}$].

Amennyiben egy izotóp kiválasztásra kerül, akkor automatikusan hozzárendelődik az izotóphoz tartozó k_γ érték, az előre beprogramozott k_γ értékeket [58] az MSZ 62-2:2017 szabvány tartalmazza. Így rendelkezésre áll az aktivitás, k_γ érték, valamint a mért távolság, amiből a rendszer automatikusan meghatározza és másodpercenként frissíti az imitált dózisteljesítmény értékeket.

Felületi szennyezettség mérés esetén meg kell adni a maximális felületi szennyezettség értékét (A_{SCmax}) [Bq/cm^2] és definiálni lehet a felületi szennyezettség kiterjedését (r [cm]). A felületi szennyezettség (A_{SC}) csökkenésére a távolsággal többféle függvényt is meg lehet adni, mi első körben lineárisan csökkenő függvényt adtunk meg:

$$A_{SC} = A_{SCmax}, \text{ amikor } r < R_1 \quad (21)$$

$$A_{SC} = A_{SCmax} \frac{R_2 - r}{R_2 - R_1}, \text{ amikor } R_1 < r < R_2$$

$$A_{SC} = 0 \text{ amikor } R_2 \leq r$$

ahol:

- r : a detektor távolsága a felületi szennyezettség maximumától (A_{SCmax}),
- R_1 : a maximális szennyezettség kiterjedésének a sugara,
- R_2 : a szennyezettség kiterjedésének sugara.

A fejlesztés abban egyedülálló, hogy más gyártók fluoreszcens anyagot használnak és annak fényintenzitását mérik [131], a jelenlegi fejlesztésnél tetszőlegesen beállíthatók az értékek és tetszőlegesen változtathatóak a scenárió folyamán. Egy dekontaminálási procedúránál először meg kell határozni a felületi szennyezettség kiterjedését és annak mértékét. Ezt követően kell elvégezni az egyes dekontaminálási fázisokat. Az operátor előre be tudja programozni az egyes dekontaminálási fázisokhoz tartozó maximális felületi szennyezettség értékeket pl.: exponenciálisan csökkenő függvényt használva. Így két dekontaminálás között az operátor átkapcsolja a maximális felületi szennyezettség értékeket, ez a gyakorlatban két másodpercet vesz igénybe, és onnantól automatikusan csökken a teljes szennyezettség értéke. Azaz minimális operátori beavatkozásra van szükség, melyet a felhasználó nem érzékel, így valós időben realiztíkus elvégezhető a teljes dekontaminálási folyamat.

A rendszer használatakor, pl.: sugárforrás keresésénél, vagy háttérhez képest magasabb dózisteljesítmények közötti dekontaminálási munkálatok során képes a rendszer az aktuális dózistérképet megjeleníteni (61. ábra) [132].



61. ábra: Az aktuális dózistérkép megjelenítve, feltüntetve a forrásokat és a felderítő útvonalát

9.4 A virtuális radioaktív felületi szennyezettség és virtuális felületi szennyezettség mérő

A virtuális gamma sugárzó forrással és a virtuális dózisteljesítmény mérővel valóságként demonstrálható egy gamma sugárzó radioaktív anyag dózisteljesítmény- és felületi szennyezettség mérése. Az alfa sugárzók felületi szennyezettség mérési karakterisztikája ettől egészen eltérő. Utóbbi sugárzás csak közvetlen közlelről mérhető, ugyanakkor a szennyezés szinte minden esetben kiterjedt.

A virtuális radioaktív szennyezettség mérőnek és virtuális radioaktív szennyezésnek az alábbi tulajdonságokkal kell rendelkeznie:

- A virtuális felületi szennyezettség mérőnek külső megjelenését tekintve hasonlítania kell az igazi felületi szennyezettség mérőhöz (62. ábra jobb-bal oldali készülék mérő ablaka).
- A mérési karakterisztikának valóságként kell lennie, azaz csak közvetlen közlelről szabad a rendszernek bejeleznie.
- A virtuális szennyezés a valós szennyezéshez hasonlóan kiterjedt felületű, melynek szélén a felületi szennyezettség értéke minimális, míg a közepén maximális.
- A rendszernek mérnie (jeleznie) kell a dekontaminálás hatását.

9.4.1 Virtuális felületi szennyezettség és szennyezettség mérő bemutatása a felhasználó-gyakorlatozó szemszögéből

A gyakorlatlan (be nem avatott) felhasználó a valós és virtuális felületi szennyezettség mérő között a készülék küllemét és működését tekintve elvileg nem tud különbséget tenni. A készülék a felületi szennyezettség értékeket [Bq/cm²]-ben jeleníti meg. A programozható felületen be lehet állítani a felületi szennyezettség maximális értékét, illetve a felületi

szennyezettség kiterjedését. Továbbá a háttér értéket és a dekontaminálás utáni értékeket is definiálni lehet. Az operátor on-line figyelheti a virtuális szennyezettség mérő készülék által mért értékeket és a megfelelő pillanatban a különféle felületi szennyezettségi szintek között tud váltani. Tehát az adott folyamathoz a megfelelő érték beprogramozható pár másodperces átállási idővel. Az alábbi 62. ábrán ugyanazon etalon ^{239}Pu forrás (alfa sugárzó) mérése során a valódi és a virtuális felületi szennyezettség mérő látható.



62. ábra: A valósi (bal oldali ábra) vs. virtuális felületi szennyezettség mérő (jobb oldali ábra) „mért” alfa felületi szennyezettség értéke (valós mérőeszköznél az alsó érték) a második etalon forrás esetén, mindkét esetben $26,4 \text{ Bq/cm}^2$

Amennyiben az alfa sugárzó ^{239}Pu etalon sugárforrást letakarjuk, a valósi műszer is a háttér értéket mutatja.

9.5 A virtuális felületi szennyezettség mérő bemutatása egy scenárión keresztül

A bemutatott scenárióban egy radioaktív sugárzást mérő detektor bejelez az egyik sugárkapunál. Ezután a talált nukleáris anyagot a 490/2015. (XII. 30.) rendelet alapján vizsgálatra elszállítják a HUN-REN EK laboratóriumába [123]. A gyanús csomag kicsomagolásakor egy ampulla az asztalra esik és eltörik, a benne lévő anyag kiszóródik az asztal felületére.

Első lépésként felületi szennyezettség mérővel háttérmérést kell végezni, majd az asztalt kell szisztematikusan végigmérni. Amennyiben észlelhető felületi szennyezettség, annak nagyságát és kiterjedését is meg kell határozni. Amennyiben a mért értékek meghaladják a beavatkozási szintet az MSZ 62-7:2017 alapján, meg kell kezdeni a dekontaminálást. A dekontaminálás hatásfoka az alábbi egyenlet alapján számolható:

$$E=100 \cdot (A_k/A_0) \quad (22)$$

ahol:

- E: a dekontamináció hatásfoka [%],

- A_k : aktivitás koncentráció értéke a felület tisztítás után [Bq/cm^2],
- A_0 : aktivitás koncentráció értéke a felület tisztítása előtt [Bq/cm^2].

A dekontamináció hatásfoka a felület érdességétől, nedvszívó képességétől, a szennyező anyag fizikai-kémiai formájától, valamint a dekontamináló szertől és a dekontaminálás technikájától függ. A hatásfok a felület többszöri tisztítása esetén egyre csökken. A dekontaminálási fázisokat követően két állapot állhat fenn. (a) A szennyezést sikerült nem detektálható szintre csökkenteni. (b) A felületről a maradék szennyezés az adott dekontamináló technológiával nem eltávolítható.

A 63. ábrán az egyes tisztítási folyamatokat követően a virtuális felületi szennyezettség érték csökkenését mutatjuk be. A felület dekontaminálásakor a nem fixált felületi szennyezettség jellemzően exponenciális jellegűen csökkenni kezd. A virtuális rendszert exponenciális felületi szennyezettség csökkenésre állítottuk be.



63. ábra: A „mért” virtuális felületi szennyezettség értékek csökkenése a dekontaminálási fázisokat követően

A sorozatos dekontaminálást követően a szennyezettség értékre egyre lassabban kezd csökkenni, majd megáll. Ennél a pontnál az összes nem fixált szennyeződést sikerült eltávolítani. A fixált szennyezés az adott dekontaminálási technikával nem jön le a felületről, így annak értéke állandó. Ugyanakkor az alfa sugárzó anyag letakarásával elérhető a mért felületi szennyezettség tényleges zéró értéke, mivel az alfa sugárzás áthatólképessége minimális.

9.6 Összegzés

Az ALARA-elv értelmében, a sugárvédelemben a különösen veszélyes, nagy kockázattal járó tevékenységeket radioaktív anyag alkalmazása és így dóziskövetkezmény nélkül, de a lehető legreálisabb körülmények között kell begyakorolni, így a tényleges munkavégzésnél előforduló hibázási lehetőség minimalizálható. Az ELI ALPS-nál legrosszabb esetben akkor lehet a termen kívül hirtelen megugró prompt dózis térre számítani, ha a másodlagos nyaláb cél téveszt, a nyalábcspadát elkerülve a besugárzó terem falába ütközik, és ez az

állapot hosszabb időn át fennáll. A HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpont Sugárbiztonsági Laboratóriuma közreműködéssel kifejlesztette a virtuális radioaktív sugárforrás kereső rendszerét az ahhoz tartozó dózisteljesítmény mérővel. Ezt a rendszert kiegészítettük virtuális „radioaktív” felületi szennyezettség mérésének képességével is. A felületi szennyezettség mérését sokféle eltérő szituációban kell megoldani. Tisztán alfa- vagy béta-sugárzó izotópok esetén nagyon fontos nem csak elmagyarázni, bemutatni a mérést, de meg is kell tapasztalni, mert csak így érzékeltethető ténylegesen a felderítés bonyolultsága. A valós felületi szennyezettséggel történő gyakorlatozás igen veszélyes lenne, ugyanis sugárszennyezés és inkorporáció (lenyelés, belégzés) jelentős kockázattal járna. A kezdő gyakorlatozók általában még nem rendelkeznek megfelelő rutinnal, ezért számukra különösen kockázatos a felületi szennyezettség mentesítése. A virtuális rendszer abszolút biztonságos, bárhol alkalmazható és a felületi szennyezettség mérésének lehetőségével egy teljes dekontaminálási scenárió méréstechnikai imitálása megvalósítható teljesen valóságghűen, sugárvédelmi következmények nélkül. A virtuális rendszer segítséget nyújthat az ELI ALPS szakemberei számára a biztonságos felkészülésre.

Az ELI ALPS munkatársai számára a HUN-REN EK telephelyén egyrészt a speciális „hangár” tanpálya (lásd 59. ábra) áll rendelkezésre, ahol valódi mérőeszközökkel valós körülmények között emelkedett háttérben tudnak gyakorolni. Például lehetséges felaktivált céltárgyat keresni a természetes háttérrel meghaladó remanens dózisteljesítmény mellett. Másrészt rendelkezésre áll a virtuális rendszerünk is, mely segítségével egy közvetlen árnyékolás nélküli nyaláb által okozott hirtelen dózistér-növekedés szimulálható. Így tesztelhetők a sugárvédelmi szakemberek, operátorok reakciói és a felaktivált céltárgyak által elszennyezett területek dekontaminálásának valóságghű gyakoroltatása is kivitelezhető.

10 PULZÁLT TEREK MÉRÉSTECHNIKÁJA (T5, CVII.)

Jelenleg Magyarországon nincs a Budapest Főváros Kormányhivatala Metrológia és Műszaki Felügyeleti Főosztály [18] által kiadott, illetve elfogadott tesztelési, kalibrálási, hitelesítési eljárás pulzált sugárzási terekben történő mérésekre. Ugyanakkor az Országos Atomenergia Hivatallal (OAH) történt egyeztetéseken az OAH jelezte, hogy az ELI-ALPS munkahelyein történő sugárveszélyes munkák engedélyének kiadáshoz a későbbiekben szükség lesz az ott alkalmazott dózis- és dózisteljesítménymérő készülékek tesztelésére. Kezdeményeztem a Sugárbiztonsági Laboratóriumnál (EK SBL) a tesztlaboratórium képességek kiterjesztését, és készítettünk két OAH MMT pályázatot a témában [19-20]. Az ELI keretein belül pár év alatt igen nagy dózisteljesítményű pulzált tereket kívánnak létrehozni [21], valamint a későbbiekben a lézerek fejlődésével a pulzált terek volumene még inkább növekedni fog [45]. Szükséges lesz a dózis és dózisteljesítmény pontos mérése ilyen esetekben is, mivel egyes mérőeszközök bizonyos határok (dózisteljesítmény csúcs) felett már nem képesek a valós értéket mérni. Az irodalmi tapasztalatok szerint alul mérnek, azaz a mérés nem konzervatív [24-31].

Stacioner terek esetén a detektor jelfeldolgozó egysége nem képes minden jelet időben feldolgozni és így a valós és a beállított mérési idő különbözik. A mérőrendszer egyszerre mindig egy bejövő jelet dolgoz fel valamennyi idő alatt, majd visszaáll mérőképes állapotba. A mérőképesség visszaállásáig eltelt idő a holtidő. Pulzált terek esetén a holtidő megnövekszik, ezt nevezzük effektív holtidőnek. A stacioner holt idővel fejezhető ki az, hogy a detektor bizonyos jeleket nem képes feldolgozni, mivel egységnyi idő alatt több jel jön, mint amennyit az elektronika képes feldolgozni, ez elvesztéshez vezet. Az effektív holt idő a stacioner holtidőhöz képes továbbá figyelembe veszi a pulzált tér frekvenciáját és az impulzus időtartamát. A 23-as egyenlet alapján látható minél nagyobb a frekvencia és az impulzus időtartama annál inkább csökken a mért beütésszám. A stacioner terek esetén - ha a teret létrehozó sugárforrás felezési ideje több nagyságrenddel hosszabb a mérési időnél - az ionizáló sugárzás intenzitása közel állandónak tekinthető egy adott mérési ponton. Pulzált terek (így pl. a lézeres gyorsítással keltett ionizáló sugárzások) esetén a mért beütésszám az alábbi módon közelíthető [150]:

$$m=n/(1+n\cdot t/f\cdot T) \quad (23)$$

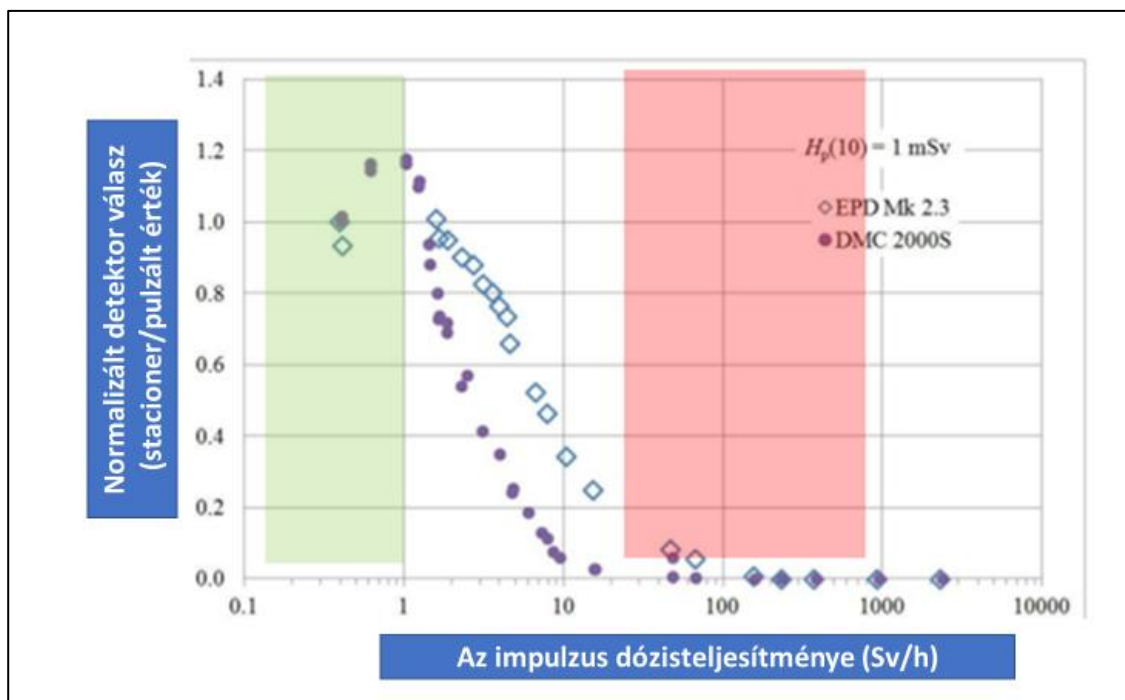
ahol:

- m: mért beütésszám
- n: névleges beütésszám
- f: impulzus frekvenciája,

- T: impulzus időtartama,
- t: a detektor holtideje stacioner térben
- $t/f \cdot T$: effektív holtidő.

Stacioner térben meghatározzuk a detektor holtidejét ($t_{\text{stacioner}}$). Pulzált tér esetén a tényleges holtidő ehhez képest megnövekszik, ekkor $t_{\text{effektív, pulzált tér}} = t_{\text{stacioner}}/f \cdot T$. Például: $f = 25 \text{ Hz}$, egy impulzus időtartama $T = 4 \text{ ms} \rightarrow f \cdot T = 25 \cdot 0,004 = 0,1$ (10 %), azaz a holtidő pulzált terek esetén növekszik (effektív holtidő): $t \rightarrow t/f \cdot T$. A fenti példa esetén a stacioner állapothoz képest az effektív holtidő a 10-szeresére növekszik.

Pulzált tér esetén a tényleges dózisteljesítmény a háttér szinthez képest igen gyorsan megnövekszik, majd szintén gyorsan lecsökken a háttér értékére. A 64. ábrán a stacioner térben mért dózisteljesítmény értékek vannak összehasonlítva a pulzált térben mért dózisteljesítmény értékekkel.



64. ábra: Állandó dózissal besugározott EPD-k mért értékei az impulzus idő csökkenésének függvényében, zöld tartomány kvázi stacioner sugárzás, piros tartomány intenzív pulzált tér [28].

Kérdés, hogy az operatív sugárvédelmi szempontokból releváns területeken (besugárzó termeken kívüli térrészek) elhelyezett mérőeszközök képesek lesznek-e megfelelően mérni a pulzált tereket. Az ELI ALPS-ban elhelyezett berendezések teszteléséhez felhasználtuk a külföldön alkalmazott specifikációkat [32-38].

Az ellenőrzéseim során tapasztaltam, hogy az ELI ALPS-ba telepített FHT 192 gamma tranziens szondák (dózteljesítmény-mérők) gyakran jeleztek impulzust, annak ellenére, hogy az ionizáló sugárzást létrehozó berendezések nem is üzemeltek. A „mért” impulzus először hirtelen növekszik, majd lassabb ütemben csökken (FHT 192 mérési eredménye). Ez a jelenség igen nagy probléma lehetett volna, mivel az indokolatlan detektorjelzések leállíthatják a kísérleteket. A probléma megoldása érdekében a detektorok pulzált terekben való tesztelését határoztuk el.

10.1 Tesztlaboratóriumi vizsgálatok

Javaslatomra a HUN-REN EK Sugárbiztonsági Laboratórium Tesztlaboratóriumát (ahol detektorokat tesztelünk) kiterjesztettük pulzált terek vizsgálatára. Az ehhez szükséges OAH engedélyt megszereztem.

Első körben több detektort is teszteltem pulzált térben, melyet egy röntgen generátor állított elő. A tesztméréseket egy XRS-3X-RAY SOURCE típusú hordozható készülékkel végeztem, ami pulzált ionizáló röntgensugárzást bocsát ki. A készülék gyári adatai:

- Impulzusonkénti dózis a gépkönyv szerint: 2,6-3,6 mR 12 inch-re a forrástól (26-36 μ Sv 30,5 cm-re a forrástól),
- Névleges impulzusgyakoriság: 15 Hz,
- Gyorsító feszültség: 270 kV,
- Impulzusidő: 20 ns.

10.1.1 Ionkamrás detektorok (STEP OD-02 vs. FHT 192) összemérése

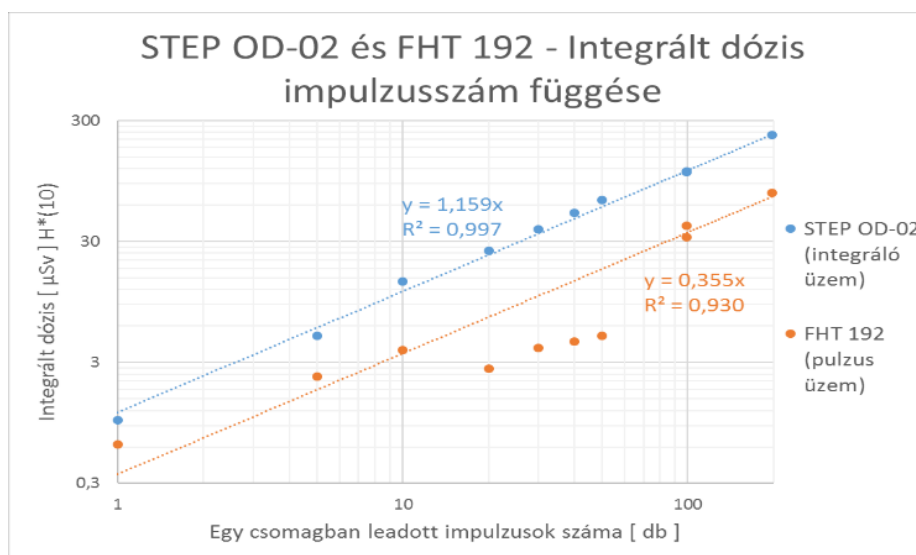
A fejezet bevezetőjében leírt pulzált sugárforrás és a detektorok távolságát 150 cm-re állítottam be. A névleges sugárdózis egy impulzusban ebben a távolságban a négyzetes sugárzás intenzitás-csökkenés törvényével számolva $H^*(10)$ -ben: 1,28 μ Sv, a gépkönyv szerinti 26 μ Sv és a 36 μ Sv átlagából számolva. Az első összemérés során a STEP OD-02 integráló, míg az FHT 192 az ELI ALPS-ban beállított pulzus dózteljesítmény mérő üzemmódban működött (ekkor még nem állt rendelkezésre integráló mód). Ezt az eltérést egy későbbi tesztméréskor sikerült kiküszöbölni, amikor az FHT 192 adatgyűjtő egységén végzett firmware csere után megismételtem az első ütemben végzett méréseket, amikor mindkét eszköz integráló módba volt beállítva. Az FHT 192 ionkamra FHT6020 adatgyűjtőjének EEPROM memóriájában tárolt szoftver – másnéven firmware – felelős a mérőszondából érkező jelek feldolgozásáért és a mérés vezérléséért. Az adatgyűjtő kétféle firmware-rel működtethető:

- hagyományos dózteljesítmény gyűjtésére szolgáló (pulzálo üzemmód),

- a dózist számító ("integráló") firmware-rel.

Kérésemre a gyártó a firmware-k közötti váltást elvégezte. Az ionkamrás eszközökkel mért értékek környezeti dózisegyenértékben vannak megadva, azaz $H^*(10)$ -ben.

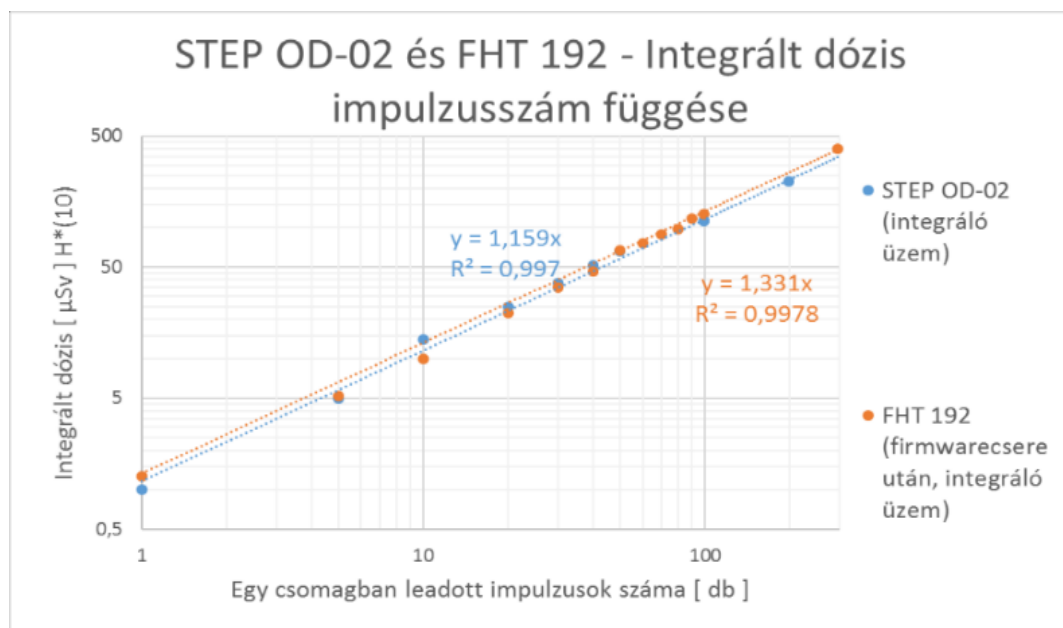
A tesztmérések során a detektorválaszt, illetve az integrált dózismennyiséget vizsgáltam az „egy csomagban” leadott impulzusok számának függvényében. Egy csomagnak tekintettem egy impulzussorozat futtatást. A röntgen forrás készülék 1, 2, ... 99 impulzust tud leadni egy futásban, egy csomagban. Ezek a csomagok kb. 1-10 másodperc ideig tartó, folyamatosan ismétlődő impulzusok sorozatai voltak, amelyen belül érkezett impulzusok nem különülnek el az ábrázolt idődiagramokon sem a STEP OD-02, sem az FHT 192 detektor esetében az egy másodperces időfelbontásuk miatt. Az alábbi 65. ábra mutatja a csomagokban lévő impulzusok integrált dózist log-log skálán mind a két ionkamrára (FHT 192 esetében manuálisan integrált dózis). Az illetett zérus-zérus metszéspontú egyenesek meredeksége megadja a több mérésre vonatkoztatott egy impulzusra jutó dózisértéket (STEP OD-02 esetében $1,16 \mu\text{Sv}/\text{impulzus}$; FHT 192 esetében $0,36 \mu\text{Sv}/\text{impulzus}$). Jól megfigyelhető a különbség a két eset között, a STEP OD-02 esetében elég jól illeszkednek a pontok az egyenesre, ugyanakkor a másik esetben látványosan kiszórnak a 20-tól 50 impulzust tartalmazó csomagok pontjai. (Megjegyzés: A két különböző meredekségű illetett egyenes ránézésre párhuzamos, azaz egyazon meredekségű, ez csak a log skála beállítottsága miatt van.) [19 pp 35-50]



65. ábra: A csomagokban leadott dózisértékek az első tesztkörös összehasonlításban [19]

Az FHT 192 pulzus módban deficittel mérte a pulzáló jellegű, nagy csúcsdózisteljesítményű sugármezőt. Ezután újra elvégeztem a méréseket, de most integráló módban, mivel az adatgyűjtő egységének firmware cseréje után a készülék képes

volt integráló módban mérni, és így elkerülhető volt a töltésvesztés. A 66. ábra mutatja a csomagokban lévő impulzusok integrált dózisát log-log skálán mind a két ionkamrára (FHT 192 firmware csere után, végső körös tesztmérés adatokra). Az illesztett egyenesek meredeksége megadja a több mérésre vonatkoztatott egy impulzusra jutó dózisértéket, vagyis STEP OD-02 esetében ez $1,16 \mu\text{Sv}/\text{impulzus}$. FHT 192 esetében ez integráló módban $1,33 \mu\text{Sv}/\text{impulzus}$ lett. Jól megfigyelhető a különbség, illetve a hasonlóság a mért pontok és a két illesztett egyenes között a korábbiakhoz képest is. Mindkét esetben elég jól illeszkednek a pontok, és az illesztett görbék szórása alacsony. A pontok és a meredekségek látványosan jobban közelítik egymást a korábbiakhoz képest [19 pp 35-50].



66. ábra: A csomagokban leadott dózisértékek a második körös összehasonlításban, azaz az FHT 192 ionkamra adatgyűjtőjének firmware cseréje után integráló üzemű mérésben [19]

A több mérésre vonatkoztatott, egy impulzusra jutó dózist megkaphatjuk átlagérték képzéssel is, ha az egyes csomagmérések dózisait elosztjuk az impulzusszámaikkal. Ez STEP OD-02 esetében $1,20 \mu\text{Sv}/\text{impulzus}$ 11,1 %-os relatív szórással; FHT 192 esetében $1,22 \mu\text{Sv}/\text{impulzus}$ 9,2 %-os relatív szórással. Azaz szórásaikon belül jól megegyeznek az eredmények. FHT 192 esetében az átlag és a relatív szórás értéke jól visszaadja, hogy az FHT 192 integráló módban stabil adatot szolgáltat a feltételezhetően állandó dózisu impulzusokról, ezáltal az érték meghatározása már nem kérdőjeles a STEP OD-02-vel és a STEP OD-02 gépkönyvvel összehasonlításban [19 pp 35-50].

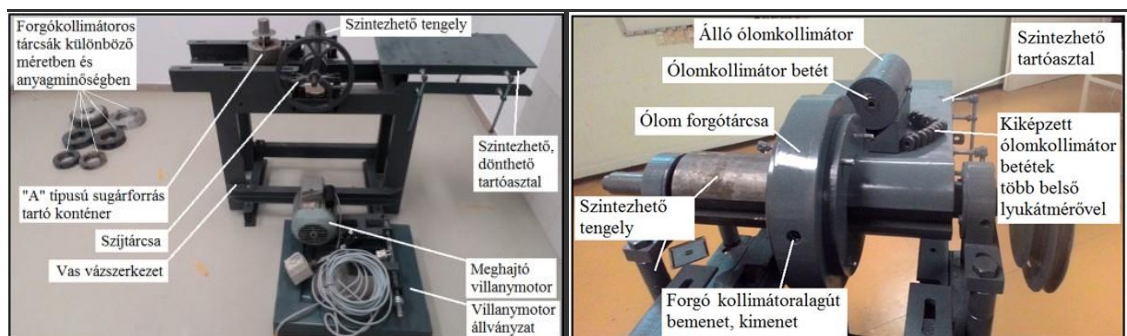
Megállapítottuk, hogy az FHT detektoroknál szükséges a firmware csere ahhoz, hogy pontosabb értékeket mérjenek. Az ELI ALPS-ban használt detektorban a firmware csere

javaslatomra megtörtént, és azóta nincsenek indokolatlan tranziens gamma dózisteljesítmény mért értékek.

10.1.2 A Gamma chopper

A referencia pulzált terek előállításához javaslatomra a HUN-REN EK-ban kifejlesztésre került egy gamma nyaláb „szaggató” berendezés (Gamma-chopper) is. Ez a készülék, amennyiben neutronsugárzó radioaktív anyagot alkalmazunk (pl.: ^{252}Cf , $^{241}\text{Am}(\text{Be})$) referencia pulzált neutron tér előállítására is alkalmas (67. ábra). A berendezéssel az alábbi pulzált tér érhető el:

- Az impulzus plató (ténylegesen beállított árnyékolás nélküli dózisteljesítmény értéke (máximális. dózisteljesítmény))/háttér aránya > 100 ,
- a frekvencia 21 Hz,
- impulzus hossza: 2,1 ms.



67. ábra: A referencia pulzált teret előállítani képes Gamma-chopper berendezés [20]

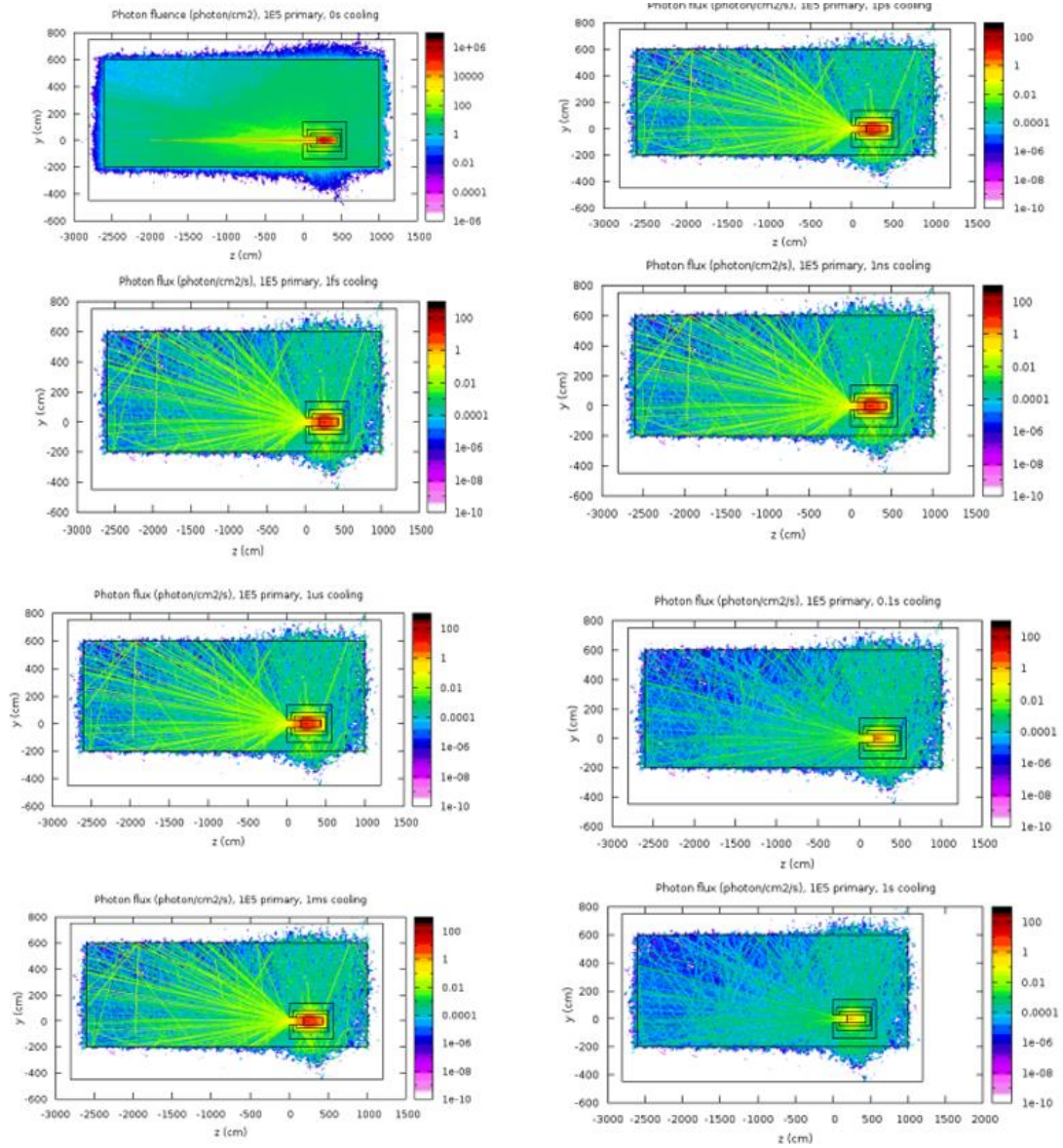
A berendezés által előállított pulzált tér impulzushossza nagyságrendben hasonló, mint az ELI ALPS-ban várhatóan kialakuló pulzált tereké, valamint a maximálisan várható dózisteljesítmény szintén nagyságrendben hasonló, mint ami az ELI besugárzó termein kívül kialakul. A gyorsítóknál és főként ELI-ben az elektromágneses és hadron kaszkádok miatt a több típusú részecske eltérő részecske energiával fog rendelkezni, valamint zavaró elektromágneses impulzus (EMP) is jelen lehet, ami a mérésekre kihat. Egyrészt az EMP megzavarja a detektor jel feldolgozó elektronikáját, valamint nem kizárt, hogy az egyes részecske típusoknál eltérő energiák esetén nem azonos érzékenységgel mér az eszköz. A Gamma chopper berendezéssel EMP nélkül, egyféle, monoenergetikus részecskére (pl.: ^{137}Cs forrás) lehet referencia térben vizsgálni a készülékeket, így ezek pulzáltmező-detektáló képessége is egyértelműbben megállapítható.

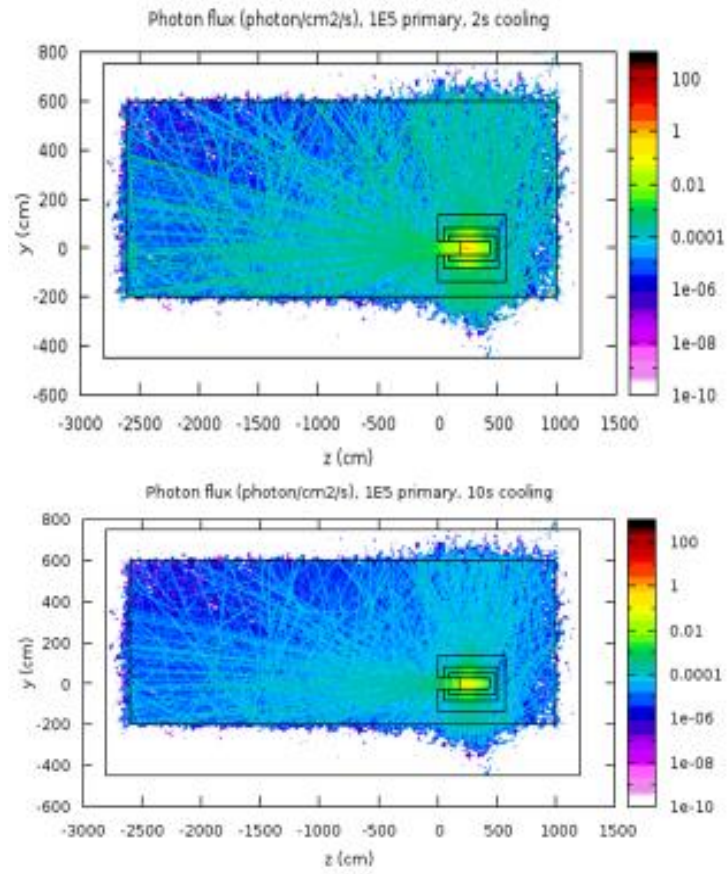
10.2 Pulzált terek időbeliségének vizsgálata

A pulzált terek kialakulása komplex események sorozata, emiatt a másodlagos (lézerefény által generált elektron/proton nyaláb) sugárzás impulzus időhossza megnövekszik, mivel az anyaggal való kölcsönhatás nem lehet pillanatszerű. A detektorokat nem célszerű a direkt nagy energiájú nyaládba tenni, mivel ekkor a nagy dózisteljesítmény hatására károsodhat a detektor anyaga, felaktiválódhat, illetve kaszkád kialakulásakor EMP is keletkezik, ami tranziens feszültség kilengéseket generál a detektor elektronikájában. Ez a detektor jelfeldolgozó elektronikáját részlegesen vagy teljesen üzemképtelenné teheti.

FLUKA szimulációt alkalmazva vizsgálható volt, hogy a besugárzás pillanatától kezdve milyen rövid idő elteltével alakul ki a prompt részecske fluens tér. Az időbeli lefutást megvizsgálva látható, hogy a kezdeti gyors fluens felfutás szinte azonnal eléri a maximumot, és a kaszkád folyamatok leállásáig, azaz addig, ameddig az átlagos részecske energia a kritikus szint alá nem esik, a prompt részecske fluens értéke közel állandó (67. ábra). Így a kezdeti közel normál eloszlású, ám igen keskeny félértékszélességű csúcs kiszélesedik és a detektor által mért sugárzási tér impulzus ideje ms nagyságrendű. A 67. ábrán a foton fluens időbeli változása látható a 0, 1 fs, 1 ps, 1 ns, 1 μ s, 1 ms, 0,1 s, 1 s, 2 s és 10 s időléptékekben az általam készített FLUKA szimulációk alapján (SPWe nyalábvonal, 2 GeV elektron).

Az időbeli kiszélesedés oka feltételezhetően a kaszkád effektusok időtartama, mivel a sokszoros összetett kaszkád effektusok folyamatosan generálják a részecskéket, melyek egy része abszorbeálódik. A részecske generálás exponenciális jellegű, majd az abszorpció hatására egyensúly alakul ki a generált és abszorbeált részecskék között (10., 12. ábra). A generált részecske átlag energiájának kritikus szint alá csökkenésekor szűnik meg a generált részecske utánpótlás. A generált és abszorbeált részecske egyensúly ideje alatt számos részecske keletkezik és abszorbeálódik, ez időben kiszélesíti a részecske fluens jelenlétét. Emiatt a FLUKA a 67. ábrán látható módon a foton részecske fluenst egy időben kiszélesedett eseménynek jeleníti meg. Az ábránk a kölcsönhatás pillanat felvételi, a kölcsönhatástól számított idők: 0 s, 1 ps, 1 fs, 1 ns, 1 μ s, 0,1 s, 1 ms, 1 s, 2 s, 10 s. Látható a kölcsönhatás pillanatától egészen közel a ms-os időtartományig a fluens tér közel állandó, és ezt követően kezd el a fluens tér szignifikánsan csökkenni.





67. ábra: Foton fluens időbeli változása, FLUKA szimulációk alapján

11 ÖSSZEGZETT KÖVETKEZTETÉSEK

11.1 Új tudományos eredmények

A doktori dolgozatban bemutattam az ELI ALPS sugárvédelmének tervezésének egyes elemeit, valamint tágabb értelemben a sugárvédelem kialakítását (sugárvédelem pillérei). A dolgozatban elért és használt eredmények a létesítmény előkészítési, tervezési, építési, beüzemelési fázisában is hasznosnak bizonyultak. A jövőben is használhatóak lesznek, mivel az MTA-ban meglévő nyalábvonalak működési paraméterei növekedni fognak, illetve a HTA besugárzó teremben folyamatosan épülnek ki az újabb nyalábvonalak. Az ELI ALPS sugárvédelmének megtervezése interdiszciplináris szemléletet követel. A munkámhoz szükséges volt elsajátítottam a FLUKA kód használatát. A tézispontokhoz kapcsolódó főbb eredmények:

- (1) (T1, CI) A besugárzott céltárgyak részlegesen megolvadhatnak, feltöredezhetnek, emellett igen kis darabok lepattoghatnak róluk, emellett fel is aktiválódhatnak. Emiatt egy eljárásrend részeként ajánlásokat fogalmaztam meg. A céltárgyat csak távtartóval szabad megfogni, valamint a besugárzást követően a sugárvédelmi szakembereknek kereső- felderítő lépést kell beiktatni, hogy a későbbi kontamináció elkerülhető legyen. Az eljárásrend általam kidolgozott egyes részei bekerültek az ELI ALPS Munkahelyi Sugárvédelmi Szabályzatába.
- (2) (T1, CI) A céltárgyban és/vagy az azt körülvevő anyagokban az ún. elektron reflux hatására fékezési röntgensugárzás is keletkezhet. A tervezett üzemviteli paramétereket felhasználva meghatároztam extrapoláció segítségével (10^{15} W/cm² mért intenzitásból kiindulva 10^{19-22} W/cm² intenzitásig) a várható fotondózist a besugárzó kamra körül. Megállapítottam, hogy jelentős dózisosokra (2,4 Sv/s) lehet számítani a besugárzási kamra környékén, emiatt kiemelten fontos az oktatás és a PSS interlock rendszer megfelelő logikájának kiépítése, hogy ilyen körülmények között senki se tartózkodhasson a besugárzó teremben, erre külön felhívtam a PSS tervezőinek a figyelmét. Javasoltam, hogy a HUN-REN EK-ban gyártott PorTL mérőrendszert alkalmazzák a besugárzó kamra körüli foton dózis tér meghatározására, mely szintén bekerült az ELI ALPS Munkahelyi Sugárvédelmi Szabályzatába. Ellenőrző mérések segítségével, amikor az ELI ALPS lézereinek fókuszált intenzitását elkezdi megnövelni, nagyságrendenként lehet majd meghatározni a nemzetközi szakirodalomban jelenleg még hiányzó

fotondózis adatokat. Ezzel a módszerrel a jelenlegi, extrapolációval kapott görbe validálható lesz.

- (3) (T2, CII) Az óriás rezonancia neutronok általi felaktiválódással egyértelműen számolni kell nagyobb részecske energiák esetén. A felaktiválódás minimalizálható megfelelő árnyékoló anyag választásával, mely kevésbé aktiválódik fel és kevesebb óriás rezonancia neutront generál, ezért a az elvégzett szimulációk alapján közepes rendszámú anyagokat választottam. A kísérletek folyamatos nyomon követésével, tervezésével, mérésével meghatározható lesz a felaktiválódás mértéke a besugárzó teremben, megfelelő pihentetéssel, cserével pedig a hulladékok volumene minimalizálható lesz.
- (4) (T2, CII) Az ELI Beamlines-nak tervezett nyalábcspadát továbbfejlesztettem a még hatékonyabb neutronárnyékolás érdekében, valamint a csehországi tervektől eltérően kisebb darabokból terveztem meg a nyaláb cspadát, emiatt könnyebb azt mozgatni, szállítani, és egyszerűbb bizonyos időközönként lecserélni és pihentetni a leginkább felaktiválódott csapdaraszéket.
- (5) (T3, CIII) A tervezés során kihívás volt időben teljesíteni a tervezési részfeladatokat. Emiatt a szimulálási időkeretet le kellett csökkenteni, úgy, hogy érdemi információvesztés ennek ellenére ne történjen. Megvizsgáltam ennek a lehetőségét, és sikerült kidolgoznom egy olyan eljárást, melynek segítségével kisebb indított részecskeszámmal is megfelelően tudtam tervezni, amivel jelentős időt tudtam megtakarítani és adott időkeret alatt többféle elképzelést tudtam megvizsgálni, illetve paraméteroptimalás vizsgálatot végezni.
- (6) (T3, CIII) A tervezéshez megalkottam a tervezés fő egyenletét, majd egy Excel táblázatba programoztam fel az átrendezett egyenletet. A táblázat segítségével gyorsan meghatározhatók a dózismegszorításokból származtatott prompt, illetve fajlagos dózis limitek és bármely paraméter változás esetén szintén előállnak az új módosult értékek. A paraméteroptimalás vizsgálatok alapján látható, hogy az operációs paraméterek egyenesen arányosak a fajlagos dózissal. A dózismegszorítással úgy lehet a fajlagos dózis limitnél nagyságrendet növelni, ha megfelelő munkaszervezéssel csak sugárvédelmi besorolású munkavállalók tartózkodnak az „A” épületben a besugárzások idején. A keletkező szekunder sugárzások adatait figyelve megállapítható, hogy minél

nagyobb a keltett részecske energiája, annál kevesebb keletkezik belőle, és fordítva. Ebből következik, hogy egy adott nyalábvonal esetén nem feltétlenül a legnagyobb energiájú komponens a limitáló tényező.

Az árnyékolások geometriai elrendezését is megvizsgáltam. A szimulációk igazolták, hogy minél távolabb tudjuk az árnyékolást elhelyezni annál rosszabb az árnyékolás hatásfoka, továbbá a részecske (elektron) energia növekedés hatásvizsgálatánál látható, hogy 100 MeV és 1 GeV közti növekedés esetén lesz szükség az árnyékolás kiegészítéséhez (6 nagyságrend növekedés), míg GeV tartományban csak 2 nagyságrendnyi emelkedés várható. A szimulációk alapján látható, hogy minél közelebb helyezük el az árnyékolást a forráshoz, annál hatékonyabban lehet azt árnyékolni. A kutatói igények ezt több esetben teszik lehetővé, és emiatt külön fődém se helyezhető a besugárzó kamra fölé. Az árnyékolás illesztésekre, átfedésekre is nagy hangsúlyt kell fektetni, mivel nem megfelelő illesztési réseken a sugárzás jet formájában kilőhet.

- (7) (T4, CI, CIV, CV, CVI) A HUN-REN EK-ban javaslatomra tanpályákat létesítettünk, a munkahelyi sugárvédelmi tevékenység gyakorlására. A beltéri pálya tartalmaz enyhén emelkedett háttérű térrészeket, ezt kifejezetten az ELI számára alakítottam ki. A beltéri pályán az ELI-hez hasonló remanens dózisteljesítményű terekben lehet sugárforrást, felaktiválódott anyag keresést valós körülmények között gyakorolni. Továbbá a HUN-REN EK-ban a részvétellel kifejlesztett virtuális sugárforrás rendszer segítségével a nyaláb eltérülés okozta hirtelen dózisteljesítmény növekedést lehet bemutatni és gyakorolni az ilyenkor szükséges sugárvédelmi tevékenységeket: gyors felderítés, döntés, beavatkozás. Javaslatomra a rendszert tovább fejlesztettük, és így megvalósult a virtuális felületi szennyezettséggel történő dekontaminálási gyakorlatok elvégezhetősége, mely teljesen valóságos, ugyanakkor biztonságos. Az ELI-ben a felaktivált céltárgy darabkák és a hot spotok felületi szennyezettséget okozhatnak, emiatt javasoltam a virtuális rendszer továbbfejlesztését. Az ELI működésének fejlődésével járó sugárvédelmi kihívásokra (forráskeresés emelkedett dózistérben, dekontaminálás, hirtelen dózisteljesítmény növekedés) a tanpályával, virtuális rendszerrel fel lehet készülni.
- (8) (T5, CVII) Az ELI ALPS működése pulzált sugárzási tereket hoz létre. A sugárvédelmi berendezések megbízható működésének elősegítésére a HUN-REN EK-ban javaslatomra az SBL Tesztlaboratóriumát kiterjesztettük pulzált terek elemzésére.

Kifejlesztettünk egy referencia pulzált teret előállítani képes berendezést (ún. Gamma chopper), továbbá a szükséges sugárvédelmi dokumentumok elkészítésével hozzájárultam az ehhez szükséges OAH engedély megszerzéséhez. A tesztlaboratóriumban a STEP OD-02 és FHT 192 detektorokat összemértem. Az eredmények alapján az ELI-ben használt GT szondák firmware cserére szorultak, és javaslatomra ezen csere meg is történt. A csere után már nem volt tapasztalható indokolatlan riasztás a detektorok által. Két OAH MMT tanulmány is készült, melynek társszerzője voltam, ezen tanulmányok nagyban hozzásegítik az OAH-t a pulzált terek sugárvédelmi problémáinak megértéséhez, valamint segítséget nyújthatnak az ELI ALPS engedélykérelem elbírálásában.

11.2 Ajánlások

A doktori dolgozatban megfogalmazott ajánlásaim hasznosak lehetnek az ELI-hez hasonló lézeres gyorsítók tervezéséhez, illetve az ELI nyalábvonalainak továbbtervezéséhez. Ajánlom a kutatókkal, mérnökökkel és az engedélyező hatóság (OAH) szakembereivel történő szoros együttműködést, egyeztetéseket. A részecskefizikai folyamatok elemi szintű ismerete és megértése fontos, mivel tisztában kell lenni a fizikai folyamatokkal (lézerefény - anyag kölcsönhatás, gyorsítási mechanizmusok, elektromágneses és hadron kaszkádok, felaktiválódás). Az árnyékolások tervezésénél még a szimuláció előtt kikövetkeztethető, hogy körülbelül milyen kiterjedésű és anyagú védelemre van szükség. Az ezt követő szimuláció elsősorban a pontosabb méretezésben segít.

- (1) (T1, CI) A Munkahelyi Sugárvédelmi Szabályzat betartásával és az eljárásrend folyamatos gyakorlásával minimalizálható a felaktivált céltárgy által okozott kontamináció.
- (2) (T1, CI) A besugárzó termekben meghatároztam a kamra körüli várható fotondózistereket. Az eredmények alapján ajánlottam a PorTL területi dózismérő rendszer használatát, azaz a doziméterek kihelyezését a kamra körül, majd a besugárzások utáni kiértékelését, így validálható lesz a szakirodalmi extrapoláció által kapott görbe meredeksége. A fenti gondolatból adódóan ajánlom a PSS rendszer körültekintő megtervezését, ne állhasson elő semmilyen körülmény között olyan állapot, hogy besugárzás alatt a besugárzó terembe be lehessen menni.
- (3) (T2, CII) A sugárvédelmi tervezéshez szimulációs Monte Carlo kód szükséges. E kód haladó felhasználói szintű ismerete elvárható a sugárvédelmi szakemberektől, olyan

kódot kell használni, választani, ami képes a várhatóan keltett részecske típusokat és energiákat kezelni.

(T2, CII) A nyalábcspadák és árnyékolások anyagának elsősorban közepes rendszámú anyagok használatát javaslom, mivel a nagyrendszámú anyagokban újra indulhatnak a kaszkádok a kis kritikus energia miatt, nagyobb visszaszórás jelentkezhet (pl. neutronokra ólom árnyékolásnál), valamint hajlamosabbak a felaktiválódásra és nagy hozamú óriás rezonancia neutronokat termelnek, ami növeli a környező anyagok felaktiválódását. A kis rendszámú anyagok fő abszorbensnek nem alkalmazhatók, mert igen kiterjedt méretű árnyékolást kellene készíteni.

- (4) (T2, CII) Az árnyékolást érdemes modulárisra tervezni, ugyanakkor nagy figyelmet kell fordítani az illesztésekre, hogy a réseken kilövő jet sugárzást elkerüljük.
- (5) (T3, CIII) Ajánlom a gyorsított szimulációs eljárás használatát, mivel nemcsak a tervezésben, tovább tervezésben, paraméteroptimalás vizsgálatok esetén hasznos, de egy esetleges üzemzavar vagy baleset gyorsabb sugárvédelmi étékelésére is lehetőséget ad.
- (6) (T3, CIII) Ajánlott paraméteroptimalás vizsgálatokat végezni, mivel számos fontos megállapítás vonható le az eredményekből, úgymint:

Nem feltétlenül a legnagyobb energiájú részecskékhez tartozik a legszigorúbb fajlagos dózis limitáció.

Érdemes az árnyékolást a forráshoz minél közelebb elhelyezni. Ha ez nem lehetséges, számolni kell a kiszóródással, valamint az árnyékolási hatások csökkenésével, illetve a kémény effektussal.

A fenti gondolatból következően érdemes lehet a Munkahelyi Sugárvédelmi Szabályzatban korlátozó előírásokat bevezetni. Ha a besugárzások alatt a besugárzó termék felett és a folyosókon nem sugárvédelmi besorolású munkavállaló nem tartózkodhat, akkor a prompt/fajlagos dózis limiteknél legalább egy nagyságrend nyerhető. Ezen megoldáshoz a PSS rendszert is hozzá kell fejleszteni, tehát az egész „A” épületre ki kell terjednie a beléptető rendszer érzékelőinek.

Nagyon fontos az árnyékolás megfelelő pozicionálása a várható nyaláb irányokat figyelembe véve, ellenkező esetben a besugárzó termen kívül a dózisterhelés több nagyságrendet növekedhet.

Ajánlom a sugárvédelmi tervezésnél (ideértve a nyalábvonalak megközelítésének helyigényét), hogy a 100 MeV-es nagyságrendű részecske nyalábok sugárvédelmi átervezésénél várhatóan kiegészítő árnyékolást kell alkalmazni, mivel az energia növekedéssel jelentősen nőhet a fajlagos dózis tér, míg a már kiinduláskor is GeV-es nagyságrendű nyaláboknál ez a növekedés kevésbé szignifikáns.

- (7) (T4, CI, CIV, CV, CVI) A várható felaktiválódás és a kialakuló hot spotok miatt ajánlom a HUN-REN EK tanpályákon történő gyakorlatozást, kiegészítve a virtuális rendszer lehetőségeivel. Javaslom a felderítési eljárásrend beillesztését a Munkahelyi Sugárvédelmi Szabályzatba.
- (8) (T5, CVII) Ajánlom az ELI ALPS-ban használatos detektorok tesztelését referencia pulzált térben. A referencia pulzált mező rendelkezésre áll a Gamma chopper berendezés által, mely fejlesztésében jómagam is részt vettem. Nagyon fontos a mérő készülék megfelelő üzemmódú beállítása.

(T5, CVII) Ajánlom a pulzált terek mérésére alkalmas detektorokat összekötni a lézer rendszert irányító egységgel, a sugárvédelmileg biztonságos üzemelés érdekében, de csak a fenti ajánlások betartásával, különben a sok pozitív fals jelzés ellehetetleníteni a kísérletek végrehajtását.

12 IRODALOMJEGYZÉK

- [1] ELI ALPS honlap: <https://www.eli-alps.hu/> (Letöltve: 2023.05.22.)
- [2] FAURE J. et al.: A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams, *Nature*, vol.431, pp. 541–608., 2004.
- [3] TAJIMA T., DAWSON J. M.: Laser electron accelerator, *Phys. Rev. Lett*, vol.43, pp. 267–270., 1979.
- [4] AMIRANOFF F. et al.: Electron acceleration in Nd-laser plasma beat-wave experiments, *Phys.Rev.Lett.*,vol.74, p. 5220., 1995.
- [5] PUKHOV A., TENVEHN J. M.: Laser wake field acceleration: The highly non-linear broken-wave regime, *Appl.Phys.B*,vol.74, p. 355., 2002.
- [6] MANGLES S. et al.: Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions, *Nature*,vol.431, pp. 535–538., 2004.
- [7] CALDWELL A., LOTOV C., PUKHOV A., SIMON F.: Proton-driven plasma wake field acceleration, *NaturePhysics*,vol.5, pp. 363–367., 2009.
- [8] ESAREY E., SCHROEDER C. B., LEEMANS W. P.: Physics of laser-driven plasmabased electron accelerators, *Rev.Mod.Phys.*,vol.81, p. 1229., 2009.
- [9] MODENA A. et al.: Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves, *Nature*,vol.377, pp. 606–608., 2002.
- [10] ELI ERIC honlap: <https://eli-laser.eu/> (Letöltve: 2023.04.22.)
- [11] BAUER J., LIU J. C., PRINZ A. A., ROKNI S., TRAN H., WOODS M., XIA Z., GALTIER E., LEE H-J., MILATHIANAKI D., NAGLER B.: Measurements of Ionizing Radiation Doses Induced by High Irradiance Laser on Targets in LCLS MEC Instrument, SLAC PUB-15889, 2013.12.15. <https://www.osti.gov/biblio/23082908> (Letöltve: 2015.03.29.)
- [12] Vulcan laser facility honlap: <https://www.clf.stfc.ac.uk/Pages/Vulcan.aspx> (Letöltve: 2023.07.28.)
- [13] National Ignition Facility, NIF honlap: <https://lasers.llnl.gov/about/how-nif-works> (Letöltve: 2021.08.03.)
- [14] Bella Berkely laser honlap: <https://bella.lbl.gov/> (Letöltve: 2012.04.15.)
- [15] Salamaca PW laser honlap: https://www.clpu.es/en/vega_introduction (Letöltve: 2015.08.12.)
- [16] HiPER laser honlap: <http://www.hiper.org/> (Letöltve: 2014.10.10.)

- [17] KECSKÉS T., OSZKÓ A., BODOR K., ZAGYVAI P.: A LEIA Sugárvédelmi Leírása, 2019.
- [18] Budapest Főváros Kormányhivatala Metrológia és Műszaki Felügyeleti Főosztály honlapja: <https://mkeh.gov.hu/meresugy> (Letöltve: 2023.10.10.)
- [19] BODOR K., GULYÁS A., CSÖME CS., TÓTH CS.: Impulzus üzemű ionizáló sugárzást létrehozó berendezés által generált pulzált terek vizsgálata, sugárzásmérő detektorok, detektáló rendszerek tesztelése és a tesztelést segítő szimulációk, OAH-MMT tanulmány, 2019.
- [20] BODOR K., GULYÁS A.: Pulzált sugármező, mérőeszközök és forgótárcsás kísérleti berendezés vizsgálati eljárásainak megalkotása. Az előállított pulzált sugármező, a mérőeszközök és a kísérleti berendezés tesztelése, OAH-MMT tanulmány, 2020.
- [21] OSVAY K., SZABÓ G.: Lézeres neutronforrás fejlesztése
https://mersz.hu/hivatkozas/matud202012_f52076#matud202012_f52076
(Letöltve: 2023.01.15.)
- [22] ESPOSITO A.: Radiation Protection around laser-based accelerators, előadás ELI WP6 találkozó, Salamanca, Spain 2010.04.26-27
- [23] FLUKA honlap: <https://fluka.cern>, AHDIDA C., BOZZATO D., CALZOLARI D., CERUTTI F., CHARITONIDIS N., CIMMINO A., CORONETTI A., D’ALESSANDRO G. L., DONADON SERVELLE A., ESPOSITO L. S., FROESCHL R., GARCÍA ALÍA R., GERBERSHAGEN A., GILARDONI S., HORVÁTH D., HUGO G., INFANTINO A., KOUSKOURA V., LECHNER A., LEFEBVRE B., LERNER G., MAGISTRIS M., MANOUSOS A., MORYC G., OGALLAR RUIZ F., POZZI F., PRELIPCEAN D., ROESLER S., ROSSI R., SABATÉ GILARTE M., SALVAT PUJOL F., SCHOOF P., STRÁNSKÝ V., THEIS C., TSINGANIS A., VERSACI R., VLACHOUDIS V., WAETS A., WIDORSKI M.: New Capabilities of the FLUKA Multi-Purpose Code, *Frontiers in Physics* 9, 788253, 2022.
<https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2021.788253/full>
(Letöltve: 2014.03.14.)
- [24] HUPE O., ZUTZ H., KLAMMER J.: Radiation protection dosimetry in pulsed radiation fields <https://www.irpa.net/members/TS2f.3.pdf> (Letöltve: 2021.11.22.)
- [25] KLAMMER J., ROTH J., HUPE O.: Novel reference fields for pulsed photon radiation installed at PTB, *Radiat. Protect. Dosim.* 151 (3), pp. 478–482.

- [26] AMBROSI P., BOROWSKI M., IWATSCHENKO M.: Considerations concerning the use of counting active personal dosimeters in pulsed fields of ionizing radiation, *Radiation Protection Dosimetry* (2010), Vol. 139, No. 4, pp. 483–493.
<https://academic.oup.com/rpd/article/139/4/483/1672346?login=false>
 (Letöltve: 2021.04.08.)
- [27] ANKERHOLD U., HUPE O., AMBROSI P.: Deficiencies of active electronic radiation protection dosimeters in pulsed fields, *Radiation Protection Dosimetry* (2009), Vol. 135, No. 3, pp. 149–153., <https://academic.oup.com/rpd/article-abstract/135/3/149/1727634?login=false> (Letöltve: 2019.07.14.)
- [28] ZUTZ H., HUPE O., AMBROSI P., KLAMMER J.: Determination of relevant parameters for the use of electronic dosimeters in pulsed fields of ionizing radiation, *Radiat. Prot. Dosim.* 151, pp. 403–410. (2012),
<https://academic.oup.com/rpd/article-abstract/151/3/403/1607704?login=false>
 (Letöltve: 2014.03.13.)
- [29] GINZBURG D.: Ionisation Chamber for Measurement of Pulsed Photon Radiation Fields, *Radiation Protection Dosimetry*, Volume 174, Issue 3, (April 2017), pp. 297–301.
- [30] ZUTZ H.: Basic requirements on area dosimeters,
https://indico.cern.ch/event/610058/contributions/2459583/attachments/1411802/2159771/AreaDosimetry_Requirements_Zutz_V2_mail.pdf (Letöltve: 2020.02.17.)
- [31] KNOLL F. G.: *Radiation Detection and Measurement*, third edn. (John Wiley & Sons, Inc.) (2000). ISBN 0-471-07338-5. (Letöltve: 2019.09.15.)
<https://phyusdb.files.wordpress.com/2013/03/radiationdetectionandmeasurementbyknoll.pdf>
- [32] IEC TS 62743:2012. Radiation protection instrumentation - Electronic counting dosimeters for pulsed fields of ionizing radiation, Technical Specification, 2012,
<https://webstore.iec.ch/publication/7411> (Letöltve: 2018.08.29.)
- [33] IEC TS 63050:2019. Radiation protection instrumentation - Dosimeters for pulsed fields of ionizing radiation, Technical Specification, 2019,
<https://webstore.iec.ch/publication/30695> (Letöltve: 2020.06.23.)
- [34] IEC/CDV 61526:2010. Radiation protection instrumentation—measurement of personal dose equivalents $H_p(10)$ and $H_p(0.07)$ for X, gamma, neutron and beta radiations—direct reading personal dose equivalent meters, International Electrotechnical Commission. Committee Draft for Voting of International Standard (Geneva: IEC),

International Standard, 2008. <https://webstore.iec.ch/publication/5540> (Letöltve: 2018.06.25.)

[35] IEC/FDIS 60846-1. Radiation protection instrumentation—ambient and/or directional dose equivalent (rate) meters and/or monitors for beta, X and gamma radiation—Part 1: Portable workplace and environmental meters and monitors, International Electrotechnical Commission. Final Draft International Standard (Geneva: IEC), 2014
<https://standards.iteh.ai/catalog/standards/clc/c1a3d0b4-b6eb-4f6c-b509-5498da8e5bbf/en-60846-1-2014> (Letöltve: 2020.02.11.)

[36] ISO/NP TS 18090. 2012. Radiological protection—characteristics of reference pulsed radiation, ISO. <https://www.iso.org/standard/61352.html> (Letöltve: 2017.07.13.)

[37] IEC 62743. Radiation protection instrumentation—electronic counting dosimeters for pulsed fields of ionizing radiation, IEC, TS Ed. 1: 2012., Technical specification, 2012, <https://webstore.iec.ch/publication/7411> (Letöltve: 2018.04.05.)

[38] FEI G. et al.: Establishment of pulsed X-ray reference radiation field and measurement of related parameters, Radiation Physics and Chemistry 198 (2022) 110221, <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0969806X22002638>, (Letöltve: 2023.02.26.) <https://standards.iteh.ai/catalog/standards/iec/2bf16fa3-fdf3-43d8-847b-559cce444f24/iec-61526-2010>

[39] CLARKE R. J., DORKINGS S., HEATHCOTE R., MARKEY K., NEELY D.: Proton activation history on the Vulcan high-intensity petawatt laser facility, Laser and Particle Beams (2014), 32, pp. 455–460. ©Cambridge University Press, 2014 0263-0346/14 \$20.00
Doi:10.1017/S026303461400038X

<https://www.cambridge.org/core/journals/laser-and-particle-beams/article/abs/proton-activation-history-on-the-vulcan-highintensity-petawatt-laser-facility/CF5804FE10DAD0D365B715A71470FCDA> (Letöltve: 2015.03.25.)

[40] HORVATH D.: Shielding and air activation studies about ISOLDE, CERN, 2007.

[41] POCSAI M. A.: Részecskegyorsítás lézerrel, Diplomamunka 2014.
<https://www.kfki.hu/~pocsai/diplomamunka.pdf> (Letöltve: 2015.12.05.)

[42] MOUROU G.: Nobel Lecture: Extreme light physics and application, Rev. Mod. Phys. 91, 030501 – Published 2 July 2019
Doi: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.030501>(Letöltve: 2020.01.14.)

[43] CARDOSO L., MARTI M., LOPES N.: OSIRIS 2.0 application to the 100 PW ELI case, előadás, ELI előkészítő fázis, Salamanca, 2010.

- [44] FÖLDES I.: Részecskegyorsítás lézerplazmában, Fizikai Szemle, 2006/11, LVI. évfolyam
<http://fizikaiszemle.hu/archivum/fsz0611/FizSzem-200611.pdf> (Letöltve: 2009.12.25.)
- [45] TAJIMA T.: Laser acceleration and its future, Proc Jpn Acad Ser B Phys Biol Sci. 2010 Mar; 86(3): pp. 147–157. Doi: 10.2183/pjab.86.147 (Letöltve: 2015.06.08.)
- [46] Buborék effektus szimulációja:
<https://www.youtube.com/watch?v=MINxgmPVF6U&t=2s> (Letöltve: 2014.09.15.)
- [47] MALKA V. et al.: Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse, Science 22 Nov 2002 Vol 298, Issue 5598 pp. 1596-1600. Doi: 10.1126/science.1076782 (Letöltve: 2012.04.05.)
- [48] MOUROU G., KORN G., SANDNER W., COLLINER J. L.: ELI White Book: <https://eli-laser.eu/media/1019/eli-whitebook.pdf> (Letöltve: 2014.01.11.)
- [49] AMIRANOFF F., AUGÉ F., BACKE H., BALCOU PH., BLASCHKE D.-B., BERNARD D., BRASILE J.-P., BULANOV S., CANOVA F., CHAMBARET J.-P., CHARALAMBIDIS D., CHÉRIAUX G., DOLLINGER G., DRUON F., FERRAND R., FORGET N., GEORGES P., GRUENER F., HABS D., HANNACHI F., HATSAGORTSYAN K., HULIN D., KARSCH S., KOMPA K., KRAUSZ F., KUSHELNICK K., LE BLANC C., LEDINGHAM K., MALKA G., MALKA V., MEYER-TER-VEHN J., MORA P., MOUROU G.-A., NAUMOVA N., PEGORARO F., PETITE G., PISKARSKAS A., PITTMAN M., PLÉ F., PUKHOV A., ROTH M., SAUERBREY R., ROUSSE A., SCHARDT D., SCHREIBER J., SEBBAN S., SETTE F., SCHUETZOLD R., TSAKIRIS G., TIKHONCHUCK V., ULLRICH J., VIDEAU H., VRAKKING M., WILLI O.: Proposal for a European Extreme Light Infrastructure (ELI)
- [50] OSVAY K.: Az ELI-ALPS lézerei és kutatási infrastruktúrája https://www.kfki.hu/elftkisk/61_Anket/61_Eloadasok/Osvay_K.pdf (Letöltve: 2013.06.14.)
- [51] FUCHS J., AUDEBERT P., BORGHESI M., PÉPIN H., WILLI O.: Laser acceleration of low emittance high energy ions and applications, ELSEVIER, 2009. Comptes Rendus Physique 10, (2009) pp. 176-187. (Letöltve: 2010.02.03.)
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070509000450>
- [52] KRAUSZ F., IVANOV M.: Attosecond physics, Rev. Mod. Phys. 81, 163 – Published 2 February 2009 Doi: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.163> (Letöltve: 2018.08.29.)

- [53] STEVENSON G. R.: Induced activity in accelerator structures, air and water, https://www1.inl.infn.it/~radprot/index_htm_files/act.pdf (Letöltve: 2017.06.29.)
- [54] STRICKLAND D., MOUROU G. A.: Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt.Commun.*, vol.56, p. 219., 1985.
- [55] PUKHOV A., GORDIENKO S., KISELEV S., KOSTYUKOV I.: The bubble regime of laser–plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol.46, no.12B, p. B179., 2004.
- [56] POCSAI M. A., VARRÓ S., BARNA I. F.: Electron acceleration by a bichromatic chirped laser pulse in under dense plasmas, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 369 (2016) pp. 50-54.
- [57] POCSAI M. A., VARRÓ S., BARNA I. F.: Electron acceleration in under dense plasmas described with a classical effective theory, *Laser and Particle Beams* (2015),33, pp. 307–313.
- [58] MSZ 62-2: 2017. Ionizáló sugárzás elleni védelem. Béta-, gamma-, és röntgensugárzás elleni védelem.
- [59] MSZ 62-3: 2017. Ionizáló sugárzás elleni védelem. A neutronsugárzás elleni védelem
- [60] MSZ 62-4: 2017. Ionizáló sugárzás elleni védelem. Sugárvédelem nagy aktivitású gamma távbesugárzó berendezések és orvosi lineáris gyorsítók alkalmazásakor
- [61] MSZ 62-7: 2017. Ionizáló sugárzás elleni védelem. Sugárvédelem nyitott radioaktív készítmények alkalmazásakor
- [62] MSZ EN 60825-1: 2000. Lézergyártmányok sugárbiztonsági előírásai. - 1. rész: Készülékosztályozás, követelmények és használati útmutató (IEC 825-1:1993)
- [63] SWANSON W. P.: Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators, Technical Reports Series No. 188, Stanford Linear Accelerator Center Stanford University, IAEA Vienna, 1979.
- [64] National council on radiation protection and measurements: NCRP Report No. 144, Radiation Protection for Particle Accelerator, Facilities Recommendations of the NCRP, Issued December 31, 2003. National Council on Radiation Protection and Measurements 7910 Woodmont Avenue, Suite 400/Bethesda, Maryland 20814-3095 Revised March 4, 2005.
- [65] IAEA Technical Reports Series No. 283. Radiological Safety Aspects of the Operation of Proton Accelerators, IAEA Vienna, 1988.

- [66] ICRP Publication 116. International Commission on Radiation Protection: Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures, Ann. ICRP 40(2-5). 2010.
- [67] TANABASHI M. et al.: Passage of Particles Through Matter (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018)
- [68] BATTISTONI G. et al.: Overview of the FLUKA code, Annals of Nuclear Energy 82, 10-18 (2015)
- [69] BATTISTONI G. et al.: Hadron production simulation by FLUKA, J.Phys.Conf.Ser. 408 (2013) 012051
- [70] BATTISTONI G. et al.: FLUKA Capabilities and CERN Applications for the Study of Radiation Damage to Electronics at High-Energy Hadron Accelerators, Prog. Nuc. Sc. Techn. 2:948-954 (2011)
- [71] BOEHLEN T. T. et al.: Benchmarking nuclear models of FLUKA and GEANT4 for carbon ion therapy, Physics in Medicine and Biology 55, 5833, 2010
- [72] VLACHOUDIS V.: FLAIR: a powerful but user friendly graphical interface for FLUKA, Proceedings of the International Conference on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009)
- [73] FASSÒ A. SILARI M., ULRICI L.: Predicting Induced Radioactivity at High-Energy Electron Accelerators, 9th International Conference on Radiation Shielding (1999)
- [74] FASSÒ A., FERRARI A, SALA P. R.: Total Giant Resonance photonuclear cross sections for light nuclei: A database for the FLUKA Monte Carlo transport code, Proc. 3rd Specialists' Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities (SATIF 3), Tohoku University, Sendai, Japan, 12-13 May 1997, OECD-NEA 1998, p. 61.
- [75] FLUKA manual: <http://www.fluka.org/content/manuals/online/INDEX-manual.html> (Letöltve: 2013.01.09.)
- [76] BATTISTONI G., CERUTTI F., FASSO A., FERRARI A., MURARO S., RANFT J., ROESLER S., SALA P. R.: The FLUKA code: description and benchmarking, chrome-extension://efaidnbnmnibpcjpcglclefindmkaj/http://www.fluka.org/content/publications/2007_fermilab.pdf (Letöltve: 2020.05.22.)
- [77] BRUGGER M., FERRARI A., ROESLER S., ULRICI L.: Validation of the FLUKA Monte Carlo code for predicting induced radioactivity at high-energy accelerators, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 562, Issue 2, 23 June 2006, pp. 814-818.

- [78] BODOR K.: Principle design elements of the radiation protection systems of the ELI - ALPS, 2nd FLUKA Advanced Course and Workshop, Vancouver, Canada, 2012. előadás, https://www.fluka.org/free_download/course/triumf2012/Workshop/Bodor.pdf (Letöltve: 2013.01.20.)
- [79] ÁKMI Konzorcium: Kivitelezési tervdokumentáció Sugárvédelem XII. kötet, 2013.
- [80] CIMMINO A., HORVÁTH D., OLŠOVCOVÁ V., STRÁNSKÝ V., TRUNEČEK R., TSINGANISA A., VERSACIA R.: Radiation Protection at ELI Beamlines: A Unique Laser Driven Accelerator Facility, Prague, Czech Republic, Proceedings of Science, 2020. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/2104/2104.05479.pdf> (Letöltve: 2023.09.08.)
- [81] FERRARI A., COWAN T., MARGARONE D., PROKUPEK J., RUS B.: Shielding assessment for the ELI high intensity laser beamline facility in Czech Republic, SATIF-10, CERN, 2010. <https://docplayer.net/221310833-Shielding-assessment-for-the-eli-high-intensity-laser-facility-in-czech-republic.html> (Letöltve: 2012.01.03.)
- [82] FLORESCU G. M., DULIU O. G.: Shielding activation of Petawatt laser facilities in Romania: A FLUKA preliminary evaluation, Radiation Protection Dosimetry (2015), pp. 1–4.
- [83] ROKNI S. H., COSSAIRT J. D., LIU J. C.: Radiation Shielding at High-Energy Electron and Proton Accelerators, SLAC-PUB-13033, December 2007
- [84] BODOR K.: ELI a szuperlézer, ELFT XXXV. Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam 2010. Május, előadás
- [85] BODOR K.: Az ELI sugárvédelmi rendszereinek tervezési alapjai, ELFT XXXVI. Sugárvédelmi Továbbképző Tanfolyam 2011. Május, előadás
- [86] BODOR K.: Principle design elements of the radiation protection systems of the ELI ALPS, LEI konferencia, 2011. november, Szeged, előadás
- [87] BODOR K.: Lézerberendezések segítségével keltett ionizáló sugárzások elleni védelem sugárvédelmi tervezésének elemei, Óbudai Egyetem, ÚNKP rendezvény, 2022., előadás
- [88] BODOR K.: Az ELI ALPS Sugárvédelmi tervezése, MTA Szegedi Akadémiai Bizottság Kémiai Szakbizottság, Szeged, 2022. Június, előadás
- [89] BODOR K.: The Virtual Radioactive Source system, Including Hungarian Joint Action, 2022 Június, Budapest, előadás
- [90] BODOR K., GULYÁS A., ZAGYVAI P., VÖLGYESI P.: Testing measurement devices in well-defined pulsed radiation fields, RAD 2023 conference, 2023. June, előadás

- [91] CSÖME Cs.: Felaktiválódás számításokra szolgáló kódok összehasonlítása az ELI ALPS tervezési fázisában, BME, 2013., diplomamunka
- [92] TÓTH Cs.: Kibocsátások környezeti hatásának elemzése az ELI ALPS tervezési fázisában, BME, 2013., diplomamunka
- [93] VASKA-POTHARN H.: Az ELI ALPS HTA-beli ionizáló sugárforrások sugárvédelmének elemzése, GAMF, 2015., diplomamunka
- [94] GÉMESI P.: Az ELI ALPS (Extreme Light Infrastructure - Attosecond Light Pulse Source) leszerelésének tervezése és környezeti szempontú értékelése, BME, 2015., diplomamunka
- [95] KÓRÓSI P. V.: Radioaktív sugárforrások helyzetének és állapotának programozott vizualizációja sugárvédelmi munkák tervezéséhez, szimulálásához és sugárvédelmet érintő balesetek modellezéséhez, BME, 2018., diplomamunka
- [96] ESS honlap: <https://europeanspallationsource.se/> (Letöltve: 2011.07.10.)
- [97] X-FEL honlap: <https://www.xfel.eu/> (Letöltve: 2012.04.03.)
- [98] Laser Mégajoule facility: <https://www.setec.fr/en/realisations/cea-laser-megajoule-lmj> (Letöltve: 2014.09.15.)
- [99] ANDRÉ M. L.: The French Megajoule Laser Project (LMJ), Fusion Engineering and Design, Volume 44, Issues 1–4, 1 February 1999, pp. 43-49.
- [100] OSVAY K.: Az ELI lézerverrendszerek és tudományos-technológiai kihívásai, előadás FINE hétvége, Szolnok, 2011. 02. 26.
- [101] 2/2022. (IV. 29.) OAH rendelet az ionizáló sugárzás elleni védelemről és a kapcsolódó engedélyezési, jelentési és ellenőrzési rendszerről
- [102] JEGENYÉS N.: Ultrarövid lézerpulzusok kölcsönhatása fém és félfém céltárgyakkal,
http://doktori.bibl.u-szeged.hu/id/eprint/838/10/2010_jegyenyés_nikoletta.pdf
(Letöltve: 2015.05.13.)
- [103] BULGAKOVA N. M., STOIAN R., ROSENFELD A., CAMPBELL E. E. B., HERTEL I. V.: Model description of surface charging during ultra-fast pulsed laser ablation of materials, Applied Physics A volume 79, pp. 1153–1155. (2004)
- [104] N. M. BULGAKOVA N. M., I. M. BURAKOV I. M., MESHCHERYAKOV P., STOIAN R., ROSENFELD A., HERTEL I. V.: Theoretical Models and Qualitative Interpretations of Fs Laser Material Processing, JLMN-Journal of Laser Micro/Nanoengineering 2, 76 (2007)

- [105] STOIAN R., ROSENFELD A., ASHKENASI D., HERTEL I. V, BULGAKOVA N. M., CAMPBELL E. E.: Surface Charging and Impulsive Ion Ejection during Ultrashort Pulsed Laser Ablation, *Phys. Rev. Lett.* 88, 097603 (2002)
- [106] IVANOV D. S., RETHFELD B., O’CONNOR G. M., TGLYNN T. J., VOLKOV A. N., ZHIGILEI L. V.: The mechanism of nanobomb formation in femtosecond pulse laser nanostructuring of thin metal films, *Applied Physics A* 92, pp. 791-796., 2008.
- [107] BUFFECHOUX S. et al.: Hot Electrons Transverse Refluxing in Ultraintense Laser-Solid Interactions, *Phys. Rev. Lett.* 105, 015005, Published 2 July 2010
- [108] HUANG L. G., MOLODTSOVA M.; FERRARI A.; LASO GARCIA A.; TONCIAN T., COWAN T. E.: Dynamics of hot refluxing electrons in ultra-short relativistic laser foil interactions, *Phys. Plasmas* 29, 023102, 2022.
- [109] MARQUÈS J.-R.: Laser Particle Acceleration in Plasmas, Atoms, Solids, and Plasmas in Super-Intense Laser Fields, pp. 339-350., 2001.
- [110] AMIRANOFF F., ANTONETTI A., AUDEBERT P., BERNARD D., CROS B., DORCHIES F., GAUTHIER J. C., GEINDRE J. P., GRILLON G., JACQUET F.: Laser particle acceleration: beat-wave and wakefield experiments, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Volume 38, Number 12A
- [111] SHEN B., LI Y., YU M. Y., CARY J.: Bubble regime for ion acceleration in a laser-driven plasma, *Phys. Rev. E* 76, 055402(R)
- [112] GSCHWENDTNER E., ADLI E., AMORIM L., APSIMON R., ASSMANN R., BACHMANN A.-M., BATSCH F., BAUCHE J., BERGLYD OLSEN V. K., BERNARDINI M., BINGHAM R., BISKUP B., BOHL T., BRACCO C., BURROWS P. N., BURT G., BUTTENSCHÖN B., BUTTERWORTH A., CALDWELL A., CASCELLA M., ZHANG H.: AWAKE, The Advanced Proton Driven Plasma Wakefield Acceleration Experiment at CERN, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 829 (2016) pp. 76–82.
- [113] WIGNER FK honlap: <http://wwwold.rmki.kfki.hu/reszecskefiz/contents.html>
(Letöltve: 2012.02.03.)
- [114] Wikipédia honlap:
https://la.wikipedia.org/wiki/Fasciculus:Schematic_of_a_particle_shower.jpg
(Letöltve: 2010.04.25.)
- [115] ESPOSITO A.: Radiation Protection issues for laser-based accelerators, *Radiation Protection Dosimetry*, Volume 146, Issue 4, July 2011, pp. 403–406.

- [116] KRASZNAHORKAY A.: Atommagfizika fénnel, Magyar Tudomány, 2015. Október, pp.1180-1191.
- [117] FIORINI F., NEELY D., CLARKE R. J., GREEN S.: Characterization of laser-driven electron and photon beams using the Monte Carlo code FLUKA, Laser and Particle Beams (2014), 32, pp. 233–241. ©Cambridge University Press, 2014 0263-0346/14
Doi:10.1017/S0263034614000044
- [118] PorTl dose meter honlap: <https://portl.kfki.hu/> (Letöltve: 2013.12.01.)
- [119] ICRP Publication 74. Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation, ICRP 1996. Ann. ICRP 26 (3-4).
- [120] Wise-uranium honlap: <http://www.wise-uranium.org/rnac.html>
(Letöltve: 2014.11.08.)
- [121] GUSTAS D., GUÉNOT D., VERNIER A., BÖHLE F., LOPEZ-MARTENS R., LIFSCHITZ A., FAURE J.: Recent Progress on kHz Laser-Plasma Acceleration Driven by Single Cycle Laser Pulses, OSA Technical Digest (online) (Optica Publishing Group, 2018. <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=HILAS-2018-HM3A.3> (Letöltve: 2020.01.13.)
- [122] PETRÁNYI J., BUDAHÁZI É., BODÓ Á., SZABÓ N., ESZENYI G., OSVÁTH SZ.: Sr-90 zárt sugárforrás inhermetikussá válása a Gamma Műszaki Zrt. izotóplaboratóriumában, [chrome-extension://efaidnbmnnnibpcajpcgglefindmkaj/https://www.sugarvedelem.hu/sugarvedelem/docs/kulonsz/2017sv/szerda/Petranyi_Sr-90_incidens_v2.pdf](https://efaidnbmnnnibpcajpcgglefindmkaj/https://www.sugarvedelem.hu/sugarvedelem/docs/kulonsz/2017sv/szerda/Petranyi_Sr-90_incidens_v2.pdf)
(Letöltve: 2023.04.11.)
- [123] 490/2015. (XII. 30.) Korm. rendelet a hiányzó, a talált, valamint a lefoglalt nukleáris és más radioaktív anyagokkal kapcsolatos bejelentésekről és intézkedésekről, továbbá a nukleáris és más radioaktív anyagokkal kapcsolatos egyéb bejelentést követő intézkedésekről
- [124] KOVÁCS-SZÉLES É., ALMÁSI I., BALASKÓ Á., BÍRÓ CS., BODOR K., CSÖME CS., KAKUJA I., KREITZ ZS., PAPP K., TÓBI CS., VOLARICS J.: How to respond a crime scene contaminated with radioactive material? Belügyi Szemle / 2020 / Special Issue 3.,
<https://ojs.mtak.hu/index.php/belugyiszemle/article/view/4852> (Letöltve: 2021.01.13.)
- [125] OAH Útmutató: Útmutató a hiányzó nukleáris vagy más radioaktív anyagok keresésére
[http://www.haea.gov.hu/web/v3/oahportal.nsf/708B91804DA53733C1258167002F0F67/\\$FILE/FV-20v1T_v%C3%A9gleges_korr_tiszta.pdf](http://www.haea.gov.hu/web/v3/oahportal.nsf/708B91804DA53733C1258167002F0F67/$FILE/FV-20v1T_v%C3%A9gleges_korr_tiszta.pdf) (Letöltve: 2021.11.03.)

[126] Rendőri gyakorlatozás a tanpályán:

<https://www.youtube.com/watch?v=vbNwCNtQpmQ> (Letöltve: 2023.01.02.)

[127] BODOR K.: Tanpálya kialakítása a nukleáris védettségi és egyéb radiológiai események esetén kivonuló elsődleges reagáló erők gyakorlati képzésének elősegítésére: 2. év, OAH-MMT tanulmány 2020.

[128] BODOR K., CSÖME CS., KOVÁCS-SZÉLES É., KÓROSI P.: Tanpálya kialakítása a nukleáris védettségi és egyéb radiológiai események esetén kivonuló elsődleges reagáló erők gyakorlati képzésének elősegítésére (1év), OAH MMT, 2019

[129] 190/2011. (IX. 19.) Korm. rendelet az atomenergia alkalmazása körében a fizikai védelemről és a kapcsolódó engedélyezési, jelentési és ellenőrzési rendszerről

[130] IFE Halden. (2020). HVRC VRdose code [computer software]. Halden Virtual Reality Centre, Institute for Energy Technology. <https://ife.no/en/service/hvrc-vrdose/> (Letöltve: 2021.01.13.)

[131] JI Y., WANG X., ZOU Y., LI D., ZHANG Y., NING J.: A simulation system of radiation field and its detection for nuclear and radiological emergency preparedness and response training, 2022 J. Radiol. Prot., 42, 021526.

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6498/ac7361/pdf> (Letöltve: 2023.02.17.)

[132] SZŐKE I., LOUKA N. M., BRYNTESEN R. T., BRATTELI J., EDVARDESEN T. S., ROEITRHEIM K. K., BODOR K.: Real-time 3D radiation risk assessment supporting simulation of work in nuclear environments. J. Radiol. Prot., June, 2014, 34(2): pp. 389-416. Doi: 10.1088/0952-4746/34/2/389. Epub April 14, 2014.

<https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/24727389/> (Letöltve: 2015.09.03.)

[133] MARQUES L., VALE A., VAZ P.: State-of-the-art mobile radiation detection systems for different scenarios. Sensors, 21, 1051., (December 2021).

<https://www.mdpi.com/1424-8220/21/4/1051>, <https://doi.org/10.3390/s21041051>

(Letöltve: 2023.05.10.)

[134] KUMAR A. K. P., SUNDARAM S. G. A., SHARMA B. K., VENKATESH S., THIRUVENGADATHAN R.: Advances in gamma radiation detection systems for emergency radiation monitoring 2020 october, Nucl. Eng. and Technol., 52: 2151-2161.

<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573319304425>,

<https://doi.org/10.1016/j.net.2020.03.014> (Letöltve: 2022.04.28.)

[135] IHANTOLA S., TENGBLAD O., TOIVONEN H., CSOME CS., BORG J., PAEPEN J., TAGZIRIA H., GATTINESI P.: European Reference Network for Critical Infrastructure Protection: Novel Detection Technologies for Nuclear Security;

Publications Office of the European Union: Luxembourg, 2018, ISBN 978-92-79-87925-8.

<https://publications.jrc.ec.europa.eu/repository/handle/JRC112304>

(Letöltve: 2020.02.11.)

[136] PASSOS A. C., MÓL A. C. A., CARVALHO P. V. R., LIMA F. A., ROCHA T. L.: Use of virtual simulator for agent training in radiation protection actions in major events. 2015 International Nuclear Atlantic Conference (INAC).

<https://core.ac.uk/download/pdf/159274409.pdf> (Letöltve: 2017.03.11.)

[137] SPEICHER M., HALL B. D., NEBELING M.: What is mixed reality? In Proceedings of the 2019 CHI Conference on Human Factors in Computing Systems, <https://dl.acm.org/doi/10.1145/3290605.3300767> (Letöltve: 2023.05.10.)

[138] LEE D., LEE B. I., PARK Y., KIM D.: Application plan for radiological exposure model using virtual reality–based radiological exercise system. Nucl. Eng. Technol., 50: pp. 745-750. <https://doi.org/10.1016/j.net.2018.03.009> (2018), (Letöltve: 2023.05.12.)

<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573317306502?via%3Dihub>

[139] SATO Y., MINEMOTO K., NEMOTO M., TORII T.: Construction of virtual reality system for radiation working environment reproduced by gamma-ray imagers combined with SLAM technologies. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A, 976, 164286, 2020 <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900220306823?via%3Dihub>, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164286> (Letöltve: 2023.06.03.)

[140] BRUGUERAS R. P.: Ultra-wideband positioning Systems for industrial environments. Project report. Universitat Politècnica de Catalunya, 2016

<https://upcommons.upc.edu/bitstream/handle/2117/96877/PRB-PFC-UWB-Industrial-Final.pdf> (Letöltve: 2023.06.15.)

[141] JACHIMCZYK B.: Real-time locating systems for indoor applications. The methodological customization approach. PhD thesis, Blekinge Tekniska Högskola, 2019.

<http://www.diva-portal.org/smash/get/diva2:1298734/FULLTEXT02.pdf>

(Letöltve: 2023.06.20.)

[142] Annals of the ICRP. Nuclear decay data for dosimetric calculations. ICRP Publication 107. (2008). (Letöltve: 2011.04.04.)

<https://www.icrp.org/publication.asp?id=ICRP%20Publication%20107>

[143] SHI Q., ZHAO S., CUI X., LU M., JIA M.: Anchor self-localization algorithm based on UWB ranging and inertial measurements. In Tsinghua Science and Technology, vol. 24, no. 6, pp. 728-737., (Dec. 2019), Doi: 10.26599/TST.2018.9010102.

- [144] Pozyx[®] documentation. (2020). <https://www.pozyx.io/documentation>
(Letöltve: 2021.01.05.)
- [145] Ionactive (September 2021). Inverse Square Law - when is a source a point source?
<https://ionactive.co.uk/resource-hub/guidance/inverse-square-law-when-is-a-source-a-point-source> (Letöltve: 2022.11.17.)
- [146] 3rd ENEN European Nuclear Competition for Secondary School Pupils.
<http://nuclearcompetition2023.enen.bme.hu/> (Letöltve: 2023.10.04.)
- [147] INCLUDING Rome 6th Joint Action, TEST RED Exercise, Using the VRSS mounted on a drone to measure and localize the splitted sources pieces.
<https://www.including-h2020.eu/movies/51-including-light-h264.html>
(Letöltve: 2023.10.23.)
- [148] 31. Regulation of transport of radioactive material and fissile material” EU training course INSC T&T Project MC3.01/20
https://training.ek-cer.hu/wp-content/uploads/2023/06/INSC_MC3_01_20_Course_announcement_9_1_REG3.pdf
(Letöltve: 2023.11.28.)
- [149] Az INCLUDING EU projekt: <https://www.including-h2020.eu/movies.html>
(Letöltve: 2023.11.30.)
- [150] IWATSCHENK M.: Pulsed radiation, Phuket, 2012. előadás
- [151] FORKEL-WIRTH D., MAYER S., MENZEL H. G., MULLER A., OTTO T., PANGALLO M., PERRIN D., RETTIG M., ROESLER S., SCIBILE L., VINCKE H., THEIS C., LATU M.: Performance requirements for monitoring pulsed, mixed radiation fields around high-energy accelerators, CERN, 2004.

13 RÖVIDÍTÉSJEGYZÉK

ALARA	As Low As Reasonably Achievable
BWA	Beat Wave Acceleration - Plazmahullám alapú részecskegyorsítás
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, European Council for Nuclear Research
CBRNE	Chemical, Biological, Radiological, Nuclear and Explosive
CPA	Chirped Pulse Amplification
DBA	Design Basic Accident
HUN-REN EK	HUN-REN Energiatudományi Kutatóközpont
ELI ALPS	Extreme Light Infrastructure, Attosecond Light Pulse Source
EMP	ElectroMagnetic Pulse, Elektromágneses Impulzus
EPD	Electronic Personal Dosimeter = elektronikus személyi dózismérő
ESFRI	Kutatási Infrastruktúrák Európai Stratégiai Fóruma
eSYLOS	elektron Single Cycle Laser (Egyciklusú lézer)
ESS	European Spallation Source
FLAIR	FLUKA Advanced InteRface
FLUKA	FLUktuierende KAskade
FOSTER	First respOnderS cenTre at Energy Research
GDR	Giant Dipole Resonance
GT	Gamma dózisteljesítmény-mérő tranziens dózisteljesítményhez
HiPER	High Power laser Energy Research Facility
HF PW	High Field PetaWatt (Nagy intenzitású lézer)
HTA	High Shield Secondary Source & Target Area = magas védelmi igényű célterület
ICRP	International Commission on Radiological Protection
ICRU	International Commission on Radiation Units & Measurements
INFN	Instituto Nazionale di Fisica Nucleare
KIR	Központi Izotóp Raktár
LASER	Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation
LCA	Life Cycle Analysis
LEIA	Low Energy Ion Accelerator
LET	Lineáris energia transzfer
LWFA	Laser Wake Field Acceleration
MC	Monte Carlo
MCNP	Monte Carlo N-Particle Transport
MEA	Mentességi aktivitás
MEAK	Mentességi aktivitáskoncentráció
MEST	Mobile Expert Support Team
MMT	Műszaki Megalapozó Tanulmány
MTA	Medium Shield Secondary Source & Target Area = közepes védelmi igényű célterület
NAÜ (IAEA)	Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (International Atomic Energy Agency)
NIF	National Ignition Facility

NNI	Nemzeti Népegészségügyi Intézet
OAH	Országos Atomenergia Hivatal
OSKSZ	Országos Sugáregészségügyi Készenléti Szolgálat
PSS	Personal Safety System
SBL	Sugárbiztonsági Laboratórium
SEA	SYLOS Experimental Alignment
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SZAB	Szegedi Akadémiai Bizottság
SHHG	Solid High-order Harmonic Generation
SPWe	Solid PetaWatt electron
SZTE	Szegedi Tudományegyetem
SYLOS	Single Cycle Laser (Egyciklusú lézer)
TEK	Terrorelhárítási Központ
TI	Termolumineszcens doziméter
TNSA	Target Normal Sheath Acceleration
ÚNKP	Új Nemzeti Kiválóság Program
X-FEL	X-Ray Free-Electron Laser Facility

14 TÁBLÁZATJEGYZÉK

Táblázat sorszáma	Táblázat címe
1.	Besugárzott anyagok felaktiválódása
2.	Üzemviteli paraméterek elektronokra
3.	DC: Dózismegszorítások
4.	Számolt fajlagos és prompt dózislímiték [pSv/elektron], illetve [mSv/s] értékben

15 ÁBRAJEGYZÉK

Ábra sorszáma	Ábra címe
1.	A tervezett ELI ALPS tudományos park madártávlatból
2.	Az ELI ALPS „A” épület laboratóriumai és dózisteljesítmény mérő pontjai
3.	A CPA elven működő lézernyaláb erősítés
4.	A lézerek fókuszált intenzitásának növekedése 1960-tól napjainkig
5.	A lézerfény - anyag kölcsönhatása során keltett részecskék
6.	A buborék gyorsítás szimulációja, az elektronsűrűség a sötétebb árnyalatok felé csökken
7.	A TNSA kölcsönhatás folyamata
8.	Maximális proton nyaláb energiája a lézerfény intenzitásának függvényében
9.	Elektromágneses kaszkád effektus, fékezési sugárzás, párkeltés mechanizmus
10.	Az 1 MeV-1 TeV között lejátszódó folyamatok
11.	A kritikus energia változása a rendszám függvényében
12.	Óriás rezonancia neutronhozam az elektron energia függvényében
13.	A szilárd céltárgy besugárzása
14.	A céltárgyban kialakuló elektron reflux folyamata
15.	$10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ lézer intenzitásnál várhatóan kialakuló fajlagos röntgen foton dózisterek értéke a SLAC-ban üzemelő besugárzó kamra körül
16.	A FLUKA kód által számított remanens dózisteljesítmények összevetve műszeres mérésekkel
17.	A FLUKA kóddal számított felaktivált izotópok aktivitása a műszeres mérésekkel összevetve
18.	A FLUKA kód ICRP 74 ajánlás alapján meghatározott konverziós koefficiens függvénye (AMB74)
19.	A FLUKA kód detektora egyszeres részecske szóródás esetén
20.	Egy indított részecske nyomon követése a FLUKA kódban
21.	Fékezési röntgensugárzás széles nyalábjának gyengülése betonban
22.	A HTA SPWe besugárzó kamra körüli lokális árnyékolás
23.	A lézerfény - anyag kölcsönhatás paramétereinek meghatározása és az árnyékolás tervezés lépései
24.	Árnyékolás tervezés főbb lépései
25.	Az MTA besugárzó terem oldalnézete
26.	A felső falattöréseken kiszóródó sugárzások
27.	A nyalábcsapda tovább fejlesztett változata, grafit rúddal a közepén
28.	A nyalábcsapda tovább fejlesztett változata, bórozott polietilén ablakkal kiegészítve
29.	A csehországi nyalábcsapda és az összegzett prompt dózis alakulása
30.	Különböző téglatestekből felépített nyalábcsapda
31.	2 GeV elektron nyaláb a HTA teremben

32.	2 GeV elektron nyaláb fajlagos dózis tere a HTA teremben
33.	2 GeV elektron nyaláb fajlagos dózis tere a HTA teremben
34.	2 GeV elektron nyaláb összegzett fajlagos dózis tere a HTA teremben
35.	2 GeV elektron nyalábhöz használt nyalábcsapda
36.	2 GeV elektron nyaláb neutron fluens tere, baloldal polietilén nélkül, jobboldalt polietilén használatával, x, y [cm], színekód 10^{-4} - 10^{-16} [n/cm ² / 1 db 2 GeV elektron]
37.	2 GeV elektron nyaláb összegzett fajlagos dózis tere a HTA teremben, rozsdamentes acél helyett Alumíniumot használva, színekód [fSv/1 db 2 GeV elektron] nyalábcsapda alkalmazásával, x, y [cm]
38.	Acél és Alumínium remanens felaktivált termékei 1 évvel a besugárzást követően, x: A, y: Z, színekód: Bq/cm ³ /1 db 2 GeV elektron
39.	Várható neutron fluens ([n/cm ² /1 db 2 GeV elektron] a HTA-ban, x, y [cm]
40.	A Zn, Fe és Al izotópok feldúsulása az üzemelés során
41.	Összaktivitás a relaxációs idő függvényében
42.	Különbféle anyagok felaktiválódása
43.	Az elektromágneses és hadron kaskád fluense a HF PW nyaláb csapdában
44.	Alumínium és rozsdamentes acélban keletkező felaktivált radionuklidok felezési ideje a hatáskeresztmetszet függvényében, 1 barn= 10^{-28} m ²
45.	Lamináris áramlási modell
46.	100 MeV energiájú proton nyalábra végzett szimulációk, oldalnézet (felül fajlagos dózis, alul a szórás) százezer, illetve egymillió darab indított részecskére
47.	50-500 MeV energiájú protonok által generált fajlagos dózis tér és szórás értékek a sugárvédelmi fal külső felületén az indított részecskeszám függvényében, x, y [cm], színekód: [fSv/részecske], szórás [%]
48.	Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 1 millió, futtatási idő 15 perc, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája, a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]
49.	Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 10 millió, futtatási idő 3 óra, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]
50.	Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 100 millió indított részecskével, futtatási idő 24 óra, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]
51.	Besugárzó terem felülnézeti ábrája. Indított részecskeszám: 1000 millió indított részecskével, futtatási idő 10 nap, alsó ábra: Besugárzó terem felülnézeti ábrája. a fajlagos dózis értékek szórása [%], x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]
52.	10 MeV-es elektronsugárzás fajlagos dóziseloszlása. A besugárzó kamra felülnézete, födém nélkül (bal felső ábra), a besugárzó kamra felülnézete födém használatával (jobb felső ábra) és oldalnézete födém nélkül (bal alsó ábra), valamint oldalnézete födém használatával (jobb alsó ábra). Az esetleges födémárnyékolás hatása a fajlagos dóziseloszlásra, x, y, z [cm], színekód: [pSv/elektron]

53.	Baloldali ábra: árnyékoló elem, melyben a téglá elemek nem fednek át, illetve a keret nem összeilleszthető másik elemmel, jobboldali ábra: besugárzó terem felülnézete, 10 MeV elektron fajlagos dózis tere. Geometriai hézag hatása a fajlagos dózis térre, x, y [cm], színekód: [pSv/elektron]
54.	A növekvő elektron energia hatása a külső fajlagos dózistérre
55.	A HTA 2 GeV elektronnyalábot előállító berendezés fajlagos dózistere, a) kiegészítő árnyékolás nélkül, b) 60 cm nehézbeton árnyékolás, c) 80 cm vastag nehézbeton árnyékolás, színekód [pSv/ 1 db 2 GeV elektron], x, y [cm]
56.	A berendezés fajlagos dózis terének felülnézeti térképe, jelölve a „sugárveszélyes munkaköri besorolású” (RP) és „nem sugárveszélyes munkaköri besorolású” (NRP) munkavállalói fajlagos dózis limit szinteket, x, y [cm], színekód: [pSv/1 MeV elektron]
57.	A berendezés fajlagos dózis terének felülnézeti térképe, jelölve a „sugárveszélyes munkaköri besorolású” és „nem sugárveszélyes munkaköri besorolású” munkavállalói fajlagos dózis limit szinteket, x, y [cm], színekód: [pSv/7 MeV elektron]
58.	Az ELI ALPS dozimetriai rendszere
59.	A KIR melletti tanpálya dózisteljesítmény térképe
60.	A virtuális rendszer részei
61.	Az aktuális dózistérkép megjelenítve, feltüntetve a forrásokat és a felderítő útvonalát
62.	A valós (bal oldali ábra) vs. virtuális felületi szennyezettség mérő (jobb oldali ábra) „mért” alfa felületi szennyezettség értéke (valós mérőeszköznél az alsó érték) a második etalon forrás esetén, mindkét esetben 26,4 Bq/cm ²
63.	A „mért” virtuális felületi szennyezettség értékek csökkenése a dekontaminálási fázisokat követően
64.	Állandó dózissal besugározott EPD-k mért értékei az impulzus idő csökkenésének függvényében, zöld tartomány kvázi stacioner sugárzás, piros tartomány intenzív pulzált tér
65.	A csomagokban leadott dózisértékek az első tesztkörös összehasonlításban
66.	A csomagokban leadott dózisértékek a második körös összehasonlításban, azaz az FHT 192 ionkamra adatgyűjtőjének firmware cseréje után integráló üzemi mérésben
67.	A referencia pulzált teret előállítani képes γ -chopper berendezés
68.	Foton fluens időbeli változása, FLUKA szimulációk alapján

16 KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Szeretném megköszönni a dolgozat elkészítéséhez nyújtott segítséget:

Témavezetőmnek: Zagyvai Péternek

Az ELI ALPS Környezet-, egészségvédelmi és Biztonságtechnikai Osztály kollégáinak:

Kecskés Tamarának, Polanek Róbertnek, Oszkó Albertnek

A HUN-REN EK Sugárbiztonsági Laboratórium munkatársainak:

Völgyesi Péternek, Kovács Andrásnak, Gulyás Attilának, Csalótzky Zsoltnak, Kaposy Nándornak

HUN-REN Wigner FK munkatársainak: Barna Imrének, Rác Péternek

Az ELI ALPS ügyvezető igazgatójának: Szabó Gábor

A HUN-REN EK főigazgatójának: Horváth Ákos

A Biztonságtudományi Szemle főszerkesztőjének: Kollár Csaba.