

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LIV. évfolyam

6. szám

2004. június

MÉLYSÉGI FELTÉRKÉPEZÉS AUGER-ELEKTRONSPEKTROSKÓPIÁVAL

Menyhárd Miklós

MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet

A nanotechnológia által ígért káprázatos lehetőségek közül a vékonyrétegek jelentik azokat, amelyek már iparilag megvalósultak és tömegméretekben használtba kerültek (itt eltekintünk a már évtizedek óta használt kis méretű részecskék különböző felhasználásaitól). A vékonyrétegekben rejlő lehetőségeket már igen régóta hasznosítják, azonban a rétegek vastagságának csökkentésével az alkalmazások köre egyre szélesebbé vált, és ezek az egy dimenzióban nanoeszközök az élet szinte minden területén megjelentek. A kiterjedt gyártás és hasznosítás természetesen igen gazdag minősítési, vizsgálati arzenál kialakulásához vezetett. Ezek közül fogunk a következőkben egy módszert ismertetni, amellyel egy vékonyréteg összetételét a mélység függvényében meg lehet határozni.

A feladat tehát az, hogy meghatározzuk egy vagy több, nm vastagságú vékonyréteg összetételét, amelyek a felülettel párhuzamosan fekszenek, a felülettől a vastagságukhoz képest esetleg távol. Tehát szükségünk van olyan analitikára, amelyik képes nm nagyságrendű rétegek vizsgálatára természetesen nm-nél jobb mélységi felbontással.

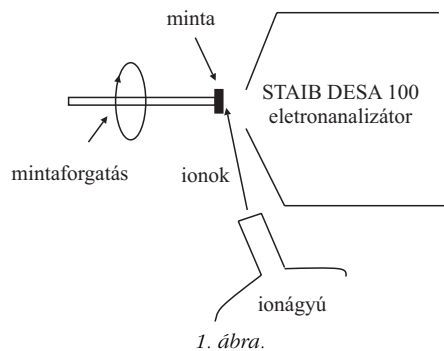
A cikk terjedelme nem engedi meg, hogy meg is mutassuk, így tehát csak a végeredményt közöljük, hogy az olyan analitikai módszerek, amelyek észlelni képesek az adott vékonyságú rétegeket az adott mélységben, általában nem tudnak sokat mondani a rétegen belüli részletekről. Így a feladat megoldásához maradnak a hámozással alapuló, vagy azzal kombinált módszerek, amelyek felületérzékeny analízist alkalmaznak, valamint az igen jó energiafelbontású Rutherford-visszaszórásos spektrometria, amelyről most nem lesz szó.

A hámozási módszer alapja abban áll, hogy a mintából eltávolítunk egy adott vastagságú (mondjuk 0,1 nm-es) réteget, és annak összetételét meghatározzuk. Ezt

azután addig folytatjuk, amíg az érdekes mélységen túljutunk. Ilyen hámozási módszer a szekunderion-emissziós spektroszkópia (SIMS) és változatai, és a gerjesztéses emissziós spektroszkópia (GDOES). A másik megoldás az, hogy a hámozás után létrejött új felületet vizsgáljuk valamely felületérzékeny elektronspektroszkópiával, amely lehet fotoelektron- (XPS) vagy Auger-elektron-spektroszkópia (AES). Megint elhagyva a szabatos levezetést, közöljük a végeredményt, hogy abban az esetben, ha jó laterális felbontásra van szükségünk, és megelégszünk a fő komponensek mélységi eloszlásának vizsgálatával, akkor a hámozással összekötött AES-vizsgálat – amelyet AES mélységi feltérképezésnek nevezünk – tűnik a legmegfelelőbb módszernek.

Az AES mélységi feltérképezés igen régi módszer. Röviddel azután, hogy az AES mint analitikai módszer megjelent, elkezdtek ilyen összeállításban is használni. Az is rövidesen kiderült, hogy a módszer hatékonyságát igen lényegesen korlátozhatja a nem helyes hámozási eljárás. Ezután egy igen hosszú fejlesztési időszak következett, és igazán jó minőségű mélységi feltérképezéseket csak az utóbbi 6–8 évben tudunk készíteni. Mivel a módszernek ez a kulcskérdése, a továbbiakban bővebben foglalkozunk a hámozási művelettel.

A hámozást kezdetől fogva ionbombázással valósították meg. Mivel az összes hámozási módszernél ionbombázást alkalmaznak, így az ionbombázásra itt elmondandók minden más esetben is többé-kevésbé érvényesek. Az ideális hámozás azt jelenti, hogy egy adott vastagságú anyagot a mintából levágunk úgy, hogy semmi változást sem okozunk eközben a megmaradó és a levágott részben. Ennek gyakorlati megvalósítása nem lehetséges. A hámozást megvalósító ionbombázás ugyanis egyrészt jelentősen megváltoztatja a pillanatnyi felületet az eredeti



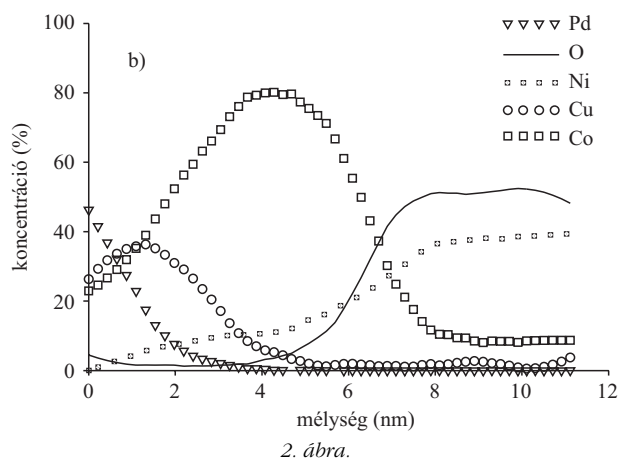
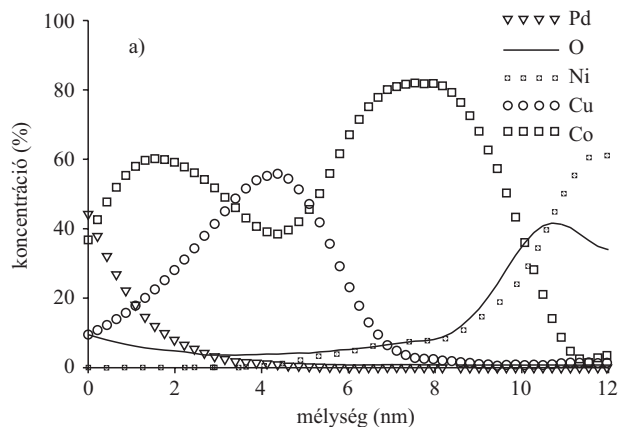
1. ábra.

tömbi állapothoz képest, másrészt nem homogén módon távolítja el az anyagot. Ez – mint könnyen belátható – nehézségeket okoz. A célkitűzés nyilvánvalóan az, hogy az ionbombázás megváltoztató hatását minimalizáljuk, illetve megpróbáljuk a folyamatot leírni, amelynek segítségével korrekciókat végezhetünk. Nézzük meg vázlatosan, mi is történik az ionbombázás során a szilárdtesttel.

Legelőször is, azt kell észrevennünk, hogy a néhány száz eV-os ion energiája (konvencionális berendezésben a legkisebb ionenergia 500 eV) messze nagyobb, mint egy tipikus energiaérték (pl. a kötési energia) a szilárdtestben. Ha ehhez azt is hozzátesszük, hogy az eltávolított részecskék átlagos energiája sokkal kisebb, mint a bombázó energia, akkor arra a megállapításra kell jutnunk, hogy az ionbombázási folyamat során a kezdeti ionenergia jelentős része a szilárdtestben nyelődik el, és ott természetesen jelentős változásokat is okozhat. Azaz, el kell fogadnunk, hogy a hámozás szükségszerűen roncsolással jár együtt. Az ionbombázás gazdag irodalma egyértelműen kitűzi a követendőnket, ha a roncsolódást csökkenteni akarjuk. Először is csökkenteni kell az ion energiáját. Hogy a morfológiafejlődés ne okozzon durvaságot, általános receptként (amelytől persze sok eltérés van) sűrűlő beesésű bombázást kell alkalmazni. Ha kristályos anyagot vizsgálunk, akkor a porlasztási tényező szögfüggéséből eredő morfológiafejlődést csökkenteni lehet azzal, hogy a mintát forgatjuk az ionbombázás alatt.

Ezeket az elveket következetesen *Barna Árpád* alkalmazta először az általa kifejlesztett ionmegmunkáló berendezésben, amellyel például az elektronmikroszkópi vizsgálatra alkalmas mintákat lehet előállítani [1]. Módszerének helyességét az is mutatja, hogy ma már minden, kereskedelmi forgalomban kapható ionmegmunkáló berendezés a *Barna Árpád* által javasolt módon működik. A fenti elveknek megfelelő ionbombázásos módszert valósítottuk meg AES mélységi feltérképezéshez is, szintén *Barna Árpád* segítségével [2]. Az elvi elrendezést az *1. ábra* mutatja.

A berendezés lelke a TELETWIN ionágyú [3], amely igen nagy áramsűrűségű ionnyalábot tud előállítani a 0,1–2 keV energiatarományban, praktikusán tetszőleges gázból. Leggyakrabban Ar-t használunk. Az ionok beesési szöge, a felületi normálisához képest 75–88° között változtatható. A felület AES-analízisét valamilyen elektronenergia-analizátorral végezzük, a mi esetünkben ez egy STAIB DESA 100 analizátor. A gerjesztést elektronnyalábbal végezzük. Ez igen nagy előny az AES mélységi feltérképezés esetén, hiszen az elektronnyalábot könnyen és jól lehet



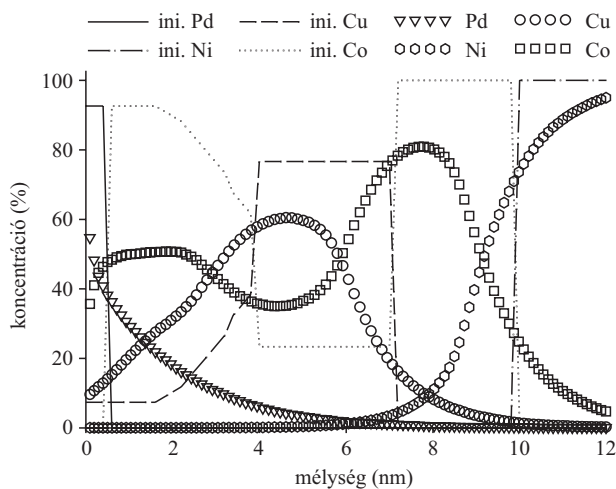
2. ábra.

fókuszálni és mozgatni, azaz a berendezés térképezésre ideálisan alkalmas. A legjobb úgynevezett Auger-mikroszkóp sugármérete 10 nm, amely például lehetővé teszi a legmodernebb mikroelektronikai alkalmazásokat is.

Egy tipikus Auger mélységi feltérképezési vizsgálat nyers eredményét, azaz a mért Auger-csúcsokat a mélység függvényében mutatja a *2.a* és *2.b ábra*. A mélységet a bombázási időből határoztunk meg a minta szerkezetének ismeretében. A vizsgálat célja az volt, hogy a növesztési paraméterek hatását vizsgáljuk az óriás mágneses ellenállást (GMR) mutató rétegek esetén [4]. A mintákat porlasztásos párologtatással állítottuk elő. A nominális szerkezet a következő volt: NiO a hordozó, erre párologtattunk először 2,5 nm Co-ot, majd ugyanolyan vastagságú rézet, majd ismét 3 nm Co-ot, és a mintát védőréteggel, 1 nm Pd-mal, zártuk le. A párologtatásnál a hordozó hőmérsékletét változtattuk. A *2.a ábra* esetén 150 K, míg a *2.b ábra* esetén a hordozó hőmérséklete 450 K volt.

A mélységi feltérképezéshez Ar-ionbombázást használtunk. Az ion energiája 500 eV, míg az ionok beesési szöge a felületi normálisához képest 83° volt. Az Augerspektrométerrel a következő Auger-csúcsokat mértük az ionbombázási idő függvényében: Cu(CMM) 920 eV, Ni(LMM) 848eV, Co(LMM) 774 eV, O(KLL) 510 eV, Pd(MNN) 330 eV.

Már a nyers mérések is meglepő eredményt adnak. Bár pontosan ugyanazt a párologtatási eljárást alkalmaztuk, úgy tűnik, hogy a létrehozott minták alapvetően különböznek. A 150 K-en növesztett rétegszerkezet ha-



3. ábra.

sonlóságot mutat a tervezett rendszerhez, azon a rétegek egymásutánja megegyezik azzal az elrendezéssel, amelyet vártunk. Arra is következtethetünk tehát – ha nincs is tökéletes rétegrendszer –, hogy a koncentrációk a várt rétegrendszernek megfelelően moduláltak. Ezzel szemben a 450 K-en létrehozott rendszer csak abban hasonlít a tervezetthez, hogy a párologtatott elemek megjelennek benne. A rétegszerkezet azonban egy Pd–Cu–Co rendszer lett, ami lényegesen különbözik a tervezettől. Ezt a lényegi különbséget megnyugtató módon nemcsak a mélységi feltérképezésünk mutatta, hanem a mágneses ellenállásértékek is. Míg a 150 K-es hordozó esetében 10%-ot mértünk, addig 0% volt a másik mintánál. Tehát már a nyers mérések is felhasználhatók arra, hogy a mágneses méréseket megmagyarázzuk. A következőkben továbblépünk, és azt vizsgáljuk, hogy a nyers adatokból, hogyan lehet pontosabb szerkezeti információhoz eljutni. Ezeket a megfontolásokat a 2.a ábrán látható mélységi profil kapcsán fejtjük ki.

Bár jelentős információt sikerült nyerni a 2.a. ábrából, az nyilvánvaló, hogy a profil messze eltér attól, amit vártunk, azaz, hogy éles határral elválasztott egykomponensű rétegeket lássunk. Ha jobban meggondoljuk, ez azonban két okból is irreális várakozás. Először tekintsük magát az Auger-spektroszkópiát. Mint ismeretes, ekkor elektronokkal gerjesztjük az anyagot, és az emittált Auger-elektronokat mérjük. Azt, hogy honnan származnak az Auger-elektronok, azt a rugalmatlan szabad úthossz (IMFP) határozza meg. Megközelítően azt mondhatjuk, hogy az Auger-elektronok az IMFP által meghatározott mélységű rétegből jönnek. A vizsgált elemek adott átmenetei Cu 920 eV, Ni 848 eV, Co 774 eV, O 510 eV, Pd 330 eV esetén a körülbelüli IMFP-értékek a következők 1,5, 1,4, 1,3, 1,0, 0,7 nm. Ezekből a számokból azonnal több következtetést lehet levonni. Az egyik, hogy éles határátmenetet elvileg sem várhatunk, hiszen még ha egy ilyen rendszerünk lenne is, akkor például a réz Auger-elektronok már akkor is megjelennek, amikor az aktuális szabad felület még csak 1,5 nm-re van a Co–Cu határtól. A másik igen fontos megfigyelés az, hogy a réz Auger-elektronok körülbelül kétszer akkora térfogatból származnak, mint a palládium Auger-elektronok. Ez azonban azt is jelenti,

hogy pusztán az Auger-áramok alapján nem könnyű koncentrációt meghatározni, mert különböző tartományokból származó mennyiségeket kell összehasonlítanunk. Még bonyolultabbá válik a helyzet, ha azt is figyelembe vesszük, hogy az emittált Auger-elektronok intenzitása a szilárdtestben megtett úttal (d) exponenciálisan csökken ($e^{-d/\lambda}$, ahol λ az IMFP), így a detektált Auger-áram nemcsak az információs mélységben levő atomok számától, hanem azok mélységi eloszlásától is függ. Így tehát az ábrából csak ránézéssel nem található ki az a szerkezet, ami a mért intenzitásokat szolgáltatja.

A másik problémát már említettük. Ez az ionbombázás roncsoló hatása. Általában igaz, hogy a porlasztott ionok keletkezéséhez szükséges energia a besugárzó ion energiájának csak egy részét igényli. A maradék energia a mintában marad, és kisebb-nagyobb változásokat okoz. Tehát akármilyen kedvező bombázási feltételeket választunk is, akkor is lesz ionbombázás által indukált változás a mintában. Természetesen minél kisebb ez a változás, annál könnyebb a hatását figyelembe venni, ezért kell kedvező bombázási feltételeket választani, de ekkor is le kell írunk a bombázás indukálta változásokat. Ezek a hatások – önkényesen – két csoportba oszthatók: 1. felületi morfológiaváltozások (durvulás), 2. keveredés az anyagban. A választott ionbombázási feltételek mellett a felületi durvulás elhanyagolható, és csak a minta térfogatában történő változásokkal kell törődni.

Ezek leírására is igen sok módszer ismert. Összefoglalóan azt mondhatjuk ezekről a módszerekről, hogy a feladat igen nagy bonyolultsága miatt igen pontos leírást egyiktől sem várhatunk. Ugyanakkor a probléma közelítő leírására több lehetőség is van. Mi egy szemiempirikus egydimenziós Monte Carlo-programot használunk [5]. Ez a program feltételezi, hogy az energetikus ion kölcsönhat egy atommal, azt meglöki, majd az energia- és impulzusváltást is figyelembe véve tovább folytatja az útját, és egy következő atomnak ütközik, és így tovább, amíg az energiája egy adott érték alá nem csökken. Az ion–atom kölcsönhatást többé-kevésbé jó párpotenciállal írjuk le. Természetesen a meglökött atomok sorsát is hasonló módon követjük mindaddig, amíg valamennyi mozgó részecske energiája egy adott, általunk meghatározott energia alá csökken. A program így adott számú ion ütközése után megadja, hogy mennyi és milyen anyag távozott, valamint a minta összetételét a mélység függvényében. Ha az utóbbit ismerjük, akkor kiszámíthatjuk az Auger-intenzitásokat a rugalmatlan szabad úthosszak ismeretében. Így tehát feltételezve egy kezdeti koncentráció eloszlást, azaz kezdeti mintaszerkezetet, szimulálhatunk egy mélységi feltérképezést. Ezt összevetjük a mérttel, és addig változtatjuk a kezdeti mintaszerkezetet, amíg kielégítő egyezést kapunk a mért és a szimulált mélységi feltérképezés között.

Ezzel az eljárással lehet a 2.a. ábrán mutatott mélységi térképből némileg több információt nyerni. Az eredményt a 3. ábra mutatja, az ábrán két görbesereget látunk: az egyiket jelekkel, míg a másikat vonalakkal ábrázoltuk. A vonalas koncentrációeloszlás (ini. jelöléssel) mutatja, hogy milyen szerkezetet tételezünk fel a mélységi feltérképezés szimulációjához, míg a jelekkel jelzett

eloszlások azok, amelyeket a fent említett szimulációval számoltunk ki. Ezeket a görbékét összehasonlítva a 2.a. ábrán mutatottakkal elfogadhatjuk, hogy ez az egyezés igen jó. Gondolatmenetünket folytatva tehát azt mondjuk, hogy az ini-vel jelölt görbék mutatják a minta szerkezetét. Ezek igen sok információt tartalmaznak. Például mutatják, hogy a hordozó és az első kobaltréteg közötti átmenet éles, tehát a kobalt párologtatása folyamán kémiai reakció nem történt 150 K-en. Ami még érdekesebb, a kobaltra párologtatott réz és kobalt közötti határfelület is éles. Ez viszont nem igaz a következő réz–kobalt határfelületre, ez elkenet. Tehát arra a meglepő következtetésre jutottunk, hogy még 150 K-es hordozó hőmérséklet esetén is a határfelület minősége függ attól, hogy *A* anyag kerül *B*-re, vagy fordítva. Ennek a furcsának tűnő viselkedésnek az okát meg tudjuk magyarázni a kétdimenziós fázisdiagramok segítségével (amelyek lényegileg eltérhetnek a 3-dimenziós fázisdiagramoktól). Ennek a cikknek

nem célja ennek a viselkedésnek a magyarázata, de megjegyezzük, hogy 450 K-es hordozóra történő párologtatásnál talált anomáliát (2.b. ábra) is meg tudjuk magyarázni az elkenet Cu/Co határfelület létrejöttével.

A fentiekben az Auger mélységi feltérképezés ismertetése mellett azt kívántuk megmutatni, hogy ez a módszer – legalább is egyes esetekben – alkalmas arra, hogy vékonyréteg rendszerekben 1 nm-es távolságon belüli határátrendeződéseket, illetve eloszlásokat detektálni tudjon.

Irodalom

1. A. BARNA – Proc. Fall Meeting MRS, 1991, Boston, Workshop on Specimen Preparation for Transmission Electron Microscopy of Materials – III, MRS Conf. Ser. 254 (1992) 3–22
2. A. BARNA, M. MENYHARD – Phys. Stat. Sol. (a) 145 (1994) 263–274
3. BARNA A., SZIGETHY D. Patent No. PCT/HU96/00054, 1996.
4. M. MENYHARD, G. ZSOLT, P.J. CHEN, C.J. POWELL, R.D. MCMICHAEL, W.F. EGELHOFF JR. – Appl. Sur. Sci. 180 (2001) 315–321
5. TRIDYN_FZR, FZR-317, W. MÖLLER, M. POSSELT – Forschungszentrum Rossendorf, 01314 Dresden, Germany

A BOLYGÓMOZGÁS TÖRVÉNYEINEK LEVEZETÉSE AZ OSZCILLÁTOR MOZGÁSÁBÓL

P.A. Horváthy

Laboratoire de Mathématiques et de Physique Théorique
Université de Tours, Franciaország

A bolygómozgás Kepler-törvényei kimondják, hogy:

K-I: A bolygók ellipszis mentén mozognak, melynek egyik *gyújtópontjában* a Nap áll.

K-II: A Naptól a bolygóhoz vont rádiusvektor egyenlő idők alatt egyenlő területeket sűrol.

K-III: A különböző mozgások keringési idejeinek négyzetei úgy aránylanak egymáshoz, mint a pályák nagytengelyeinek köbei.

Kepler törvényei levezethetőek a Newton-féle mozgás-egyenletekből és az inverz-négyzetes erőtvényből, de a bizonyítás magasabb matematikát igényel [1]. Ugyanakkor, mint azt *Síkbeli oszcillátor* fejezetben elemi eszközökkel megmutatjuk, egy (síkbeli) harmonikus oszcillátor esetén hasonló szabályok érvényesek:

O-I: Az oszcillátor ellipszis mentén mozog, melynek *középpontjában* a vonzócentrum van.

O-II: A centrumból az oszcillátor helyzetéhez vont rádiusvektor egyenlő idők alatt egyenlő területeket sűrol.

O-III: A különböző oszcillátormozgások keringési idejei a pálya geometriai méreteitől függetlenek, (lásd (6)).

A hasonlóság szembeötlő, de a pályák centrumára és a keringési időkre vonatkozó különbségek sem hanyagolhatók el. Cikkünk kérdése: *Megkaphatóak-e a bolygómozgás törvényei az oszcillátormozgás egyszerűbb szabályaiból?* A válasz: igen. Bár okoskodásunk a térre is kiterjeszthető [2], az egyszerűség kedvéért csak a síkbeli esetet tárgyaljuk [3].

Mind a bolygó-, mind a harmonikus mozgás rendelkezik kör alakú pályákkal; először ezeket hozzuk kapcsolatba. Második lépésben megmutatjuk, hogy az „oszcillá-

tor típusú”, (azaz origó centrumú) ellipszisek egy alkalmas transzformációval átvihetők „bolygómozgás típusú” (azaz origó fókuszú) ellipszisekbe. Ez a pusztán kinematikai megfeleltetés az idő ügyes átdefiniálásával a dinamikára is kiterjeszthető. Végezetül, levezetjük Kepler törvényeit az oszcillátorra érvényes összefüggésekből.

Körmozgások összehasonlítása

Tekintsük a síkbeli Kepler-problémát. Vezessünk be komplex koordinátákat, és válasszuk a Nap helyzetét originának. Ekkor a bolygómozgás törvénye

$$\ddot{z} = -fM \frac{z}{|z|^3}, \quad (1)$$

ahol a „pont” az idő szerinti deriválás, d/dt . Célunk az (1) egyenlet megoldása, azaz a Kepler-féle elliptikus mozgások meghatározása. Keressünk leelőször (nagyon) speciális, egység sugarú körpálya mentén történő mozgásokat:

$$z(t) = e^{i\theta(t)}. \quad (2)$$

Ekkor a mozgás egyenletes, ugyanis (1) így írható:

$$i\ddot{\theta} - (\dot{\theta})^2 = -fM. \quad (3)$$

A képzetes rész eltűnéséből $\ddot{\theta} = 0$, míg a valós részből a szögsebesség $\dot{\theta} = (fM)^{1/2}$.