

Določanje globinske porazdelitve devterija z jedrsko reakcijo

$D(^3\text{He}, p)\alpha$

Avtor: Miha Mihovilovič (28030004)
Mentorja: doc. dr. Simon Širca
doc. dr. Primož Pelicon

21. maj 2008

Povzetek

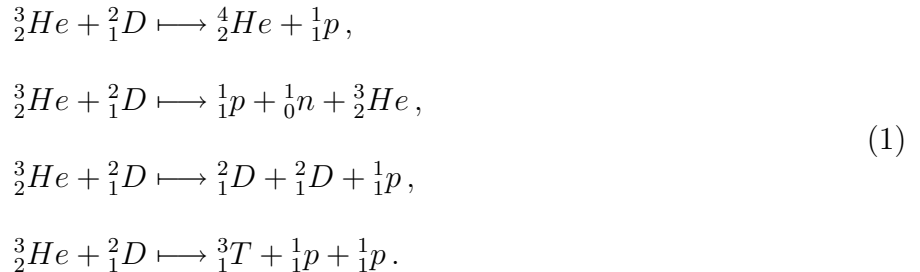
V seminarju bom obravnaval jedrsko reakcijo $^3\text{He} + \text{D} \rightarrow \text{p} + \alpha$, ki jo uporabljamo za določanje globinskega profila devterija v tankih plasteh. Najprej bom izračunal kinematiko reakcije in njen energijski prag. Potem si bom poglobljeval pogledal presek za dano reakcijo in od tod izračunal kotno porazdelitev protonov, ki nastanejo pri reakciji. Temu bo sledil razdelek o energijskih izgubah helijevih jeder v snovi, od koder bom lahko ocenil maksimalni doseg teh ionov v snovi. Vse te osnovne principe bom nato združil v preprosti simulaciji in z njo poskusil napovedati pridelek oz. energijsko porazdelitev pridelka protonov, ki naj bi ga pri različnih debelinah vzorca in pri različnih vpadnih energijah helijevih ionov izmerili v dejanskem eksperimentu. Rezultate bom primerjal z rezultati simulacije `simNRA`, na koncu pa bom predstavil tudi primer dejanske meritve koncentracijskega profila devterija v grafitnih ploščah fuzijskega reaktorja JT-60.

Kazalo

1	Uvod	2
2	Reakcijski prag in Kinematika	2
3	Sipalni preseki	3
3.1	Transformacije sipalnih presekov	4
4	Energijske izgube in Zavorna sila	8
5	Pridelek protonov in profiliranje z “resonancami”	13
5.1	Pridelek homogene plasti	14
5.2	Simulacija <code>simNRA</code>	16
6	Drugi primeri koncentracijskih profilov	18
7	Globinsko profiliranje devterija v ogljikovih ploščah reaktorja JT-60U	24
8	Zaključek	25

1 Uvod

Imejmo eksperiment v katerem z žarkom helijevih ionov z energijo nekaj MeV svetimo na vzorec iz ogljika (grafitna plošča) v katerega se je predhodno absorbiral devterij. Z meritvijo želimo ugotoviti, koliko devterija se je nabralo v plasti in kako je razporejen. Vpadni ioni helija pri sipanju interagirajo z atomi devterija preko jedrskih reakcij

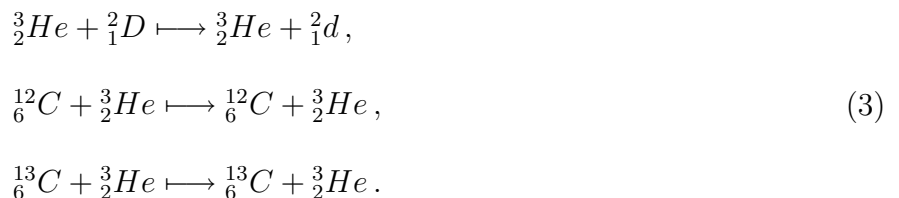


Poleg devterija pa lahko vpadni ioni helija interagirajo tudi z atomi ogljika, kar opišemo z jedrskima reakcijama



Pri vseh teh reakcijah nastanejo različni produkti, ki jih mi nato zaznamo z detektorji. Navadno detektiramo protone, ki so najprimernejši za meritve, saj so nabiti in se v snovi (kot bomo videli v nadaljevanju) skoraj nič ne ustavljajo. Iz izmerjenih podatkov lahko z uporabo ustrezne teorije in lastnosti teh jedrskih reakcij (kinematske relacije in oblika sipalnega preseka) nato povemo nekaj o globinskem profilu devterija v analizirani plasti.

Treba pa je poudariti, da jedrske reakcije (1) in (2) niso edini možni način interakcije ionov helija z atomi v vzorcu, saj vpadni ioni lahko na jedrih v tarči tudi elastično sipajo



Te reakcije iz vidika globinskega profiliranja devterija za nas niso zanimive, povzročajo pa moteče ozadje pri meritvi. Če pri eksperimentu nismo pazljivi, lahko z detektorjem poleg protonov zaznamo tudi elastično odbite ione helija, ki povzročijo lažne signale. Problem rešimo tako, da pred detektor namestimo zaščitno folijo (navadno mylar ali kapton), ki prepusti skozi le hitre protone, elastični helijevi ioni pa se v njej ustavijo in jih z detektorji zato ne zaznamo več.

V tem seminarju se bom osredotočil na prvo izmed danih jedrskih reakcij $\text{D}({}^3\text{He}, \text{p})\alpha$. Ogle dal si bom njene tipične lastnosti ter poskušal oceniti, kako globoko v analizirani vzorec lahko z danim postopkom pogledamo.

2 Reakcijski prag in Kinematika

Izračunajmo za začetek količino sproščene energije Q za reakcijo $\text{D}({}^3\text{He}, \text{p})\alpha$, ki je definirana kot razlika kinetičnih energij končnega in začetnega stanja:

$$Q = T_f - T_i = c^2(M_i - M_f) = c^2(m_{\text{He}} + m_{\text{D}} - (m_{\alpha} + m_{\text{p}} + 2m_{\text{e}})) =$$

$$= (2808.9 + 1876.1246 - 3727.38 - 938.27 - 2 \times 0.511) \text{ MeV} = 18.3526 \text{ MeV} \quad (4)$$

Od tod vidimo, da je reakcija eksotermna ($Q > 0$), kar pomeni, da bomo iz začetnega stanja vedno dobili izbrano končno stanje, ne glede na to kakšno energijo ima vpadni ion helija. Energija, ki po tvorbi novih delcev ostane na voljo, pa se (v ustreznem razmerju) pretvori v kinetično energijo reakcijskih produktov (v našem primeru protona in delca α).

Sedaj pa poskusimo določiti, kako je kinetična energija protona, ki pri reakciji nastane, odvisna od energije vpadnega iona helija. V ta namen zapišemo kinematične enačbe za dano jedrsko reakcijo v laboratorijskem sistemu:

$$E_{He} + E_D = E_p + E_\alpha \quad (5)$$

$$p_{He} + 0 = p_p \cos \theta + p_\alpha \cos \phi \quad (6)$$

$$0 = p_p \sin \theta - p_\alpha \sin \phi, \quad (7)$$

kjer sta θ in ϕ kota v laboratorijskem sistemu, pod katerima po končani reakciji odletita proton in delec α . S p_x pa sem označil velikosti trivektorjev gibalnih količin delcev, ki nastopajo v reakciji. Ko te enačbe rešimo za gibalno količino izhodnih protonov, lahko rezultat zapišemo v obliki:

$$p_p = \frac{\bar{E}_{12}^2 p_{He} \cos \theta \pm E_{12} \sqrt{\bar{E}_{12}^4 - 4m_p^2 (E_{12}^2 - p_{He}^2 \cos^2 \theta)}}{2 (E_{12}^2 - p_{He}^2 \cos^2 \theta)}, \quad (8)$$

kjer sem z E_{12} in \bar{E}_{12} označil:

$$E_{12} = m_D + \sqrt{p_{He}^2 + m_{He}^2} \quad (9)$$

$$\bar{E}_{12}^2 = E_{12}^2 - p_{He}^2 + m_p^2 - m_\alpha^2 \quad (10)$$

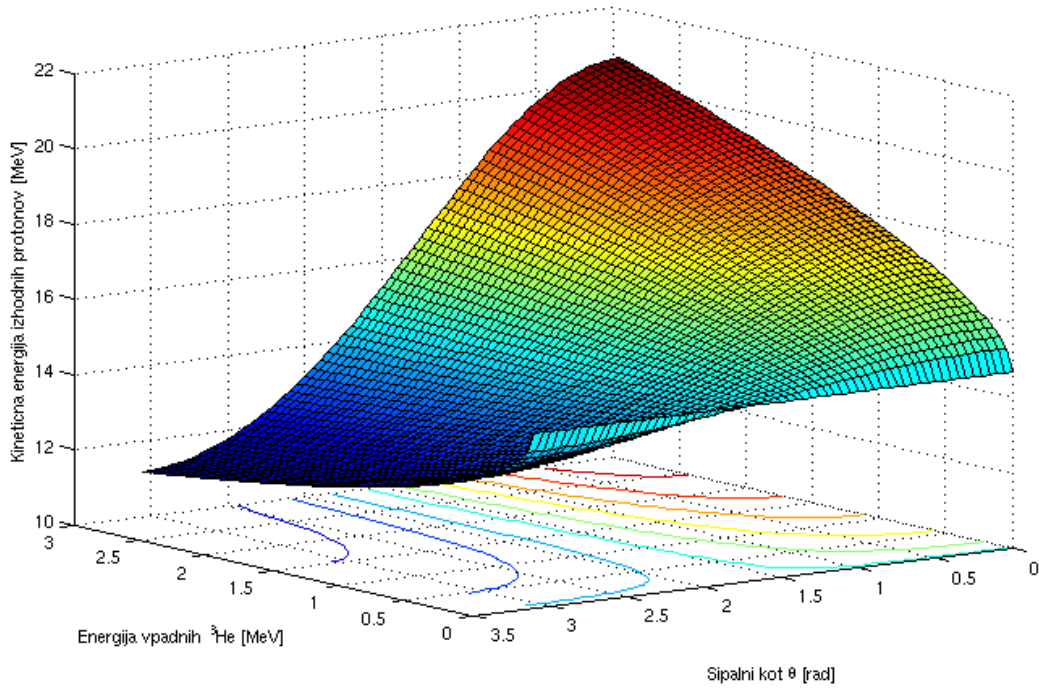
Izraz (8) ponuja v splošnem dve rešitvi, vendar se izkaže, da je fizikalna le tista, kjer izberemo pozitivni predznak pred drugim členom v števcu. Kinetična energija protona pa je potem enaka:

$$T_p = \sqrt{p_p^2 + m_p^2} - m_p. \quad (11)$$

Kako je T_p odvisna od kinetične energije vpadnih ionov helija in od sipalnega kota θ je prikazano na grafu 1. Na njem lahko vidimo, da imajo nastali protoni dosti večjo energijo od vpadnih ionov helija. To je posledica velikega Q , ki je pri tej reakciji na voljo. Ker je delec α dosti težji od protona, proton odnese levji delež te energije in zato pri tej reakciji dobimo počasne delce α in hitre protone. Iz dobljene odvisnosti kinetične energije protona pa tudi vidimo, da bo kinetična energija protonov največja tedaj, ko se bo delec sipal naprej, najmanjša pa tedaj, ko se bo sipal nazaj. Hkrati pa opazimo, da pri sipanju naprej kinetična energija protonov monotono raste z naraščajočo energijo ionov helija, pri sipanju nazaj pa monotono pada. To je smiselno, saj bi v drugačnem primeru kršili zakone o ohranitvi energije.

3 Sipalni preseki

Sipalnega preseka za jedrske reakcije zaradi kompleksne strukture objektov, ki jih trkamo in sil, ki pri teh reakcijah sodelujejo, ne moremo izpeljati na enstaven način, kot to lahko storimo pri Rutherfordovem sipanju dveh klasičnih delcev. Zato se pri svoje delu naslonimo na eksperimentalne podatke. Reakcijski sipalni presek za reakcijo $D(^3\text{He}, p)\alpha$ so pomerili in tabelirali različni avtorji. V tem seminarju sem uporabil preseke, ki so jih izmerili Alimov [1], Möller [2] in Bonner [3]. Vsi izmerjeni preseki pa so podani v različnih koordinatnih sistemih (bodisi v težiščnem sistemu, bodisi v laboratorijskem), poleg tega pa so nekateri avtorji tabelirali totalne preseke, drugi pa diferencialne pri nekem izbranem kotu. Da bi lahko sipalne preseke primerjal med sabo, sem moral vse pridobljene podatke transformirati v pravilno obliko in v pravilni koordinatni sistem.



Slika 1: Kinetična energija protonov, ki nastanejo pri jedrski reakciji $D(^3\text{He}, p)\alpha$ v odvisnosti od sipalnega kota θ in energije vpadnih helijeveh ionov.

Avtor	Prvotna oblika zapisa	LAB \longleftrightarrow CMS	TOT \longleftrightarrow DIF
Möller & Besenbacher	Totalni		♣
Alimov	Diferencialni v Lab pri $\theta = 135^\circ$	♣	
Bonner	Totalni		♣

Tabela 1: V tabeli so navedene transformacije, ki jih moramo narediti na podatkih izbranega avtorja, da dobimo na koncu enotno sliko diferencialnega sipalnega preseka v težiščnem sistemu.

3.1 Transformacije sipalnih presekov

V seminarju sem se odločil, da bom primerjal diferencialne sipalne preseke v težiščnem sistemu. Zato sem vse podatke pretvoril v to obliko. Transformacije, ki sem jih napravil na vsakem od izmerjenih presekov, da bi dobil enotni zapis, so navedene v tabeli 1. Pri tem sem privzel, da je diferencialni sipalni presek za reakcijo $D(^3\text{He}, p)\alpha$ v težiščnem koordinatnem sistemu neodvisen od kota in ga lahko zapišemo kar kot:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM}(E, \theta) = \frac{1}{4\pi}\sigma_{CM}(E) \quad (12)$$

Mayer v svojem priložniku za program `simNRA` [4] pravi, da ta predpostavka velja tedaj, ko so kinetične energije vpadnih helijeveh ionov $T_{^3\text{He}} \leq 1.8 \text{ MeV}$. V nekoliko starejšem članku pa Möller [2] postavi še ostrejšo zahtevo in trdi, da kotna izotropija sipalnega preseka velja do težiščnih energij

Kinetična energija v CMS-sistemu [keV]	Kinetična energija v LAB-sistemu [keV]	Koefficienti		
		$C_1 \times 10^2$	$C_2 \times 10^2$	$C_3 \times 10^2$
<500	<833	~ 0	~ 0	~ 0
585	975	6.7 ± 0.5	-1.5 ± 0.7	1.7 ± 0.7
905	1507	11.4 ± 0.6	0.5 ± 0.6	2.5 ± 0.8

Tabela 2: Anizotropijski koeficienti za reakcijo $D(^3\text{He}, p)\alpha$, iz Möller et al. [2].

vpadnih delcev $T^{CMS} \leq 500$ keV, kar v laboratorijskem sistemu ustreza energiji¹:

$$T_{^3\text{He}}^{LAB} \approx T_D^{CMS} \left(1 + \frac{m_D}{m_{\text{He}}}\right) \approx 0.5 \text{ MeV} \left(1 + \frac{2000 \text{ MeV}}{3000 \text{ MeV}}\right) = 0.833 \text{ MeV} \quad (13)$$

Pri višjih energijah vpadnih delcev pa kotna odvisnost sipalnega preseka postane znatna in jo moramo pravilno upoštevati. Möller kotno odvisnost diferencialnega sipanega preseka v težiščnem sistemu predstavi z razvojem po Legendrovih polinomih:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \frac{\sigma_{CM}}{4\pi} \left(1 + \sum_{\nu} (-1)^{\nu} C_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta_{CM})\right), \quad (14)$$

kjer je θ_{CM} sipalni kot v težiščnem koordinatnem sistemu, C_i pa so energijsko odvisni koeficienti kotnega razvoja. Izkaže se, da pri težiščnih kinetičnih energijah $T_{CM} < 1$ MeV zadostuje, da v razvoju anizotropijskega faktorja upoštevamo le prve tri člene. Vrednosti koeficientov pri različnih energijah so navedni v tabeli 2, odvisnost anizotropijskega faktorja od kota pri izbranih vrednostih energij, pa je prikazana na sliki 2. V svojem seminarju sem kotno odvisnost sipalnega preseka pometel pod predprogo in ravnal, kot da je sipalni presek v težiščnem koordinatnem sistemu izotropen tudi pri nekoliko večjih energijah vpadnih projektilov $T_{^3\text{He}} > 1.8$ MeV. S tem sem seveda zakrivil določeno napako, vendar to ne bo močno vplivalo na rezultate moje simulacije. Mene namreč bolj kot kotna porazdelitev protonov zanima pridelek protonov pri fiksnem, izbranem kotu, v odvisnosti od debeline in strukture vzorca.

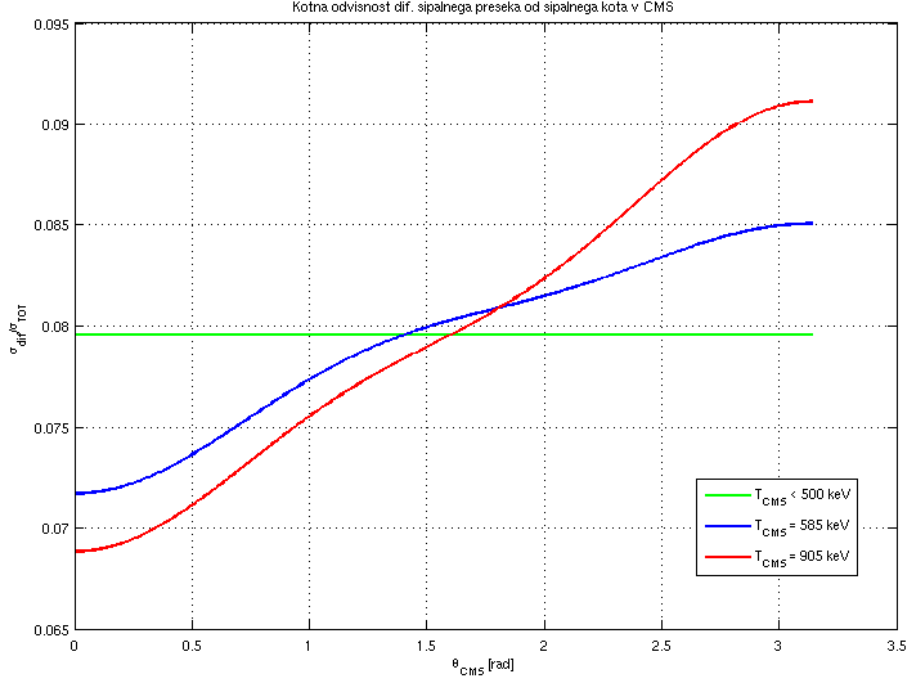
Totalni sipani preseki podani v laboratorijskem koordinatnem sistemu so seveda kar enaki tistim v težiščnem sistemu. To pa ne drži za diferencialne sipane preseke, pri katerih moramo pravilno upoštevati transformacijo sipanih kotov, če želimo dobiti na koncu pravi rezultat. V ta namen zapišemo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{d\sigma}{d\phi \sin \theta' d\theta'} = \frac{d\sigma \sin \theta d\theta}{d\phi \sin \theta' d\theta'} \frac{1}{\sin \theta d\theta} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \underbrace{\left(\frac{\sin \theta d\theta}{\sin \theta' d\theta'}\right)}_J \quad (15)$$

Pri tem sem upošteval, da kot ϕ ni občutljiv na transformacijo koordinatnega sistema ($CMS \longleftrightarrow LAB$). Z J pa sem označil Jacobijevo determinanto, ki jo lahko dalje zapišemo v obliki:

$$J = \frac{\sin \theta d\theta}{\sin \theta' d\theta'} = \frac{(A_{14}A_{23})^{\frac{1}{2}} \left(\frac{A_{24}}{A_{13} - \sin^2 \theta}\right)^{\frac{1}{2}}}{\frac{T_3}{T_r}}. \quad (16)$$

¹Mase elementov, ki nastopajo v reakciji so $m_i > 1000$ MeV, tipične kinetične energije delcev pa so $T \approx 1$ MeV. Ker je $\frac{T}{2m_i} \ll 1$, lahko zapišemo: $p = \sqrt{T^2 + 2Tm} \approx 2Tm$.



Slika 2: Odvisnost anizotropijskega faktorja od sipalnega kota v težiščnem koordinatnem sistemu, za tri primere energij vpadnih delcev, ki so navedeni v tabeli 2.

kjer so A_{ij} koeficienti oblike [5]:

$$A_{14} = \frac{m_{He} m_{\alpha} \frac{T_1}{T_T}}{(m_{He} + m_D)(m_p + m_{\alpha})} \quad (17)$$

$$A_{23} = \frac{m_D m_p}{(m_{He} + m_D)(m_p + m_{\alpha})} \left(1 + \frac{m_{He}}{m_D} \frac{Q}{T_T} \right) \quad (18)$$

$$A_{13} = \frac{m_{He} m_p \frac{T_1}{T_T}}{(m_{He} + m_D)(m_p + m_{\alpha})} \quad (19)$$

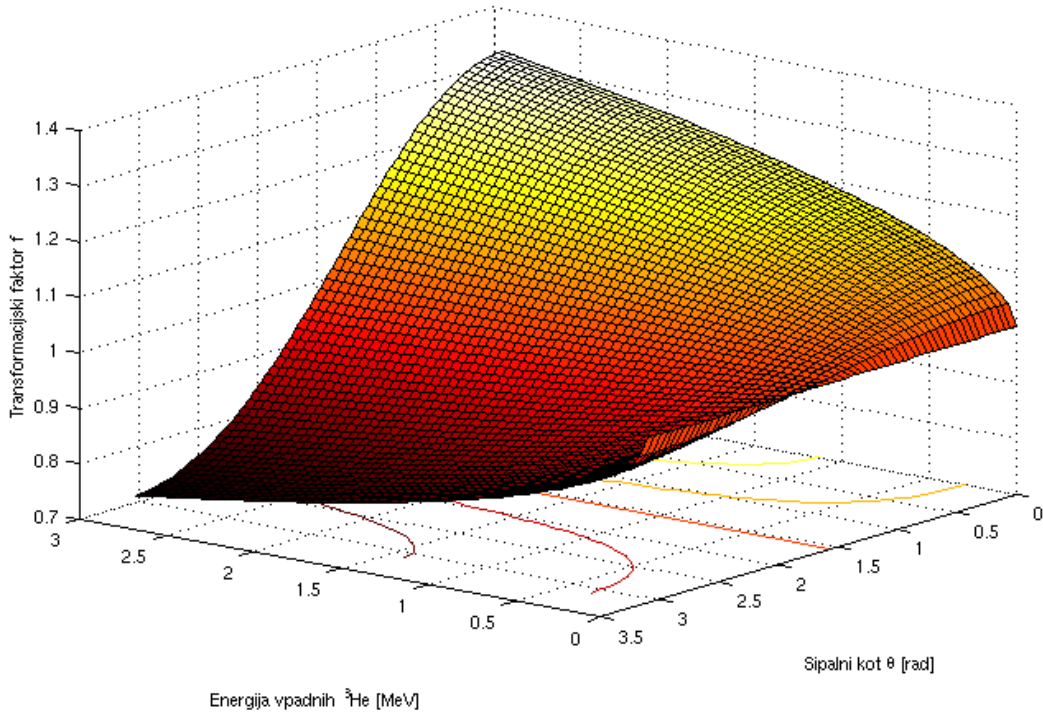
$$A_{24} = \frac{m_D m_{\alpha}}{(m_{He} + m_D)(m_p + m_{\alpha})} \left(1 + \frac{m_{He}}{m_D} \frac{Q}{T_T} \right) \quad (20)$$

$$Q = (m_{He} + m_D - m_p - m_{\alpha}) \quad (21)$$

$$T_T = T_1 + Q = T_3 + T_4 \quad (22)$$

in je T_1 kinetična energija vpadnega helijevega iona v laboratorijskem koordinatnem sistemu. Odvisnost Jacobijeve determinante od kota θ in energije vpadnega delca je prikazana na grafu 3. Na koncu lahko potem diferencialni sipalni presek v laboratorijskem koordinatnem sistemu izrazimo z diferencialnim sipalnim presekom v težiščnem sistemu kot:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{LAB} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{CMS}} \right)_{CMS} \frac{1}{J(T_1, \theta)} \quad (23)$$



Slika 3: Transformacijski faktor sipalnega preseka $f = \frac{1}{j}$ iz težiščnega koordinatnega sistema v laboratorijski sistem za reakcijo $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ v odvisnosti od sipalnega kota θ in energije vpadnih helijevih ionov.

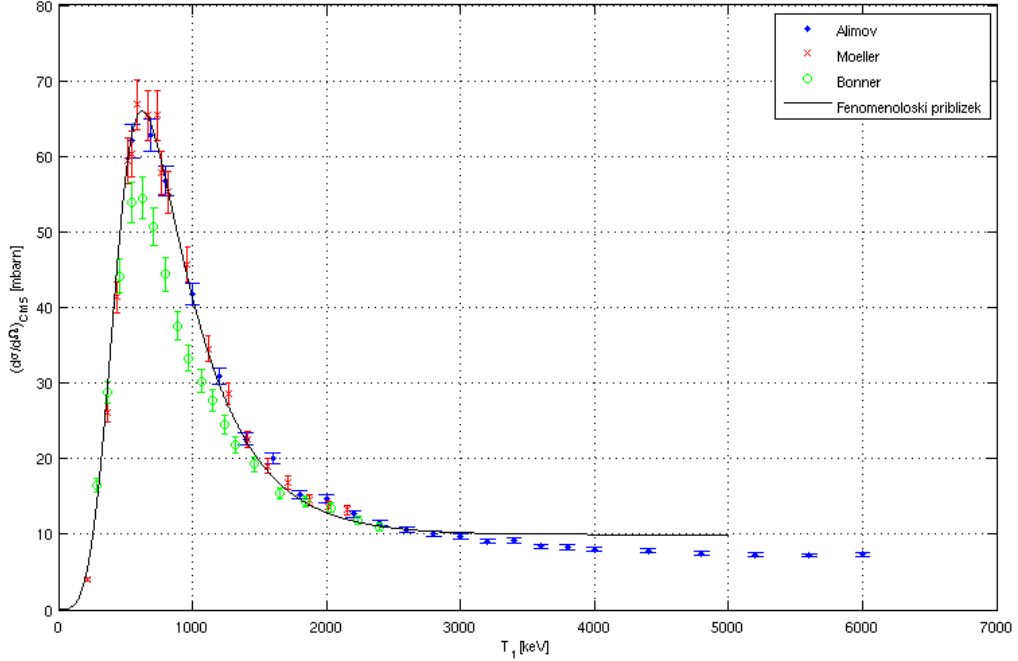
Sedaj imamo vse potrebno, da v enako obliko pretvorimo vse izmerjene sipalne preseke. Rezultate, ki jih dobimo, so predstavljeni na sliki 4. Iz dobljenih rezultatov vidimo, da vse meritve dajo podoben rezultat. V vseh treh meritvah dobimo “resonančni” vrh pri energiji $E_{3\text{He}} \approx 630$ keV. Meritvi Möllerja [2] in Alimova [1] vidimo da sta konsistentni v okviru napake, medtem ko meritev Bonnerja [3] okrog vrha sipalnega preseka močno odstopa od ostalih dveh. Katera vrednost sipalnega preseka je prava ne vem za gotovo, vendar glede na to, da je Bonnerjeva meritev (1952) dosti starejša od meritve Alimova (2005), sem v svojem seminarju verjel novejšim rezultatom. Poleg izmerjenih vrednosti sem na grafu narisal tudi analitični približek sipalnega preseka, ki sta ga predlagala Möller in Besenbacher [2] in je podan s formulo:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CMS} = \frac{A \epsilon^B (C e^{D\epsilon} + E)}{4\pi \epsilon^B + C e^{-D\epsilon} + E}, \quad (24)$$

kjer je ϵ energija vpadnega iona v laboratorijskem sistemu, podana v enotah [MeV], parametri A, B, C, D, E pa so določeni s prilagajanjem dane funkcije meritvam in so enaki:

$$\begin{aligned} A &= 1.577 \times 10^4 \\ B &= 3.530 \\ C &= 2.921 \times 10^{-1} \\ D &= 2.411 \\ E &= 7.930 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Hitro lahko opazimo, da dani približek kljub svoji enostavnosti zelo dobro opiše obnašanje dejanskega sipalnega preseka okrog resonančnega vrha in ga lahko zato brez slabe vesti uporabimo v



Slika 4: Diferencialni sipalni presek za reakcijo $D(^3\text{He}, p)\alpha$ v težiščnem koordinatnem sistemu. S točkami so na grafih prikazani izmerjeni sipalni preseki, ki so jih izmerili Alimov [1], Möller [2], Bonner [3]. Poleg je s polno črto označen fenomenološki približek Möllerja in Besenbacherja [2].

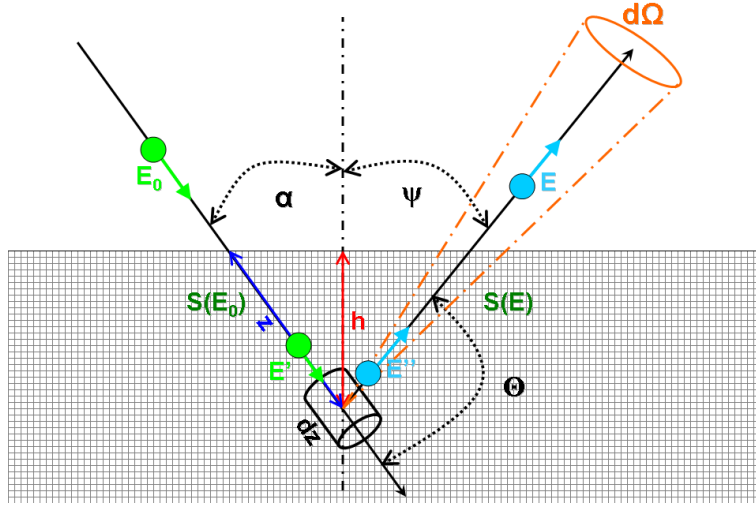
našem računu. Hkrati pa vidimo, da dani fenomenološki opis odpove pri energijah $E_0 \geq 3$ MeV, vendar nas to ne moti, saj sipalni presek tam nima nobene zanimive odvisnosti več. Na tem mestu je vredno tudi poudariti, da je zvonasta (“resonančna“) oblika sipalnega preseka bistvena pri profiliranju devterija v snovi, saj, kot bomo videli v nadaljevanju, omogoča, da med sabo razlikujemo delce, ki so se sipali na različnih globinah v vzorcu.

4 Energijske izgube in Zavorna sila

Kadar sipanje projektilov (v našem primeru ionov ^3He) ne poteka na površini vzorca, pač pa globlje v tarči, moramo upoštevati, da delec izgubi določen del energije na poti po tarči do jedra s katerim bo interagiral. Energijske izgube vpadnega delca so posledica Coulombske interakcije delca z elektroni v elektronskih oblakih, ki jih delec prečka na svoji poti. Izgubo energije na enoto prepotovane poti delca opišemo z zavorno silo $S(E)$, ki je definirana kot

$$S(E) = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dz}. \quad (25)$$

Energijsko odvisnost zavorne sile v prvem približku opišemo z Bethe-Blochovo funkcijo [6], v splošnem pa je njena odvisnost od energije dosti bolj zapletena in je ne znamo točno izračunati. Zato v praksi uporabljamo povprečne eksperimentalne vrednosti, ki jih za poljubno kombinacijo projektila in tarče najdemo zbrane v tabelah. Poleg so navadno navedeni tudi fenomenološki približki in ustrezne konstante zanje, s katerimi približno opišemo energijsko odvisnost zavorne sile. Vendar pa zavorna sila, kot je definirana v enačbi (25), zaradi svoje odvisnosti od gostote



Slika 5: Sipalna geometrija eksperimenta. Vpadna energija projektilov je E_0 , energija tik pred jedrsko reakcijo E' , energija tik po jedrski reakciji E'' , izstopna energija iz tarče pa je E . Z α je označen vpadni kot delca glede na vpadno pravokotnico, ψ je izstopni kot, θ pa je sipanli kot delca. $\delta\Omega$ je delček prostorskega kota, kamor odletijo delci, ki so se sipali pod kotom θ .

snovi ρ ni najprimernejša za tabeliranje. Tam rajši navajamo tako imenovane zavorne preseke, ki so neodvisni od gostote in so definirani kot:

$$\epsilon(E) = \frac{1}{\rho} \frac{M}{N_A} \frac{dE}{dz} = -\frac{dE}{dq}, \quad (26)$$

kjer q predstavlja dolžino prepotovane poti delca v enotah:

$$[q] = \left[\frac{\rho N_A}{M} z \right] = \frac{10^{15} \text{ atomov}}{\text{cm}^2} \quad (27)$$

V svoji nalogi sem za opis energijskih izgub helijevih ionov v snovi uporabil Andersen-Zieglerjev fenomenološki opis elektronskega zavornega preseka, ki sledi iz podatkov, ki jih je izmeril Ziegler in so tabelirani v [7]. Približek velja za energije na območju $1.0 \text{ keV} \leq E \leq 10 \text{ MeV}$ in je podan v obliki:

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_{LOW} \times \epsilon_{HIGH}}{\epsilon_{LOW} + \epsilon_{HIGH}} \quad (28)$$

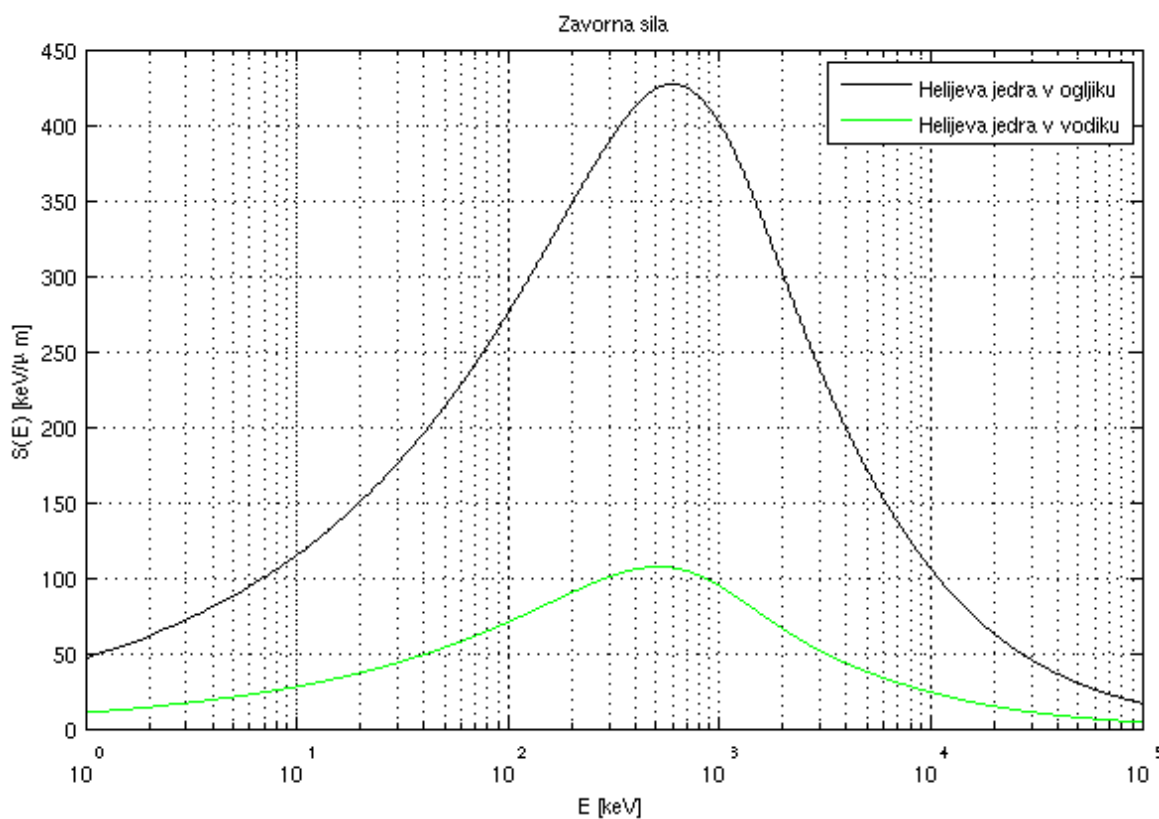
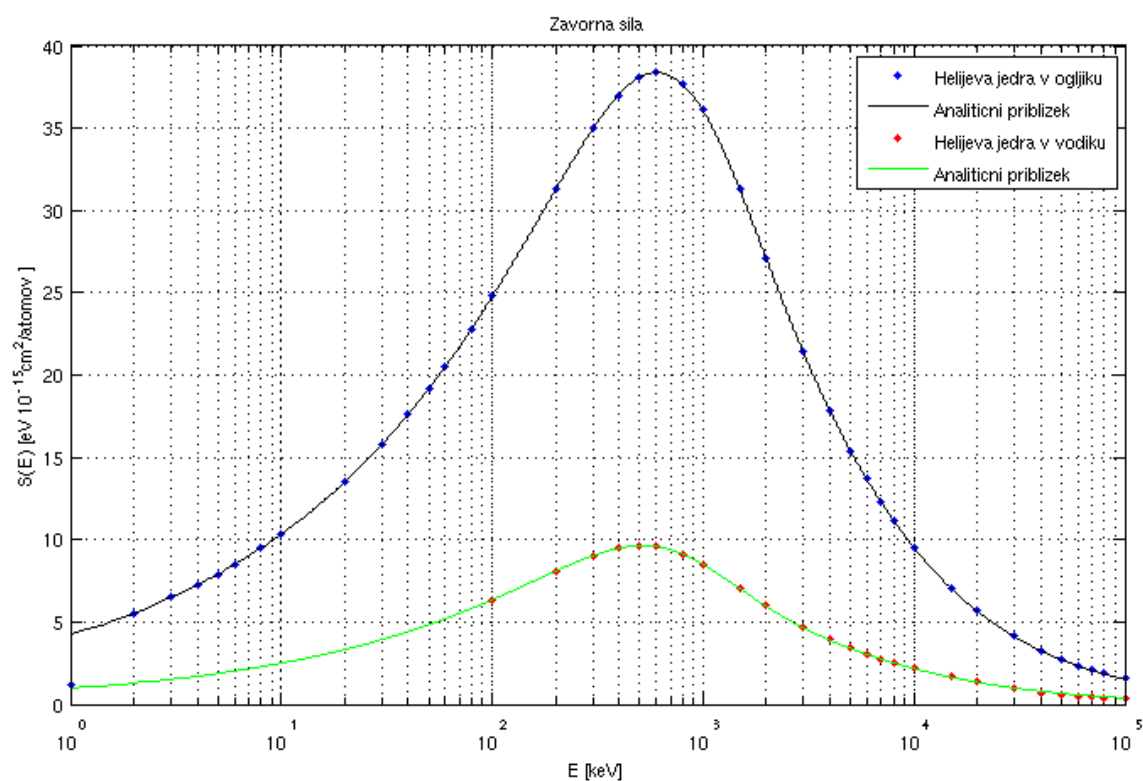
$$(29)$$

$$\epsilon_{LOW}(E) = A_1 E^{A_2} \quad (30)$$

$$(31)$$

$$\epsilon_{HIGH} = \frac{A_3}{E} \ln \left[1 + \frac{A_4}{E} + A_5 E \right], \quad (32)$$

kjer so A_1, \dots, A_5 številski koeficienti [7], ki jih določimo s prilagajanjem dane funkcije izmerjenim vrednostim. Za primer ustavljanja helijevih jeder v ogljiku in vodik (devteriju) so vrednosti parametrov A_i navedene v tabeli 3, odvisnost izračunanih zavornih presekov od energije pa je prikazana na sliki 6. Nas zanima zavorni presek izbranih ionov v ogljikovi ploščici, ki vsebuje določen delež devterija. V tem primeru je potrebno pravilno upoštevati zavorni presek v obeh



Slika 6: Prva slika: S točkami so prikazani izmerjeni zavorni preseki za helijeve ione v ogljiku in vodiku [7]. S polnima črtama pa sta označena tudi fenomenološka približka Andersena in Zieglerja [7] za oba primera zavornih presekov. Druga slika: Zavorna preseka za helijeve ione v ogljiku in vodiku v energijskih enotah.

Tarča	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
H	0.9661	0.4126	6.92	8.831	2.582
C	4.232	0.3877	22.99	35.0	7.993

Tabela 3: Numerični koeficienti, ki nastopajo v Andersen - Zieglerjevi formuli za opis zavornega preseka helijevih ionov v ogljiku in vodiku.

elementih. Če zanemarimo vpliv kemijskih vezi (in v praksi to lahko storimo [6]) zavorni presek v izbrani zmesi izračunamo kar po Braggovem pravilu:

$$\epsilon_{C+D}(E) = \sum_i C_i \epsilon_i(E) = (1 - C_D) \epsilon_C(E) + C_D \epsilon_D(E), \quad (33)$$

kjer je C_D delež devterija v plasti.

Sedaj ko odvisnost zavornega preseka od energije poznamo, ga integriramo in določimo energijo, ki jo ima delec potem, ko prepotuje pot L po plasti:

$$E(L) = E_0 - \int_0^L \bar{\epsilon}_{C+D}(E(x)) dx \quad (34)$$

Zveze (34) ne integriramo analitično, pač jo napademo z izbrano numerično metodo. V svojem seminarju sem numerični račun napravil za primer čiste ogljikove plasti, za primer plasti iz 100% devterija in za primer ogljikove plasti, ki vsebuje 7% devterija. V vseh treh zgledih sem se odločil, da bom prepotovano pot q meril v enotah $\left[\frac{10^{15} {}^{12}\text{C atomov}}{\text{cm}^2} \right]$. Potem velja:

$$z[\mu\text{m}] = \frac{q}{n} = \frac{qM}{\rho N_A} = 8.9873 \times 10^{-5} \hat{q}, \quad (35)$$

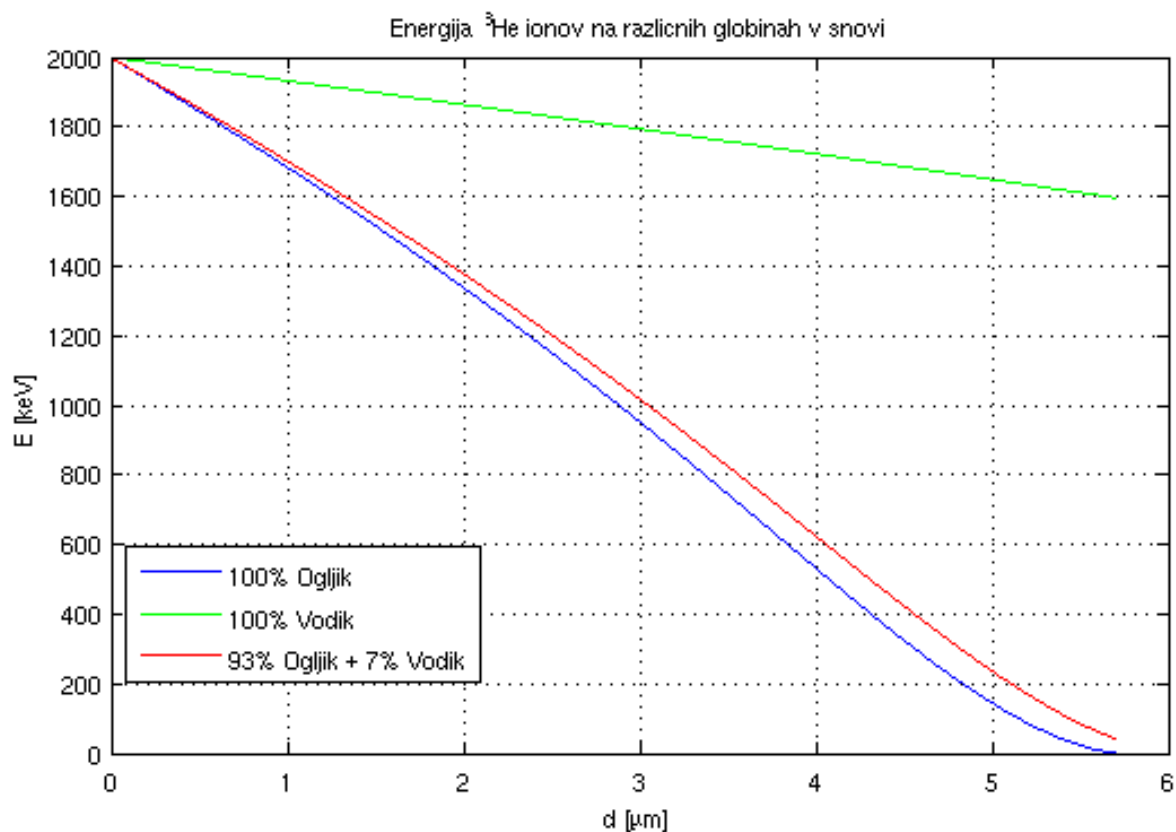
kjer je \hat{q} sedaj podan v izbranih enotah. To posledično pomeni, da zavorni presek $\bar{\epsilon}$ v enotah $\left[\frac{\text{MeV}}{\mu\text{m}} \right]$ dobimo iz preseka ϵ v enotah $\left[\frac{\text{eV cm}^2}{10^{15} \text{ atomov}} \right]$ tako, da naredimo transformacijo:

$$\bar{\epsilon} = 11.1268 \epsilon \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \quad (36)$$

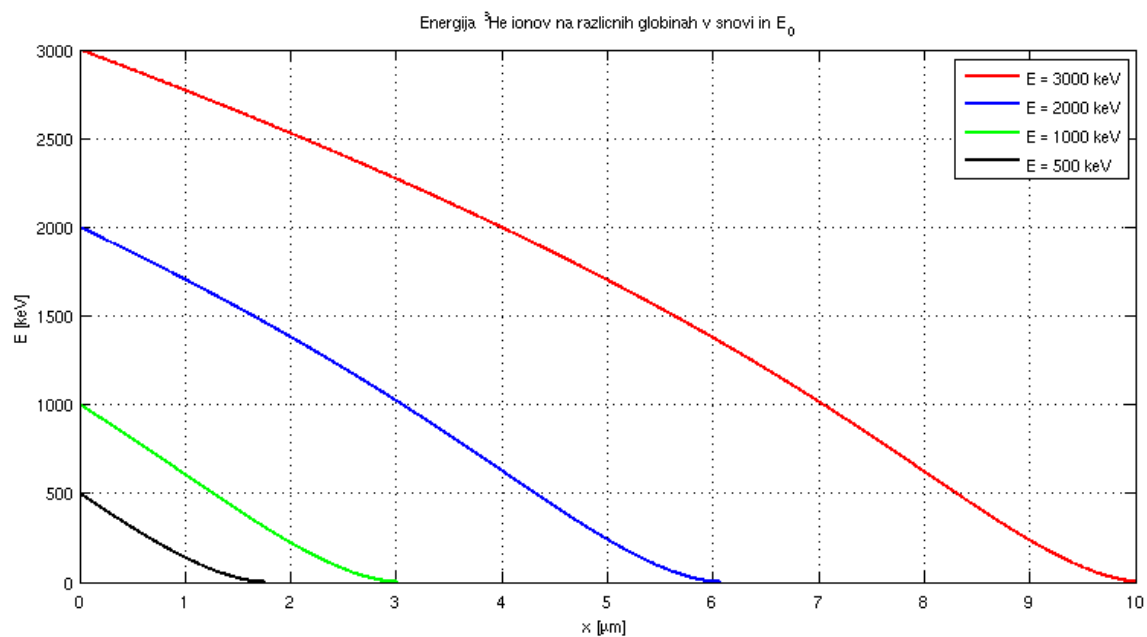
Rezultati, ki jih dobim za izbrane primere, so prikazani na sliki 7. Iz njih vidimo, da helijevi ioni v ogljiku dosti hitreje izgubljajo energijo kot v vodiku, kar smo seveda pričakovali, saj je zaradi večjega vrstnega števila $Z_C > Z_D = Z_H$ ogljika, interakcija iona z elektroni tam dosti močnejša. Graf 8 pa prikazuje potek izgubljanja energije helijevega iona v ogljikovi plošči s homogeno dodanimi 7% devterija. Po pričakovanjih vidimo, da večja kot je energija vpadnih ionov, dlje v snov sežejo. Kakšen je maksimalni doseg ionov v odvisnosti od začetne energije ionov pri različnih koncentracijah devterija, pa je prikazano na sliki 9.

Iz vseh teh grafov lahko sedaj dobimo vtis o dosegu ionov v snovi in občutek o maksimalni debelini plasti, ki jo bomo lahko na dani način analizirali. Vidimo, da z vpadnimi ioni z energijo $E_0 \approx 2 \text{ MeV}$ lahko sežemo do $d_{max} \approx 10 \mu\text{m}$ globoko v snov. Doseg je sicer močno odvisen od koncentracije devterija v plasti, vendar bodo nas zanimala le plasti z majhno koncentracijo devterija $x_D \lesssim 10\%$, zato maksimalni doseg ne bo znašal dosti več od nekaj mikrometrov.

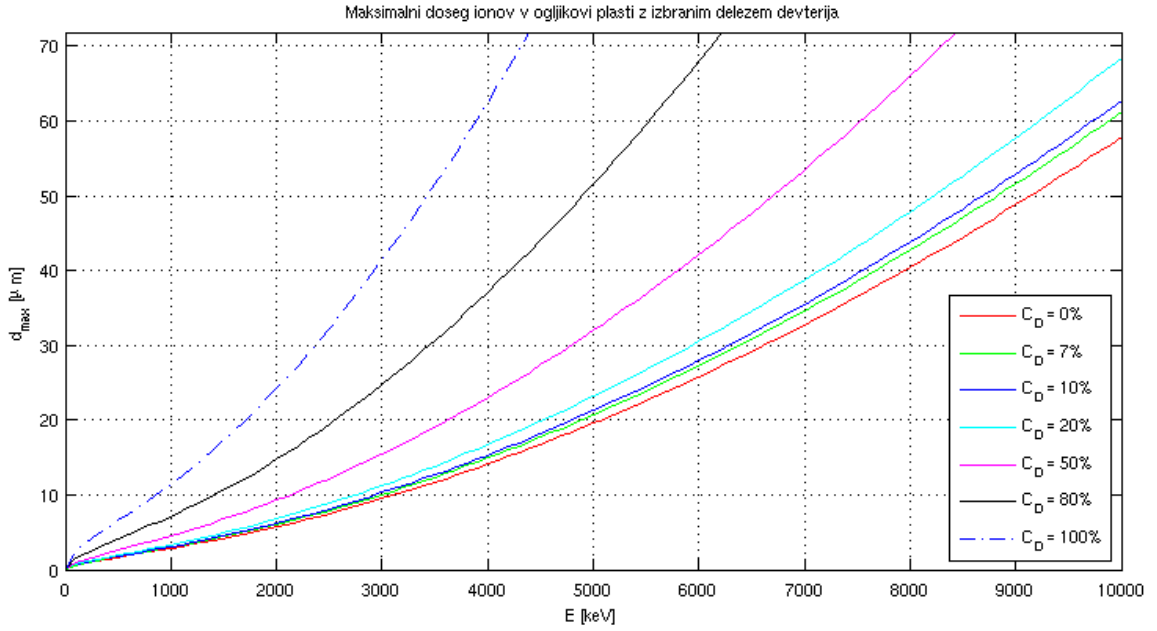
Pri obravnavani jedrski reakciji $D(^3\text{He}, p)\alpha$ nastanejo protoni z energijami $\approx 15 \text{ MeV}$, ki skozi snov odletijo ven iz raziskovane tanke plasti, kjer jih mi nato detektiramo. Ti protoni zaradi interakcij s snovjo na svoji poti izgubijo dosti, dosti manjši delež energije kot helijevi ioni [4], zato bom energijske izgube protonov v svojem računu zanemaril.



Slika 7: Energija vpadnih helijevih ionov na različnih globinah v izbrani snovi. Energijske izgube so posledica interakcije helijevih ionov z elektroni v snovi.



Slika 8: Energija Helijevih ionov na različnih globinah ogljikove plasti z dodanim 7% deležem deuterija, za različne energije vpadnih ionov.



Slika 9: Graf prikazuje maksimalni doseg helijevih ionov v izbrani plasti v odvisnosti od začetne energije ionov.

5 Pridelek protonov in profiliranje z “resonancami”

Sedaj ko smo se oborožili z vsemi mehanizmi in osnovnimi principi, ki jih potrebujemo pri analizi sipanja helijevih jeder na atomih devterija, lahko naredimo korak naprej in poskušamo napovedati kaj bomo, če sploh kaj bomo, opazili pri resničnem eksperimentu.

Žarek helijevih ionov z energijo E_0 naj zadeva večplastni debel vzorec pod vpadnim kotom α , sipani delci pa iz njega izhajajo pod kotom ψ (Glej sliko 2). Sipalni kot delcev je potem enak $\theta = \pi - (\alpha + \psi)$. V mislih sedaj razdelimo vzorec na tanke plasti in glejmo, koliko delcev, ki so nastali na dani plasti, v času t prileti v detektor. Število detektiranih delcev iz izbrane plasti tarče imenujemo pridelek dY in je odvisen od preseka $\frac{d\sigma_i}{d\Omega}$ za izbrano jedrsko reakcijo na jedrih izbrane plasti, prostorskega kota $\Delta\Omega$, ki ga vidi detektor, začetnega toka delcev j_p ter od kemijske sestave posamezne plasti (gostote, atomske mase in masnega deleža elementov v plasti). Ker je obravnavana plast sestavljena iz več vrst atomov (ogljik in devterij), merimo pridelek vsakega elementa v plasti posebej:

$$dY_i = \frac{d\sigma_i(E(E_0, z))}{d\Omega} \Delta\Omega j_0 t \frac{\rho N_A}{M_i} C_i(z) A dz, \quad (37)$$

kjer sem z C_i označil koncentracijo izbranega elementa v plasti. Če sedaj vpeljemo $Q_i^{3He} = j_0 t \frac{\rho N_A}{M_i} A$ in upoštevamo, da je $dz = \frac{dx}{\cos \alpha}$, lahko na koncu pridelek tanke plasti na globini x vzorca zapišemo kot:

$$dY_i = \frac{Q_i^{3He}}{\cos \alpha} C_i(x) \frac{d\sigma_i(E(E_0, x))}{d\Omega} d\Omega_{det} dx, \quad (38)$$

kjer je $d\Omega_{det}$ delček prostorskega kota detektorja s katerim opazujemo delce, ki odletijo pod kotom $\approx \psi$ iz vzorca. Celotni pridelek na časovno enoto izbranega vzorca, ki ga raziskujemo pa potem izračunamo tako, da pointegriramo izraz (38) po celotni debelini plasti in po celotnem prostorskem

kotu detektorja. To nam na koncu da:

$$Y_i(E_0, L) = \frac{Q_i^{3He}}{\cos \alpha} \Delta \Omega_{det} \int_0^L C_i(x) \frac{d\sigma_i(E(E_0, x))}{d\Omega} dx \quad (39)$$

5.1 Pridelek homogene plasti

Za začetek obravnavajmo tanko plast ogljika s homogeno porazdeljenim devterijem po celotnem volumnu plasti:

$$C_D(x) = A\Theta(d - x) \quad (40)$$

Pri tem je d debelina izbrane plasti, A pa določa koncentracijo devterija v plasti in sem jo v svojem zgledu nastavljal na $A = 7\%$.

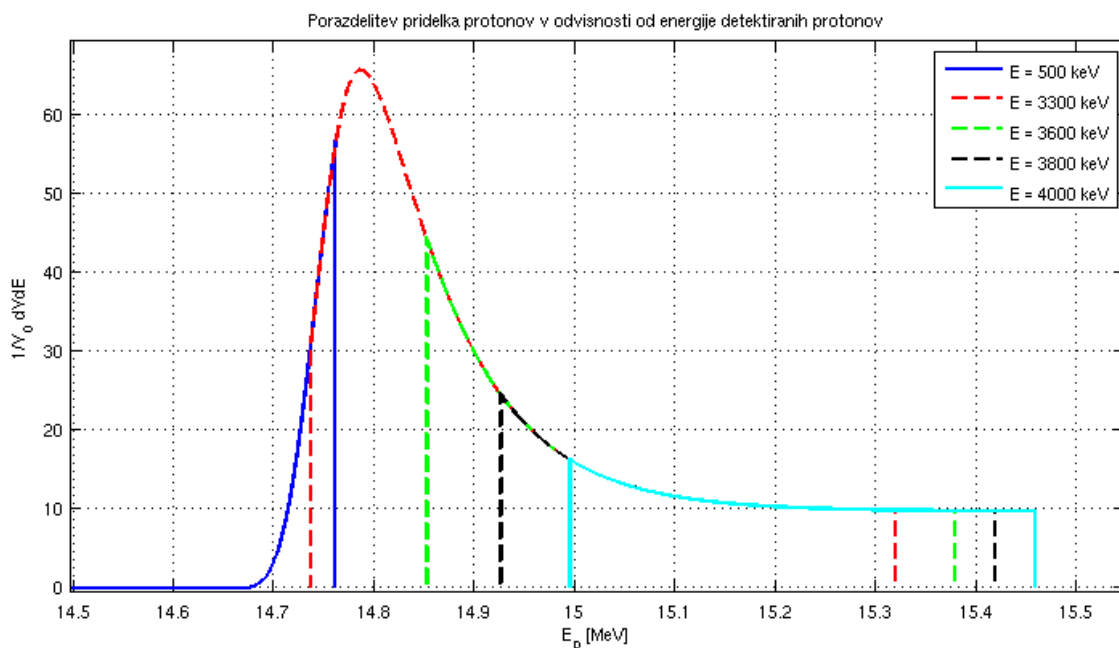
V eksperimentu z žarkom vpadnih helijevih ionov posvetimo na dani vzorec in merimo energijsko porazdelitev pridelka v odvisnosti od energije detektiranih protonov. Če dobljeno funkcijsko odvisnost pridelka $\frac{dY_D}{dE_p}(E_p)$ delimo z energijsko odvisnostjo sipalnega preseka, ki jo dobimo preko kinematskih zvez, lahko iz enačbe (38) izrazimo koncentracijo devterija v odvisnosti od energije sipanih delcev:

$$\frac{1}{Y_0} \frac{dY_D}{dE_p}(E_p) \frac{\epsilon(E_p)}{\frac{d\sigma(E_p)}{d\Omega}} = C_D(E_p) \quad (41)$$

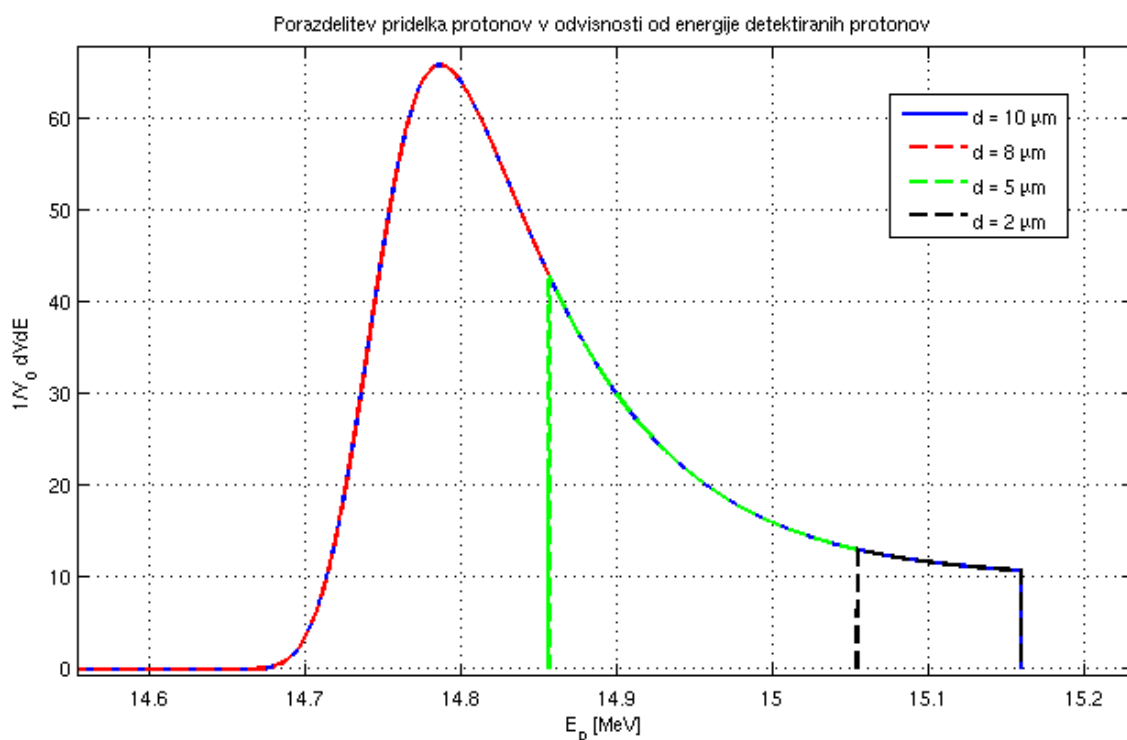
Mi želimo izračunati koncentracijo v odvisnosti od lege v plasti x in ne od energije E_p . Zato moramo v naslednjem koraku pravilno upoštevati zavorno silo, ki nam da povezavo med energijo E_p in lego delca v plasti. Ker je zavorna sila odvisna od koncentracije vseh elementov v plasti, to ni enostaven problem. Zato se v splošnem koncentracijski profil določa z iterativnim postopkom. Če pa privzamemo, da je koncentracija devterija v plasti majhna, pa lahko naš primer obravnavamo tako, kot da bi vpadni ioni zavirali le v ogljiku. V tem posebnem primeru je zveza med energijo nastalih protonov in globino, kjer je prišlo do jedrske reakcije enostavna (in bijektivna) zato lahko globinsko porazdelitev elementa ven direktno izrazimo.

Na grafih 10 in 11 so predstavljene energijske porazdelitve pridelkov za različne debeline izbrane plasti in za različne energije vpadnih ionov. Zvonasta oblika porazdelitve pridelka je posledica dane energijske odvisnosti sipalnega preseka. Iz rezultatov hitro vidimo, da se spektri pridelkov pri različnih energijah vpadnih ionov močno razlikujejo med sabo, ločiti pa znamo tudi pridelke dY_D/dE različno debelih plasti. Tu pa naletimo na omejitev izbrane merske tehnike. Na grafu 11 lahko namreč opazimo, da smo z žarkom z energijo $E_0 = 2.5$ MeV občutljivi le do debeline $d \approx 7.5 \mu\text{m}$. Debelejših plasti s tem žarkom ne znamo več ločiti, saj so se v plasti debeline $d < 8 \mu\text{m}$ ustavili že vsi vpadni ioni. Če želimo raziskati debelejšje plasti moramo vzorec napasti s hitrejšimi ioni z večjo energijo, ki bodo lahko globlje prodrli v tarčo. Pri tem je potrebno poudariti, da ko povečamo energijo, se potek funkcije dY/dE ne spremeni bistveno. Iz rezultatov na grafu 10 vidimo, kaj bi v tem primeru dobili. Desni rob spektra, ki ustreza tistim protonom, ki so nastali na površini vzorca, bi se premaknil h nekoliko višjim energijam. Simulacija pokaže, da če spremenimo energijo vpadnih helijevih ionov za $\Delta E_0 \approx 400$ keV, se desni rob premakne za $\Delta E_p \approx 80$ keV, kar je približno $\frac{\Delta E_p}{E_p} \approx 0.5\%$ sprememba energije izhodnega protona. Tako majhnih sprememb pa ni enostavno meriti.

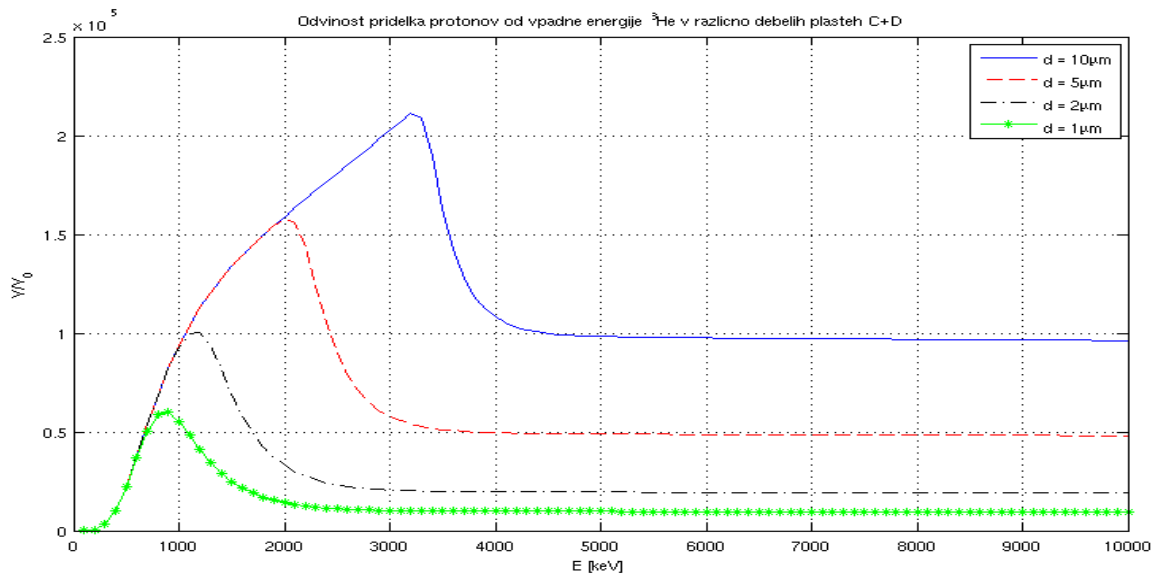
Zaradi tega rajši uberemo drugo pot in merimo odvisnost celotnega pridelka Y_D v odvisnosti od energije vpadnih ionov helija. Grafa 12 in 13 kažeta odvisnost pridelka protonov od energij vpadnih ionov v različno debelih tarčah. Od tod vidimo, da se v primeru $10 \mu\text{m}$ debele tarče



Slika 10: *Energijska porazdelitev pridelka $\frac{dY}{dE}$ v odvisnosti od kinetične energije detektiranih protonov pri različnih energijah vpadnih helijevih ionov, za $d = 10 \mu\text{m}$ debelo plast ogljika, ki vsebuje 7% deuterija, ki je enakomerno razporejen po plasti.*



Slika 11: *Energijska porazdelitev pridelka $\frac{dY}{dE}$ v odvisnosti od kinetične energije detektiranih protonov pri različnih debelinah ogljikovih ploščic z vsebovanim deuterijem, za primer, ko vzorec obstreljujemo z vpadnim žarkom helijevih ionov z energijo $E_0 = 2500 \text{ keV}$.*



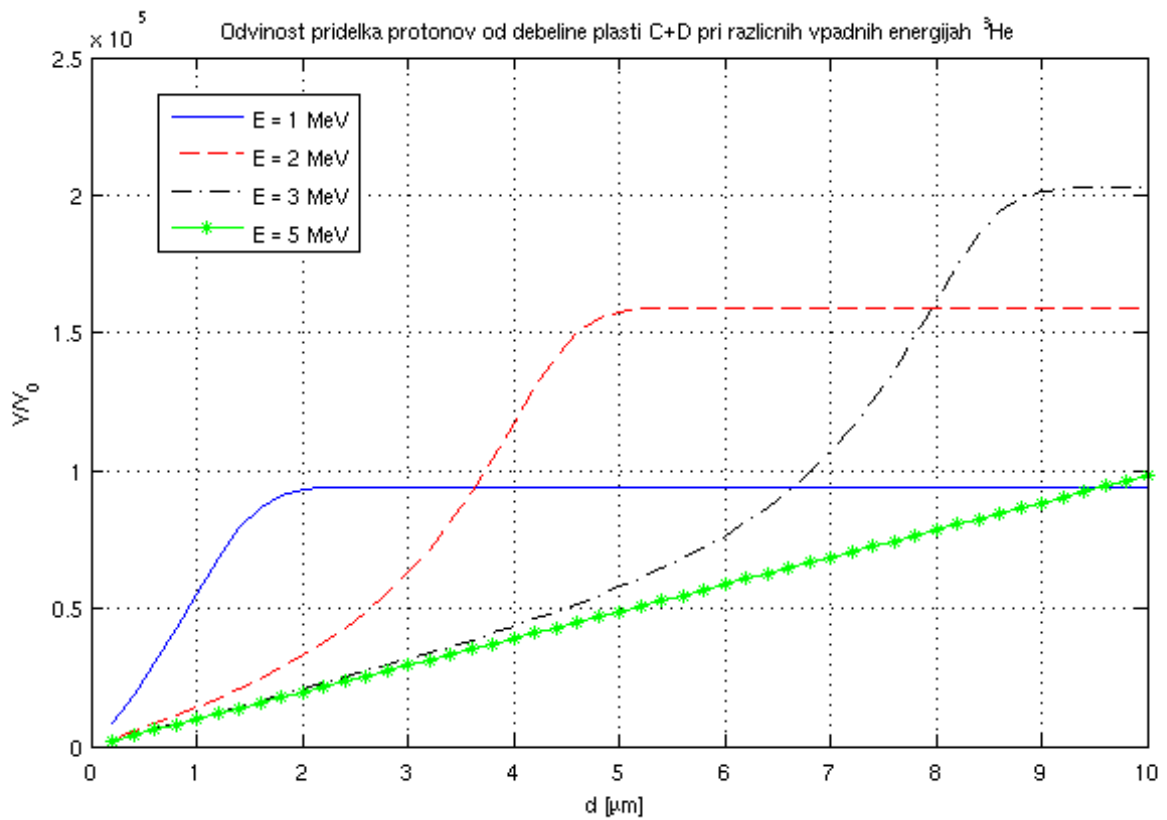
Slika 12: Odvisnost pridelka Y_p protonov od energije vpadnih helijevih ionov v različno debelih ogljikovih ploščicah z dodanim 7.0% deležem deuterija, ki je enakomerno razporejen po plasti.

pridelek spremeni za $\approx 12\%$, ko povečamo energijo vpadnih delcev iz $E_0 = 2.5 \text{ MeV}$ na $E_0 = 3 \text{ MeV}$, kar je bistveno več od ubogih 0.5% , ki jih opazimo v energijskem spektru pridelka. Na sliki 12 tudi vidimo, da je pri izbrani debelini plasti pridelek Y_p od določene energije dalje konstanten. Takšno obnašanje razumemo. Če imamo dovolj hitre projekte, se ti, ne glede na izgube v snovi, vedno nahajajo v režimu $E > 3 \text{ GeV}$, kjer je sipalni presek približno konstanten (graf 4) in je zato tam pridelek kar linearno odvisen od debeline plasti. Ker delec v debelejših plasteh izgubi več energije kot v tankih, se območje konstantnega pridelka pri debelejših plasteh pojavi pri večjih energijah kot pri tankih plasteh. Opazimo tudi, da se z naraščajočo debelino vzorca premika tudi vrh pridelka. To se na prvi pogled sicer ne zdi smiselno, saj je pri izbrani energiji vpadnih ionov presek za sipanje največji vedno na enaki globini, ne glede na to, koliko plasti potem še sledi. Vendar pa tu ne smemo gledati le sipalnega preseka, pač pa je potrebno obravnavati integral sipalnega preseka (enačba (39)). Njegov maksimum pa ni vedno na istem mestu, pač pa se spreminja z debelino plasti.

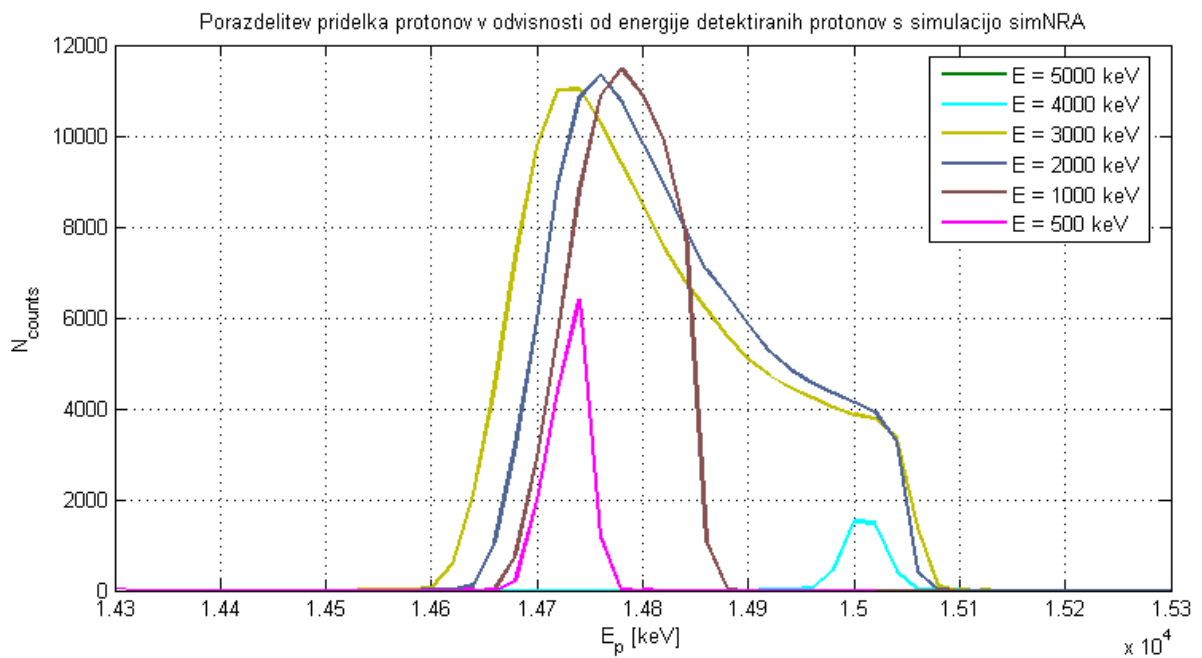
Da bi lahko iz izmerjenega pridelka Y_p določili koncentracijo deuterija, moramo dekonvoluirati izraz (39). Tega ne počnemo na roke, pač pa zato uporabimo ustrezen program (na primer **simNRA**), ki za simulirane koncentracijske profile poišče ustrezne energijske odvisnosti pridelkov in jih poskuša prilagoditi izmerjenim točkam.

5.2 Simulacija **simNRA**

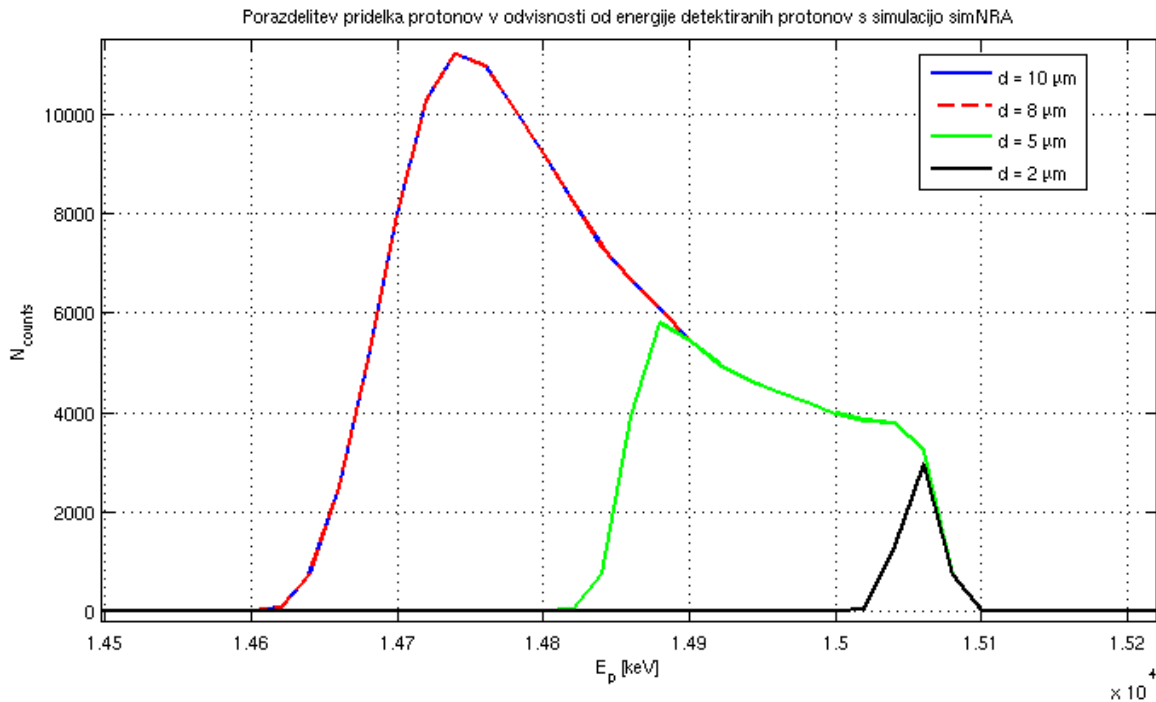
Energijske porazdelitve pridelka za izbrani primer pa sem simuliral tudi s programom **simNRA** in jih prikazal na grafih 14 in 15. Na njih lahko vidimo, da so dobljeni rezultati zelo podobni tistim na slikah 10 in 11, ki sem jih dobil s svojo najpreprotejšo simulacijo. Razlike, ki jih opazimo, so posledica dejstva, da program **simNRA** v svojih algoritmih upošteva tudi energijsko stresanje, česar jaz nisem upošteval. Zato se spektri, ki jih dobimo s to simulacijo nekoliko razširjeni in se ne prekrivajo tako, kot se moji.



Slika 13: Odvisnost pridelka Y_p protonov od debeline ogljikove plasti z dodanim devterijem pri različnih vpadnih energijah helijeviskih ionov.



Slika 14: Energijska porazdelitev pridelka $\frac{dY}{dE}$ v odvisnosti od kinetične energije detektiranih protonov pri različnih energijah vpadnih helijeviskih jeder, ki jih dobimo s simulacijo *simNRA*.

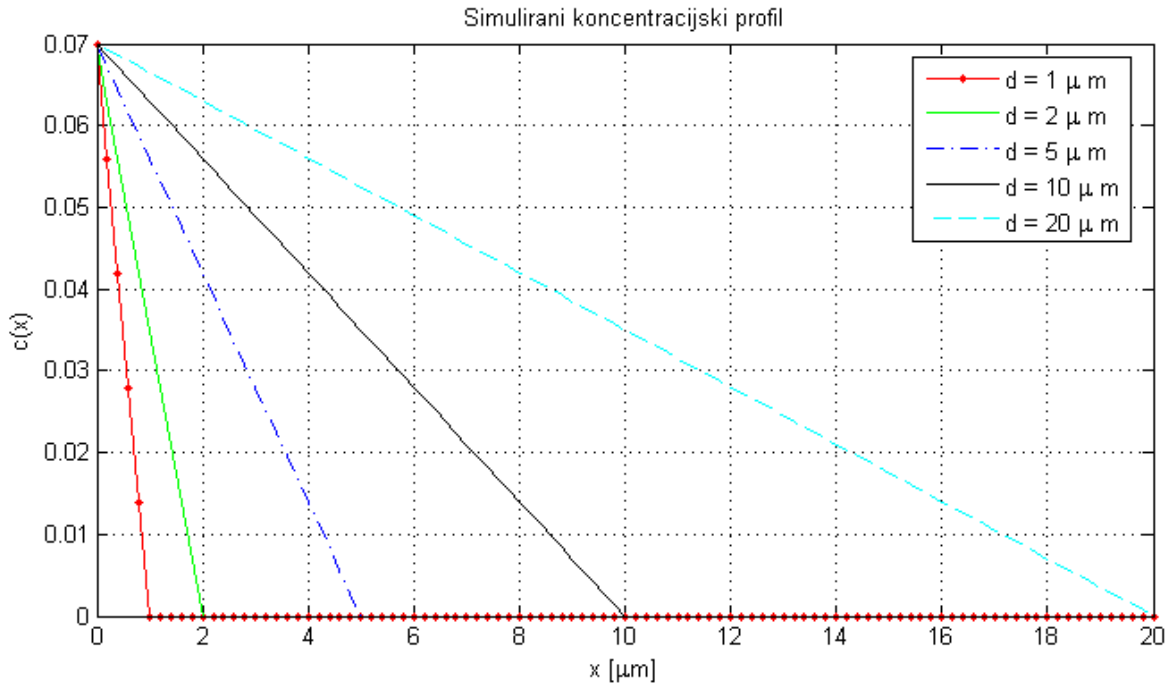


Slika 15: *Energijska porazdelitev pridelka $\frac{dY}{dE}$ v odvisnosti od kinetične energije detektiranih protonov pri različnih debelinah ogljikovih ploščic s 7.0% vsebnostjo devterija, ki jih dobimo s simulacijo simNRA.*

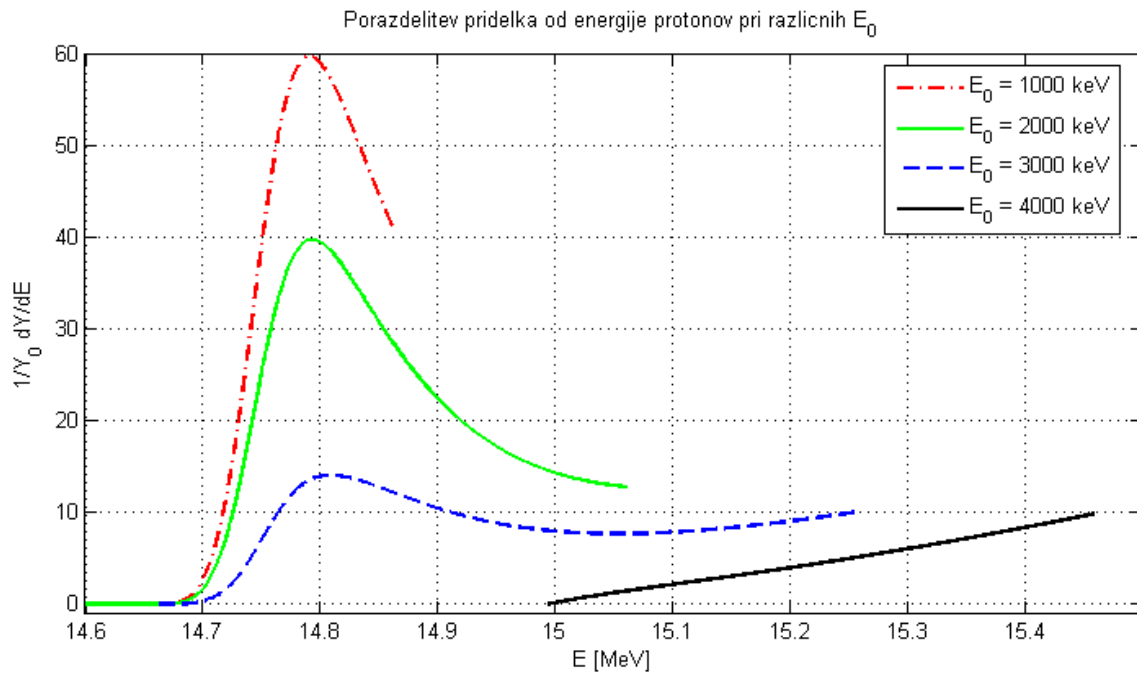
6 Drugi primeri koncentracijskih profilov

Potem ko sem preučil osnovni primer določitve koncentracijskega profila (enakomerna porazdelitev) devterija v tanki plasti, pa sem si lahko ogledal še nekatere bolj zanimive primere. Zanimalo me je, kakšne energijske porazdelitve pridelka protonov dobimo v primeru, ko koncentracija devterija v plasti bodisi enakomerno pada proti nič (Glej sliko 16), bodisi enakomerno raste proti izbrani maksimalni vrednosti (Glej sliko 18). Rezultati, ki jih za izbrana primera dobim s svojo simulacijo so prikazani na slikah 17 in 19. Na žalost teh rezultatov nisem mogel primerjati s simulacijo simNRA, ker v njej nisem mogel oblikovati linearno padajočega oziroma linearno naraščajočega koncentracijskega profila. Zato sem svoj primer nekoliko spremenil, in si ogledal porazdelitve pridelkov za primer, ko se delež devterija v plasti spreminja v enakomernih presledkih in v desetih korakih naraste iz nič na maksimalno vrednost (Glej sliko 20). Takšen potek koncentracije pa sem lahko skonstruiral tudi v programu simNRA. Tako sem lahko rezultate svoje simulacije, ki so predstavljeni na grafu 21, primerjal s tistimi na sliki 22, ki jih da simulacija simNRA. Vidimo, da z obema simulacijama dobimo podobne energijske odvisnosti porazdelitve pridelka izhodnih protonov.

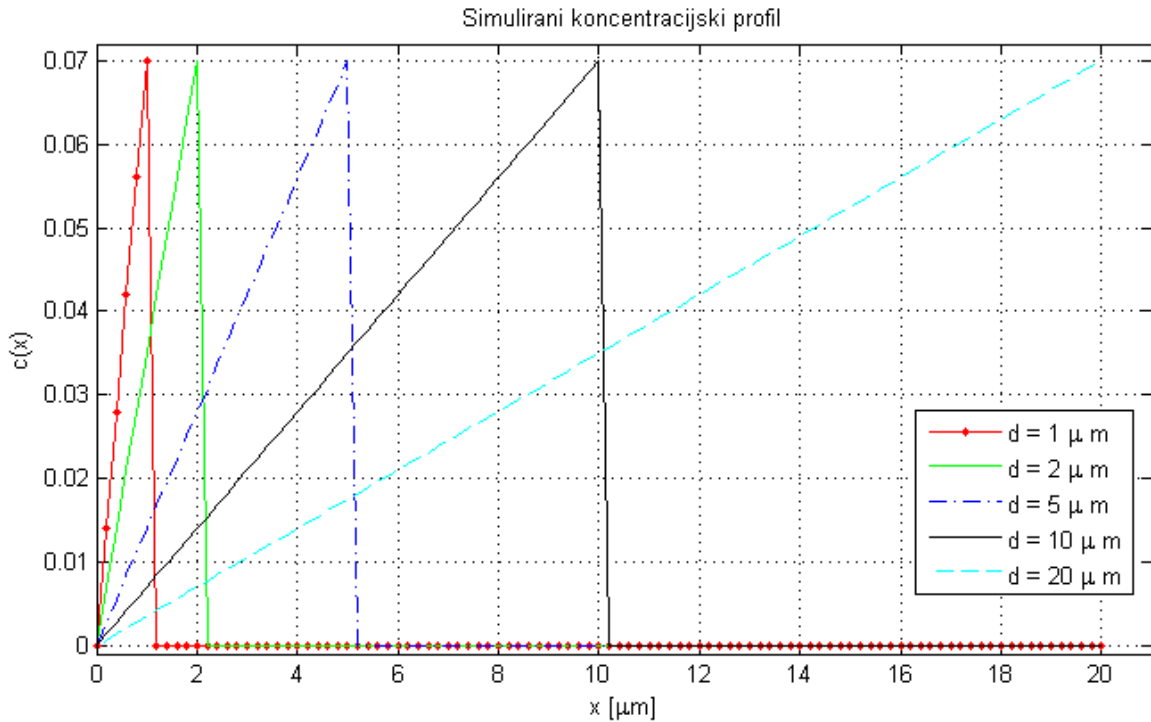
Nato sem simuliral še nasprotni primer, ko koncentracija devterija v tanki plasti v enakomernih korakih pada iz maksimalne vrednosti proti nič (Glej sliko 23). Rezultati, ki jih z obema simulacijama dobim za dani primer, pa so prikazani na grafih 24 in 25.



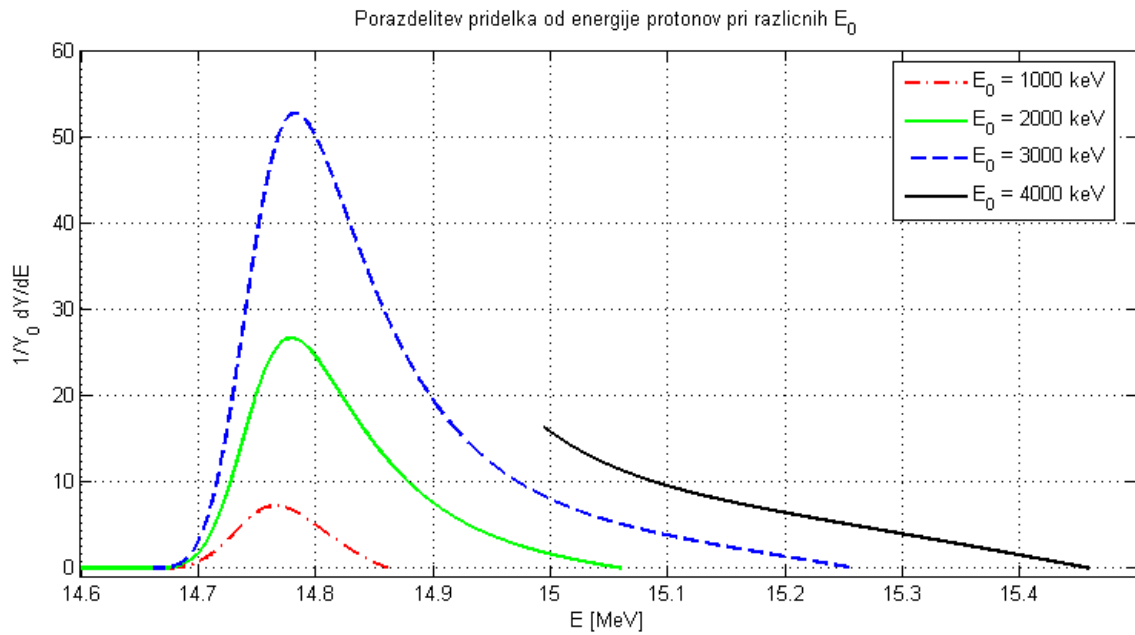
Slika 16: Odvisnost linearno padajočega koncentracijskega profila od globine v plasti za različno debele plasti. Maksimalna koncentracija deuterija v plasti je 7%.



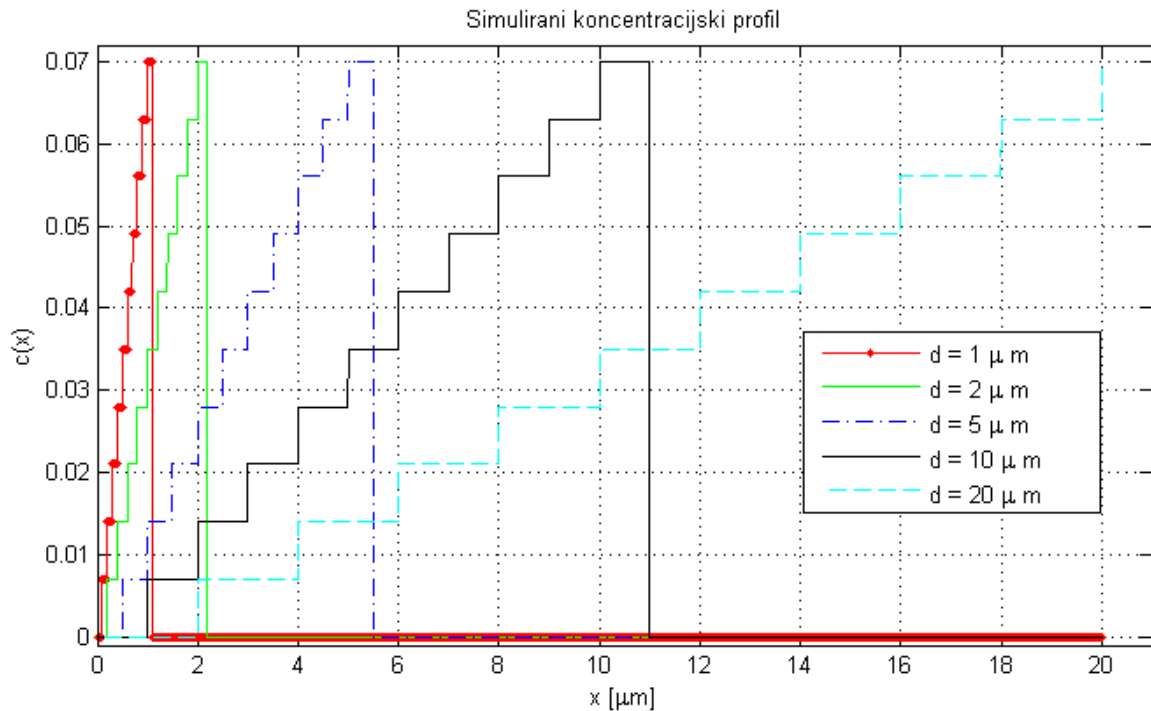
Slika 17: Odvisnost porazdelitve pridelka od energije izhodnih protonov E_p pri različnih energijah vpadnih helijevih ionov E_0 , za primer linearno padajočega koncentracijskega profila z debelino $d_{max} = 10 \mu\text{m}$, ki je prikazan na sliki 16.



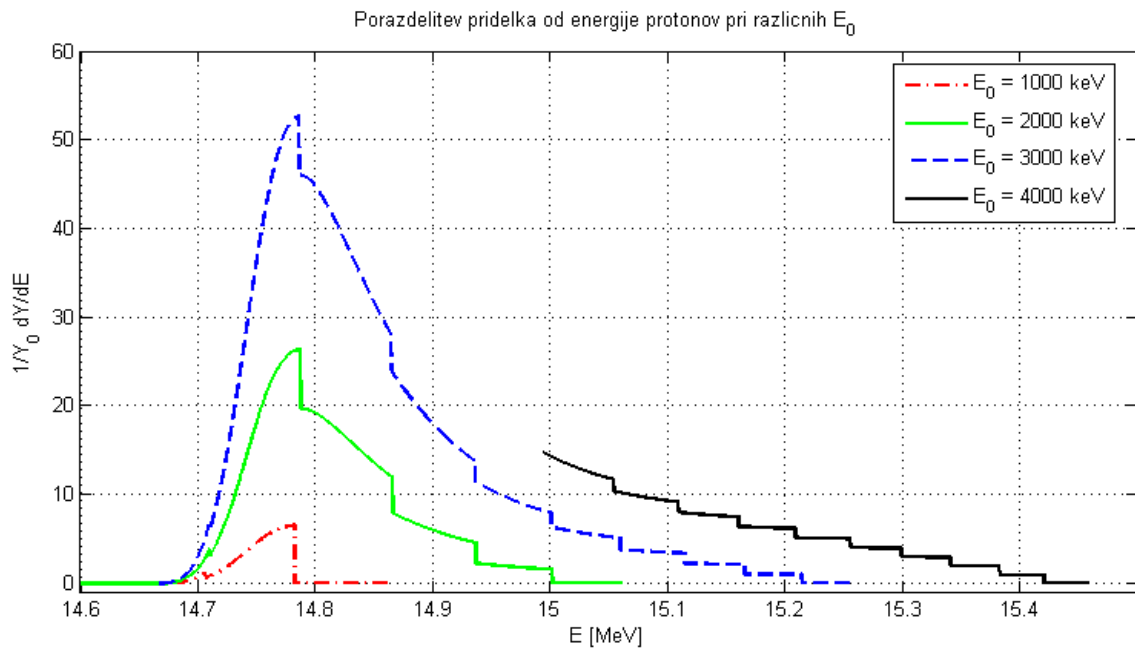
Slika 18: Odvisnost linearno naraščajočega koncentracijskega profila od globine v plasti za različno debele plasti. Maksimalna koncentracija deuterija v plasti je 7%.



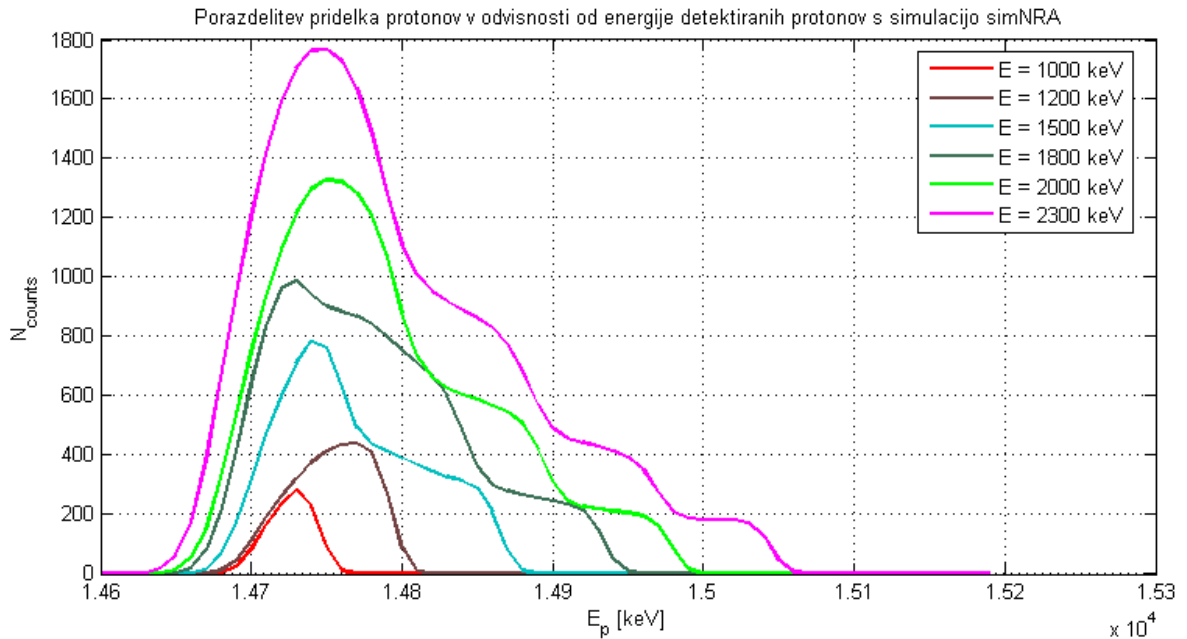
Slika 19: Odvisnost porazdelitve pridelka od energije izhodnih protonov E_p pri različnih energijah vpadnih helijevih ionov E_0 , za primer linearno naraščajočega koncentracijskega profila z debelino $d_{max} = 10 \mu\text{m}$, ki je prikazan na sliki 18.



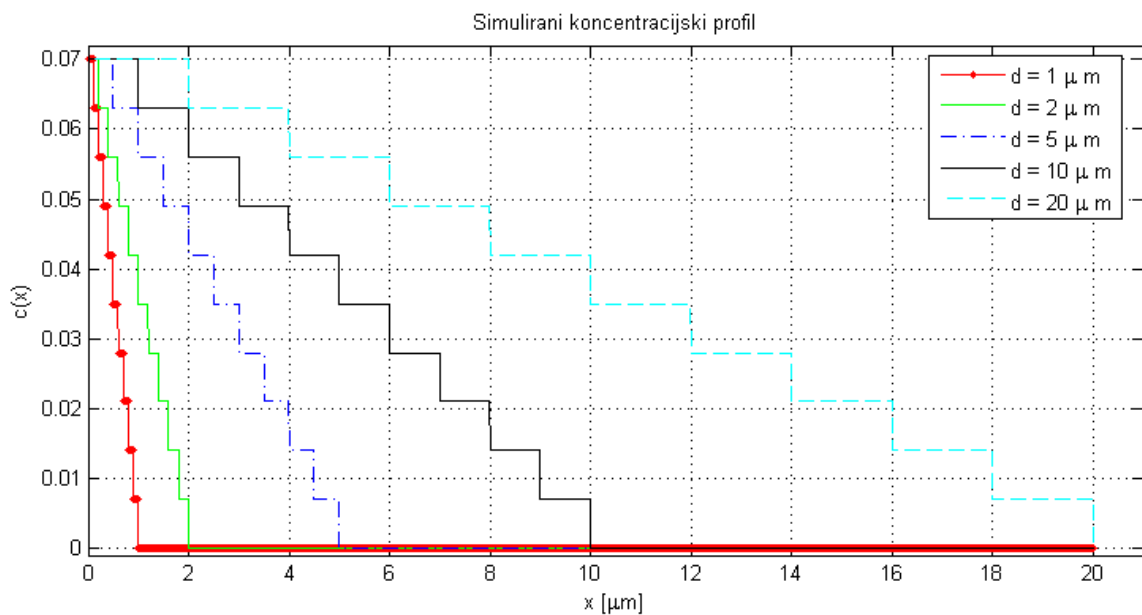
Slika 20: Odvisnost koncentracijskega profila, ki v desetih enakomernih korakih naraste iz nič do maksimalne koncentracije $C_D = 7\%$, od globine v plasti, za različno debele plasti.



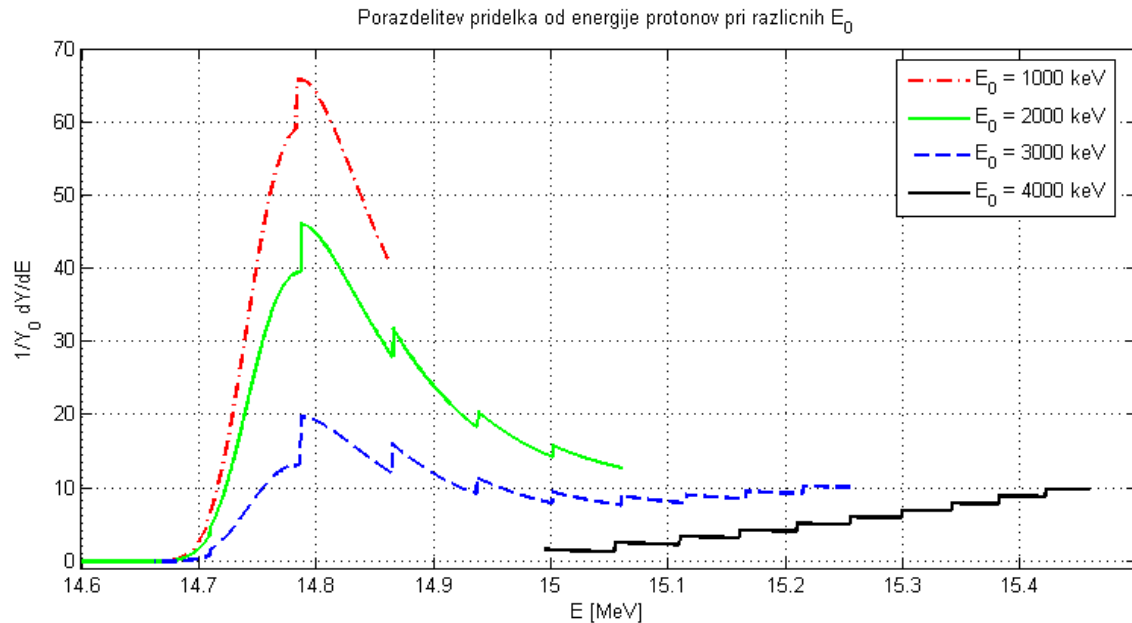
Slika 21: Odvisnost porazdelitve pridelka od energije izhodnih protonov E_p pri različnih energijah vpadnih helijevih ionov E_0 , za primer v enakomernih korakih naraščajočega koncentracijskega profila z debelino $d_{max} = 10 \mu\text{m}$, ki je prikazan na sliki 20.



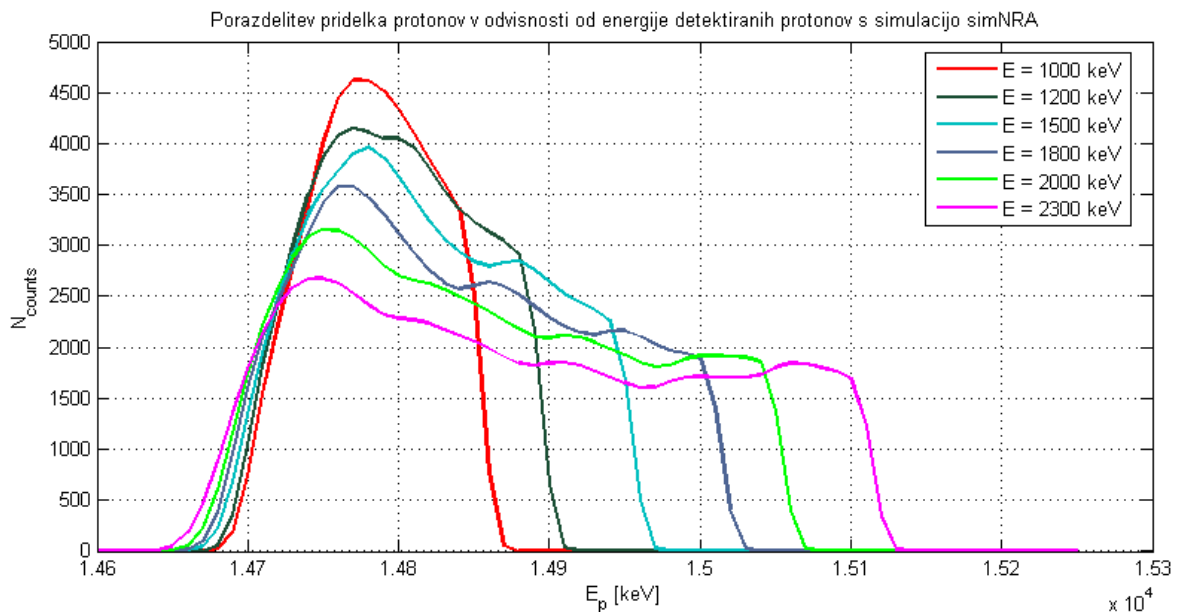
Slika 22: Energijska porazdelitev pridelka $\frac{dY}{dE}$ v odvisnosti od kinetične energije detektiranih protonov za različne energije vpadnih helijevih ionov, ki jih dobimo s simulacijo *simNRA*. V prikazanih primerih je bila plast deuterija debela $d_{max} = 10 \mu\text{m}$, njeno koncentracija pa se je spreminjala kot je prikazano na sliki 20.



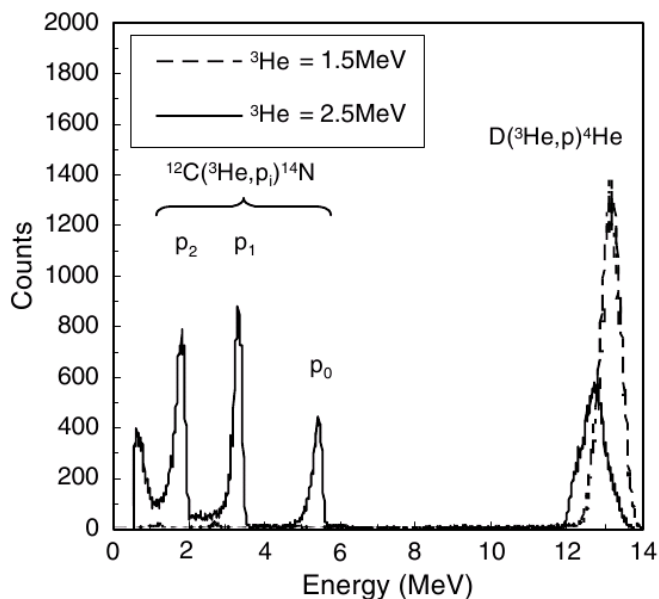
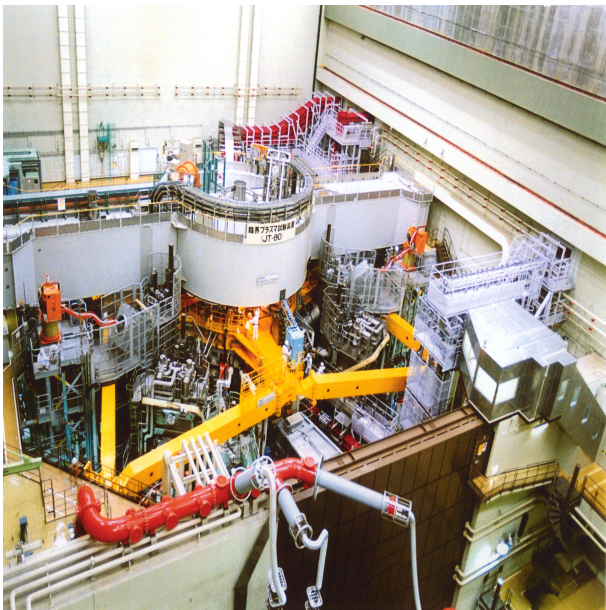
Slika 23: Odvisnost koncentracijskega profila, ki v desetih enakomernih korakih pade iz maksimalne koncentracije $C_D = 7\%$ deuterija na nič, od globine v plasti, za različno debele plasti.



Slika 24: Odvisnost porazdelitve pridelka od energije izhodnih protonov E_p pri različnih energijah vpadnih helijevih ionov E_0 , za primer v korakih padajočega koncentracijskega profila z debelino $d_{max} = 10 \mu\text{m}$, ki je prikazan na sliki 23.



Slika 25: Energijska porazdelitev pridelka $\frac{dY}{dE}$ v odvisnosti od kinetične energije detektiranih protonov za različne energije vpadnih helijevih ionov, ki jih dobimo s simulacijo *simNRA*. V prikazanih primerih je bila plast deuterija debela $d_{max} = 10 \mu\text{m}$, njegova koncentracija pa se je spreminjala kot je prikazano na sliki 23.

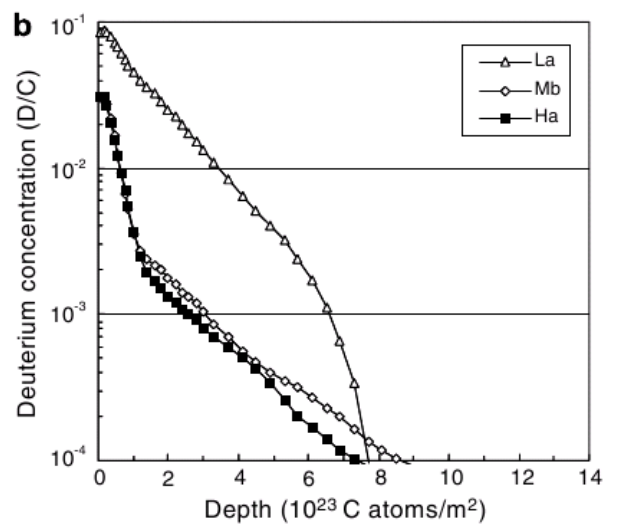
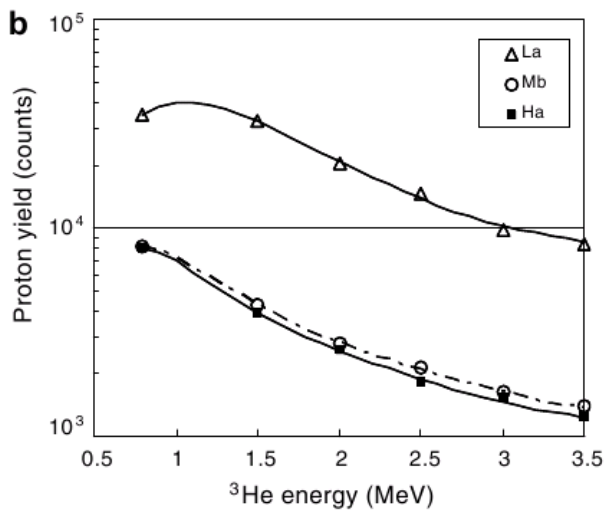
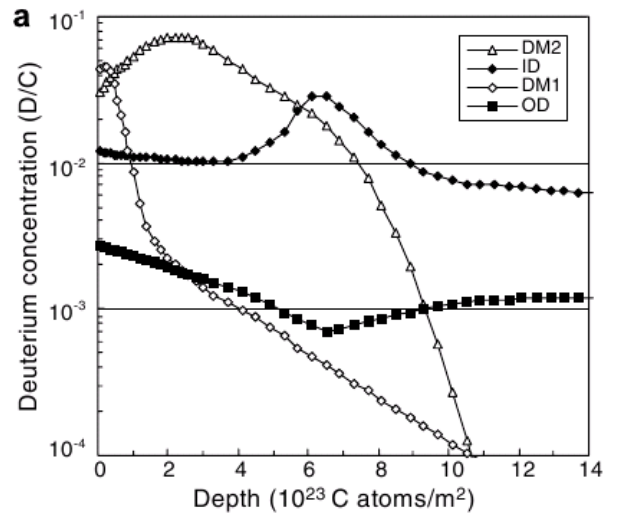
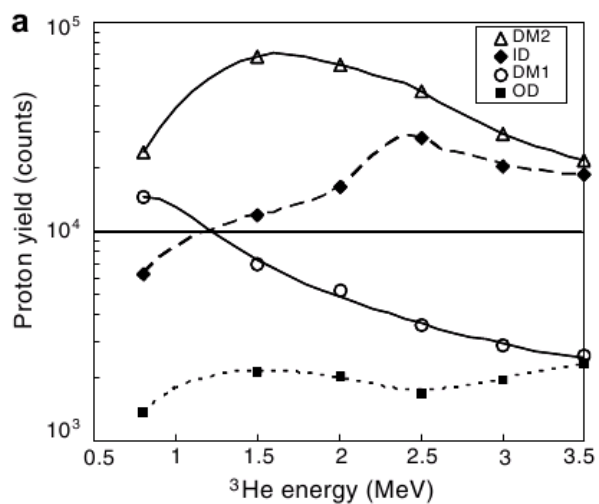


Slika 26: Leva fotografija prikazuje fuzijski reaktor JT-60U [9]. Desni graf pa kaže izmerjeni energijski porazdelitvi pridelka protonov pri analizi grafitnih plošč z absorbiranim devterijem reaktorja JT-60U z žarkom helijevih ionov z energijama $E_1 = 1.5$ MeV in $E_1 = 2.5$ MeV [8].

7 Globinsko profiliranje devterija v ogljikovih ploščah reaktorja JT-60U

Devterij (D) in tritij (T) uporabljamo kot gorivo v fuzijskih reaktorjih. Pri tem se velik odstotek tritija adsorbira ali pa absorbira v snoveh, ki so v stiku s plazmo. Zaradi varnosti pred ionizirajočim sevanjem je zelo pomembno, da razumemo obnašanje tritija v tem področju in da znamo napovedati potek nalaganja tritija v elementih znotraj reaktorja. Da bi lahko pravilno ocenili jakost kopičenja tritija v bodočih fuzijskih reaktorjih (na primer ITER) je zelo pomembno, da dobro preučimo lastnosti kopičenja devterija v ogljikovih ploščah.

Eno zadnjih takšnih raziskav je leta 2007 naredil Hayashi [8], ki je analiziral nalaganje devterija v ogljikovih ploščah japonskega fuzijskega reaktorja JT-60U [9]. Globinsko analizo devterija je napravil z uporabo "resonančne" jedrske reakcije $D(^3\text{He}, p)\alpha$, maksimalna globina, ki jo je uspel analizirati pa je bila $\approx 14 \times 10^{23} \frac{\text{atomov ogljika}}{\text{m}^2}$, kar je ustrezalo $\approx 16 \mu\text{m}$ v grafitu z gostoto 1.7 g/cm^3 . Pri meritvi je uporabljal žarek helijevih ionov z energijo $E = 0.8 - 3.5 \text{ MeV}$. Protone, ki so se pri reakciji izsevali z energijami na intervalu $12.1 - 13.4 \text{ MeV}$ (odvisno od energije žarka vpadnih ionov) pa je detektiral s širokokotnim detektorjem. Uporabil je silicijev detektor s površinsko zaporno plastjo, ki je bil nameščen pod kotom $\theta_{lab} = 135^\circ$ glede na vpadno smer žarka, s vidnim poljem $\Delta\Omega = 0.14 \text{ sr}$. Pred detektor pa je namestil $12 \mu\text{m}$ debelo plast iz Mylarja, ki je absorbirala elastično sipane delce α in ^3He . Tako so detektor dosegli le visoko energijski protoni iz reakcij $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$ in $D(^3\text{He}, p)\alpha$. Izmerjeni spekter pridelka protonov je prikazan na sliki 26. V njem vidimo visok vrh, ki ustreza devteriju ter tri dodatne vrhove, ki ustrezajo sipanju ionov helija na ogljiku. Meritev celotnega pridelka v odvisnosti od energije vpadnih ionov pa je prikazana na sliki 27. Dobljene podatke je analiziral s programom `simNRA` in z njim določil globinsko porazdelitev devterija v ploščah. Rezultati, ki jih dobi, so predstavljeni na sliki 27.



Slika 27: Leva grafa prikazujejo odvisnost izmerjenega (točke) in simuliranega (črte) pridelka od energije helijevih ionov za grafitne plošče iz različnih delov reaktorja. Desni sliki pa prikazujeta rekonstruirane globinske koncentracijske profile devterija, ki so jih s programom *simNRA* določili iz pripadajočih pridelkov na levih grafih.

8 Zaključek

V tem seminarju sem poskusil odgovoriti na vprašanje, kako z jedrsko reakcijo $D(^3\text{He}, p)\alpha$ določiti globinsko porazdelitev devterija v vzorcu in kakšne so omejitve tega postopka. Naredil sem primerjavo različnih meritev sipalnih presekov za izbrano reakcijo in pokazal kako je zavorna sila in posledično maksimalni doseg odvisen od koncentracije devterija v plasti. Ugotovil sem, da lahko pri nekaj procentni vsebovanosti devterija v ogljikovem substratu določimo koncentracijski profil devterija do nekaj μm globoko, če uporabimo žarek ionov helija z energijo nekaj MeV. Te ugotovitve se ujemajo z meritvami T. Hayashija [8]. Opisal sem tudi dva različna načina merjenja, to je z meritvijo energijske porazdelitve pridelka protonov in z meritvijo celotnega pridelka. Na koncu pa sem predstavil tudi nekaj simulacij pridelkov za različne koncentracijske profile devterija.

Literatura

- [1] V.Kh. Alimov et al., Nucl. Instr. and Meth. B **234** (2005) 169
- [2] W. Möller, F. Besenbacher, Nucl. Instr. and Meth. **168** (1980) 111
- [3] T.W. Bonner, Phys. Rev. **88** (1952) 473
- [4] M. Mayer *SIMNRA User's Guide*, Tech. Report IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997
- [5] N. Jarmie and J.D. Seagrave. *Charged particle cross section*, Tech. Rep. LA-2014, Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, Los Alamos, New Mexico, U.S.A., 1956
- [6] Žiga Šmit, *Spektroskopske metode s pospesenimi ioni*, DMFA-zaloznistvo, Ljubljana, 2003
- [7] J.F. Ziegler *Helium-Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matter*, The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 4, Pergamon Press, New York, 1977
- [8] T. Hayashi et al., J. Nucl. Mater. **363-365** (2007) 904
- [9] *Fusion Plasma Research* Japan Atomic Energy Agency, Naka Fusion Institute <http://www-jt60.naka.jaea.go.jp>, 2.4.2008
- [10] W.E. Kunz, Phys. Rev. **97** (1955) 456
- [11] J.P. Schiffer, Phys. Rev. **104** (1956) 1064
- [12] J.L. Yarnell, Phys. Rev. **90** (1953) 292
- [13] *SIMNRA Home Page* by Matej Mayer, <http://www.rzg.mpg.de/mam/>, 11.2.2008