

Magfizikai folyamatok intenzív lézertérben I.

Kis Dániel Péter

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Nukleáris Technikai Intézet
1111 Budapest, Műegyetem rkp. 9. tel.: + 36 1 463 1946

A két részre tervezett sorozat első cikkében röviden összefoglalom az intenzív, rövid impulzushosszú lézertérben végbemenő belső konverzió leírását. A számítások során kifejtem a lézertérbeli belső konverziós együttható elektromos átmenetekre vonatkozó általános alakját, majd a paramétervizsgálatok után konkrét izomerekre megadom a lézer nélkül tiltott csatornákra vonatkozó belső konverziós együtthatók numerikus értékét.

Bevezetés

Az első lézer kifejlesztése óta eltelt közel fél évszázadban a koherens fényforrások fejlődése rohamos ütemben haladt előre. A lézerek intenzitásának növekedtével mind kísérleti, mind elméleti oldalról komoly érdeklődés alakult ki az ehhez fűződő nemlineáris optika és a nemlineáris spektroszkópia irányába. Az előbb említett folyamatok azzal a feltételezéssel dolgoznak, hogy a kölcsönhatás ideje alatt az anyagi közeg állapota nem változik meg. Azonban ha az intenzitás átlép egy kritikus értéket, akkor a koherens sugárzási tér elektromos térerőssége már meghaladja a H-atom Bohr-sugaránál érvényes elektromos térerősséget. Ilyen nagy intenzitásoknál az anyag elveszti atomi struktúráját, és részben vagy teljesen plazma állapotba kerül. Ekkor alapvetően kétfajta, jellegében eltérő folyamat típusa jellemző: egyrészt olyan folyamatok játszódnak le, amelyeknél a plazma kollektív tulajdonságai a meghatározók (ezek a nemlineáris optika tárgykörébe tartoznak, mint például önfókuszálás, plazmarezgéseken történő indukált szórások), másrészt az olyan jelenségek, amelyek a töltött, szabad részecskék egyedi tulajdonságaival vannak kapcsolatban (például nemlineáris Compton-szórás, nemlineáris fotoeffektus, Möller-szórás).

A napjainkban zajló extrém nagy intenzitású lézerek fejlesztésének egyik fontos projektje az Európai Unió által kezdeményezett ELI (Extreme Light Infrastructure) program [1], amelynek többek között Magyarország is az egyik fő résztvevője (a hazai projekt elnevezése ELI-ALPS). E program keretén belül fő célkitűzés a lézerfizikai jelenségek és az extrém nagy intenzitású lézer-anyag kölcsönhatások kísérleti tanulmányozása. A valós kísérleti lehetőségek ilyen mértékű rendelkezés adja az aktualitását az egyébként jelentős múlttal rendelkező lézer és anyag kölcsönhatás elméleti vizsgálatának, a vizsgált témakörök elmélyítésének, kiterjesztésének és továbbfejlesztésének. E témakörbe tartozik az intenzív koherens elektromágneses (lézer) tér atommagfolyamatokat befolyásoló hatása.

Az intenzív elektromágneses tér és anyag kölcsönhatásának elméleti vizsgálatából már viszonylag hamar kiderült, hogy az atommaggal való közvetlen kölcsönhatás elhanyagolhatóan kicsi [2], a lézertér jelenléte lényegesen

nem befolyásolja az atommagok radioaktív bomlásait. Így a lézertér az atommagnak az atomi elektronokkal történő kölcsönhatása révén, az elektronokra gyakorolt hatásán keresztül okozhat számottevő magfizikai effektust. Ezért az elméleti érdeklődés az atommag-elektron rendszer egy speciális elektromágneses átmenetének, a belső konverzióknak a lézertér által történt módosulására irányult. A belső konverzió esetében az atommag a gerjesztési energiáját közvetlenül egy atomi elektronnak adja át. A külső elektromágneses térrel az elektron-atommag kölcsönhatást megváltoztatva közvetett módon az atommag elektromágneses átmeneteit lehet módosítani. Különösen azok az esetek érdekesek, amelyekben a mag átmeneti energiája kisebb, mint az adott héjon lévő elektron kötési energiája, vagyis amikor a lézertérmentes esetben a folyamat energetikailag tiltott, mert ekkor a tényleges átmenet csak egy vagy több lézertér-foton elnyelésével tud megvalósulni. Tehát lézer nélkül ezek a reakciócsatornák zártak, a lézertérben energetikailag pedig megengedetté válhatnak, vagyis így elvben a lézertérrel az atommag bomlási állandója megváltoztatható.

A belső konverzió

Az atommagok gerjesztett állapotai között léteznek speciális, hosszú élettartamú ún. izomer állapotok is, amelyek élettartamának nagyságrendje általában a mikroszekundum - hónap tartományba esik. A gerjesztett állapotban lévő atommagok energia leadással alapállapotba vagy alacsonyabb energiájú gerjesztett állapotba kerülnek. E folyamat legegyszerűbb formája a gammafoton-emisszió, ezt nevezzük gamma-bomlásnak. Az állapotok azonban más úton is elbomolhatnak. A foton emisszió mellett létezik egy másik folyamat is, ahol az energiát az atommag az őt körülvevő kötött állapotban lévő elektronok valamelyikének közvetlenül adja át, ennek hatására a kötött elektron szabad állapotba kerülhet. A kimenő elektron mozgási energiája az atommag által leadott és a kezdeti állapotban lévő elektron kötési energiájának különbségével egyenlő. Ezt a speciális folyamatot belső konverzióknak nevezzük. A belső konverzió küszöbfolyamat, azaz ha a bomlás során felszabaduló energia kisebb, mint az adott héjon lévő elektronok kötési energiája, akkor a folyamat nem megy végbe, azaz tiltott átmenetről

beszélünk. Fontos megemlíteni, hogy a belső konverzió a gammafoton-emissziótól független, azzal versengő folyamat. A belső konverzió esetében nem jelenik meg valós, hanem csak virtuális gamma-foton! Mindezek figyelembevételével egy atommag izomer állapotának bomlási valószínűségét Taylor és Mott javaslatára a következő formában lehet megadni [3]:

$$T_{\alpha\beta} = T_{\alpha\beta}^{\gamma} + T_{\alpha\beta}^{IC} = (1 + \alpha) T_{\alpha\beta}^{\gamma} \quad (1)$$

ahol $T_{\alpha\beta}^{\gamma}$ a gamma-bomlás, $T_{\alpha\beta}^{IC}$ a belső konverzió időegységre jutó teljes átmeneti valószínűségét jelöli. A képlet jobb oldalán megjelenő α mennyiség az ún. belső konverziós együttható, amely fizikailag nem jelent mást, mint hogy a belső konverzió jelenléte miatt mennyivel nő meg a bomlási valószínűség a tisztán gamma-bomláshoz rendelhető valószínűséghez képest. Az α bevezetése azért praktikus, mert a definíciójából következően α mennyiség már nem tartalmaz az atommag hullámfüggvényeire vonatkozó integrálokat, így magmodellől függetlenül meghatározható. Továbbá az α együttható magában foglalja az összes lehetséges atomi elektronnal megvalósuló átmenetet, mivel ezek független csatornák, ezért az α az egyes csatornához tartozó belső konverziós együtthatók összegeként írható fel:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (2)$$

ahol K, L, M az egyes elektronhéjak röntgen-abszorpciónál szokásos jelölése és α_K a megfelelő héjához tartozó belső konverziós együttható. Az egyes főkvantumszámokhoz tartozó együtthatók az impulzusmomentum-megmaradást kielégítő kvantumszámokra való összegzést tartalmazzák.

Belső konverzió néhány ciklusú intenzív lézertérben

A lézertérben lezajló belső konverzió tulajdonképpen nem más, mint az elektron-atommag-lézer csatolt rendszer elektromágneses kölcsönhatása. Az ilyen típusú rendszerek leírása a relativisztikus kvantumelektrodinamika (relQED) tárgykörébe tartozik. Ennek megfelelően a lézertérrel csatolt elektron-atommag rendszer teljes *Hamilton*-operátora formálisan az alábbi alakba írható:

$$H = H_0 + H_I \quad (3)$$

ahol H_0 a rendszert alkotó részecskék szabad *Hamilton*-operátorai:

$$H_0 = H_n + H_e + H_R. \quad (4)$$

Az egyes tagok rendre az atommagot alkotó nukleonokat, a folyamatban résztvevő elektront és az elektromágneses (foton-) teret írják le. Az utóbbi két esetben a *Hamilton*-operátorok a kölcsönhatásmentes tereket írják le, míg a H_n szabad nukleontér leíró tag magában foglalja a nukleonok közti magerőket leíró párkölcsönhatást is (ez a belső konverzió tekintetében irreleváns). Az elektron-tér leírásánál azért elegendő csak egyetlen elektront figyelembe venni, mert a belső konverzióban csak egyetlen kötött (atom) elektron vesz részt. A többi atomi elektronnak csupán árnyékoló hatása van, amit az effektív rendszámmal lehet figyelembe venni. A H_I az elektron és az elektromágneses tér (H_{Ie}), valamint az atommag nukleonjai és az elektromágneses tér (H_{In}) kölcsönhatásait tartalmazza. Minket a belső konverzió

vizsgálatának okán elsődlegesen a H_{Ie} kölcsönhatás érdekel. A (3)-as összefüggésből látszik, hogy a folyamat leírásánál szükséges perturbációs számításban az alaprendszert a H_0 állapottere, míg a perturbációt a H_I operátor jelenti.

A H_0 szabad operátorral definiált rendszer állapottere a (4)-es képletben szereplő részecskéket leíró *Hamilton*-operátorok sajátállapotainak direktszorzataként állítható elő, azaz formálisan

$$|\psi\rangle = |\psi_n\rangle \otimes |\psi_{el}\rangle \otimes |\psi_{las}\rangle, \quad (5)$$

ahol a kifejezés jobb oldalán rendre az atommagot alkotó nukleonok, az elektron és az elektromágneses- (lézer-) teret leíró sajátállapotok szerepelnek. A vizsgált probléma nagymértékben leegyszerűsíthető, ha a folyamat során a foton-szám változását el lehet hanyagolni. A mi esetünkben ez lehetséges, hiszen a kezdeti és végállapot között a foton-szám nem változik. Ekkor az (5) képletben szereplő lézertér sajátállapota egy alkalmasan választott unitér operátorral vákuum-állapotba transzformálható. A lézer állapottere az ún. koherens állapotokkal reprezentálható, amelyek a foton eltüntető operátor sajátállapotai:

$$a_j |\lambda_j\rangle = \lambda_j |\lambda_j\rangle, \quad (6)$$

az a_j a j típusú (adott hullámszámú és polarizációjú) foton eltüntető operátor. Az alkalmasan választott unitér transzformáció tehát a koherens állapotokat a vákuumba viszi [4]:

$$|\psi\rangle = |\psi_n\rangle \otimes |\psi_{el}\rangle \otimes |\psi_{las}\rangle \xrightarrow{T\text{-transzformáció}} \quad (7)$$

$$|\psi\rangle^T = |\psi_n\rangle \otimes |\psi_{el}\rangle \otimes |0_{las}\rangle$$

Azonban nem csak az állapottér változik meg, a transzformáció hatására egyúttal az eltüntetett koherens állapotnak megfelelő klasszikus vektorpotenciál $(\vec{A}_{cl}(\lambda_j, \vec{x}, t))$ is megjelenik a kölcsönhatási *Hamilton*-operátorban! Vegyük észre, hogy a transzformált képletben ez a klasszikus vektorpotenciál reprezentálja a folyamat során a lézer jelenlétét. Itt most lehetőség nyílik egy egyszerűsítésre. Az alkalmazott lézerek karakterisztikus hullámhossza ugyanis általában több nagyságrenddel nagyobb, mint az atom vagy az atommag mérete, ezért alkalmazható a dipól közelítés, azaz a vektorpotenciál helyfüggése elhanyagolható: $\vec{A}_{cl}(\lambda_j, \vec{x}, t) \approx \vec{A}_{cl}(\lambda_j, t)$.

Ha egy pusztán időfüggő vektorpotenciállal van dolgunk, akkor elvégezhető egy újabb unitér transzformáció, az ún. *Kramers - Henneberger* transzformáció [5]. Ennek hatására lényegében az történik, hogy átülünk a kölcsönhatásban résztvevő részecskékkal együttmozgó (a vektorpotenciál miatt rezgő) koordinátarendszerbe. Ez matematikailag azt jelenti, hogy a részecskék közti kölcsönhatást leíró operátorokban a helykoordinátákat az alábbi transzformációval kell helyettesíteni:

$$\vec{x}_i \rightarrow \vec{x}_i^B = \vec{x}_i + \frac{q_i}{m_i} \vec{Z}, \quad \vec{Z}(t) = -\frac{1}{c} \int \vec{A}_{cl}(t') dt', \quad (8)$$

amivel egyidejűleg az $\vec{A}_{cl}(\lambda_j, t)$ tag eltűnik a kölcsönhatási *Hamilton*-operátorból. Itt az i index a kölcsönható részecskére utal (q_i a töltés, m_i a tömeg). Az említett két transzformáció együttes hatása azt eredményezi, hogy a lézer eltűnik az állapottérből, továbbá a atommag-elektron-lézer kölcsönhatás visszavezethető a lézermentes esetre, csak a (8) képlettel definiált koordináta-transzformációt kell végrehajtani az atommag-elektron kölcsönhatás leírásában. Tulajdonképpen ezekkel a lépésekkel a lézer jelenlétében végbemenő belső konverziót lényegében visszavezettük a lézermentes esetre.

Mielőtt közölném az általam vizsgált véges impulzusú lézertér jelenlétében érvényes összefüggéseket, mindenképpen ki kell térnem a lézertér leíró klasszikus elektromágneses tér paraméterezésére. Az elektromos térerősségvektor általános alakja a vizsgált dipól közelítésben:

$$\vec{E}(k_0, x_0) = E_0 \vec{\epsilon} h(k_0 x_0 / T) \cos(k_0 x_0 + \phi), \quad (9)$$

ahol $\vec{\epsilon}$ a polarizáció-vektor, $h(k_0 x_0 / T)$ a vivőhullám burkológörbéje (síkhullám közelítésben ez azonosan egy), ϕ a vivőhullám és a burkoló közti fázistolás és $x_0 = ct$. A klasszikus elektrodinamikából ismert, hogy sugárzási tér esetében az elektromos térerősség a vektorpotenciál időderiváltjaként állítható elő. Ezt és a (8) összefüggést felhasználva könnyen belátható, hogy a *Henneberger* - transzformációhoz szükséges $\vec{Z}(t)$ vektor idő szerinti második deriváltja az elektromos térerősséget adja. Ez alapján

$$\vec{Z}(k_0, x_0) = \frac{E_0}{\omega_0^2} \vec{\epsilon} f(k_0 x_0, T) \cos(k_0 x_0 + \phi), \quad (10)$$

itt kihasználtam, hogy $\omega_0 = k_0 c$ a lézer körfrekvenciája és $T = \omega_0 \tau$ a lézer dimenziótalanított impulzushossza. A fenti képletekben szereplő burkológörbét (ill. annak deriváltját) a modellemben *Gauss*-típusú függvénnyel írtam le. Azért esett erre a választás, mert egyrészt az irodalomban ez egy szokásos leírása a rövid impulzusú elektromágneses tereknek, másrészt a *Gauss*-függvény Fourier-transzformáltja analitikusan megadható, ami a későbbi számításokban nagy könnyebbséget jelent. Ha a $\vec{Z}(t)$ függvény helyett

bevezetem a $\xi \vec{\epsilon} = -\frac{e}{\kappa} \vec{Z}(k_0, x_0)$ mennyiséget (κ az elektron nyugalmi tömege), akkor a rövid impulzusú elektromágneses tér *Henneberger*- transzformációja az alábbi módon írható fel:

$$\vec{x}^B = \vec{x} + \vec{\epsilon} \xi, \quad \xi = -\frac{e E_0}{\kappa \omega_0^2} \exp\left(-\left(\frac{k_0 x_0}{T}\right)^2\right) \cos(k_0 x_0 + \phi) \quad (11)$$

A (11) értelmében a lézertérrel kapcsolatos összes lényegi paramétert a bevezetett ξ függvény foglalja magába.

Az eddigiek alapján láthattuk, hogy a lézertérbeli atommag-elektron elektromágneses kölcsönhatást a lézer nélküli esetben érvényes kauzális (*Feynman*) *Green*-függvénnyel lehet

leírni, ha az elektron helykoordinátájában az $\vec{x} \rightarrow \vec{x}^B$ transzformációt végrehajtjuk, ami a (11) összefüggés alapján

$$D_F(x' - y_N) = -\frac{1}{4\pi^3} \int e^{i(\xi(k_0 x_0, \phi)) \vec{\epsilon} \vec{q}} \frac{\exp(-iq(x - y_N))}{q^2 + i\epsilon} d^4 q \quad (12)$$

ahol $q = q^\mu = \{q_0, \vec{q}\}$ a négyes hullámszám, $x' = x'^\mu = \{x_0, \vec{x}^B\}$ az elektron *Henneberger*- transzformált négyes koordinátája, $y_N = y_N^\mu = \{y_0, \vec{y}_N\}$ egy nukleon négyes koordinátái. A figyelmes olvasó észrevehette, hogy a (12)-ben a transzformáció nélküli nukleon helykoordináta szerepel. Mivel a (8)-ban definiált transzformáció okozta oszcilláció amplitúdója fordítottan arányos a részecske nyugalmi tömegével, ami viszont a proton esetében 1836-szor nagyobb, mint az elektron tömege (abszolút értékben azonos töltés mellett), ezért a nukleonok esetében ez a tag elhagyható.

A jelen helyzetben már minden ismert ahhoz, hogy a rövid impulzusú lézer jelenlétében lezajló belső konverziót leírassuk. Ez természetesen a szórás mátrix (*S*-mátrix) meghatározását jelenti a kvantummechanikai perturbációszámítás módszerével, majd ebből az átmeneti amplitúdó, ill. az ebből származtatható belső konverziós együttható számítását. Természetesen ennek végrehajtásához megfelelő közelítő feltevéseket kell tenni. Az általam vizsgált esetekben a lézer csúcstintenzitása $I < 10^{21}$ Wcm⁻² tartományban mozgott, ebben az esetben a kezdeti és végállapotú elektron leírása nem-relativisztikus közelítésben történhet, más szavakkal a 4-es *Weyl* - spinorok helyett *Pauli* spin-függvényeket lehet alkalmazni. Ez a közelítés a relativisztikus számításához képest kb. 0,15-0,3 szoros eltérést jelent az *S*-mátrix számításában. Ez tekinthető a közelítés relatív hibájának. Továbbá, mivel csak a vezető rendű elektromos multipólus-átmeneteket határoztam meg, ezért a *Pauli* spin-függvények helyett az egykomponensű *Schrödinger*-hullámfüggvények alkalmazhatók (ebben az esetben ugyanis - a mágneses átmenetekkel szemben - nincs áram-áram kölcsönhatás). A belső konverziós együtthatót olyan esetekre számítottam ki, amelyek a lézer jelenléte nélkül energetikailag nem mehettek volna végbe, tehát alaphelyzetben a belső konverzió számára tiltott csatornákat tartalmaznak. Az elvárásaim szerint - amit az eredmények igazoltak is - e csatornák a lézer bekapcsolása után megnyílnak, és az elektromágneses átmenet valószínűségének a növekedését eredményezik.

Összefoglalva: a *Gauss*-impulzus alakú intenzív lézertérben módosult elektron-atommag kölcsönhatással leírt, *L*-multipolaritású belső konverziós együttható nem-relativisztikus és dipól közelítésben részletszámítások nélkül a következő alakba írható [6][7]:

$$\alpha_{i,L} = \alpha_{i,L,0}^{Pulse} \frac{\tau}{\tau_{ir}} \delta^4 \psi(\phi, T, \delta) I, \quad (13)$$

ahol $\alpha_{i,L,0}^{Pulse}$ magfizikai állandókat, az impulzusmomentum-megmaradást biztosító *Wigner*-3j szimbólumokat magába foglaló paraméter (részletes alakja a [6], [7] hivatkozásokban megtalálható, jelenleg lényegtelen részletezni), $\delta = |\Delta|/k_0$ dimenziótalan mennyiség, amely azt méri, hogy az

energiahiányhoz képest mekkora a lézer foton energiája ($\Delta = \Delta E / (\hbar c)$), ΔE a magátmenet energiája mínusz az elektron kötési energiája, ami tulajdonképpen nem más, mint a folyamathoz rendelhető energiahiány). A $\tau_{ir} = 0,627\tau$ a besugárzás egy paraméterezése (ez ahhoz kell, hogy az eredmények összehasonlíthatók legyenek a síkhullám közelítésben számolt eredményekkel). A (13) képletben megjelenő l index a végállapotbeli szabad elektron impulzusmomentuma. A kapott képlet továbbá azért praktikus, mert a lézerrel kapcsolatos minden tulajdonság a (13) jobb oldalának utolsó 3 tagjában jelenik meg: δ a már bevezetett dimenziótalan lézerhullámhossz, $\psi(\phi, T, \delta)$ többek között a ξ függvény Fourier-transzformáltjával arányos függvény, az l pedig a lézer csúcsintenzitása.

A kapott eredmény értelmezéséhez és a paramétereiktől való függésének feltérképezéséhez szükség van konkrét numerikus értékekre is, ezért a következő szakaszban egy-két konkrét példán keresztül szemléltetem a (13) képlettel kapott eredményeket.

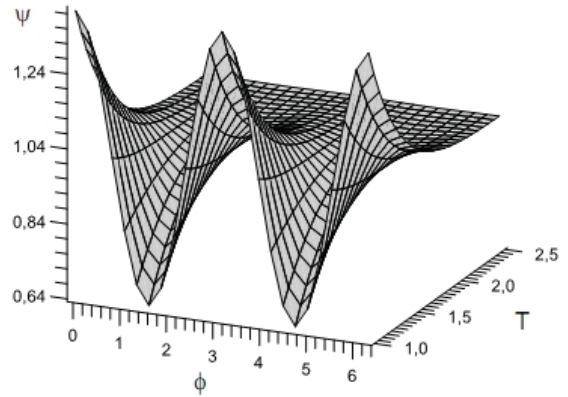
Numerikus eredmények

A ^{99m}Tc izomer állapotának felezési ideje 6,01 óra, átmeneti energiája $E_{a\beta} = 2,172$ keV, amelyet E3 elektromos multipól átmenettel ad le, miközben a ^{99}Tc egy igen rövid felezési idejű ($\tau_{\beta} = 0,19$ ns), $E_{\beta} = 140,511$ keV energiájú gerjesztett állapotba kerül [8]. Az izomer átmenethez tartozó teljes - lézer nélküli - belső konverziós koefficiens $\alpha_{tot} = 1,6 \times 10^7$ [9]. A lézertérbeli folyamatokat vizsgáló kutatók ^{99m}Tc felé irányuló figyelme azért alakult ki, mert az említett $E_{a\beta}$ átmeneti energia kisebb, mint a K és az L héjakon lévő elektronok kötési energiája, ezért a természetes belső konverzió szempontjából ezek a csatornák tiltottak. A lézertér bekapcsolásával, annak módosító hatásának eredményeképpen - megfelelő fotonenergia és lézerintenzitás esetén - ezek a csatornák is megnyithatók a belső konverzió számára, amely így a bomlási állandó megváltozását eredményezi. A síkhullámmal leírt lézerrel (a mi terminológiánkban ez megfelel a végtelen impulzushosszú lézernek) indukált belső konverzió numerikus eredményei azt mutatták, hogy a $2p_{3/2}$ konverziós elektronnal végbemenő, lézerindukált folyamat az elérhető paraméterű források esetében meglehetősen valószínűvé válik [10], ezért a továbbiakban először én is ezt az esetet fogom vizsgálni.

A $2p_{3/2}$ héjon lévő elektron kötési energiája $E_1 = 2676,9$ eV, az atommag átmeneti energiája az előző bekezdés alapján $E_{a\beta} = 2,172$ keV, amely összességében a belső konverzió tekintetében $\Delta E = 504,3$ eV-os energiahiányt jelent (lézertér nélkül ezért tiltott ez a csatorna). Az átmenet multipolaritása $L=3$, amelyhez az impulzusmomentum-megmaradás alapján az $l=2$ és az $l=4$ esetben kapunk nem nulla $\alpha_{l,L,0}^{Pulse}$ értéket, így ezek tekinthetők megengedett átmenetnek. A két esetből az $l=4$ a domináns, a konstans értéke ebben az esetben $\alpha_{4,3,0}^{Pulse} = 1,21 \times 10^{-11}$ W $^{-1}$ cm 2 (ami két nagyságrenddel nagyobb, mint az $l=2$ esetben kapott érték). Az $\alpha_{4,3}$ belső konverziós együttható számításához ismernünk kell a lézertér leíró vektorpotenciál paramétereit is, ezek viszont a modellen belül nem határozottak. Így felmerül az igény arra

vonatkozólag, hogy megvizsgáljuk az $\alpha_{4,3}$ releváns lézerparaméterektől való függését.

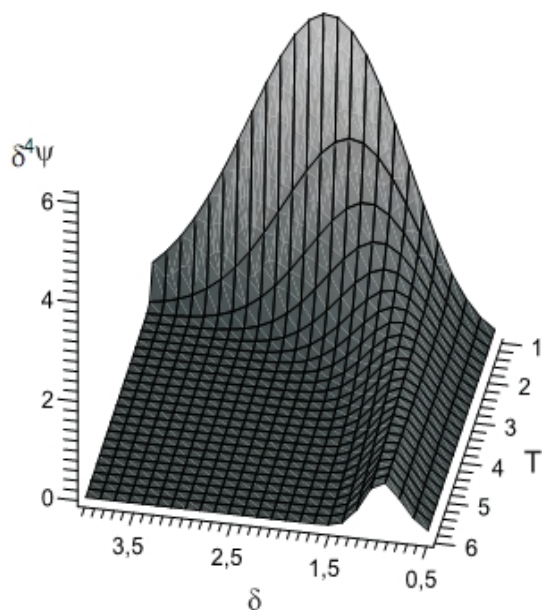
Elsőként a ϕ fázistolás és a T impulzushossz szerinti változást tekintem. E paraméterek a (13) képlet szerint explicit csak a $\psi(\phi, T, \delta)$ függvényben jelennek meg, ezért elegendő ennek az említett paraméterek szerinti függését vizsgálni. Ezt mutatja az 1. ábra.



1. ábra: A belső konverziós együtthatónak a T dimenziótalan impulzushossztól és a ϕ lézer burkoló és vövőhullám közti fázistolásától való függése a $\delta = 1$ fix érték mellett

Az 1. ábrán a $\delta = 1$ paraméterérték mellett (ekkor a lézer foton energiája azonos a ΔE energiahiánnyal) látható, hogy a fázistolástól való függés igen erőteljes $T < 2$ esetekben. Ekkor $0,64 < \psi < 1,44$, ami $\phi = n\pi$ értékeknél nem elhanyagolható növekményt, míg $\phi = (n + 1/2)\pi$ értékeknél ugyanekkora csökkenést jelent a belső konverziós együtthatóban. A T nagy értékeire a fázistolás hatása teljesen eltűnik. Ezekből arra a következtetésre juthatunk, hogy a két paraméter tekintetében az ideális választás pl.: $T=1$ és $\phi = \pi$. Azonban a δ paramétertől való függés még kérdéses. A (13) alapján e paraméter a $\delta^4 \psi(\phi, T, \delta)$ tagban jelenik meg, ezért ezt kell numerikusan analizálni. Ennek eredménye a 2. ábrán látható.

Az ábráról leolvasható, hogy rövid impulzushosszok esetén, tipikusan $T=1$ értéknél igazán látványosan változik a belső konverziós együttható a δ függvényében. Sőt, $T=1$ mellett a $\delta > 1$ tartományban akár 6-szoros növekmény is elérhető a síkhullám határesethez képest (ami a mi terminológiánkban a $T \rightarrow \infty$ és $\delta = 1$ esetnek felel meg)! Itt meg kell jegyezni, hogy $\delta > 1$ tartományban a lézer fotonok energiája kisebb, mint az átmenethez szükséges energiahiány. A mindennapi szemlélet alapján azt gondolhatnánk, hogy ebben az esetben nem valósulhatna meg az átmenet. Ezzel szemben mégis végbemegy a folyamat, mégpedig azért, mert az impulzushossz nagyon rövid időskálájú, ennek megfelelően a frekvenciaterben (ami jelen esetben az energiának feleltethető meg) sok komponenst tartalmaz, így az energiahiány kompenzálódik.



2. ábra: A belső konverziós együtthatónak a T dimenziótalan impulzushossztól és a δ paramétertől való függése a $\phi = \pi$ fix érték mellett

Ehhez hasonló effektusok nem egyedülállóak a fizikában. Ha például az atommagok Coulomb-gerjesztéseit tekintjük, akkor megfigyelhető, hogy a gerjesztés annál több nívót érint, minél kisebb a gerjesztés időbeli szélessége (impulzushossza). Ennek oka a jelanalízisből ismert hatás, amely szerint az időben rövid jel a frekvenciatérben széles tartománynak felel meg. Erre extrém példa az időben Dirac-delta jel, amely frekvenciatérben síkhullám (fehér zaj). Amikor a síkhullám

határeset felé haladunk, ennek megfelelően a $\delta^4\psi(\phi, T, \delta)$ függvény Dirac-delta szerűen rásimul a $\delta = 1$ -nél felvett értékre. Ennek oka, hogy a modell a küszöb környéki folyamatot írja le, ahol a kimenő impulzus nullához tart, tehát a lézer által közölt energia szinte csak az elektron-atommag rendszer kötésének felbontására fordítódik. Ez a viselkedés is összhangban van azzal, hogy a $T \rightarrow \infty$ esetben kvalitatív módon visszakaptam a [10]-ben közölt eredményt.

A lézertérbeli belső konverzió küszöb környéki folyamatának a lézerparaméterektől való függése immáron feltérképezett, így a paraméterek optimális megválasztása mellett más atommagok esetében is meghatározható a lézertér okozta növekmény a belső konverziós rátában. A példa kedvéért tekintsük az alábbi izomereket, amelyek eleget tesznek a küszöb környéki feltételnek és rendelkeznek a belső konverzió számára tiltott csatornákkal: $^{105}\text{Ag}^m$, $^{90}\text{Nb}^m$, $^{183}\text{W}^m$, $^{183}\text{W}^{m2}$, $^{188}\text{Re}^m$, $^{235}\text{U}^m$. A (13) képlettel, az előző bekezdésekben meghatározott optimális paraméterezés mellett numerikusan meghatároztam a belső konverziós együtthatót. Az eredményeket az 1. táblázatban foglaltam össze [11].

A táblázat első oszlopa a vizsgált izomereket tartalmazza, a második oszlopban található az atommag elektromágneses átmenetéhez tartozó energia, a harmadik oszlop az elektromágneses átmenet multipolaritását (EL) és a tiltott héj röntgenspektroszkópiából ismert jelét mutatja. A 4. oszlop a tiltott héjon lévő elektron kötési energiáját, míg az 5. oszlop a magátmenet és az elektron kötési energiája közti különbséget tartalmazza. Ez utóbbi nem más, mint a lézer nélküli folyamat energiahianyja. Az igazán releváns adatok az utolsó két oszlopban találhatóak. Az utolsó előtti oszlopban a (13) képlet lézerparaméter független konstans tagjának az impulzus-megmaradás szerint összegzett alakja szerepel.

1. táblázat Izomer magok lézertérben nyitott belső konverziós csatornáikhoz tartozó belső konverziós együtthatók

Izomer	$\hbar\omega_{\alpha\beta}$ (keV)	EL/héj	E_B (keV)	$-\Delta E$ (eV)	$\sum_l \alpha_{l,L,0}^{pulse}$ (cm^2/W)	α_{TOT}
$^{105}\text{Ag}^m$	25,47	E3/K	25,514	44	$2,6 \cdot 10^{-16}$	$3,6 \cdot 10^4$
$^{90}\text{Nb}^m$	2,3	E3/L ₂	2,368	68	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-10}$
$^{183}\text{W}^m$	1,79	E2/M ₅	1,807	17	$3,9 \cdot 10^{-13}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$
$^{183}\text{W}^{m2}$	0,548	E1/N ₁	0,595	47	$6,9 \cdot 10^{-18}$	2240
$^{188}\text{Re}^m$	2,63	E4/M ₂	2,682	52	$3,4 \cdot 10^{-16}$	$1,1 \cdot 10^{15}$
$^{235}\text{U}^m$	0,0768	E3/O ₅	0,096	20	0,038	$3,7 \cdot 10^{20}$
$^{235}\text{U}^m$	0,0768	E3/O ₄	0,103	26	0,02	$3,7 \cdot 10^{20}$

A lézerparamétertől függő $\delta^4\psi(\phi, T, \delta)$ numerikus értéke az optimális paraméterezésnél nagyjából 8,3. Ez azt jelenti, hogy a lézertérben nyitottá vált csatornához tartozó belső konverziós tényező úgy számítható ki, hogy a lézer W/cm^2 egységben megadott intenzitását beszorozzuk a táblázat utolsó előtti oszlopával és még 8,3-el. Könnyen belátható, hogy $\sim 10^{20} \text{ W}/\text{cm}^2$ lézerintenzitás mellett – amely teljesíti a számítások során alkalmazott közelítéseket – a lézer indukált belső konverziós együttható az utolsó oszlopban szereplő lézer nélkül értelmezett teljes belső konverziós együttható értékével közel azonos lesz. Végeredményben ez azt jelenti,

hogy a lézer által megnyitott belső konverziós csatorna a mag elektromágneses átmenetét leíró bomlási valószínűséget mérhető módon növeli (pl. az említett $10^{20} \text{ W}/\text{cm}^2$ intenzitása esetén akár a kétszeresére is nőhet a bomlási állandó).

Zárszó

A cikkben elméleti alapon mutattam be, hogy nagy intenzitású lézerekkel módosítható az izomer magok belső konverziós együtthatója, azaz a bomlási állandója. E jelenség kísérleti alapon történő kimutatása egyelőre nyitott kérdés, melynek lezárása a nem túl távoli jövőben várható.

Irodalomjegyzék

- [1] <http://extreme-light-infrastructure.eu>
- [2] W. Becker, R. R. Schlicher and M.O. Scully, *Phys. Lett. A* 106, 441 (1984).
- [3] J. M. Blatt and V. F Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics (John Wiley & Sons, New York, 1952)*
- [4] Kálmán Péter és Bükki Tamás, *Elektromágneses sugárzás és anyag kölcsönhatása (Bevezetés a modern optikába, V. kötet, szerk: Richter Péter, Műegyetemi Kiadó, 2000)*
- [5] W. C. Henneberger, *Phys. Rev. Lett.* 21, 838 (1968)
- [6] D. Kis, P. Kálmán, T. Keszthelyi and J. Szívós, *Phys. Rev. A* 81, 013421 (2010)
- [7] Kis Dániel Péter: *Magfizikai folyamatok intenzív lézertérben, Doktori Értekezés (2013)*
- [8] R. B. Firestone and V. S. Shirley, *Tables of Isotopes, 8. kiadás (Wiley, New York, 1996)*
- [9] B. Zon and F. F. Karpeshin, *Phys. Lett. B* 383, 367 (1996)
- [10] P. Kálmán and T. Bükki, *Phys. Rev. A* 65, 053414 (2002)
- [11] D. Kis, P. Kálmán, T. Keszthelyi *Phys. Rev. A* 82, 025401 (2010)