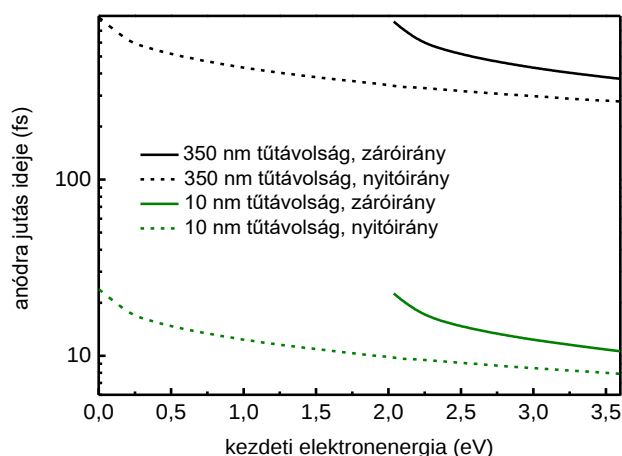


Válasz Dr. Szatmári Sándor bírálataira

Szeretném megköszönni Dr. Szatmári Sándor professzor úrnak a disszertációm értékelésével töltött időt, támogató és elismerő opponensi véleményét, érdekes kérdéseit és felvetéseit. Az alábbiakban először két, az értekezés kapcsán feltett kérdésére válaszolom meg, azt követően pedig további formai és tartalmi jellegű észrevételeire reagálok.

1. kérdés: „A szerző a 93. oldalon előrevetíti a nanotűk távolságának csökkentésével esetlegesen jelentkező effektusokat. Véleménye szerint »Szubnanométeres távolságnál pedig kvantumos alagutazási csatornák is felléphetnek a tűk között, melyeket a lézerimpulzus tere közvetlenül is tud befolyásolni.« Ezzel kapcsolatban felmerül a kérdés, hogy milyen elvi megfontolások, limitek korlátozhatják az esetleges »kapcsolóelem« kapcsolási idejének alsó határát illetve több csatorna esetén előfordulhat-e a lebegéshez hasonló »egymásra épülés« jelensége.”

Először egy egyszerű megfontolást teszek a kapcsolási idő alsó határára. Ehhez azt vettem alapul, hogy a kísérletünk tapasztalatai szerint 350 nm-es tűtávolságnál a nanoméretű vákuumdióda nyitóirányú működéséhez kb. 2 V, míg a záróirányúhoz 2 V előfeszítés elegendő [1]. Ekkor a katód és az anód között kialakult elektromos teret (az 5 fs-os lézerimpulzus elhaladása után) homogénnek feltételezve egyszerűen megbecsülhető az az időtartam, amely alatt a különböző kezdeti (fotoemisszió utáni) kinetikus energiákkal a felületről kilépő elektronok az anódra eljutnak. Az 1. ábrán ezt az időtartamot ábrázoltam a kezdeti elektronenergia függvényében azt is figyelembe véve, hogy záróirányban legalább 2 eV-ot meghaladó kezdeti kinetikus energia szükséges ahhoz, hogy az elektronok egy része az anódra jusson. Ez a kezdeti kinetikus energia az 1,6 eV-os fotonenergia és a wolfram (310) kristálysíkjához tartozó 4,35 eV-os kilépési munka [2] alapján négyfotonos (küszöbfeletti) fotoemisszióval teljesül. Az 1. ábra konzervatív becslése alapján tehát a záróirányt jellemző idő még a viszonylag nagy, 350 nm-es tűtávolság esetén is 800 fs alatti, míg pl. 10 nm-es tűtávolságnál már csak 10 fs nagyságrendű. Nyitóirányban a háromfotonos emisszióval kilépő elektronok is az anódra jutnak, az ebből adódó 0,45 eV-os kezdeti energia rendre 530 fs-os és 15 fs-os karakterisztikus időtartamokat eredményez.



1. ábra A töltésmozgás időtartamára vonatkozó becslés nanoméretű vákuumdióda esetén két tűtávolságra az elektron fotoemisszió utáni, kezdeti kinetikus energiájának függvényében logaritmikus skálán, -2 V és $+2$ V előfeszítésnél.

A fenti közelítés kb. 1 nm-es tőtávolságig jól használható a karakterisztikus időtartamok becslésére. Ez alatt a kölcsönhatás típusa a nanotűk közti, tisztán elektromágneses, közeltéri kölcsönhatásról kvantumos alagutazásra vált át [3]. Ebben a tartományban további érdekes hatások lépnek fel, mint például az alagutazás miatt az elektromágneses módus „kiszorulása” a két elektróda közül [3], ezért az itteni karakterisztikus időskálákra csak az időfüggő Schrödinger-egyenlet adott geometriában történő numerikus megoldása adhat választ, ennél egyszerűbb megfontolások a probléma komplexitása miatt ebben az esetben nem használhatók. A dolgozatban az „alagutazási csatornákra” történő hivatkozás sajnos félreérthető volt. Azonos kezdeti- és végállapot között különböző módon létrejövő átmenetek esetén (például szélessávú gerjesztés esetén három- és négyfotonos fotoemisszió) természetesen számolni kell interferenciajelenséggel, ahogy a bíráló erre utalt is, az idézett mondatban azonban elsősorban az alagutazás és az elektromágneses módus kölcsönös egymásra hatására utaltam.

2. kérdés: „*A térnövekményre vonatkozó eredményeinek látja-e kapcsolatát az ún. hidegkatódos elektronágyúk tervezésére/konstrukciójára vonatkozóan?*”

A hidegkatódos emitterek fejlesztésének két fő iránya különült el: a régóta használt téremissziós mátrixok tipikusan 10-100 nm-es görbületi sugarú hegyben végződő objektumokból állnak, és kiválóan alkalmasak a nyaláb formálására, modulálására és fényességének növelésére [4]. A térnövekmény ebben az esetben elektrosztatikus alapú és a csúcshatás szabja meg. A kilencvenes évek óta ismét nagyobb érdeklődés tapasztalható a fotokatódokkal kapcsolatban is. A kísérletek itt kezdetben a különböző anyagú emitterek vizsgálatára irányultak [4]. A téremissziós és a fotoemissziós megközelítés kombinációjának eredményeként pedig az elmúlt kb. 10 évben megjelentek a nanostrukturált fotokatódok is [5-8], amelyek kimondottan plazmonikus természetű hatásokra építenek, vagyis bizonyos fémstrukturák töltéseinek az elektromágneses hullámmal rezonáns oszcillációit használják ki. Ezekkel sík referenciakatódokhoz képest akár két nagyságrenddel is meg lehet növelni az elektronhozamot [7]. A nemrég kifejlesztett kísérleti térnövekmény mérési módszerünk [9], amely a dolgozatban is bemutatott ultragyors fotoemissziós eredményeimre épült, természetesen alkalmas nanostrukturált fotokatódok térnövekményének meghatározására is. A módszer független eljárást biztosít az adott eszköz jellemzésére és optimalizálására, így ezen a területen is fennáll a lehetőség az eredményeim konkrét alkalmazások keretében történő hasznosítására.

Indokolt általános kritika a dolgozattal szemben, hogy több helyen is csak „hozzávetőleges utalás van a hibára vonatkozóan.” Ezekben az esetekben is azonban a kérdéses effektus szignifikánsan jelen van, különösen igaz ez pl. azokra a karakterisztikákra, amelyeknél a méréseket nagy dinamikus tartományban végeztem és az adatpontokat logaritmikus skálán ábrázoltam (például a 4.3(b) és a 7.3 ábrákon). Ezekben az esetekben ezért elsősorban az adatpontokra történő függvényillesztési hibákat tekintettem mérvadónak (pl. az adott folyamat nemlinearitási rendjére vonatkozóan). Ezeket a hibákat, vagy a szövegben vagy az ábrákon próbáltam következetesen feltüntetni. A 7.4(b) ábrához tartozó kísérletet úgy végeztem, hogy az ellenteret addig növeltem, amíg az elektronsokszorozónak az oszcilloszkópon monitorozott jele el nem érte a zajszintet. Az ezeknél a mérési pontoknál megjelenő statisztikus hibát minden egyes pontra nem vettem fel, de a laborjegyzőkönyv alapján 3-4 %-osra becsülöm.

Valóban nem vezettem be a megfelelő definíciókat annak érdekében, hogy a 63. oldalon „negatíván fázismodulált impulzus” és a 69. oldalon a „pozitíván fázismodulált impulzus” kifejezések egyértelműek legyenek. A szakirodalomban kétféle konvenció létezik a fázismoduláció („csörp”)

definíciójára vonatkozóan. Az egyik a csoportkésleltetés-diszperzió (group delay dispersion, GDD), amely a spektrális fázisfüggvény körfrekvencia szerinti második deriváltja. A száloptikai területen azonban használatos a hullámhossz deriváltján alapuló definíció is a következő formában (homogén közegben terjedő impulzusra):

$$D_{\lambda_0} = \frac{-2\pi c}{\lambda_0^2} \cdot \left. \frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = \frac{-2\pi c}{\lambda_0^2} \cdot \frac{GDD_{\omega_0}}{L}$$

ahol λ a hullámhossz, ω a körfrekvencia, k a hullámszám, c a fénysebesség, L pedig a homogén közeg hossza. A „0” index a lézerpulzus központi hullámhosszát illetve körfrekvenciáját jelöli. Látható, hogy ez a definíció ellentétes előjelet eredményez D -re és GDD -re, ezért a fázismoduláció előjelére történő hivatkozáskor meg kell adni, hogy az melyik mennyiségre vonatkozik. Mindkét idézett helyen a GDD alapján tekintett, negatív (63. oldal) és pozitív (69. oldal) fázismodulációról van szó. Negatív csőrppel rendelkező impulzus esetén valóban szokatlan a kísérletileg észlelt spektrális kiszélesedés jelensége, de ez numerikus száloptikai szimulációk alapján a nagyobb terjedési hosszaknak köszönhetően megvalósuló jelenség a szál elején fennálló enyhe spektrális keskenyedés után [10].

A 8. fejezet összefoglalásában valóban nem tértem ki a szembefordított tűk görbületi sugarának szerepére. Ha a két tű görbületi sugara különböző, akkor el tudjuk érni azt, hogy az elektronemisszió a hegyesebb tűnél fellépő nagyobb térnövekmény miatt preferenciálisan erről a tűről történik. Ennek oka a következő: mivel a lézerefókusz 2-3 μm -es mérete lényegesen nagyobb, mint a beállított kb. 350 nm-es tőtávolság, ezért elérhető, hogy a megvilágító Gauss-nyaláb térerőssége a tűknél közel azonos legyen. Erre azonban a hegyesebb és a tompább tűknél eltérő térnövekményű lokális terek szuperponálódnak, így jelentős fotoemissziós aszimmetria érhető el a két tű között. Ezáltal a hegyesebb tű tölti be a fotokatód szerepét. A kísérletek során a katódtű görbületi sugara 5 nm körüli, az anódtű 20 nm körüli volt, ekkora különbség pedig elégségesnek bizonyult a diódaműködés biztosításához.

A dolgozatban a kéttagú összetett szavakat a szótagszámtól függetlenül az általánosan használt írásmód alapján következetesen egybeírtam, kettőnél többtagú összetétel esetén pedig ezt a szabályt a helyesírási elvek alapján hat szótagig követtem. A szóösszetétel alapját jelentheti akár egy birtokos szerkezet rövidítése is (pl. „a diszperzió inhomogenitása” helyett „diszperzióinhomogenitás”). Ezt az elvet az általános helyesírással egybehangzóan a készülő fizikai helyesírási szótár is követi [11]. A kérdéses ábrákon az egyes görbék könnyebb azonosíthatóságára a védésen bemutatandó prezentációban nagyobb figyelmet fordítok. A további formai és tartalmi észrevételek nagy részével szintén egyetértek, és a bíráló valóban több olyan szóhasználati kérdést is észrevett, ahol szerencsésebb megoldásokkal is élhettem volna. Ezeket a jövőben magyar nyelvű szakirodalom publikálásakor szem előtt fogom tartani, még egyszer megköszönve azt, hogy az opponens felhívta ezekre a figyelmemet.

Hivatkozások

- [1] T. Higuchi, L. Maisenbacher, A. Liehl, P. Dombi, P. Hommelhoff, „A nanoscale vacuum-tube diode triggered by few-cycle laser pulses,” *Appl. Phys. Lett.* **106**, 051109 (2015).
- [2] H. Kawano, „Effective work functions for ionic and electronic emissions from mono- and polycrystalline surfaces,” *Prog. Surf. Sci.* **83**, 1 (2008).

- [3] K. J. Savage, M. M. Hawkeye, R. Esteban, A. G. Borisov, J. Aizpurua, J. J. Baumberg, „Revealing the quantum regime in tunnelling plasmonics,” *Nature* **491**, 574 (2012).
- [4] J. A. Nation, L. Schaechter, F. M. Mako, L. K. Len, W. Peter, C.-M. Tang, T. Srinivasan-Rao, „Advances in Cold Cathode Physics and Technology,” *Proc. IEEE* **87**, 865 (1999).
- [5] S. Tsujino, P. Beaud, E. Kirk, T. Vogel, H. Sehr, J. Gobrecht, A. Wrulich, „Ultrafast electron emission from metallic nanotip arrays induced by near infrared femtosecond laser pulses,” *Appl. Phys. Lett.* **92**, 193501 (2008).
- [6] K. Németh, K. C. Harkay, M. van Veenendaal, L. Spentzouris, M. White, K. Attenkofer, G. Srajer, „High-Brightness Photocathodes through Ultrathin Surface Layers on Metals,” *Phys. Rev. Lett.* **104**, 046801 (2010).
- [7] R. K. Li, H. To, G. Andonian, J. Feng, A. Polyakov, C. M. Scoby, K. Thompson, W. Wan, H. A. Padmore, P. Musumeci, „Surface-Plasmon Resonance-Enhanced Multiphoton Emission of High-Brightness Electron Beams from a Nanostructured Copper Cathode,” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 074801 (2013).
- [8] N. Fedorov, G. Geoffroy, G. Duchateau, L. Štolcová, J. Proška, F. Novotný, M. Domonkos, H. Jouin, P. Martin, M. Raynaud, „Enhanced photoemission from laser-excited plasmonic nano-objects in periodic arrays,” *J. Phys. Cond. Mat.* **28**, 315301 (2016).
- [9] P. Rácz, Z. Pápa, J. Budai, I. Márton, P. Wróbel, T. Stefaniuk, C. Prietl, J. R. Krenn, P. Dombi, „Measurement of nanplasmonic field enhancement with ultrafast photoemission,” *Nano Lett.* **17**, 1181-1186 (2017).
- [10] P. Dombi, P. Antal, J. Fekete, R. Szipőcs, Z. Várallyay „Chirped-pulse supercontinuum generation with a long-cavity Ti:sapphire oscillator,” *Appl. Phys. B* **88**, 379 (2007).
- [11] <https://doktar.titkarsag.mta.hu/helyesiras/szotar-2015.pdf>, hozzáférés 2017. május 9-én.

Budapest, 2017. május 10.

Dr. Dombi Péter