

Kiegészítő anyag a megjelent cikkhez

A cikk adatai:

Szerzők: Angeli István, Csige István, Fenyvesi András, Kereszturi Ákos, Kiss Árpád Zoltán, Molnár József, Rácz Richárd, Szarka Mát, Zilizi Gyula

Cím: Űrkutatással kapcsolatos tevékenységek az ATOMKI-ban

Megjelenési hely: *Fizikai Szemle* 2024/6 szám, 196 – 198. oldalak

Fejezet: **Egy neutronfizikai alapkutatási eredmény sugárvédelmi és űrkutatási vonatkozása**

Neutronfizika az űrsugárvédelemben

Angeli István

Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék

1. *Mi vár ránk az űrben?*

A krétai labirintus építője *Daidalosz*, és fia *Ikarosz* úgy akartak megszökni a szigetről, hogy viasszal szárnyat ragasztottak hátukra. Az indulás sikeres volt, de a meggondolatlan fiú – apja intése ellenére - túl közel repült a Naphoz, amelynek izzó sugarai megolvasztották a viaszt, és Ikarosz a tengerbe zuhant, 1.1. ábra.



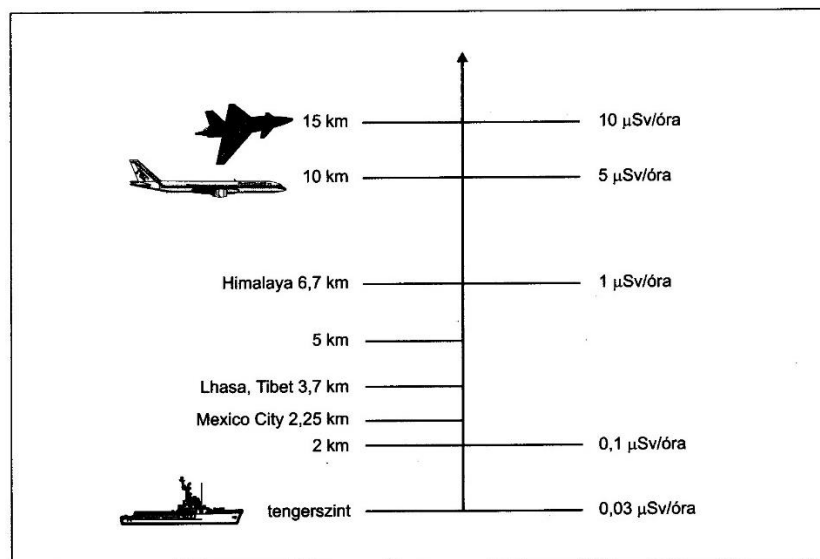
1.1. ábra: Jacob Peter Gowy: „*The Fall of Icarus*” (1635-1637) [Wikipedia].

Egy 1943-ban (!) kiadott magyar mesekönyvben [Ba43] a bátor *űrpilótának* hatalmas, fogukat csattogtató szörnyekkel kellett megküzdenie, 1.2. ábra.



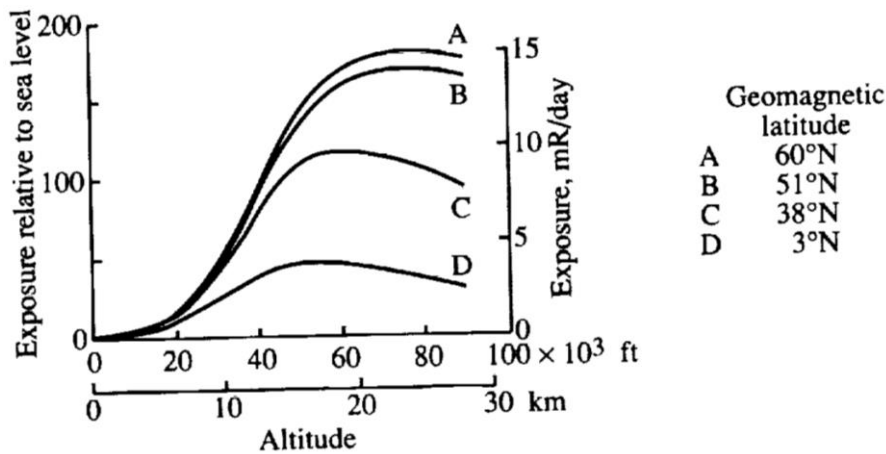
1.2. ábra: Az űr-szörnyek támadása [Ba43].

A címben feltett kérdésre 1949-ben próbáltak választ adni az „*Aero Medical Problems of Space Travel*” találkozón, egy évvel azután, hogy *Freier* nehéz ionokat fedezett fel a magaslégtérben. A légkör kb. 10 méter vastag víz-rétegnek megfelelő védelmet nyújt; ezért lényeges különbség van a tengerszinten ill. a magaslégtérben mérhető sugár-dózisteljesítmény között, 1.3. ábra.



1.3. ábra: A kozmikus sugárzás dózisteljesítménye különböző magasságokban [Kö02, 24. old.].

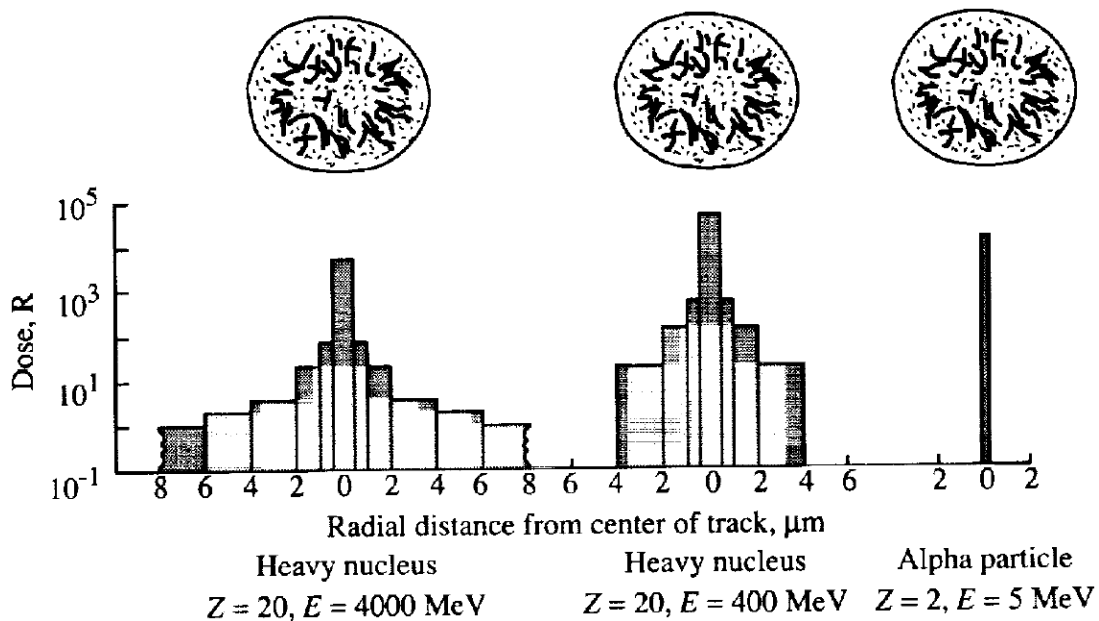
1950-ben *Schaefer* részletes mérésekkel meghatározta – különböző geomágneses szélességeknél - a leadott szövetdózis függését a magasságtól, 1.4. ábra [Wi91].



1.4. ábra: Szövetben leadott szövetdózis magasság függése (*Schaefer*, 1950) [Wi91].

A későbbi években egyre pontosabban mérték a sugárzás magasság függését, összetételét és energiaspektrumát. Ezek alapján *Gell* és *Schaefer* felvetette, hogy a sugárzás olyan mértékű, hogy már ártalmas lehet az egészségre. *Krebs* 1950-ben a magfizikai fotoemulzióban talált *csillagokat* az atmoszférán kívülről jövő nehéz atommagoknak tulajdonította, vélhetően súlyos biológiai hatással. A későbbi kutatások során *Schaefer* rámutatott, hogy a *csillagoknál* jelentősebb a nagy energiájú, nagy töltésű ionok (HZE) dózisa.

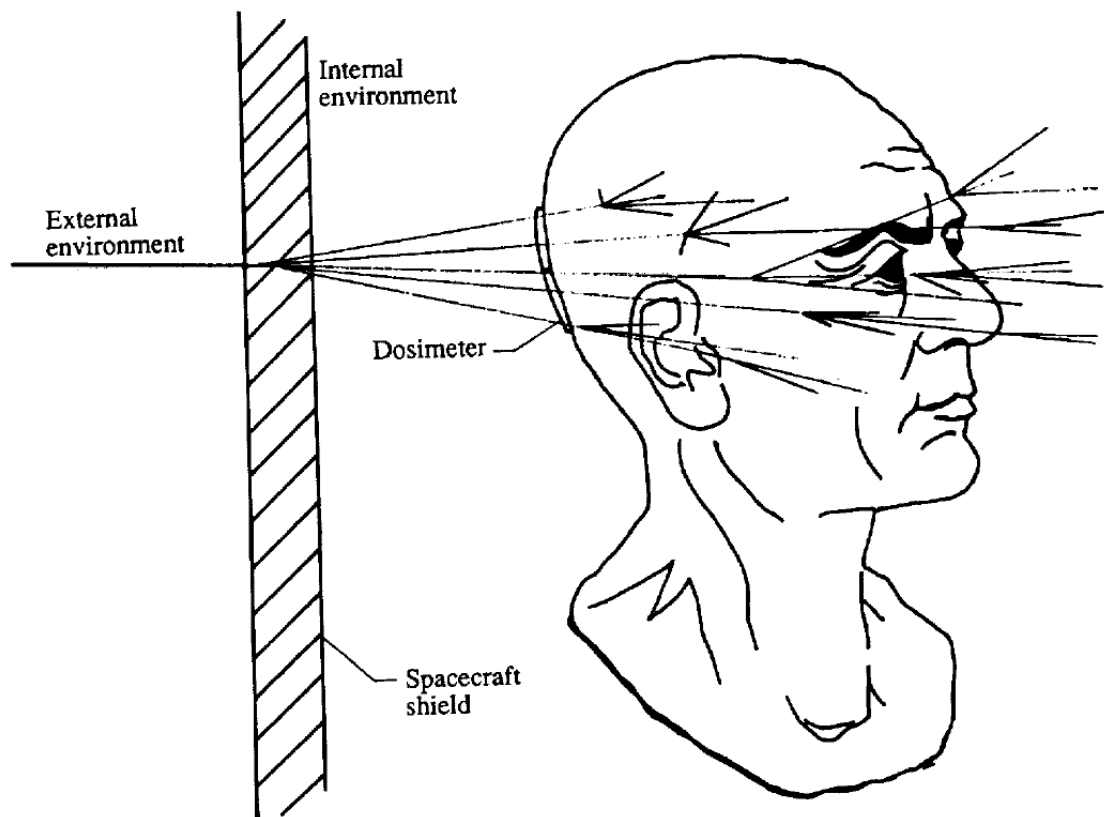
Az 1952 évet az űr-sugárbiológia és űrsugárvédelem tekintetében vízválasztónak tartják: felismerték a föld mágneses terének fontos szerepét, a Nap változó hatását, - és a *sugárbiológiai ismeretek bizonytalanságát is!* *Schaefer* mutatott rá először, hogy a nyom (*track*) *szélessége* is jelentőséggel bír (1.5. ábra), és modellt adott meg a nyom *végző szakaszára*.



1.5. ábra: Egy emberi sejt mérete és ionizációs kaszkádok szélessége. [Wi91].

Az ionizáló sugárzás hatása az anyagnak átadott energia mennyiségétől és módjától függ. Magfizikai emulzióban δ -sugarak hatására képződött nyomok mérete eléri a biológiai sejtekét (2-10 μm), és meghaladja az integrált áramkörökét ($\sim 0.5 \mu\text{m}$). Ez azt jelenti, hogy a sugárzás nemcsak az élő szervezetre lehet ártalmas (1.6. ábra), hanem az érzékeny mérőeszközökre is.

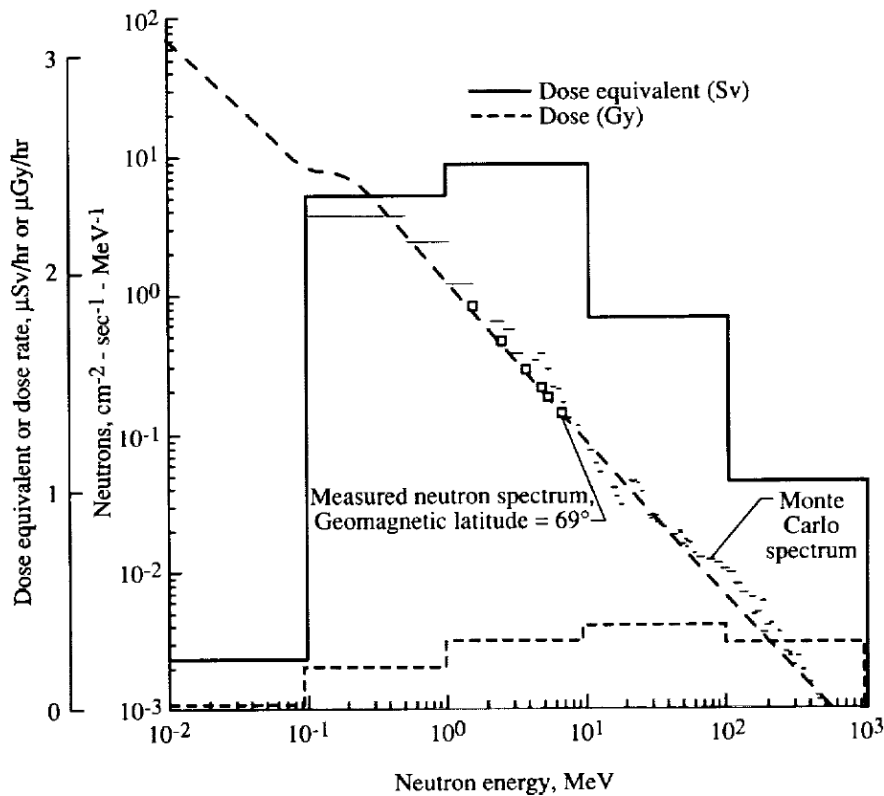
Az élő szervezetben kialakuló hatások esetleg csak évtizedek múlva jelennek meg; ez nehezíti a tervezést, különösen a hosszú időtartamú küldetések esetében. Ha elegendő ismerettel rendelkezünk az élő szervezet és az eszközök sugár-érzékenységéről, akkor megfelelő méretű és anyagú védőréteget tudunk alkalmazni. Ez utóbbinak viszont szoros kihatása van a küldetés mérnöki tervezésére (súly!) és a költségekre. Így a sugárártalom kockázata nem független egyéb kockázatoktól és a küldetés költségeitől.



1.6. ábra: A kozmikus sugárzás kölcsönhatása az élő szervezettel. [Wi91].

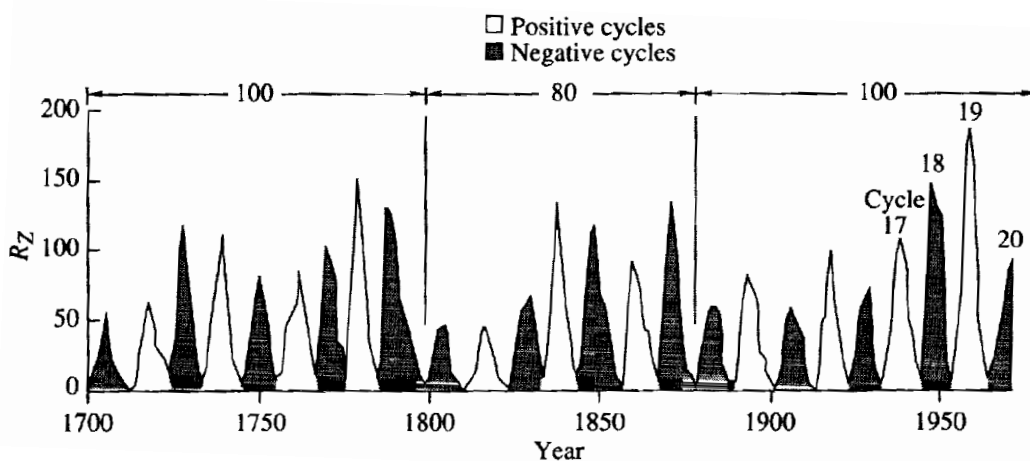
Tobias a nagy magasságban történő repülések vizsgálata során rámutatott a neutronok biológiai hatásának fontosságára; erre számszerű becslést is adott: 15 000 m magasságban 10 mrem/nap (1 rem = 0.01 Sv). A biológiai dózisra Foelshe és Wilson számításainak eredményét és a mérési pontokat az 1.7. ábra mutatja [Wi91].

Tobias megjósolta, hogy a sötétséghez alkalmazkodott szemmel megláthatóak az elegendően nagy energiájú nehéz ionok által a szemben keltett fényfelvillanások. Ezt 20 évvel később az Apollo űrhajósai valóban észlelték is!



1.7. ábra: A kozmikus részecskék által a Föld légkörében keltett neutronok energia szerinti spektruma 15 000 méter magasságban [Wi91].

Új lendületet adott a vizsgálatoknak az 1956 február 23.-án történt rendkívül erős *Nap-kitörés (flare)*. Ma már tudjuk, hogy egy még erősebb *flare-esemény* történt 1960 november 12.-13.-án. Az is kiderült, hogy a kitörések mellett fontos tényező a napfolttevékenység is. Az 1.8. ábra. emlékeztet a mesebeli űrpilótát támadó szörnyek hatalmas fogaira!



1.8. ábra: A napfoltok évenkénti száma [Wi91].

1960-ban a NASA megszervezte az *Élettudományi Programok Hivatalát (Office of Life Science Programs)* a lehetséges akut és krónikus sugárkárosodások vizsgálatára, egyebek között földfelszíni, légköri és fedélzeti neutronmonitor detektorok elhelyezésére, és védőréteg vastagságok becslésére. Becslést adtak az 1958-ban felfedezett *Van Allen zónában* várható dózisteljesítményre is. Megfogalmazták, hogy *a sugárzás miatti kockázatot minden további NASA küldetés egyéb kockázataival összevetve kell mérlegelni!* Ez a filozófia máig érvényes.

A neutronok járulékának bizonytalan ismerete már 1958-ban, a szuperszónikus kereskedelmi repülések során felmerült: *U.S. Supersonic Transport (SST) Program*. Az első sugárvédelmi szimpóziumon (Gatlinburg, Tennessee, 1962) gyorsítókkal végzett kísérleti munkák eredményei mellett bemutatták a *Kinney, Coveyou* és *Zerby* által kifejlesztett nagyenergiájú *transzport program* kezdeti változatát: *High-Energy Transport Code (HETC)*.

Két évvel később, - a második gatlinburgi konferencián - jelentős haladást értek el a neutron besugárzási dózisok bizonytalanságának csökkentésében (*Foelsche*); 1965-ben erre a munkára alapozva indult be egy célzott atmoszférikus mérési program. Több – a HETC-re alapozott alapvető program jelent meg a nagy energiájú nukleontranszport kozmikus alkalmazására, amelyek már számszerű dózisbecslést adtak meg az *Apollo*-küldetés tervezéséhez: 200 rem a vérképző szervekre és a szemlencsére, 700 rem a bőrre, és 980 rem a kezekre és lábakra.

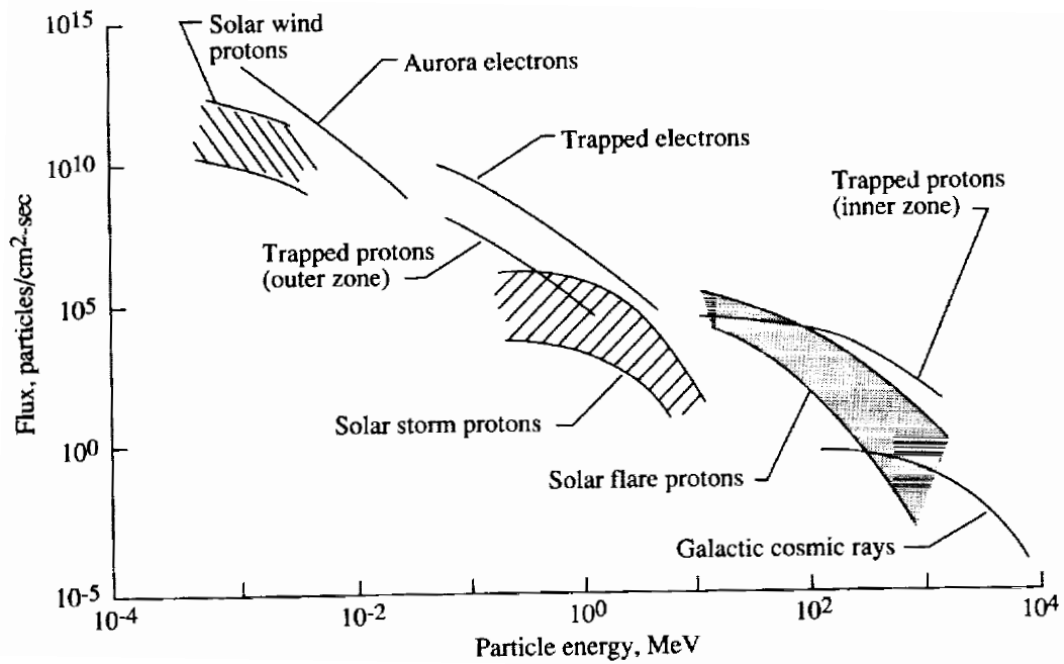
1964 decemberében - a magaslégköri program folytatásaképpen - különböző mérőműszereket küldtek fel, közöttük egy gyors-neutron spektrométert is az 1 – 10 MeV energiatarományba eső neutron dózis vizsgálatára. A következő években magaslégköri ballonok százait és repülőgépeket is (*Boeing 707, U2* és *RB-57F*) alkalmaztak ilyen küldetésekre.

A legnehezebben hozzáférhető a neutron spektrumnak a gyorsneutron tartományon kívüli szakasza volt. Ezért itt számítással a *MonteCarlo* eljárás alapján *HETC*-vel pótolták a hiányzó neutronspektrum részeket. A programnak fontos része volt a *Bertini* által kidolgozott, magon belüli, *intranuclear* kaszkád program, amely csökkentette a külső magfizikai adatbázisoktól való függést. Azonban éppen ez a tulajdonság *számítástechnikailag alkalmazhatatlanná tette az egész programot!* Ezért a HETC program alkalmazása helyett valami teljesen új megoldást kellett kidolgozni.

A *Leimdorfer* és *Crawford* által 1968-ban kifejlesztett *PROPER-C* program a π -mezon keltési energia alatti alkalmazásokra készült. *A program nagyon gyors volt, de mégis 80 000 \$ (1968) dollárba került a lefuttatása,* hogy a gyorsneutron spektrumot a nagy energiák felé kiterjesszék.

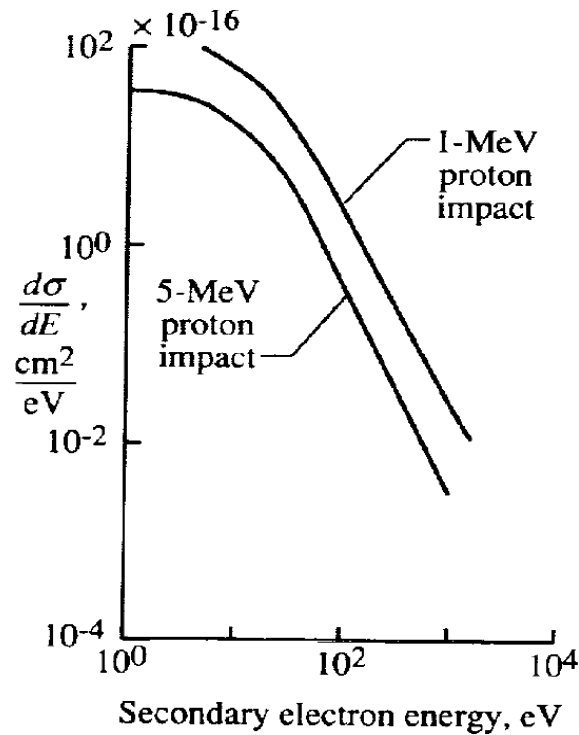
A PROPER-3C program tanulsága: a rendelkezésre álló nukleáris adatok mennyisége nem elegendő! Ez további elméleti és számítástechnikai fejlesztéseket indított be. Az elméleti magfizikai program első eredménye: egy alapvető előrelépés a többszörös szórás és a nehéz-ion reakciók elméleti leírásában: *Wilson, 1972 – 1974*. Az akkor megindult program célul tűzte ki, hogy az alapkutatáson túlmenően könnyen használható eszközöket, programokat nyújtson a nem-professionisták számára a mérnöki és kísérleti tervezéshez. Ezek az eszközök nemcsak, hogy kényelmesen használhatók, hanem laboratóriumi kísérletekkel pontosan körülírhatók az alkalmazhatósági határaik is. Bár egy ilyen cél annak idején (1979) éppen csak elképzelhető volt, a következő két évtizedben jelentős előrehaladás történt.

A sugárzást alkotó, különböző részecskék széles energia- és fluxus-spektrumot fognak át, 1.9. ábra. Sok részlet vár még kiegészítésre, és jelentős bizonytalansággal kell számolni.



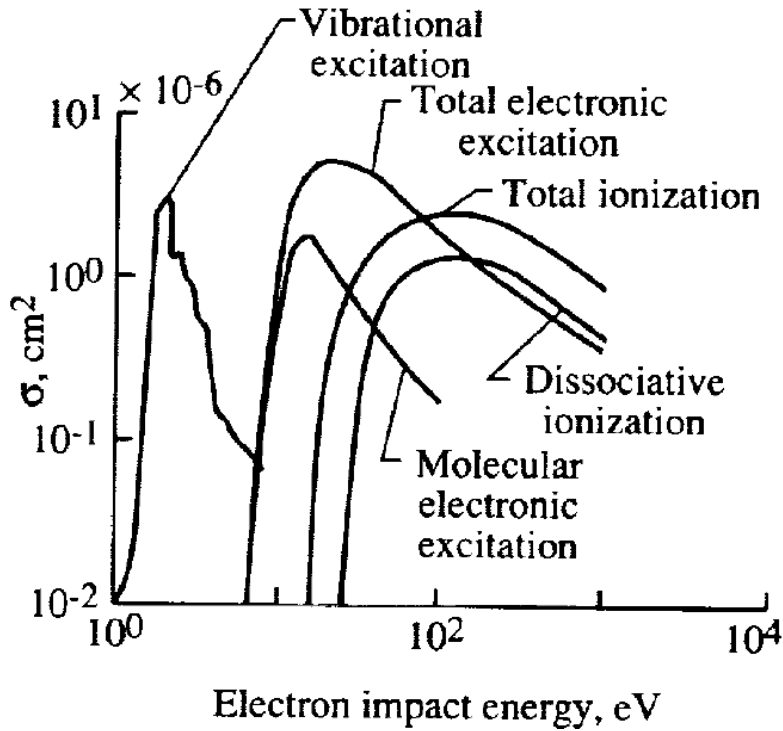
1.9. ábra: Sugárzási környezet az atmoszférán túl [Wi91].

A töltött részecskék – kondenzált anyagon áthaladva –, főleg annak elektronjaival hatnak kölcsön; ehhez képest az atommaggal történő ütközés kisebb valószínűségű. Ha azonban ez megtörténik, akkor többszörös szórási folyamatokat indít be (1.10. ábra); ezek hatásának vizsgálata nagyon fontos a védőréteg vastagság és a laboratóriumi kísérletek tervezéséhez [Wi91].



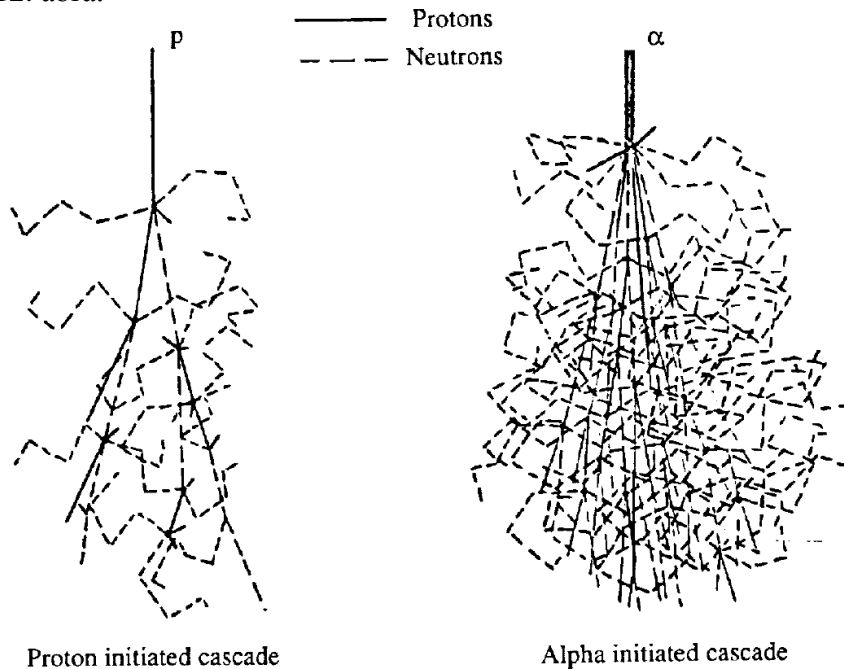
1.10. ábra: Hélium atommágba ütköző protonok által kiváltott szekundér elektronok spektruma [Wi91].

Sugárvédelmi szempontból különösen fontos a nagy energiájú ionizáló részecskéknek komplex molekulákkal történő kölcsönhatása; ez különböző folyamatokat indíthat be, 1.11. ábra. Az esetek kb. felében az ionizáció a molekula elbomlására, *disszociációjára* vezet.



1.11. ábra: Elektron impakt hatáskeresztmetszetek N_2 molekulára [Wi91].

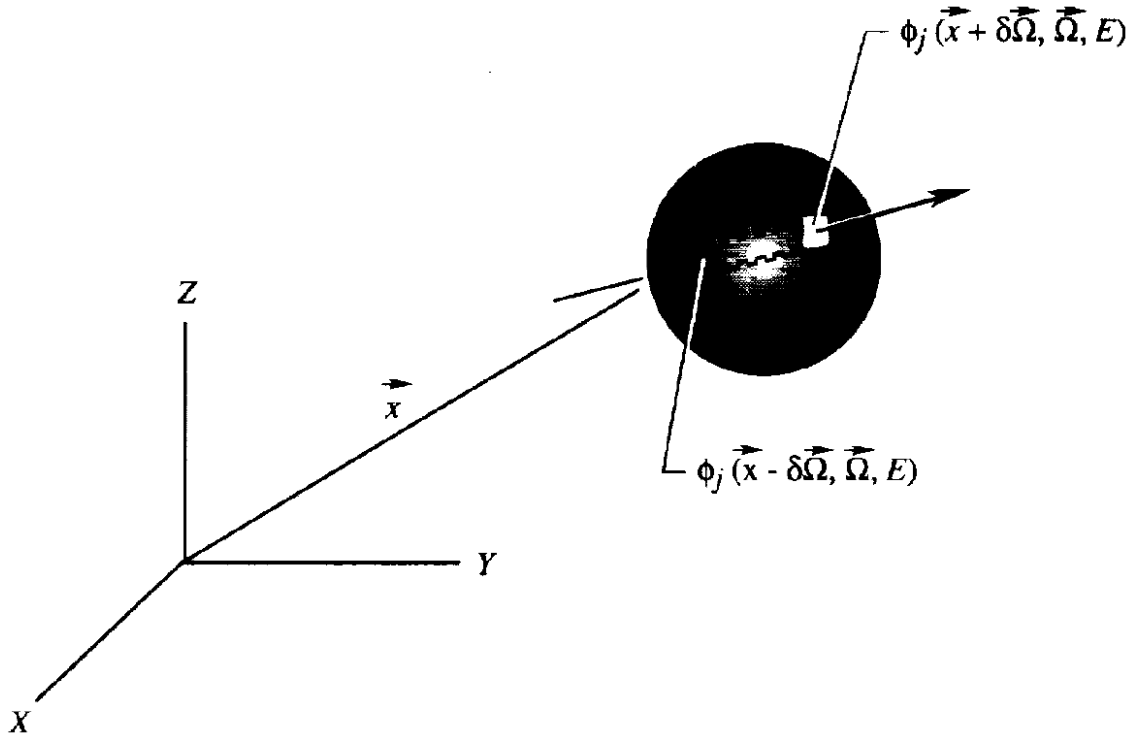
A védőrétegre beeső részecske energiát ad át az anyag elektronjainak vagy másodlagos részek sokaságát keltheti, növelve a besugárzási dózist. Hogy melyik folyamat az uralkodó, az a beeső rész típusától, energiájától és az anyag összetételétől függ. Ilyen kaszkád folyamatokat mutat be a 1.12. ábra.



1.12. ábra: Proton ill. alfa-részecske által kiváltott kaszkád folyamat [Wi91].

2. Transzport egyenletek

A kaszkád folyamatokat leíró *transzport egyenleteket* megmaradási tételekből lehet lezármaztatni. (A transzportelmélet iránt érdeklődő *Olvasónak* a [Ma14] irodalmat ajánlhatjuk.) Tekintsünk egy térrészt, amelyet meghatározott atomi- és mag- hatáskeresztmetszetekkel jellemzett anyag tölt ki. A 2.1. ábra ennek a térrésznek egy kis, δ sugarú gömbbe zárt tartományát ábrázolja.



2.1. ábra: Részecske transzport gömb alakú tartományon [Wi91].

A $\delta^2 d\vec{\Omega}$ felület elemet elhagyó j típusú részecskék száma:

$$\phi_j(\vec{x} + \delta\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E) \delta^2 d\vec{\Omega},$$

ahol

$\phi_j(\vec{x}, \vec{\Omega}, E)$ a részecske fluxus sűrűség,
 \vec{x} a gömb középpontjába mutató helyvektor,
 $\vec{\Omega}$ a felületelem normálisa,
 E a részecskeenergia.

A felületelemnek a gömb középpontján az ellentétes oldalra vonatkozó vetülete egy fluxuscsövet határoz meg, amelyen át a j típusú részecskékből

$$\phi_j(\vec{x} - \delta\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E) \delta^2 d\vec{\Omega}$$

számú halad át; ez egyenlő lenne az ellenoldalival, ha a csőben vákuum lenne. Azonban a két részecskeszám különbözik egymástól, mert az atomi és nukleáris ütközési folyamatok során keletkeznek és elnyelődnek részecskék; ezért:

$$\begin{aligned}
& \phi_j(\vec{x} + \delta\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E) \delta^2 d\vec{\Omega} \\
& = \phi_j(\vec{x} - \delta\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E) \delta^2 d\vec{\Omega} \\
& + \delta^2 d\vec{\Omega} \int_{-\delta}^{\delta} dl \sum_k \int \sigma_{jk}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E, E') \phi_k(\vec{x} + l\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' dE' - \\
& - \delta^2 d\vec{\Omega} \int_{-\delta}^{\delta} dl \sigma_j(E) \phi_j(\vec{x} + l\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E)
\end{aligned} \tag{2.1}$$

ahol

$$\sigma_j(E) \quad \text{és} \quad \sigma_{jk}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E, E')$$

a közeg makroszkópikus hatáskeresztmetszetei.

A $\sigma_{jk}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E, E')$ keresztmetszet mindazon folyamatokat jellemzi, amelyek során az $\vec{\Omega}'$ irányba mozgó E' energiájú k típusú rész létrehoz egy $\vec{\Omega}$ irányba mozgó j típusú, E energiájú részecskét. Több olyan reakció is lehet, amely erre az eredményre vezet, és az egyenletben szereplő megfelelő hatáskeresztmetszetek *inklúzívek*. Az egyenlet jobb oldalán a második tag a teljes térfogatra integrált szekundér részecskék forrása, a harmadik tag pedig magreakció miatti veszteség ugyanezen térfogatra integrálva. Az egyenlet mindkét oldalát δ^3 rendig kifejtve, végül is a *Boltzmann-egyenlet* időtől független alakját kapjuk:

$$\begin{aligned}
\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi_j(\vec{x}, \vec{\Omega}, E) & = \sum_k \int \sigma_{jk}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E, E') \cdot \phi_k(\vec{x}, \vec{\Omega}', E') \cdot d\vec{\Omega}' \cdot dE' \\
& - \sigma_j(E) \cdot \phi_j(\vec{x}, \vec{\Omega}, E) + O(\delta)
\end{aligned}$$

Az 1988. májusban közölt program [Wi88a] neutron-transzport egyenlete:

$$[\vec{\Omega} \cdot \nabla + \sigma_n(E)] \cdot \phi_n(\vec{x}, \vec{\Omega}, E) = \sum_j \int_E^\infty f_{nj}(E, E', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \cdot \phi_j(\vec{x}, \vec{\Omega}', E') \cdot d\vec{\Omega}' \cdot dE'$$

neutron-hatáskeresztmetszeteket tartalmaz. Akkor a *totális neutron-hatáskeresztmetszeteket még csak egy ad hoc empirikus listával állították elő*:

$$\begin{aligned}
\sigma_T(E, A) & = 0.3 A^{0.656} + 0.5 A \cdot e^{-0.066A} & (E = 0.1 \text{ MeV}) \\
& 0.38 A^{0.525} + 0.09 A \cdot e^{-0.05A} & (E = 1.5 \text{ MeV}) \\
& 0.45 A^{0.475} + 0.025 A \cdot e^{-0.06A} & (E = 20 \text{ MeV}) \\
& 0.052 A^{0.726} + 0.02 A \cdot e^{-0.025A} & (E = 100 \text{ MeV})
\end{aligned}$$

A 0.1 MeV-nél kisebb, a 100 MeV-nél nagyobb és a közbenső energiákra ezek alapján extrapoláltak ill. interpoláltak hatáskeresztmetszet értékeket.

Azonban nyilvánvaló volt, hogy a - transzport leírására nagy munkával létrehozott - matematikai apparátus által nyújtott lehetőségeket a fenti, minden fizikai alapot nélkülöző, *ad hoc* megoldással nem lehet kihasználni. Erre utal a cikk összefoglalójának záró mondata is:

- „Future work will concentrate on improving the data base.”

Néhány hónap múlva azonban a helyzet gyökeresen megváltozott. Ehhez azonban egy kis kitérőt kell tennünk a totális neutron-hatáskeresztmetszetek felé.

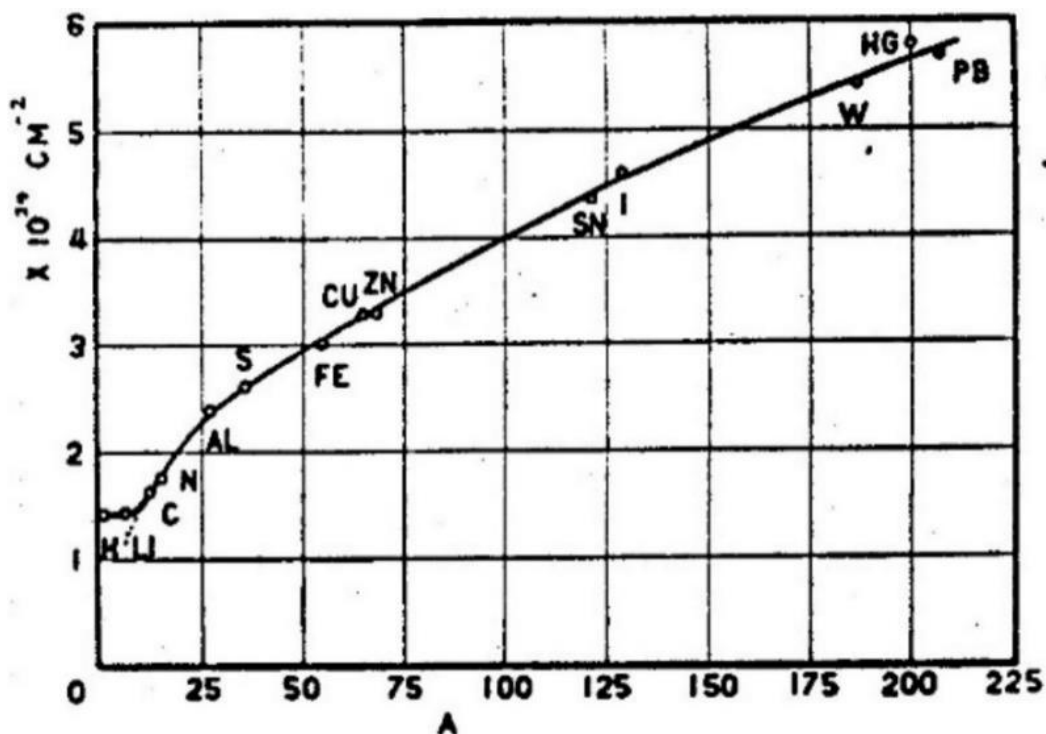
3. Totális neutron-hatáskeresztmetszetek

A totális neutron-hatáskeresztmetszet mérése a magfizika fejlődésében jelentős szerepet játszott. Ilyen mérések alapján alakult ki a magreakciók *feketemag*-modellje, ezek adták az ösztönzést az *optikai modell* kifejlesztésére; a hatáskeresztmetszetek energiafüggésében jelentkező *finomszerkezet* és az un. *közbenső szerkezet* első kísérleti bizonyítékai között is totális hatáskeresztmetszet méréseket idéznek. Érdekes tehát néhány fontos mérföldkövet ismertetni ebben a témában.

Dunning [Du34] kísérletileg győződött meg arról, hogy a neutronnyaláb útjába helyezett minta nemcsak elnyeléssel, hanem szórási folyamat útján is csökkenti a rá eső neutronnyaláb intenzitását: a neutronforrás - detektor tengellyel koncentrikusan elhelyezett toroidális minták megnövelték a detektorba jutó neutronok számát. Mérési eredményei alapján ő mutatott rá először arra, hogy a hatáskeresztmetszet az A tömegszám kétharmadik hatványával arányos (3.1. ábra):

$$\sigma_T \sim A^{2/3}$$

(Ez ma már triviálisnak tűnik, de akkor még több lehetőséget is számontartottak: Z -vel, Z^2 -el arányos keresztmetszeteket.)



3.1. ábra: Totális neutron-hatáskeresztmetszet tömegszám függése *Rn-Be* neutronokra [Du34].

Ennek a tapasztalatnak szemléletes értelmezést lehetett adni: a gömbalakúnak képzelt atommag sűrűsége állandó, így a sugár $A^{1/3}$, a geometriai keresztmetszet pedig $A^{2/3}$ hatvánnyal arányos. Felhasználva a mért hatáskeresztmetszet értékeket és a mag sugarára vonatkozó akkori adatokat (α -szórásból, alagút hatásból), *Dunning* megkísérelte meghatározni a neutron „sugarát”. Olyan nagy értékeket kapott (≈ 5 fm), amelyeket nem tartott reálisnak.

Így jutott arra a következtetésre, hogy a mag és a neutron ütközésének leírásához figyelembe kell venni a neutron hullámtulajdonságát: a mag peremén történő neutronhullám-elhajlás előre szórást eredményez. Ennek a szögeloszlását *Placzek* és *Bethe* számította ki [P140]. A szórás járuléka a detektorban egyenlő a geometriai keresztmetszettel, így a totális hatáskeresztmetszetet jól megközelítette a

$$\sigma_T \approx 2\pi R^2$$

formula.

Ezt *Feshbach* és *Weisskopf* pontosította [Fe49]:

$$\sigma_T = 2\pi (R + \tilde{\lambda})^2,$$

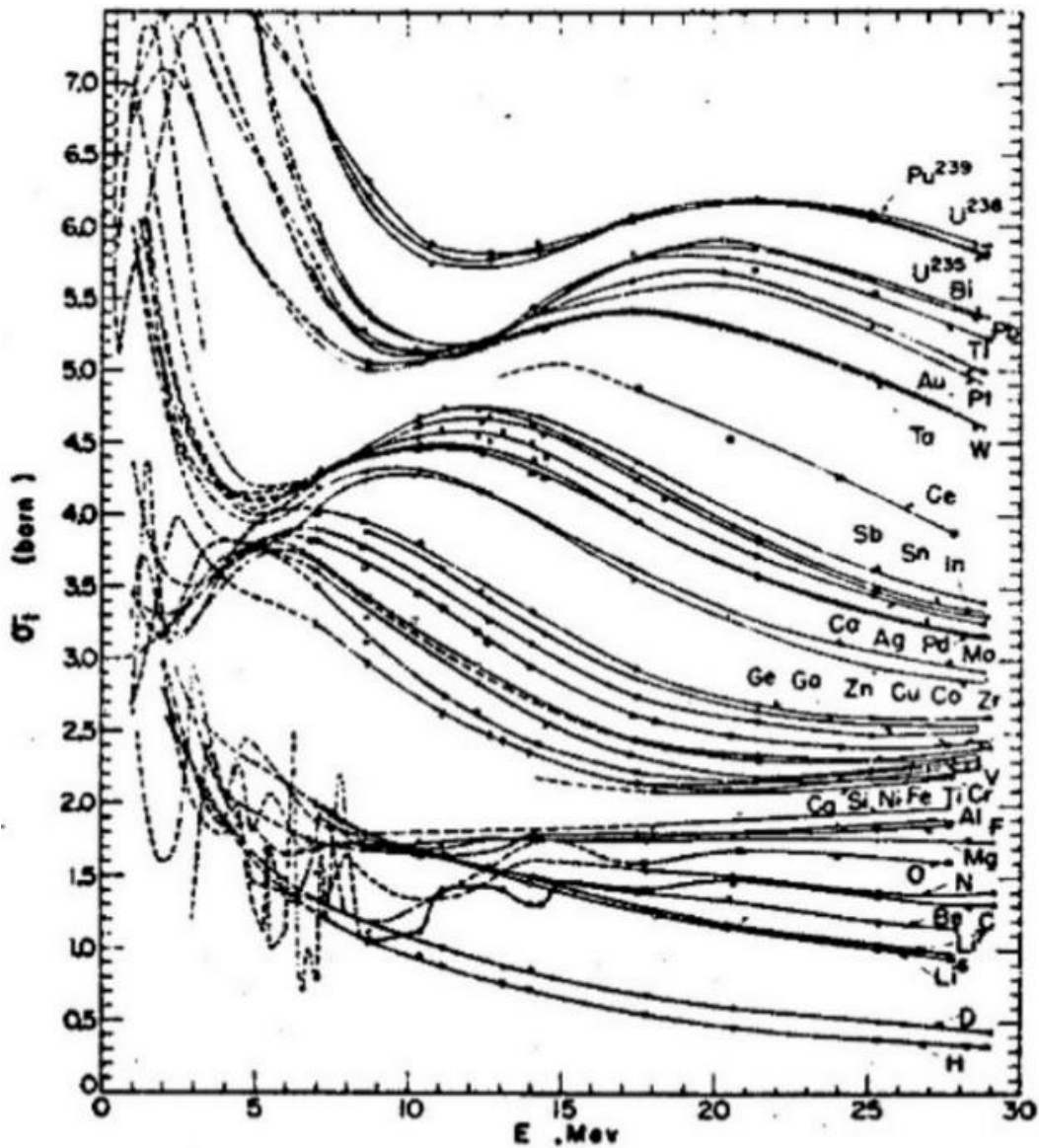
ahol $\tilde{\lambda}$ a neutron redukált hullámhossza. Ezt a képletet szokás *feketemag* (*black-nucleus*) formulának nevezni a nyilvánvaló optikai analógia miatt. A kísérleti eredményekkel [Ba48] történt összehasonlítás azt mutatta, hogy a *feketemag*-formula már nemcsak a tömegszám-hanem az energiafüggés lassú, monoton részét is leírja.

Cook és munkatársai nagy energiájú neutronokkal végzett mérései során eltérés mutatkozott a fenti formulától [Co49]. A jelenséget úgy magyarázták, hogy nagy energián a magok már nem tekinthetők teljesen feketének, hanem átlátszóvá kezdenek válni. A kvantitatív elméleti értelmezést ugyanezen elképzelés alapján *Feshbach* és munkatársai [Fe49] adták meg. Modelljüket a későbbi optikai modellek előfutáraként szokták emlegetni. Vizsgálták a részben átlátszó homogén optikai törőközegegen létrejövő fényszórás és fényelnyelés függését a hullámhossztól és a mag méretétől. A törésmutatót az E neutronenergia és a neutron - atommag kölcsönhatást átlagosan jellemző U potenciál határozza meg:

$$n = \sqrt{\frac{E+U}{E}}. \quad (3.1)$$

A felületi reflexiók elkerülésére véges átmeneti rétegvastagsággal számoltak. A félig-átlátszósággal sikerült leírni a tapasztalt energiafüggést.

Barschall és munkatársai [Mi52a; Mi52b] széles tömegszám tartományra és az $E = 0.02 - 3.2$ MeV energia intervallumra kiterjedő szisztematikus mérésekkel kimutatták, hogy a szomszédos elemek totális neutron-hatáskeresztmetszeteinek energiafüggése – a rezonanciákra történő átlagolás után – egymáshoz hasonló menetet mutat: széles maximumok és minimumok váltakoznak; a maximum- és minimumhelyek növekvő tömegszámmal növekvő energiák felé tolódnak el. Az is nyilvánvalóvá vált, hogy a *feketemag*-formula az átlagos hatáskeresztmetszeteiket se írja le pontosan [Ba52]. A maximumok helyzete és alakja független a mag egyedi tulajdonságaitól. Jól látható az ismertetett jellegzetes viselkedés a 3.2. ábrán, amely már későbbi kísérleti adatokat is tartalmaz [Pe60].

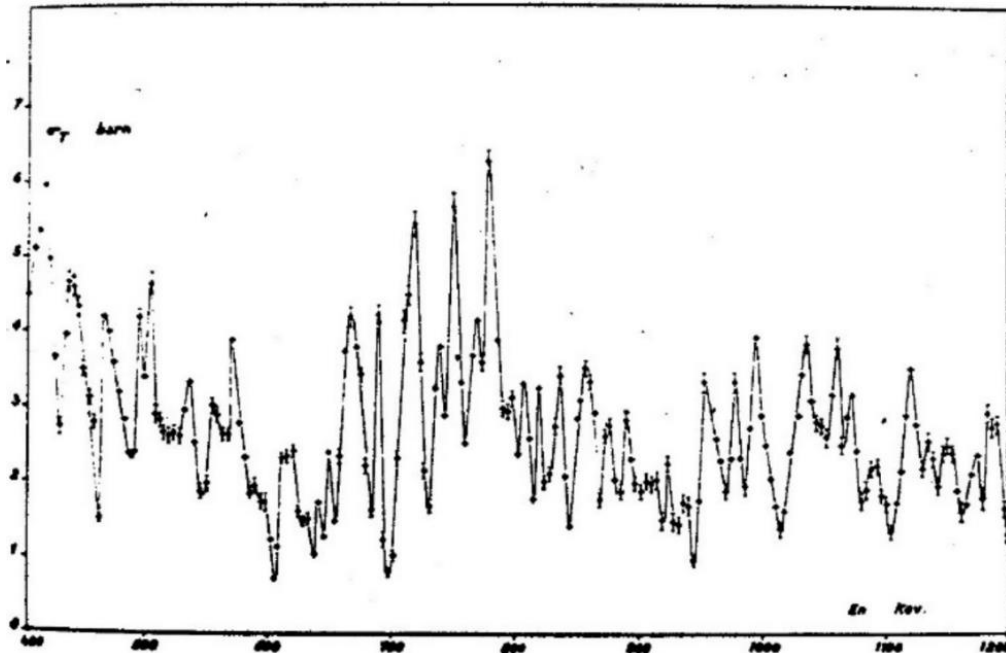


3.2. ábra: Különböző elemek totális neutron-hatáskeresztmetszeteinek energiafüggése [Pe60].

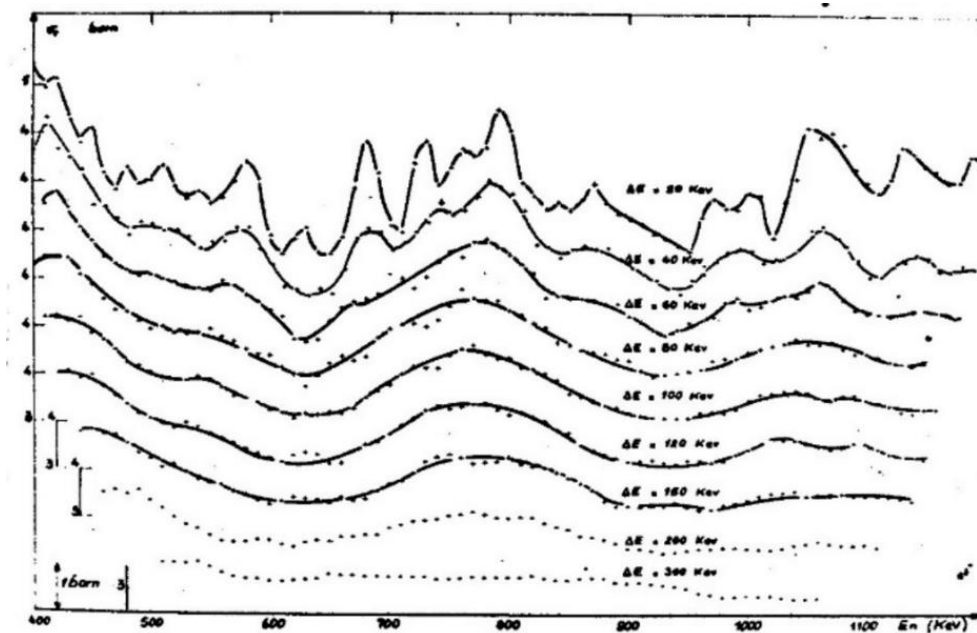
Érdemes itt megemlíteni, hogy *Phillips* és munkatársai szerint [Ph52] a *nonelasztikus hatáskeresztmetszetek nem mutatják ezt az oszcillációt*. Későbbi mérések is ugyanerre az eredményre vezettek [Mg57]. Ez azt jelent, hogy *az oszcillációt a szórési hatáskeresztmetszet változásai okozzák*.

A *Barschall-csoport* mérései, valamint a héjmodell sikere alapján *Feshbach, Porter* és *Weisskopf* feltételezték, hogy a neutron nem mindig olvad bele teljesen a magba, hanem úgy mozog, mint egy független részecske egy komplex potenciálvölgyben [Fe53; Fe54]. A potenciálvölgy mélysége és sugara a modell szabad paraméterei. Az általuk kidolgozott elmélet, amelyet ma általában *optikai modellnek* nevezünk, a kísérletekkel egyező módon írta le nemcsak a totális-, szórési- és nonelasztikus (reakció) hatáskeresztmetszeteket, hanem a differenciális szórési hatáskeresztmetszeteket is. Az elmélet továbbfejlesztése, pl. a spin-pálya kölcsönhatás figyelembevétele [Bj58] az alkalmazások körét kiterjesztette, de a totális hatáskeresztmetszetek tekintetében már nem hozott lényeges változást.

Érdemes megemlíteni *Cabe* méréseit [Ca67] (vas céltárgy, $E = 0.4 - 1.2$ MeV), 3.3. ábra. Az éles rezonanciákban gazdag energia-függés különböző szélességű átlagolással átmegy az optikai modell által leírható energiafüggésbe: 3.4. ábra. Itt még némi közbenső szerkezet is felfedezhető.



3.3. ábra: A vas totális neutron-hatáskeresztmetszete az $E = 0.4 - 1.2$ MeV tartományban [Ca67].

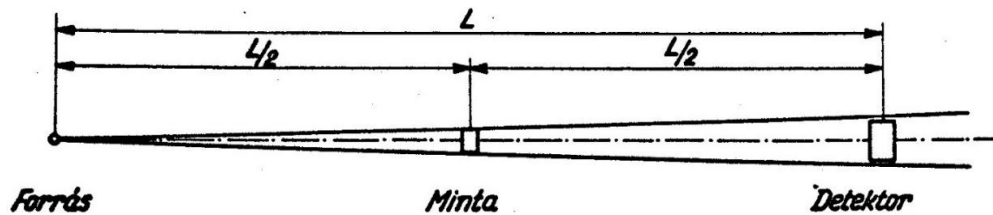


3.4. ábra: Különböző átlagoló intervallumokkal kapott energiafüggés [Ca67].

Totális neutron-hatáskeresztmetszet mérések Debrecenben

Totális neutron-hatáskeresztmetszet mérések kezdődtek 1965-ben az *MTA Atommag Kutató Intézetében (ATOMKI)*; 1967 őszétől a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében folytatódtak 1969-ig. Egyidejűleg megindultak egyéb kísérleti és elméleti neutronfizikai vizsgálatok is (neutron-diffúzió, -polarizáció, -transzport).

A totális neutron-hatáskeresztmetszetek kísérleti meghatározása transzmissziós módszerrel, az ún. *jó geometria* elrendezésben történt, 3.5. ábra.



3.5. ábra: Jó geometria elrendezés totális neutron-hatáskeresztmetszet mérésére.

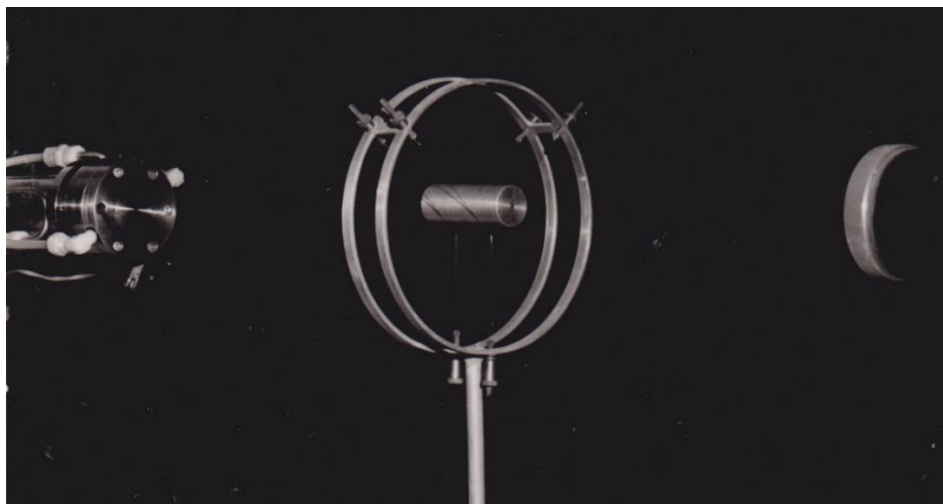
A forrás-detektor távolsághoz képest kis méretű mintán fellépő minden szórás és abszorpciós folyamat a detektorra jutó nyaláb gyengülését eredményezi. A minta jelenlétében a detektorra jutó neutron intenzitást I -vel, a minta nélkülit I_0 -al jelölve, a kettő arányából képezett

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-n\sigma_T}$$

transzmisszióból:

$$\sigma_T = -\frac{\ln T}{n},$$

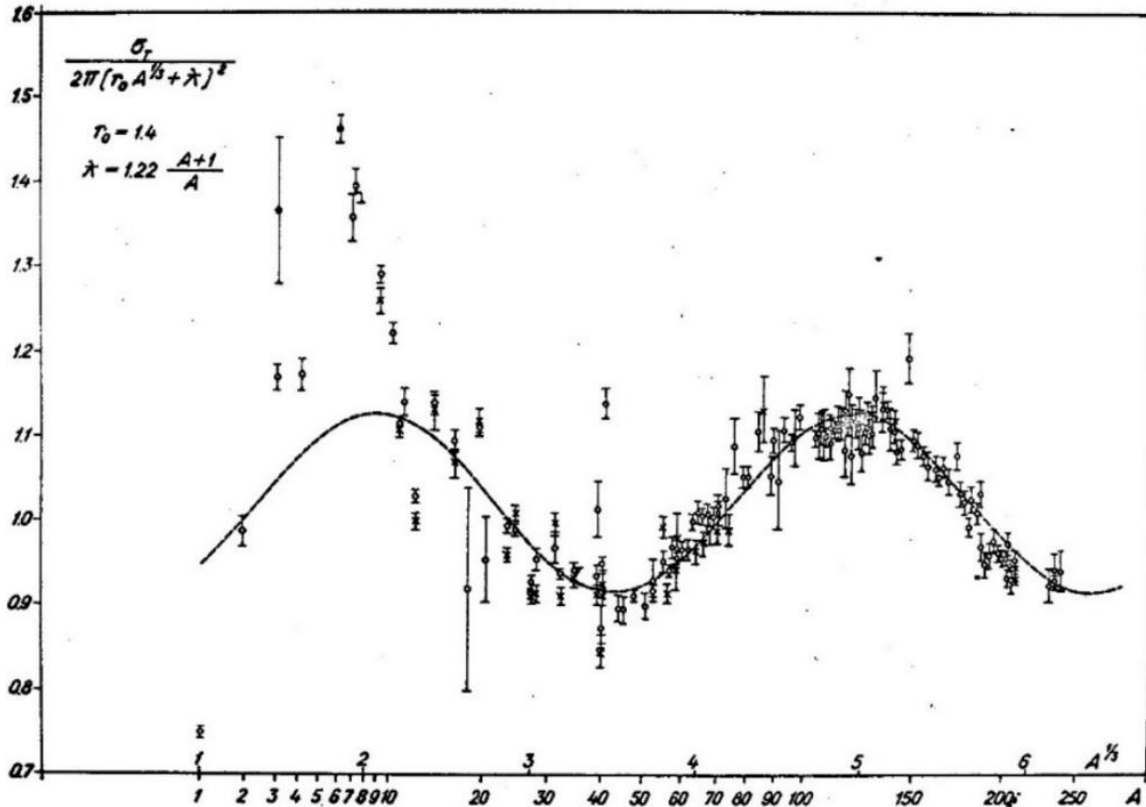
ahol n a minta keresztmetszetének 1 cm^2 -ére eső atommagok száma. Az általunk alkalmazott elrendezés fényképe a 3.6. ábrán látható.



3.6. ábra: Az elrendezés fényképe.

A kísérleti rendszer és a kiértékelés (korrekciók, hibabecslés) részleteit itt mellőzzük. A lényeg: 34 elemre határoztunk meg $E = 14.7 \text{ MeV}$ -nél totális neutron-hatáskeresztmetszetet. Célszerűnek látszott a totális neutron-hatáskeresztmetszetek tömegszám függését leíró

empirikus függvényt olyan formában keresni, hogy annak egyik tényezője a *feketemag*-formula legyen. Ennek érdekében az általunk mért és az irodalomban talált hatáskeresztmetszet értékeket a *feketemag*-formulával elosztva, $A^{1/3}$ függvényében ábráztuk, 3.7. ábra.



3.7. ábra: A *feketemag*-formulára normált hatáskeresztmetszetek [An70].

A *feketemag*-képletben magugár paraméternek az akkor általánosan használt $r_0 = 1.4$ fm értéket, redukált hullámhossznak pedig a

$$\lambda = 1.22 \frac{A + 1}{A}$$

értéket alkalmaztuk. Az ábrán a pontoknak az 1.0 ordinátájú egyenes körüli oszcillációját szemlélve, célszerűnek látszott egy – konstansra szuperponált – *sinusos* vagy *cosinusos* függvényvel próbálkozni:

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_{BN}} = a - p \cdot \cos(qA^{1/3} - r) \tag{3.2}$$

Egy egyszerű illesztési eljárás az $A > 40$ tömegszám tartományra alkalmazva, a paraméterek értékeire a következő eredményt adta:

$$a = 1.02, \quad p = 0.104, \quad q = 2.18, \quad r = 1.25.$$

A 3.7. ábrán a szaggatott vonallal berajzolt görbe azt mutatja, hogy a kísérleti adatokkal való egyezés a közepes és nehéz magok tartományában kifejezetten jónak mondható, de még az $A < 40$ tömegszámú magokra is követi a lényeges tendenciát.

A fél-klasszikus optikai modell

A jó egyezéstől indítatva, megkísérelhetjük az empirikus kifejezésnek egy egyszerű fizikai kép alapján történő interpretációját adni [An70]. Induljunk ki a totális hatáskeresztmetszetre vonatkozó általános kifejezésből:

$$\sigma_T = 2\pi\lambda^2 \sum_l (2l + 1)(1 - \text{Re}\eta_l), \quad (3.3)$$

ahol

$$\eta_l = e^{i\Delta_l},$$

és Δ_l a mag által az l -edik parciális hullámban okozott fáziseltolás. Az η_l -ek ismeretében a totális hatáskeresztmetszetek kiszámíthatók. (Ugyanígy felírható lenne a *rugalmas szórás* és a *nonelasztikus* hatáskeresztmetszet is.) A *kvantummechanikai optikai modellel* történő számítások során η_l meghatározásához a *Schrödinger egyenletet* megadott határfeltételek mellett, numerikusan kell integrálni. Elkerülhető ez, ha – megelégedve közelítő megoldással – η_l -re valamilyen, fizikailag indokolt feltevést teszünk.

A *feketemag*-közelítésben például feltételezzük, hogy a mag a neutron-hullámból teljesen abszorbeálja az l_{max} parciális hullámig terjedő komponenseket, míg az annál nagyobb pályamomentumhoz tartozókat változatlanul hagyja; tehát hogy:

$$\begin{aligned} \eta_l &= 0, & \text{ha } l \leq l_{max}, \text{ és} \\ \eta_l &= 1, & \text{ha } l > l_{max}. \end{aligned}$$

Az

$$l_{max} = R/\lambda$$

feltevést alkalmazva, kapjuk:

$$\sigma_T = 2\pi(R + \lambda)^2 = \sigma_{BN} \quad (3.4)$$

Tehát ilyen feltevések mellett a totális hatáskeresztmetszetre a *feketemag*-képlet adódik. Ugyanígy megmutatható, hogy a teljes szórás és a *nonelasztikus (reakció)* hatáskeresztmetszetek éppen a mag geometriai keresztmetszetével, és egymással is egyenlők.

Látható az 3.7. ábrán, hogy a *feketemag*-közelítéstől határozott eltérések tapasztalhatók (*durva-szerkezet*). A közelítés javítására az látszik a legkövetkezetesebb lépésnek, hogy az

$$\eta_l = \text{állandó}$$

feltevést továbbra is meghagyjuk, de az állandó értékét $l \leq l_{max}$ esetén nem tekintjük nullának. Fizikailag: továbbra is feltételezzük, hogy a mag minden $l \leq l_{max}$ parciális hullámot azonos módon változtat meg, de ez most nem jelenti ezek teljes elnyelését, hanem azt, hogy – megváltozott amplitudóval és fázissal – áthatolhatnak a magon.

Most tehát:

$$\begin{aligned} \eta_l &= \eta = \rho e^{-i\delta} & \text{ha } l \leq l_{max}, \\ \eta_l &= 1, & \text{ha } l > l_{max}, \end{aligned}$$

ahol a

$$\rho = e^{-Im \Delta} \quad \text{és} \quad \delta = Re \Delta$$

írásmódot bevezetve η a szokásos

$$\eta = e^{i\Delta}$$

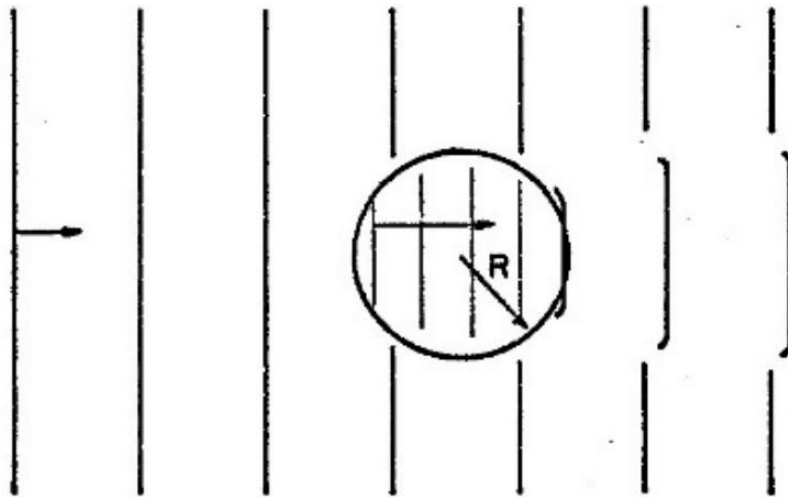
alakban is felírható.

Ezen újabb kiindulási feltételek alapján a totális neutron-hatáskeresztmetszet:

$$\sigma_T = 2\pi(R + \lambda)^2(1 - \rho \cdot \cos \delta).$$

A totális neutron-hatáskeresztmetszet kifejezésében megjelent egy *cosinusos* tag, de – egyelőre legalábbis – még nem világos, hogy ennek argumentuma $A^{1/3}$ -ban lineáris. Ehhez további feltevésre lesz szükség, amely kapcsolatot teremt a mag mérete és a neutronhullám által elszenvedett fáziseltolódás értéke között. Tekintsük az atommagot optikailag homogén, n törésmutatójú, R sugarú gömbnek, és képezzük a beeső hullámhosszra vonatkoztatott optikai útkülönbséget a magon átmenő és az azt elkerülő hullámfront között, 3.8. ábra:

$$\delta = \frac{\bar{C}(n-1)}{\lambda}$$



3.8. ábra: A fázis-eltolódás szemléltetése [Pe62].

Belátható [Pe62], hogy a \bar{C} átlagos húr-hossz arányos a mag R sugarával, tehát a δ fáziskülönbség $A^{1/3}$ -ban lineáris:

$$\delta = c.A^{1/3}$$

A c tényező függ a beeső neutron E energiájától, ez azonban most állandó, mert minden mérés 14 MeV-nél történt. Mivel a kísérleti adatok jól illeszkednek a *cosinusos* görbéhez, a modell feltevés jogosultsága igazolva látszik.

A *félklasszikus optikai modell* tehát megadta a keresett függvény-alakot. Mit lehet mondani a paraméterek számszerű értékére vonatkozólag?

Az $a = 1.02$ paraméter értéke 2%-al nagyobb, mint a modell alapján várható lenne. Ez azt jelenti, hogy a normálásra használt *feketemag*-formulában r_0 értékét kb. 1%-al nagyobbra kellene választani: 1.41 fm és 1.42 fm között.

A $q = 2.18$ paraméter érték felhasználásával megkaphatjuk a törésmutató értékét: $n = 2.015$, ebből pedig – a (3.1) formula alapján, $E = 14$ MeV-et beírva, az optikai potenciál mélységére $U = 42.8$ MeV-et kapunk. Ez összhangban van más vizsgálatok eredményével.

Ha az optikai potenciálnak nemcsak a valós, hanem imaginárius részét is figyelembe vesszük: $V = U + iW$, akkor a törésmutató is komplex, tehát – az optikai útkülönbségen keresztül – a fáziseltolódás is komplex lesz. A valós esethez teljesen hasonlóan itt is az az eredmény adódik, hogy a fáziseltolódás $A^{1/3}$ -al arányos, tehát a *cosinus* előtti tényező $A^{1/3}$ -al exponenciális csökkenést kell hogy mutasson: az oszcilláció csillapított. A $p = 0.104$ számértéket felhasználva, $A = 120$ körül a potenciál képzetes részére $W = 11$ MeV adódik.

Az empirikus formulában azonban van egy olyan paraméter is, amelyre az eddigiek alapján nem lehetett számítani; ez a *cosinus* argumentumában lévő, tömegszámától független $r = 1.25$. Egy ilyen tag fellépése arra utal, hogy mindig kialakul egy – a mag sugarától független - optikai útkülönbség járuléka. Ennek oka az, hogy minden mag felületén létezik egy olyan, kb. állandó vastagságú átmeneti réteg, amelyen belül a potenciál folytonosan esik le 0-ról a minimális U értékre. Tehát a potenciálvölgy nem derékszögű, hanem pl. trapéz alakú. A felületi réteg vastagságát t -vel jelölve, az új fáziseltolás:

$$\delta^* = \frac{(\bar{C} - 2t)(n - 1)}{\lambda} + \frac{2t(\bar{n} - 1)}{\lambda} = \delta - \frac{2t}{\lambda}(n - \bar{n})$$

ahol \bar{n} a törésmutatónak az átmeneti rétegre vonatkozó átlagos értéke. Új, A -tól független tag jelent meg δ mellett! Ha trapéz alakú potenciálvölgyet tételezünk fel, akkor az átlagos törésmutatóra kapjuk:

$$\bar{n} = \frac{2}{3} \cdot \frac{n^3 - 1}{n^2 - 1}$$

n korábban meghatározott értékét felhasználva, és az empirikus $r = 1.25$ értéket a (3.2) empirikus formula második tagjával egyenlővé téve, a felületi réteg vastagságára kapjuk:

$$t = 1.7 \text{ fm.}$$

A véges felületi réteg vastagsága arra vezet, hogy *a mag-sugarat célszerűbb lenne az*

$$R \approx r_0 A^{1/3} + t/2$$

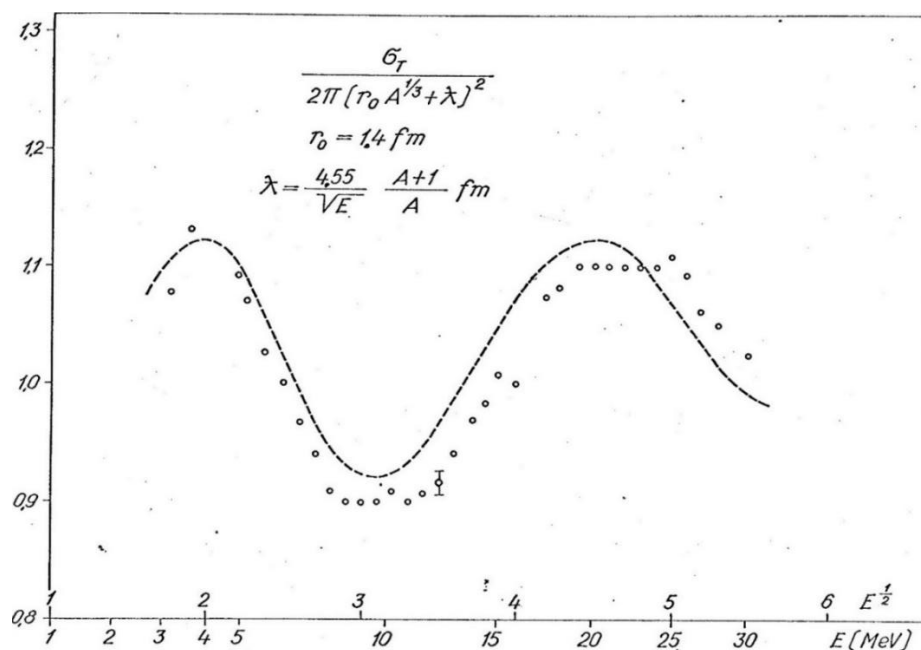
kifejezésből számolni.

Az eddigiekben $E = 14$ MeV energiájú neutronokkal, különböző A tömegszámú magokon mért totális neutron-hatáskeresztmetszetek tömegszámától való függését vizsgáltuk, és arra a következtetésre jutottunk, hogy a *fél-klasszikus optikai modell* ezt a függést jól írja le. A modell további ellenőrzéséül érdemesnek látszott megvizsgálni, hogy az általa szolgáltatott *energiafüggés* a tapasztalattal megegyezik-e? Ennek okából kiszámoltuk $A = 209$ -re (Bi) a modelltől adódó energiafüggést az $E = 3 - 30$ MeV tartományra. Mint ismeretes, az optikai

potenciál függ az energiától; mi ezt a függést *Ahmad* és *Rahman Kahn* által összegyűjtött adatok [Ah70] alapján az

$$U = 64 - 3.6\sqrt{E + 10}$$

formulával közelítettük, és ezt írtuk U helyébe. A kísérleti hatáskeresztmetszet adatokat [Ci68a] és a *félklasszikus optikai modellel* számolt értékeket a 3.9. ábrán tüntettük fel. Az eltérések általában nem nagyobbak néhány százaléknál. Ez jó egyezésnek tekinthető, ha figyelembe vesszük, hogy itt most már *semmilyen paraméter illesztés nem történt*.



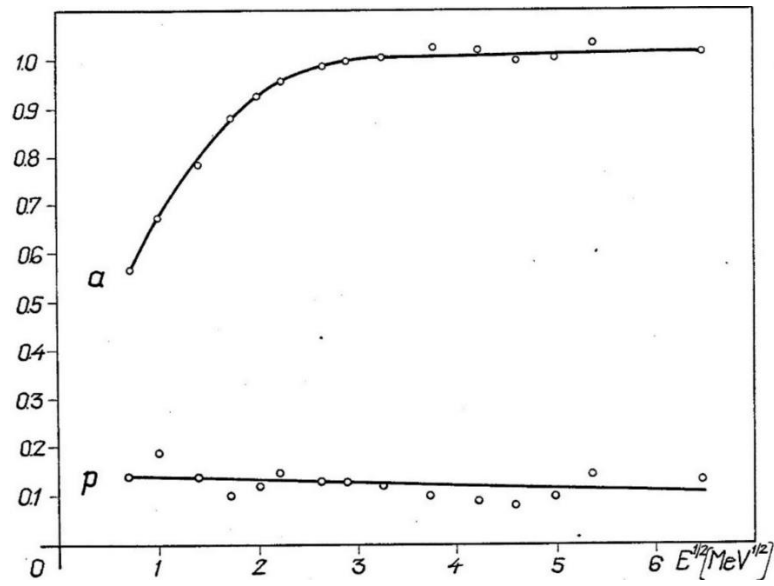
3.9. ábra: A bizmut totális hatáskeresztmetszete $E^{1/2}$ függvényében. Pontok: kísérleti adatok [Ci68]; szaggatott vonal: a fél-klasszikus optikai modellel számított értékek [An70].

Természetesen lehetséges lenne a paraméterek értékének változtatásával az egyezést javítani. De következetesebb útnak látszik az eddig $E = 14$ MeV-nél követett eljárás végrehajtása más neutron-energiákra is. Egy ilyen szisztematikus vizsgálat további információt nyújt a félklasszikus optikai modell alkalmazhatóságának körére vonatkozólag. Éppen ezért összegyűjtöttük és feldolgoztuk az $E = 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 7.0, 8.6, 10.7, 17.8, 21.0, 24.8, 28.4$ és 42 MeV neutron-energiához tartozó adatokat; részletes ábrák az [An71] közleményben találhatóak. A paraméterek energia-függését a 3.10, 3.11 és 3.12. ábrákon szemlélhetjük.

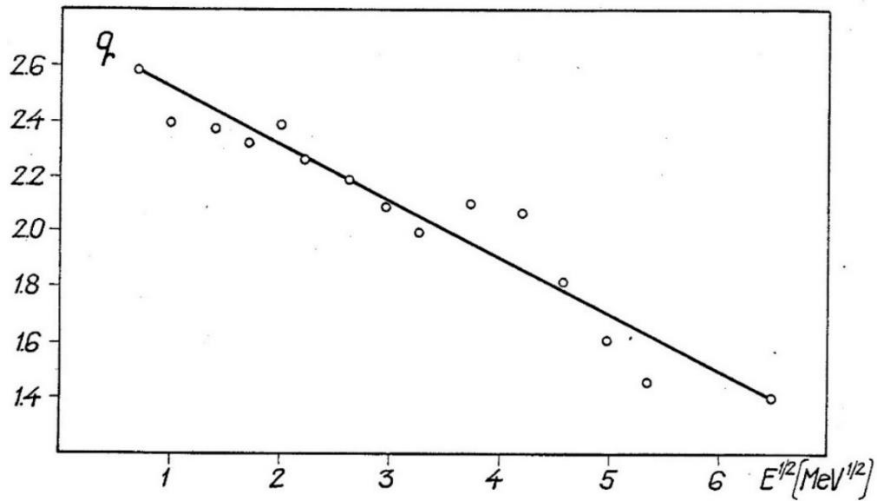
Az a paraméter értéke, amely körül az oszcilláció történik, 10 MeV energia alatt kisebb 1 -nél, 10 MeV-től azonban az állandó $a = 1$ értéket veszi fel. Ez arra utal, hogy ettől az energiától kezdve van elegendő számú parciális hullám ahhoz, hogy a *korrespondencia elv* érvényesüljön, és a klasszikus síkhullám feltételezése jogos legyen.

A p paraméter értéke csak enyhe csökkenést mutat.

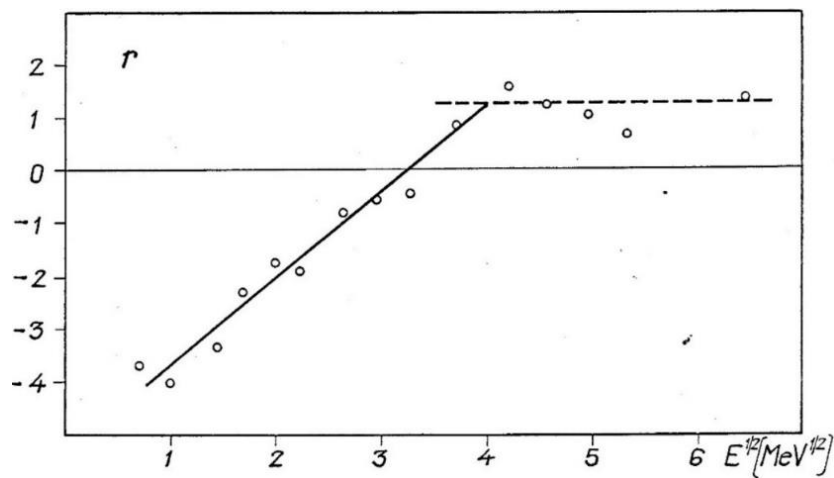
A q frekvencia-paraméter az energiával monoton csökken. A kvantitatív összehasonlítást most mellőzzük, mert az alábbiakban egy ezzel egyenértékű összehasonlításra alkalmunk lesz. . .



3.10. ábra: Az a és p paraméter értékei $E^{1/2}$ függvényében [An71].

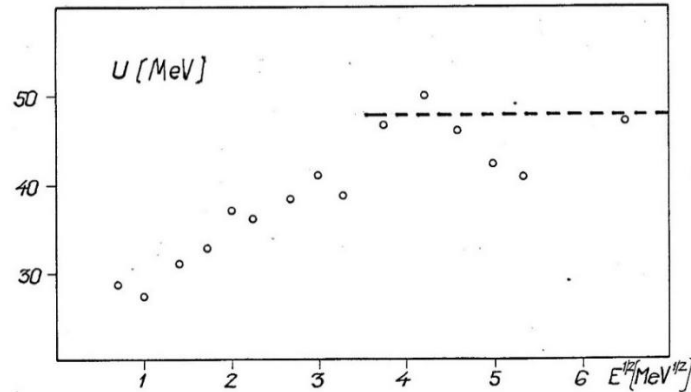


3.11. ábra: A q paraméter értéke $E^{1/2}$ függvényében [An71].

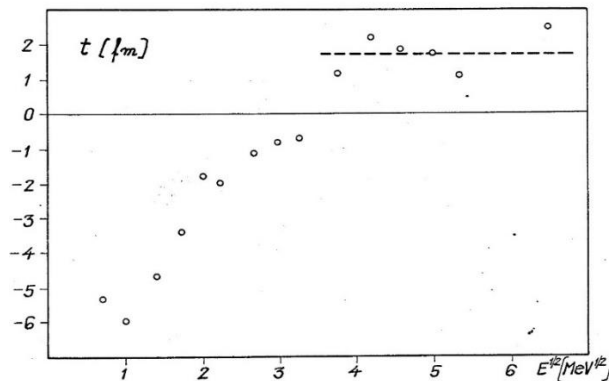


3.12. ábra: Az r paraméter értéke $E^{1/2}$ függvényében [An71].

Az r paraméter feltűnő jellegzetessége, hogy 14 MeV felett az r értékek közel állandó értéket vesznek fel, míg 10 MeV alatt csökkenő energiával csökkennek és negatív értéket vesznek fel! Itt is ugyanaz az ok, mint az a paraméter esetében: 10 MeV alatt *a parciális hullámok számának csökkenésével csökken a modell érvényessége!* Ugyanerre a következtetésre vezet a paraméterekből kiszámított U optikai potenciál mélység és a t felületvastagság értékének energia-függése is, 3.13 és 3.14 ábrák.



3.13. ábra: Az U optikai potenciál számított értéke $E^{1/2}$ függvényében; a szaggatott vonal a 14 MeV-nél kapott értéket mutatja [An71].



3.14. ábra: A t felület vastagság számított értéke $E^{1/2}$ függvényében; a szaggatott vonal a 14 MeV-nél kapott értéket mutatja [An71].

A széles energia intervallumban végzett vizsgálat tehát azt mutatja, hogy, - megfelelő paraméter értékeket alkalmazva - *a (3.2) formula leírja a 10 MeV-nél kisebb energiákhoz tartozó hatáskeresztmetszeteket is.* Tehát sikerült egyszerű formában megadni a $\sigma_T(A,E)$ totális neutron-hatáskeresztmetszet energia- és tömegszám-függését!

A NASA-nál is felismerték ennek az egyszerű de hatékony modellnek a jelentőségét, mert a következő dokumentumban [Wi88b], amelyet a fenti modell alapján szerkesztettek, *a (3.2) formulát alkalmazzák a totális neutron-hatáskeresztmetszet kiszámítására.*

Tanulság:

- „*In a day and age when we have jet aircraft
there is no need to throw away our bicycles;
they still have their applications
for the right purposes.*”

(R.E.Peierls)

Abstract

Neutron total cross sections are represented for Li to Pu targets at energies above 0.1 MeV and less than 100 MeV using a modified nuclear Ramsauer formalism. The formalism is derived for energies above 100 MeV by fitting theoretical cross sections. Neutron absorption cross sections are represented by analytic expressions of similar form, but shape resonance phenomena of the Ramsauer effect are not present. Elastic differential cross sections are given as a renormalized impulse approximation. These cross section data bases will be useful for nucleon transport applications.

1. Introduction

In an earlier report (ref. 1), we presented a relatively complete transport code for high energy nucleons. The data base for that code was complete but somewhat inaccurate. The present report describes the further development of the data base by improving the total nuclear cross sections (σ_{tot}) and the nuclear absorption cross sections (σ_{abs}). The effects of this improvement on the elastic scattered neutron differential cross sections (σ_s) are also presented.

2. Total Nuclear Cross Sections

After many decades of experimental activity at various accelerators with ever-increasing energies, the cross sections for two-nucleon interactions are reasonably well defined. Although recent advances in the theory of the two-nucleon interaction in terms of phenomenological meson exchange models (ref. 2) show considerable success, a simple parameterization of the experimental data is sufficient for our purposes. For energy $E \geq 25$ MeV, the proton-proton (pp) total cross section is found to be reasonably approximated by

$$\sigma_{pp}(E) = (1 + 5/E)\{40 + 109 \cos(0.199 \sqrt{E}) \times \exp[-0.451(E - 25)^{0.258}]\} \quad (2.1)$$

and for lower energies

$$\sigma_{pp}(E) = \exp\{6.51 \exp[-(E/134)^{0.7}]\} \quad (2.2)$$

These forms are shown in comparison with experimental data (ref. 3) in figure 1. For $E \geq 0.1$ MeV, the neutron-proton (np) cross section is taken as

$$\sigma_{np}(E) = 38 + 12500 \exp[-1.187(E - 0.1)^{0.35}] \quad (2.3)$$

and at lower energies

$$\sigma_{np}(E) = 26000 \exp[-(E/0.282)^{0.3}] \quad (2.4)$$

These forms are shown in comparison with experimental data (ref. 3) in figure 2.

The low energy neutron-nucleus total cross sections exhibit a complicated fine resonance structure over a broad, slowly varying background. This background is marked by very broad Ramsauer resonances that persist even to neutron energies of 100 MeV. Although a simple fundamental theory for the Ramsauer resonances is not available, a semi-empirical formalism is given by Angeli and Csikai (refs. 4 and 5). Their formalism starts with the usual partial wave expansion as

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi\lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1)[1 - \text{Re}(n_{\ell})] \quad (2.5)$$

where $\text{Re}(Z)$ denotes real part of Z with

$$n_{\ell} = \exp(i\delta_{\ell}) \quad (2.6)$$

where δ_{ℓ} is the complex phase shift for the ℓ th partial wave and $i = \sqrt{-1}$. In the opaque nucleus model, $n_{\ell} \approx 1$ for all $\ell > R/\lambda$, where R is the nuclear radius, which leads Angeli and Csikai to assume

$$\sigma_{\text{tot}} \approx 2\pi(R + \lambda)^2[1 - \text{Re}(\eta)] \quad (2.7)$$

where $\eta = 0$ gives the usual opaque nucleus result such that

$$\text{Re}(\eta) = e^{-\text{Im}(\delta)} \cos[\text{Re}(\delta)] \equiv p \cos(qA_t^{1/3} - r) \quad (2.8)$$

where A_t is the mass number of the target nucleus, is a reasonable starting point to parameterize the total cross sections. Their complete parameterization is

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi(r_0 A_t^{1/3} + \lambda)^2 [a - p \cos(qA_t^{1/3} - r)] \quad (2.9)$$

where $r_0 = 1.4$ fm, and the neutron wavelength is

$$\lambda = \frac{4.55}{\sqrt{E}} \frac{A_t + 1}{A_t} \quad (2.10)$$

The parameters of Angeli and Csikai are adequately approximated by

$$a = \frac{1}{1 + 2/(3.8E + 0.1E\sqrt{E} + 0.1E^3\sqrt{E})} \quad (2.11)$$

$$p = 0.15 - 0.0066\sqrt{E} \quad (2.12)$$

$$q = 2.72 - 0.203\sqrt{E} \quad (2.13)$$

$$r = \min\{-5.3 + 1.66\sqrt{E}, 1.3\} \quad (2.14)$$

Megköszönöm Zolnai Dóra könyvtárosnak a források beszerzésében nyújtott segítségét.

Irodalom

- [Ah70] I. Ahmad, and M.Z. Rahman Kahn: *Nucl. Phys.*, **A144** (1970) 7.
- [An70] I. Angeli, and J. Csikai: *Nucl. Phys.*, **A158** (1970) 389.
- [An71] I. Angeli, and J. Csikai: *Nucl. Phys.*, **A170** (1971) 577.
- [An90] Angeli István: „*Totális neutronhatáskeresztmetszetek tömegszámfüggése; leírásuk fél-klasszikus optikai modellel.*” *Fizikai Szemle*, 1990/10, 290. old.
- [Ba43] Bak János: „*Legény Berci*”, Modern mese, (MEFHOSZ Könyvkiadó, Budapest)
- [Ba48] H.H. Barschall, et al.: *Phys. Rev.*, **73** (1948) 659.
- [Ba52] H.H. Barschall, et al.: *Phys. Rev.*, **86** (1952) 431.
- [Bj58] F. Bjorklund, and S. Fernbach: *Phys. Rev.*, **109** (1958) 1295.
- [Ca67] J.Cabe: „*Theses présentées a la Faculté des Scioences de Paris*” (Paris, 1967)
- [Ci68] S. Cierjacks, et al.: „*High resolution total neutron cross sections between 0.5 – 30 MeV*” KFK 1000, EUR 3963 a, EANDC/E/-111 „U”, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1968)
- [Co49] L.J. Cook, et al.: *Phys. Rev.*, **75** (1949) 7.
- [Du34] J.R. Dunning: *Phys. Rev.*, **45** (1934) 586.
- [Fe49] H. Feshbach, V.F. Weisskopf: *Phys. Rev.*, **76** (1949) 1550.
- [Fe53] H. Feshbach, et. al.: *Phys. Rev.*, **90** (1953) 166.
- [Fe54] H. Feshbach, et al.: *Phys. Rev.*, **96** (1954) 448.
- [Kö02] Köteles György: „*Sugáregészségtan*” (Medicina Könyvkiadó Rt. Budapest (2002).
- [Ma14] Makai Mihály: „*Bevezetés a transzportelméletbe.*” (BME, NTI, 2014. február 3.).
- [MG57] MacGregor, et al.: *Phys. Rev.*, **108** (1957) 726.
- [Mi52a] D.W. Miller, et al.: *Phys. Rev.*, **85** (1952) 704.
- [Mi52b] D.W. Miller, et al.: *Phys. Rev.*, **88** (1952) 83.
- [Pe60] J.M. Peterson, et al.: *Phys. Rev.* **120** (1960) 521.
- [Pe62] J.M. Peterson: *Phys. Rev.* **125** (1962) 955.
- [Ph52] D.D. Phillips, et al.: *Phys. Rev.*, **88** (1952) 600.
- [Pl40] G. Placzek, H.A. Bethe: *Phys. Rev.*, **57** (1940) 1075.
- [Wi88a] J.W.Wilson, L.W.Townsend, S.Y.Chun, W.W.Buck, F.Kahn, and F.Cucinotta: „*BRYNTRN: A Baryon Transport Computer Code. Computation Procedures and Data Base.*” NASA Technical Memorandum 4037 (June, 1988).
- [Wi88b] J.W.Wilson, L.W.Townsend, W.W.Buck, S.Y.Chun, B.S.Hung, and S.L.Lamkin: „*Nucleon-Nucleus Interaction Data Base: Total Nuclear and Absorption Cross Sections.*” NASA Technical Memorandum 4053 (August, 1988).

[Wi91] J.W. Wilson, L.W. Townsend, W. Schimmerling, G.S. Khandewal, F. Khan, J.E. Nealy, F.A. Cucinotta, and J.W. Norbury: „*Transport Methods and Interactions for Space Radiations*” NASA Reference Publication, 1257 (1991).