

9. ábra. A lézernyaláb élen történő elhajlásának képe (folytonos vonal) és a Fresnel-integrállal számolt elhajlási kép (szaggatott vonal) [11].

Al_2O_3 -kapillárisban is megfelelően stabil ahhoz, hogy 300 μJ energiájú sugárzást bocsásson ki (7. ábra). Továbbá a 8. ábrán látható, hogy a nyaláb divergenciája közel diffrakció által határolt, 0,5 mrad értékű, a nyalábprofil Gauss-alakú. A 9. ábra szerint pedig a sugárzás majdnem teljesen koherens.

A lézer magas energiája, ismétlési frekvenciája, valamint a sugárzás jó térbeli koherenciája és nyalábjának Gauss-alakú intenzitáseloszlása miatt sokfajta alkalmazást tesz lehetővé. Például nemrég megmutattuk a szubmikrométer felbontású leképezés lehetőségét lézerrel [11]. Ezekben a kísérletekben lítiumfluorid-kristályban létrehozott színcentrumokat alkalmaztunk detektálásra.

A kísérleti adatok összevetése az eleméleti számításokkal azt mutatta, hogy a nyaláb kis divergenciáját a hosszú (~0,5 m-es) plazmaoszlopon belüli hullámvezetési mechanizmus hozza létre [11]. A hullámvezetés a lézer aktív közegében csökkenti a veszteségeket. Ez különösen nagy jelentőséggel bír kis erősítés esetén, amikor a sugárzásnak hosszú plazmaoszlopon kell keresztül haladnia. A hosszú plazma-hullámvezetők előállításának önmagában is számos potenciális alkalmazása van, mint például részecskegyorsítás ultra-nagyintenzitású lézerimpulzusokkal vagy magasrendű felharmonikusok előállítása [15].



A gyakorlatban használatos, asztali méretű lágyröntgen-lézer teljesen új területeket nyithat például az ultra-

rövid hullámhosszú nemlineáris optikában. A nem túl távoli jövőben, amikor a sugárzás hullámhossza mindössze néhány nm-re csökken, megvalósítható lesz a biológiai minták holografikus leképezése és a koherens röntgenfénynek az orvosi diagnosztikai alkalmazása. Számos olyan fontos alkalmazás lesz, melyek jelentőségét jelen pillanatban nem tudjuk felmérni.

A lézerfizika múltját tekintve, az új paraméterekkel rendelkező, nagy intenzitású elektromágneses források fejlesztésekor számos esetben váratlan jelenségeket figyeltek meg. Ezek a jelenségek rendszerint tudományos áttörésekhez vezettek. Sok kutató véli úgy, hogy a széles körben hozzáférhető lágyröntgen-lézerek használatát túlmutat a ma kézenfekvő különböző tudományos és ipari alkalmazásokon.

Köszönetnyilvánítás

E cikkben ismertetett lézert jelenleg továbbfejlesztjük a PTE és SZTE Kísérleti Fizika Tanszékei, a PTE DDKKK és az MTA RMKI együttműködésével. A szerző köszönettel tartozik magyar és olasz kollégáinak. Külön köszönet illeti Hebling Jánost, Almási Gábort és Nyitray Gergelyt a kézirat gondos átolvasásáért. A kutatást az Italian National Institute of Nuclear Physics, és az Olasz–Magyar TÉT program (I-74/1998, I-74/1999) az OTKA (M045644 és T046811) támogatta.

Irodalom

1. H. DAIDO Rep. Prog. Phys. 65(2002) 1513
2. D.L. MATTHEWS et al. – Phys. Rev. Lett. 54(1985) 110
3. S. SUCKEWER et al. – Phys. Rev. Lett. 55(1985) 1753
4. J. NILSEN – Quant. Electron. 33(2003) 1
5. J. DUNN et al. – Phys. Rev. Lett. 84(2000) 4834
6. A. RUNDQUIST et al. – Science 280(1998) 1412
7. J.J. ROCCA, V. SHLYAPTEV, F.G. TOMASEL, O.D. CORTÁZAR, D. HARTSHORN, J.L.A. CHILLA – Phys. Rev. Lett. 73(1994) 2192
8. A. BEN-KISH, M. SHUKER, R.A. NEMIROWSKY, A. FISHER, A. RON, J.L. SCHWOB – Phys. Rev. Lett. 87(2001) 015002
9. G. NIIMI, Y. HAYASHI, M. NAKAJIMA, M. WATANABE, A. OKINO, K. HORIOKA, E. HOTTA – J. Phys. D 34(2001) 1
10. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Eur. Phys. J. D 19(2002) 73
11. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Europhys. Lett. 63(2003) 694; Europhys. Lett. 63(2003) 681; Contr. Plasma Phys. 43(2003) 88; Opt. Comm. 231(2004) 403; Appl. Phys. B 78(2004) 965
12. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Contr. Plasma Phys. 42(2002) 109
13. S.V. KUKHLEVSKY et al. – Europhys. Lett. 55(2001) 660
14. S.V. KUKHLEVSKY et al. – J. de Physique IV France 11(2001) 583; Plasma Source Sci. Technology 10(2001) 567
15. E. ESAREY, R.F. HUBBARD, W.P. LEEMANS, A. TING, P. SPRANGLE – Phys. Rev. Lett. 79(1997) 2682

KOHERENS RÖNTGENSUGÁRZÁS KÉLTÉSE KRISTÁLYBAN

Kálmán Péter

BME, Kísérleti Fizika Tanszék

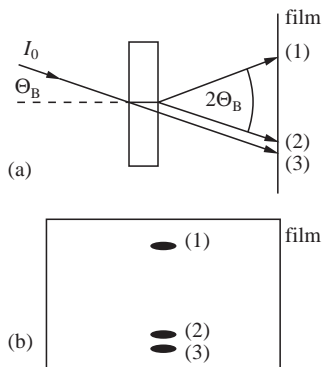
Egy koherens, keményröntgen-sugárzás – azaz a keV-os fotonenergia-tartományba eső sugárzás – keltésére tett elméleti javaslattal foglalkozunk. Ezen belül is a nagy intenzitású, 10 fs pulzushossz környékén működő lézernyalábok segítségével kristályokban generált koherens röntgen-sugárzás-keltés egy lehetséges mechanizmusát tárgyaljuk.



Koherens röntgensugárzást – a szinkrotronsugárzásban keletkező koherens röntgensugárzást kivéve – napjainkig

csak a lágý tartományban (fotonenergia <1 keV) sikerült keltetni [1]. A működő eszközök többnyire szupersugárzó üzemmódban dolgoznak, azaz rezonátor nélküli, erősítést mutató rendszerek. Koherens, kemény ultraibolya vagy lágý röntgen előállítható felharmonikus keltésével is. Manapság jóval a századik felharmonikus felett képesek felharmonikus keltésre [2].

A valóban lézernek mondható, és a keményröntgen-tartományban (fotonenergia >1 keV) működő berende-



1. ábra. Anomális röntgentranszmisszió jelentkezése. (a) A Bragg-szög alatt a kristálysíkokra (amelyek a szaggatott vonallal párhuzamosak) beeső monoenergetikus sugarak diagramja, amely megmagyarázza (b) a film-en keletkező három feketedést: (1) a diffraktált (2) az előre diffraktált nyalábok és (3) a normál transzmisszió okozta feketedés.

zés készítésének – többek között – az alábbi két fő nehézsége van: ebben a frekvenciatartományban nincs megfelelő rezonátor, és ebben az energiatartományban populációinverzió is nehezen hozható létre. A 10 fs körüli pulzushosszú, intenzív lézernyalábok [3] megjelenésével azonban lehetőség nyílt egy már korábban elvetett gondolat újraélesztésére, nevezetesen arra, hogy egykristályokat használjunk rezonátorként [4]. Másrészt az elérhető, tetemesen megnövekedett lézerezés miatt új, szabadelektron-folyamatokra épülő pumpálási, illetve frekvenciakonverziós mechanizmusok alkalmazhatók.

Először az anomális röntgenabszorpció és röntgentranszmisszió jelenségeit tekintjük át, amelyek lehetővé teszik az egykristályok rezonátorként, illetve frekvenciaszelektorként való alkalmazását (következő rész). Ezután röviden ismertetjük az úgynevezett *channeling* jelenséget, majd az erre és a kristályrezonátorra alapuló, hangolható röntgenlézere vonatkozó javaslatl foglalkozunk, melyben a pumpálást a lézerpulzus keltette channelingező gyors elektronok szolgáltatják (*Kristályrezonátorú röntgenlézer* fejezet). Végül röviden szót ejtünk a koherens röntgenkeltés egyéb lehetőségeiről is (*Kitekintés*).

Az anomális röntgenabszorpció és röntgentranszmisszió jelensége

Az anomális röntgenabszorpció és röntgentranszmisszió jelenségét [5] az 1. ábra mutatja. Az ábrán (a) egy, a lap síkjára merőleges tengely körül forgatható kristályra a Bragg-törvény által meghatározott szögben beeső, monokromatikus röntgensugárzásnak (b) a kristály mögött elhelyezett fotolemezen keltett feketedése látható. A szaggatott vonal párhuzamos a kristálysíkokkal, amelyeken diffrakció történik. Az (1) a diffraktált, a (2) pedig az előre diffraktált nyaláb keltette feketedés. A (3) pontot a normál, azaz a diffrakciómentes transzmisszió okozza. A jelenség tehát a diffrakció következménye.

A diffrakció miatt, azaz a \mathbf{K}_0 hullámszámvektorú belépő röntgennyaláb és a \mathbf{K} hullámszámvektorú diffraktált nyaláb interferenciája következtében a kristályban álló hullámok keletkeznek. Ezeknek az állóhullámoknak a kristálysíkokon vagy csomópontjai – vagyis az elektro-

mos térerősségvektornak zérushelyei (α ág) –, vagy duzzadó helyei – vagyis az elektromos térerősségvektornak maximumai (β ág) – vannak. A kialakult sugárzás polarizációs állapota is kétféle lehet: a síkkal párhuzamos (σ), vagy a síkra merőleges (π). A röntgensugárzás abszorpciója az atomokon történik, ezért az atomsíkokon duzzadóhelyekkel rendelkező β ágban az abszorpció sokkal tetemesebb, mint az α ágban.

A sugárzás intenzitásának (I) anyagbeli gyengülése az ismert exponenciális törvényt követi.¹ Az abszorpciókoefficiens a különböző ágakban, és a polarizációs állapottól is függően más és más, ezért a különböző águ és polarizációs állapotú, Bragg-szög alatt beeső röntgensugárzások között az abszorpció szempontjából a különbözőség tetemes.

Szemléltetésként a Bragg-szög alatt beeső Cu K_α -sugárzásnak 1 mm Ge-ban való gyengülését adjuk meg a különböző ágakban és különböző polarizáció esetében. Ez α ág, σ polarizáció esetén: $\exp(-1,9)$, α ág, π polarizáció esetén: $\exp(-12,5)$, β ág, σ polarizáció esetén: $\exp(-63,5)$, β ág, π polarizáció esetén pedig: $\exp(-74)$. Összehasonlításként a nem Bragg-szög alatt beeső, azaz normális röntgenabszorpcióra ugyanez: $\exp(-38)$.

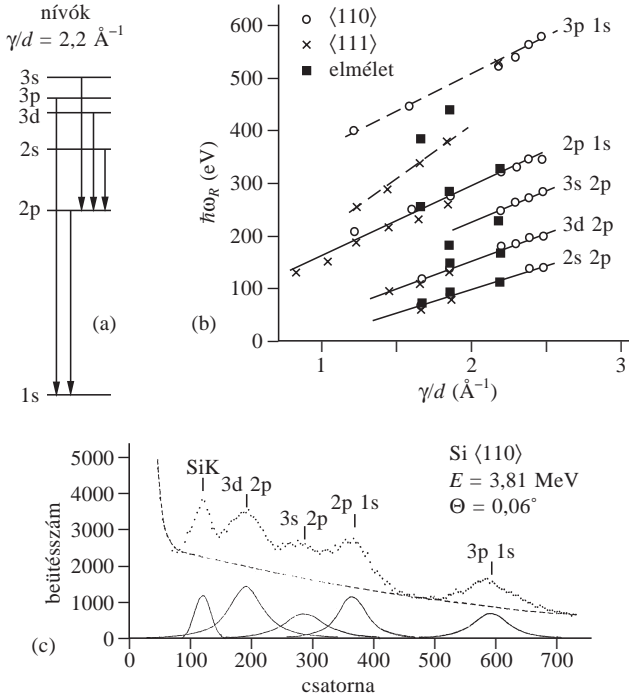
Látható, hogy a kristályban az α ágbeli σ polarizációjú sugárzás lesz a domináns. A fentiekből az is következik, hogy ha a sugárzás a kristályban keletkezik, akkor az α ágbeli módusok keltéséhez olyan folyamat előnyös, melyben a forrás nem az atomsíkokon található, mivel ott a térerősségnek zérushelye, és így ahhoz közel kicsiny értéke lesz. Vagyis a lecsökkent abszorpció nyújtotta előnyt akkor tudjuk kihasználni, ha az indukált emisszió eközben nem csökken. Ez akkor igaz, ha a forrás zömmel a rácssíkok között, az elektromos térerősségvektor maximumhelyeihez közel található. Ilyen alkalmas forrásnak tűnnek a kristályban channelingező, gyors elektronok. Ezért most a channeling jelenségét tekintjük át röviden.

A channeling-jelenség

Gyors, töltött részek kristályban mozogva bizonyos, a kristályszerkezet által meghatározott, jól definiált irányokban mutatják az úgynevezett channeling-jelenséget [6]. Ennek lényege az, hogy a részecske mozgása során nem egyedi atomokat, hanem atomsorokat vagy atomsíkokat érzékel, vagyis úgy mozog, hogy a mozgást befolyásoló potenciál egy atomsornak vagy pedig egy atomsíknak az átlagos potenciálja. Ezen átlagos potenciál hatása pedig olyan, mintha a részecske az atomsorhoz vagy atomsíkhöz kötött, annak potenciálsatornájában mozogna. A továbbiakban itt csak atomsorok keltette channelinggel foglalkozunk.

Az atomsor iránya mentén (z irány), vagyis azzal párhuzamosan a mozgást a részecske nagy kinetikus energiája miatt klasszikusnak tekinthetjük, és az erre merőleges síkban (xy sík) kezeljük csak kvantummechanikailag

¹ $I = I_0 \exp(-\mu x)$, ahol I_0 a sugárzás kezdeti értéke, x az anyagban megtett távolság, μ pedig a sugárzás abszorpciókoefficiense.



2. ábra. Szilícium egykristályban az $\langle 110 \rangle$ és az $\langle 111 \rangle$ irányokban mozgó, $E = 3,81$ MeV-os elektronok (a) kvázikötött állapotainak nívósémája, (b) az átmeneti energiák $(\hbar\omega_R)$ $\gamma = 1/(1-v_z^2/c^2)^{1/2}$ függése (v_z az atomsor mentén a sebesség, c a fénysebesség) és (c) a kvázikötött állapotok között megfigyelt átmenetek [8].

a problémát. A részecske által érzett átlagpotenciál vonzó és hengersizmetrikus, sok esetben $V(r) = -A/r$ alakú [7], ahol r az xy síkbeli polárkoordináta-rendszerben a sugár, A pedig az atomsorban az atomok egymástól való távolságától (d), és rendszámától (Z) függ ($A \sim Z^{2/3}/d$).

A kétdimenziós, stacionárius Schrödinger-egyenletnek a fenti potenciállal vannak kötött sajátállapotai. Az ezekhez tartozó főkvantumszám $n = 0, 1, 2, \dots$, a mellékvantumszám pedig $l = 0, 1, 2, \dots$ lehet. A megfelelő sajátértékeket a részecskehez rögzített (R) koordinátarendszerben $E_{LR}(n, l)$ -l jelöljük. Két sajátérték különbsége

$$E_{LR}(n1, l1) - E_{LR}(n2, l2) = \hbar\omega_R = \hbar\omega_0\gamma$$

alakba írható, ahol $\hbar\omega_0$ az átmenetre jellemző állandó,

$$\gamma = \frac{1}{(1 - v_z^2/c^2)^{1/2}},$$

v_z az atomsor mentén a sebesség, c pedig a fénysebesség. A kvázikötött állapotok közötti átmenet energiája adott atomsor esetén γ -n keresztül csak a részecske sebességétől függ. Mivel ezek a diszkrét energianívók a nagy kinetikus energiára szuperponálódnak, ezért ezeket *kvázikötött* nívóknak nevezik.

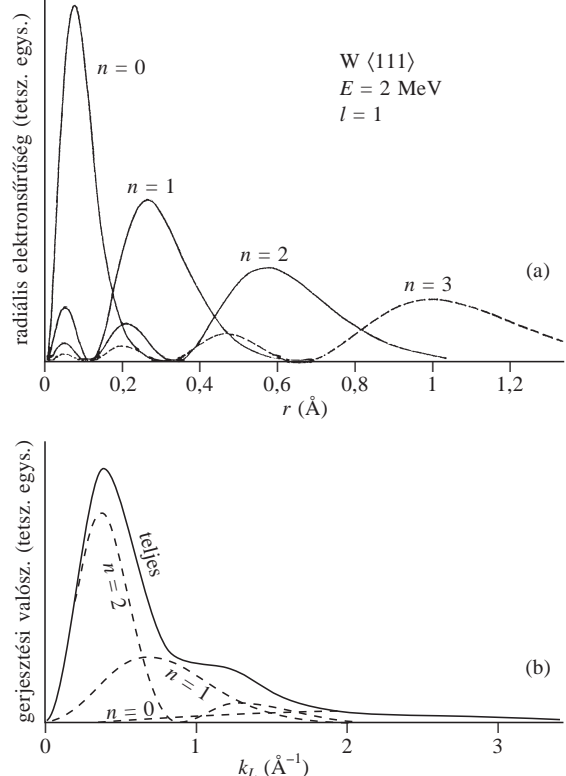
A 2. ábrán a $\hbar\omega_R(\gamma)$ függést láthatjuk különböző átmenetek esetén [8]. A 2.a ábra a kvázinívók elhelyezkedését és a közöttük lehetséges átmeneteket, a 2.b ábra ezek γ -függését mutatja, míg a 2.c ábra a mért spektrum. (Az anyag Si, az elektronok iránya pedig $\langle 111 \rangle$, illetve $\langle 110 \rangle$, energiája pedig (2.c) 3,81 MeV.) A 3.a ábrán wolframban az $\langle 111 \rangle$ irányban haladó 2 MeV-os elektro-

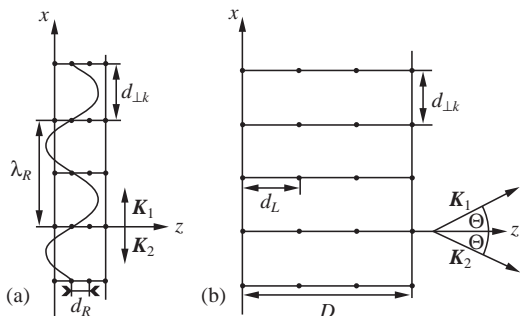
nok különböző főkvantumszámú állapotainak radiális elektronsűrűségeit láthatjuk $l = 1$ esetre, míg a 3.b ábra ezen állapotok gerjesztési valószínűségeinek az elektron hullámszámvektor z -re merőleges K_{\perp} ($\ll K_z$) összetevőjétől függő eloszlását mutatja. Az $n = 1$ és az $n = 2$ görbék metszéspontjának K_{\perp}^* értékénél kisebb K_{\perp} komponensű elektronok esetén az $n = 2$ állapotra populációinverzió várható [9]. A továbbiakban a channeling-jelenségen alapuló röntgenlézer-sémát tárgyaljuk.

Kristályrezonátorú röntgenlézer

A fenti előzmények után a kristályrezonátorú, channelingező elektronokkal pumpált röntgenlézer alap gondolatát a 4. ábra segítségével érthetjük meg [10]. Az ábrán a rezonátorként alkalmazni kívánt kristályt két koordinátarendszerben ábrázoltuk, (a) az elektronhoz rögzített (R) és (b) a laborhoz rögzített (L) koordinátarendszerben. Az elektron a z tengellyel párhuzamosan mozog. A z tengely mentén az atomok távolsága a laborrendszerben d_L , ami az elektron vonatkoztatási rendszerében $d_R = d_L/\gamma$ a Lorentz-kontrakció miatt. A channelinget eredményező atomsorok egyúttal kristálysíkokat is alkotnak, amelyek távolsága $d_{\perp k}$ ($k = 1, 2$) a z -re merőleges két iránynak megfelelően (ha a kristály elemi cellája téglatest), és amelyek segítségével a kristályban például az x irányban – amint azt a 4. ábrán láthatjuk – állóhullámok alakulhatnak ki. Ezen állóhullámok kialakulásának egyik feltétele,

3. ábra. Wolfram egykristályban az $\langle 111 \rangle$ irányban mozgó 2 MeV-os elektronok kvázikötött állapotainak (a) radiális elektronsűrűsége és (b) gerjesztési valószínűségei $l = 1$ mellékvantumszámú állapotok esetén [9].





4. ábra. Kristályrezonátorú röntgenlézer. (a) Az elektronhoz rögzített koordináta-rendszerben (R) alkalmazott jelölések. d_R a z -tengely mentén az atomok távolsága, d_{Lk} a z -re merőleges (pl. x irányban) a kristálysíkok távolsága. λ_R a kristályrezonátor által meghatározott hullámhossz. \mathbf{K}_1 és \mathbf{K}_2 az állóhullámot kialakító, egymással szembe fordított két haladó hullám hullámszámvektorai. $|\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2| = 2\pi/d_{Lk}$ ($\lambda_R = 2d_{Lk}$) (b) A laborrendszerbeli (L) jelölések. Itt a kristály áll, és az elektron a z tengellyel párhuzamosan relativisztikus sebességgel mozog. d_L az atomok távolsága a z tengely mentén. D az elektronnak a kristályban megtett útja (a kristály vastagsága), és Θ a kilépő sugárzásnak a z tengellyel bezárt szöge [10].

hogy hullámhosszuk a síkok távolságának kétszerese legyen. A channelingező elektronok kvázikötött állapotai közötti átmenet energiája az elektron sebességével hangolható ($\hbar\omega_R = \gamma\hbar\omega_0$ miatt), és megfelelő elektronsebesség esetén éppen megegyezik a rezonanciafeltétellel, azaz a

$$\hbar\omega_R = \frac{\pi \hbar c}{d_{Lk}} \quad (1)$$

által megkívánt energiával. Ez az egyenlet γ -t, vagyis az elektron sebességét határozza meg, ha használjuk a $\hbar\omega_R = \gamma\hbar\omega_0$ összefüggést, és így

$$\gamma = \frac{\pi c}{\omega_0 d_{Lk}}.$$

A kristályban így állóhullámok keletkeznek, amelyek a 4. ábra szerinti esetben tehát két x irányú, K_{Rx} és $-K_{Rx}$ impulzusú ($K_{Rx} = \omega_R/c$) haladóhullám szuperpozíciójából tevődnek össze. Ezen két nyalábhoz tartozó hullámszám-négyesvektorok: $(\omega_R/c, K_{Rx}, 0, 0)$ és $(\omega_R/c, -K_{Rx}, 0, 0)$, amelyek Lorentz-transzformációjával kapjuk meg a laborrendszerbeli négyesvektorokat. Ez utóbbiak a kristályból kilépő sugárzás(ok) jellemzői és az alábbiak: $(\omega_L/c, K_{Lx}, 0, K_{Lz})$, $(\omega_L/c, -K_{Lx}, 0, K_{Lz})$, ahol $\omega_L = \gamma\omega_R$, $K_{Lx} = K_{Rx}$, $K_{Lz} = \gamma v_z \omega_R/c^2$. Mivel $K_L = (K_{Lx}^2 + K_{Lz}^2)^{1/2} = \omega_L/c$, a laborrendszerben a sugárzás a z tengellyel Θ szöget bezáró irányokban jelentkezik, ahol $\sin\Theta = 1/\gamma$. A fentiek alapján látható, hogy ω_L közvetlenül kifejezhető a channeling-átmenet karakterisztikus frekvenciájával ω_0 -val, mint $\omega_L = \gamma^2\omega_0$.

Az egyes átmenetek karakterisztikus frekvenciáját Si egykristályban az $\langle 110 \rangle$ irányban channelingező 3,81 MeV-os elektronok esetén kapott mérési eredményekből ([8], illetve 2. ábra) lehet meghatározni. (A mérésből $\hbar\omega_R$ kapható meg, ebből $\hbar\omega_0$ számolható.) A $3p \rightarrow 1s$ és a $2p \rightarrow 1s$ átmenetekre $\hbar\omega_0^{31} = 61$ eV-ot és $\hbar\omega_0^{21} = 38$ eV-ot kapunk. Ennek alapján szilíciumtól különböző anyagok esetén a következő módon kaphatjuk meg az átmeneti energiákat. Az atomsor potenciáljának erőssége – amint

azt a channelinget tárgyaló részben említettük – d -től és Z -től függ, és ezért a probléma átskálázható, ami a $\hbar\omega_0^n = \eta^2 \hbar\omega_0^o$ összefüggésre vezet, ahol $\hbar\omega_0^o$ a régi anyag, $\hbar\omega_0^n$ az új anyag átmeneti energiája és

$$\eta = \left(\frac{Z_n}{Z_o} \right)^{2/3} \frac{d_o}{d_n}.$$

(Itt az n index az új anyagra, az o index pedig a régi anyagra – ami esetünkben Si – utal.) A fentiek segítségével több különböző kristályra kapott eredményünket [11] tartalmazza. Lényeges megjegyeznünk, hogy a kvázikötött állapotok között az átmenetek viszonylag szélesek, megközelítően $\Gamma = 0,15 \hbar\omega_L$ nagyságrend szélességűek, ami a pumpáló elektronok energiaintervallumát, ΔE_{kin} -t az alábbi formulák segítségével határozza meg: $\Delta \hbar\omega_L = \Gamma = \gamma \Delta \gamma \hbar\omega_0$ adja $\Delta \gamma$ -t, és $\Delta E_{kin} = \Delta \gamma m_0 c^2$, ahol m_0 az elektron nyugalmi tömege.

Mivel a channelingező elektronokkal pumpált kristályrezonátorú röntgenlézert viszonylag monoenergetikus elektronok segítségével pumpáljuk, ezért a rendszer a félvezető lézerhez hasonlatos. A lézer a pumpálásban egy küszöb elérése után indul be. Ennek, azaz pontosabban a küszöbáramnak a számításához a félvezető lézerek számítási módszerét alkalmazzuk. A $G(\lambda)$ erősítés az alábbi módon fejezhető ki [12] a sugárzás hullámhosszával (λ), a populációinverziót meghatározó mennyiséggel, ami $\xi = (N_2 - N_1)/N_2$ (ahol N_2 és N_1 a 2 és az 1 ($E_2 > E_1$) állapotokban az elektronok száma), az elektronok áramsűrűségével (J), a kristály vastagságával (D), valamint a $g(v)$ vonalalak-függvényvel:

$$G(\lambda) = \frac{\lambda^2 \xi J g(v)}{8\pi^2 e D}. \quad (2)$$

Itt e az elemi töltés. A vonalalak-függvényt annak maximumértékénél $g = 2T_2$ -vel közelítettük, ahol T_2 a felső kvázikötött állapot élettartama, amelyet az állapot $\gamma_2 = 2\gamma^2 \hbar c/l_c$ szélességből (ahol $l_c \sim 0,5 \mu m$ az állapotok úgynevezett koherenciahossza [6]) kaphatunk meg.

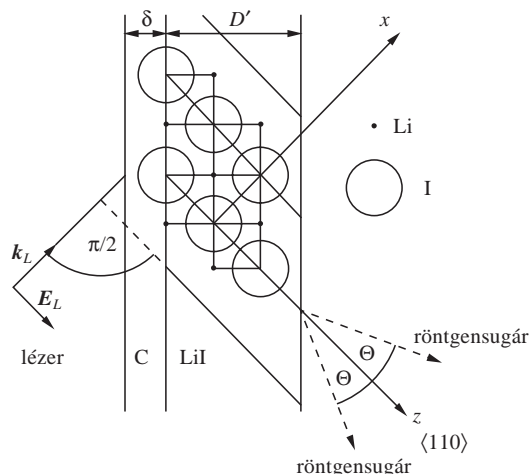
Az erősítés feltétele

$$G(\lambda) > \mu_B(\lambda), \quad (3)$$

ahol $\mu_B(\lambda)$ a λ hullámhosszúságú röntgensugárzás abszorpciós koefficiense az anomális transzmisszióban ($\mu_B(\lambda) \sim 0,1 \mu_m$, ahol μ_n a normális transzmisszió abszorpciós koefficiense). Így az áramsűrűség küszöbértékére (J_{th}) az alábbi feltételt kapjuk:

$$J_{th} \geq \frac{8\pi^2 e c \lambda^2 \gamma^2 \mu_B(\lambda) D}{l_c \xi}. \quad (4)$$

A (4) által megkívánt, meglehetősen nagy ($J > 10^{12}$ A/cm²) áramsűrűségek csak impulzusokban állíthatók elő. Ehhez nyújthatnak megfelelő eszközt a 10 fs körüli pulzushosszú intenzív lézerek [3]. Ez a rövid pulzushossz azért előnyös, mert a kristály felmelegedésében jelentős szerepet játszó elektron-fonon relaxációs idő néhány száz femtoszekundumnyi [13], aminél számottevően rövidebb



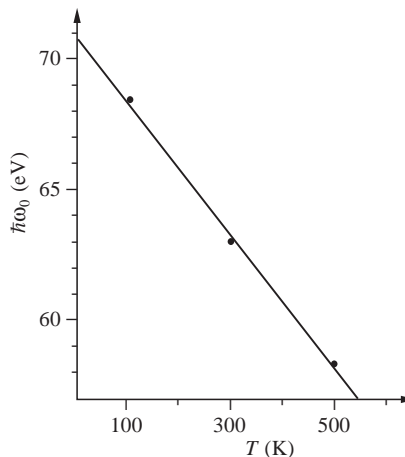
5. ábra. Egy, a kristályrezonátorú röntgenlézér megvalósítására javasolt kísérleti elrendezés sémája. E_L és k_L a lézer elektromos térerősség- és hullámszámvektorát jelenti. δ és D' a grafitréteg és a LiI egykristály vastagsága. ($D = (2D')^{1/2}$). A többi jelölés az 1. ábrával azonos [10].

lézerpulzus alkalmazásával a kristály felmelegedése és roncsolódása a pulzushosszal összemérhető idő alatt nem történik meg. Ha az elektronokat a rezonátorkristályra felvitt vékony (szkinmélység vastagságú) vezető rétegben (pl. grafitban) keltjük, akkor a channelingben résztvevő, gyors elektronok pulzushossza a lézérével megegyező nagyságrendűnek tekinthető. Ez alatt az idő alatt tehát a rezonátorkristály még várhatóan fennmarad.

Az 5. ábrán a kristályrezonátorú röntgenlézér megvalósításának egy konkrét javaslata látható. Rezonátorkristálynak a channeling-kísérletekben használt Si helyett LiI-t javasolunk, és ebben is az $\langle 110 \rangle$ irányú jódatomok sora az, amely a rezonátort képezi, mivel a Li-atomok röntgenabszorpciója a jódatomokhoz képest elhanyagolható. A kristályra szkinvastagságú grafitréteget viszünk, mely a pumpáló lézernyalábot elnyelve gyors elektronokat kelt. A számolt röntgenlézér paraméterek az alábbiak: $\eta^2 = 4,84$, $\hbar\omega_0^{L,31} = 298$ eV, $\hbar\omega_0^{L,21} = 183$ eV, $d_{1,k} = 4,24 \cdot 10^{-8}$ cm, $\hbar\omega_R = 1,462$ keV (amit (1)-ből $d_{1,k}$ határoz meg), $\gamma_{31} = 4,91$, $\gamma_{21} = 7,99$, $\Theta_{31} = 11,7^\circ$, $\Theta_{21} = 7,19^\circ$, $\hbar\omega_L^{31} = 7,11$ keV, $\hbar\omega_L^{21} = 11,7$ keV. A channelingező elektronok kinetikus energiája $E_{31} = 2$ MeV és $E_{21} = 3,57$ MeV, és ezeknek az állapotok szélessége által meghatározott hatásos intervalluma $\Delta E_{31} = 0,185$ MeV és $\Delta E_{21} = 0,30$ MeV. A többi numerikus adatot [10] tartalmazza. (A 31 és 21 index a $3p \rightarrow 1s$ és a $2p \rightarrow 1s$, a 3. ábrán látható átmenetekre utalnak.)

Az esetünkben szükséges energiájú gyors elektronokat lézerekkel már majdnem egy évtizede keltettek [14]. Kísérletileg azt is kimutatták, hogy az igen intenzív lézerpulzusok az általuk generált plazmában csatornát keltenek maguknak, így távolabbra jutnak, és ezeknek a csatornáknak a keltésében a pulzussal egyúthaladó relativisztikus elektronoknak nagy szerepük van [15]. Egy további kísérletből [16] az is kiderült, hogy a csatornaképződés nemcsak a pulzus propagációs hosszát növeli, hanem csökkenti az elektronok divergenciáját és növeli energiájukat. Ezzel a módszerrel már hét évvel ezelőtt 20 MeV-os elektronokat is sikerült keltetni [17].

Az itt tárgyalt kristályrezonátorú röntgenlézér-sémának még egy előnye van, a hangolhatóság [18]. A hőtágulás



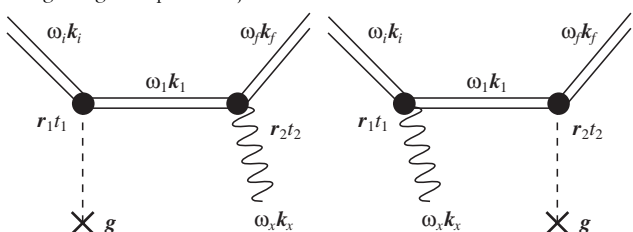
6. ábra. Nikkelben az $\langle 100 \rangle$ síkok között channelingező elektronok $n = 1 \rightarrow n = 0$ átmenetéhez tartozó karakterisztikus energia ($\hbar\omega_0$) hőmérsékletfüggése. T a kristály abszolút hőmérséklete. A pontok [19] mérésekből valók.

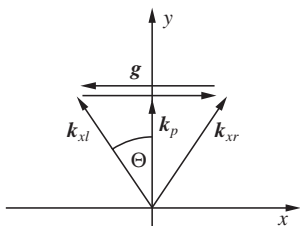
következtében a channeling potenciálját megadó atomsorokban, illetve atomsíkokon az atomok közötti távolság változik, így változik a potenciál erőssége, és ezáltal a kvázikötött állapotok energiáinak a különbsége is. Ezen energiakülönbség hőmérséklettől való függését (6. ábra) nikkelben az $\langle 100 \rangle$ síkok között channelingező elektronoknak az $n = 1 \rightarrow n = 0$ átmenetéhez tartozó karakterisztikus energiája ($\hbar\omega_0$) esetében vizsgálták [19]. (Az ábrán T a kristály abszolút hőmérséklete.) A hőmérséklettel való hangolhatóság másik, de kevésbé számottevő oka a rezonátort alkotó atomsíkok távolságának szintén a hőtágulás miatti változása. Másrésztől a mintát célszerű hűteni, mivel alacsonyabb hőmérsékleteken az anomális transzmisszió számottevőbb [20].

Kitekintés

A kristályok frekvenciaszelektív tulajdonságát egy másik alkalmazásnál is használtuk. Ennél a lézerpulzus keltette szabad, gyorsuló elektronok szóródása közben keltünk a kristályban röntgensugárzást. A [21] és [22]-ben tárgyalt mechanizmus érdekessége, hogy a lézertérben a kristály potenciálján szóródó elektron (lásd 7. ábra) gyorsulása közben sugározza ki a keményröntgensugárzást. Mindehhez az energiát természetesen az intenzív ($I > 10^{16}$ W/cm²) lézertér szolgáltatja. Az alkalmas irányban kisugárzott \mathbf{K}_{xl} és \mathbf{K}_{xr} hullámszámvektorú két, haladóhullámú röntgenteret a kristály csatolja álló-

7. ábra. A kristálybeli röntgenkeltés két gráfja. Az i, j -fel indexelt ket-tősvonalak a lézertérben felöltözött elektron úgynevezett Volkov-állapotait jelentik. A szaggatott vonal a rács, a hullámos vonal pedig a röntgensugárzás potenciálja [21].





8. ábra. A \mathbf{K}_{xl} és \mathbf{K}_{xr} hullámszámvektorú két, haladóhullámú röntgentér Bragg-csatolásának diagramja. x és y egy lapcentrált köbös rács két kristálytani iránya. A Bragg-feltétel határozza meg a terjedés irányának szögét, Θ -t, amely a keletkező röntgen körfrekvenciájától (ω_s) is függ. A lézer- és a röntgenterek polarizációs vektorainak ($\mathbf{e}_p, \mathbf{e}_x$) mindegyike merőleges a rajz síkjára. \mathbf{k}_p pedig a pumpáló optikai lézer terjedési irányába mutat [21].

hullámmá (8. ábra). Ehhez a javaslatához hasonlatos elképzeléseket [23] és [24] tartalmaz. Ezekben a munkákban az az eltérés az előbbi esethez képest, hogy az ezekben vizsgált folyamatokban a kristályokba kívülről lépnek be a szabad elektronok, amelyek egy intenzív lézertér és a kristály együttes jelenléte miatt keltik a lágyröntgen-sugárzást. A röntgenlézerre vonatkozó javaslatok mellett a gammalézerek [25] témakörében tetek még javaslatot kristályok rezonátorként való alkalmazására. (A gammalézerekről nemrég jelent meg összefoglaló munka [26].) Röntgenlézer készítésére egészen más jellegű, új javaslat is született [27], amely az inverziómentes lézer elképzelésén alapul, de ennek tárgyalása már kivezet az itt tárgyalt témakörből.

Irodalom

1. C.H. SKINNER – Phys. Fluids B 3 (1991) 2420; H.C. KAPTEYN, L.B. DE SILVA, R. FALCONE – Proc. IEEE 80 (1992) 342

2. A. L'HUILLIER, P. BALCOU – Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 774; J.J. MAC-KLIN, J.D. KMETEC, C.L. GORDON III – Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 766; Z. CHANG et al. – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2967; CH. SPIELMANN et al. – Science 278 (1997) 661; M. SCHNREER et al. – Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3236
3. L. XU et al. – Appl. Phys. B 65 (1997) 151; S. SARTANIA et al. – Opt. Lett. 22 (1997) 1562
4. C.G. BALDWIN et al. – J. Phys (Paris) Colloq. 47 (1986) C6-299
5. G. BORRMANN – Z. Phys. 127 (1950) 297; B.W. BATTERMANN, H. COLE – Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 681
6. J.U. ANDERSEN, E. BONDERUP, R.H. PANRELL – Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 453
7. R.W. TERHUNE, R.H. PANTELL – Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 265
8. N. CUE et al. – Phys. Lett. A 80 (1980) 26
9. K. KAMBE, G. LEMHPFUL, F. FUJIMOTO – Z. Naturforsch. 29a (1974) 1034; K. KOMAKI, F. FUJIMOTO – Phys. Lett. A 49 (1974) 445; A. TAMARA, T. KAWAMURA – Phys. Stat. Sol. B 73 (1976) 391
10. P. KÁLMÁN – Phys. Rev. A 48 (1993) R42
11. P. KÁLMÁN, I. TÓTH, A. TÓTH – Las. Phys. 5 (1995) 401
12. A. YARIV: *Quantum Electronics* – Wiley, New York, 1975.
13. J.G. FUJIMOTO, J.M. LIU, E.P. IPPEN, N. BLOEMBERGEN – Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1837
14. A. PUKHOV, J. MEYER-TER-VEHN – Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3975
15. M. BORGHESE et al. – Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 879
16. R. WAGNER et al. – Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3125
17. G. MALKÁ et al. – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2053
18. P. KÁLMÁN – Phys. Rev. A 49 (1994) 620
19. J.U. ANDERSEN, E. BONDERUP, E. LAEGSGAARD, A.H. SORENSEN – Phys. Scr. 28 (1983) 308
20. B.W. BATTERMANN – Phys. Rev. 126 (1962) 1461
21. P. KÁLMÁN, T. BRABEC – Phys. Rev. A 52 (1995) R21
22. P.KÁLMÁN, T. BRABEC – Phys. Rev. A 53 (1996) 627
23. F.H.M. FAISAL – Phys. Rev. A 54 (1996) 1769
24. F.H.M. FAISAL, J.Z. KAMINSKI – Phys. Rev. A 56 (1998) 748
25. G.C. BALDWIN, J.C. SOLEM, V.I. GOL'DANSKII – Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 687
26. G.C. BALDWIN, J.C. SOLEM – Rev. Mod. Phys. 69 (1997) 1085
27. J. BERGOU, P. KÁLMÁN – LPHYS'98, (7th International Workshop on Laser Physics), Berlin, July 6–10, 1998.

IDŐJÁRÁS, ÉGHAJLATVÁLTOZÁS

A jelenségek szemléltetése egyszerű demonstrációs kísérletekkel

Ujfaludi László
Eszterházy Károly Főiskola, Eger

Az időjárás mindannyiunk napi beszédtemája, az emberi tevékenység által előidézett éghajlatváltozás pedig fenyegető árnyként borul civilizációnk és az egész élővilág jövőjére. Az időjárási jelenségek rendkívül bonyolult légköri folyamatok eredményeképp jönnek létre, amelyekben a hidroszférának is fontos szerepe van. A folyamatok egyes mozzanataiban azonban egyszerű fizikai (elsősorban hőtani és áramlástan) alapjelenségekre vezethetők vissza, amelyek egyszerű kísérletekkel bemutathatók. Jelen tanulmány célja néhány ilyen kísérleti demonstráció bemutatása, majd azok továbbgondolása útján az összetett időjárási-éghajlati folyamatok magyarázata. A bemutatott 7 kísérlet közül 6 igen egyszerű eszközökkel bemutatható. Egyedül a 3. kísérlet (az ún. Hide-féle kísérlet) igényel speciális kísérleti berendezést, amely azonban némi barkácsolással házilag is elkészíthető; végső esetben ez a kísérlet el is maradhat.

Jelen tanulmány a 2002-ben Debrecenben, az Általános Iskolai Fizikatanári Ankéton elhangzott előadás szövegének bővített változata.

A napsugarak felmelegítik a földfelszínt

Köztudott, hogy a Nap sugarai először a földfelszínt melegítik fel, majd a légkör a felszínről induló konvektív áramlások révén (közvetve) melegszik fel. A földfelszín különböző színű és minőségű területei ugyanakkora besugárzás esetén is nagyon különbözőképpen melegsznek fel.

Rögzítsünk egy állványra három egyforma hőmérőt, amelyeket előzőleg különböző burkolattal (fekete, fehér papír és alufólia) láttunk el. Ha ezután a hőmérőket egy hősugárzóval melegítjük (1. ábra), leggyorsabban a fe-