

LÁZTERÁPIA MÁGNESES NANORÉSZECSEKÉKKEL

RÁCZ JUDIT,^{1,2} NÁNDORI ISTVÁN^{2,3}

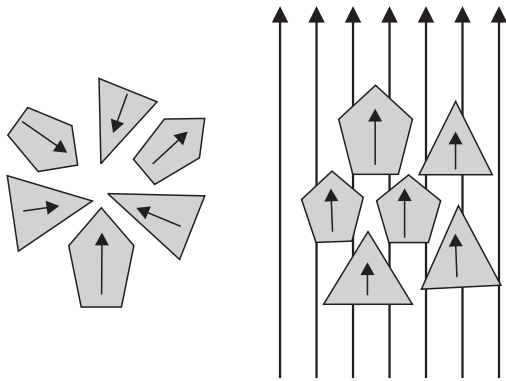
¹Debreceni Egyetem

²MTA Atomki, Debrecen

³MTA–DE Részecskefizikai Kutatócsoport

Jelen írásban egy olyan kutatási terület debreceni vonatkozású eredményeivel szeretnénk megismertetni az Olvasót, ahol az elméleti fizika eszköztárát használjuk egy orvosbiológiai alkalmazás céljából. A mágneses tulajdonsággal rendelkező nanoméretű kristályok (mágneses nanorészecskék) segítségével végzett „lázterápia”, azaz hyperthermia napjaink egyik legfontosabb, megoldásra váró orvosi problémájához, a daganatos elváltozások kezeléséhez szolgáltat kiegészítő terápiás eljárást az eddig alkalmazott módszerekhez. A hyperthermia olyan alternatív da-

ganatkezelési módszer, amely azon alapul, hogy magas hőmérséklet hatására bizonyos tumorsejtek elpusztulnak, illetve fokozottan érzékennyé válnak a kemoterápiás és a sugárterápiás kezelésekre. A szervezetbe juttatott mágneses nanorészecskék a külső gerjesztő tétől energiát vesznek fel és azt a környezetüknek adják le, ezáltal lokálisan és kontrollált módon emelhető a hőmérséklet az emberi szervezetben. A kutatómunkánkban azt vizsgáljuk, milyen feltételek mellett lehetne hatékonyabbá tenni ezt a hőtermelést.



1. ábra. Az egy-doménes mágneses nanorészecskék beállnak a külső gerjesztő tér irányába [1].

Bevezetés

A mágneses nanorészecskék jellemző módon olyan nanoméretű egykristályok, amelyek ferromágneses tulajdonsággal rendelkeznek (azonban a Curie-hőmérsékletük feletti hőmérsékleti tartományban elveszítik azt). Egyetlen mágneses domént tartalmaznak, így minden nanorészecskéhez egyértelműen meghatározott mágnesezettség vektor rendelhető. Az egyes nanorészecskék – mágnesezettségük révén – a külső mágneses térrel kölcsönhatásba lépnek. Például időben állandó mágneses tér hatására az egyedi részecskék mágnesezettség vektora beáll a tér irányába, relaxálódik (1. ábra).

Időben változó külső gerjesztő tér esetén pedig a relaxáció során követi a teret. A relaxáció, illetve általánosabban a mágnesezettség dinamikájának vizsgálata nanorészecskék esetén elméleti és gyakorlati szempontból is érdekes. Példaként említhetjük a mágneses információátvitelt vagy az MRI-t. A mágneses nanorészecskék a külső gerjesztő tér hatására a relaxáció során energiát vesznek fel a gerjesztő térből, vagyis hőt termelnek. A legtöbb alkalmazás esetében ez energia-vesztésként jelentkezik, ezért fontos ennek csökkentése. Ez alól kivételt képez a külső gerjesztő tér alacsony frekvenciás tartományába eső orvosi alkalmazások esete, ahol az energiavesztés, azaz a hőtermelés maximalizálása a feladat. A relaxáció során a környezetnek leadott hő jól alkalmazható tumorterápiás célokra, mivel bizonyos tumorsejtek érzékenyebben reagálnak a hőmérsékletemelkedésre, mint az egészséges szövetek.

Számos tudományos munka foglalkozik a nanorészecskék anyagának, illetve (az orvosi alkalmazáshoz elengedhetetlen) biokompatibilis burkolatának optimális megválasztásával [1, 2]. A legtöbb tanulmány rezgő külső mágneses gerjesztő térre vonatkozik, míg viszonylag kevés vizsgálat történt forgó esetre, ráadásul ezek elsősorban a dinamikai folyamatokra és nem a veszteség meghatározására vonatkoznak. Tehát az energiavesztés meghatározása és ezen keresztül a hőtermelés hatékonyságának lehetséges növelése forgó mágneses tér esetén nyitott kérdés. Kutatási munkánkban hosszú távú célkitűzésünk a forgó külső

gerjesztő tér esetén kapott relaxáció elméleti tanulmányozása. Arra a kérdésre keressük a választ, hogy lehetséges-e és ha igen, akkor milyen feltételek mellett tudunk nagyobb hőtermelést elérni, ha a külső gerjesztő teret két, egymásra merőleges rezgő tér összegeként állítjuk elő úgy, hogy egymáshoz képest 90° fáziskülönbséggel rezegjenek, vagyis eredőjük egy forgó tér legyen. (Ezt hasonlítjuk össze az azonos fázisban vett eredő tér esetével, ami a rezgő esetnek felel meg.)

Lázterápia – hyperthermia

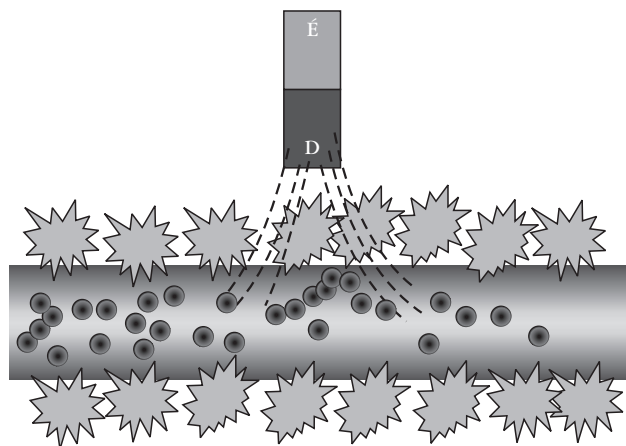
A mágneses nanorészecskékkel végzett hyperthermiának számos előnye létezik a hagyományos tumorterápiás eljárásokkal szemben. Ezek közül – a teljesség igénye nélkül – csak a legfontosabbakat említhetjük meg. Ez az alternatív daganatkezelési módszer rendkívül lokalizált, vagyis a mágneses nanorészecskék hőtermelő hatásukat csak a rákos sejtek közvetlen közelében fejtik ki, így nem károsítják az egészséges emberi szöveteket, illetve hatóanyagok szállítására is alkalmasak (2. ábra).

A hyperthermia nem vált ki a szervezet számára megterhelő mellékhatásokat (szédülés, fejfájás, hányinger, allergiás reakciók), mint a kemoterápiás kezelések.

Többek között olyan daganatok kezelésére is kiválóan alkalmas, amelyek sebészeti úton nagyon nehezen kezelhetőek, mint például az agydaganat, amely kezelése során a vér-agy gát miatt még a gyógyszeres kezelési eljárás is nehézségekbe ütközik.

A hyperthermia számos előnye mellett azonban – nagyon fontos hangsúlyozni – nem önálló kezelés, hanem a hagyományos kemo- és sugárterápiás eljárások mellett alkalmazható kiegészítő terápia. Ezen daganatkezelési módszerek kombinációja ugyanis akkor is hatásos lehet, ha a kezelések külön-külön nem bizonyulnak hatékonyak, vagy a beteg szervezete nem megfelelően reagál.

2. ábra. A mágneses nanorészecskék terelhetők külső mágneses tér segítségével, így hatóanyagok szállítására használhatók, illetve a külső gerjesztő tér hatására hőt termelnek, amely jól alkalmazható tumorterápiás célokra [2].



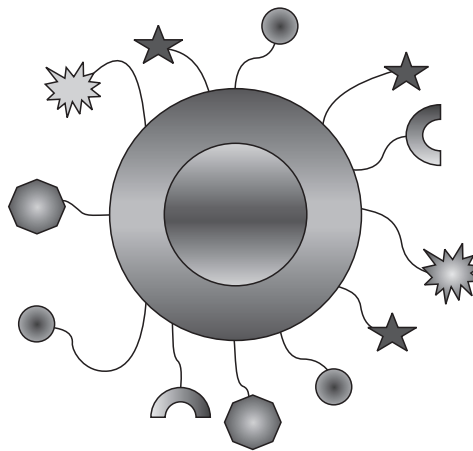
A mágneses nanorészecske jellemzői

Optimális esetben a nanorészecskék a 10–200 nanométeres mérettartományba esnek. Ennél kisebb méret esetén – a véráramba jutva – a vesén keresztül túlzottan hamar kiürülnek az emberi szervezetből. Az ennél nagyobb méret a lokalizálás szempontjából jelenthet problémát, illetve a kristályon belül mágneses doménfalak kialakulásához vezethet, ami a hőtermelő-képességet csökkenti. A vizsgálatok azt bizonyítják, hogy az energiatermelés hatékonysága szempontjából az egydoménes részecskék sokkal kedvezőbbek, mint azok a részecskék, amelyekben doménfalak vannak.

Fontos, hogy a mágneses nanorészecskék Curie-hőmérsékleténél alacsonyabb hőmérséklet-tartományon dolgozzunk, hiszen a Curie-hőmérséklet felett a részecskék elvesztik mágneses tulajdonságukat, és a külső gerjesztő térre nem reagálnak. Ebből következik, hogy kizárólag olyan anyagokat választhatunk, amelyek Curie-hőmérséklete magasabb, mint 42 °C. A Curie-hőmérsékletet célszerű úgy hangolni, hogy az a 42–45 °C tartományba essen, mert 45 °C felett az anyag elveszti mágneses tulajdonságát, megszűnik a hőtermelés és így könnyedén megakadályozhatjuk az emberi szervezet túlfűtését. A hő hatására bekövetkező sejtpusztulásnak két típusa létezik: az apoptózis és a nekrozis. Az apoptózis, azaz a természetes sejthalál jellemző 45 °C alatti hőmérsékleten, ekkor az elpusztult sejteket a makrofágok eltávolítják az emberi szervezetből. A nekrozis során, vagyis a 45 °C feletti hőmérsékleten a szervezet nem tudja megfelelő módon „eltakarítani” az elpusztult sejteket, így súlyos gyulladás, vérmérgezés alakulhat ki.

Minden egyes mágneses nanorészecskét biokompatibilis külső burkolat borít, amely véd a nanorészecskék esetleges toxikus hatásától, ugyanakkor lehetővé teszi, hogy a terápiát lokálissá tegyünk, azaz a mágneses nanorészecskék hőtermelő hatásukat kizárólag a rákos sejtek közvetlen közelében fejtsék ki. A hőtermelés két-féleképp lehetséges: vagy a mágneses nanorészecske rögzített és csak a mágnesezettség orientációja változik, vagy maga a mágneses nanorészecske is elfordulhat. A részecske mindkét esetben a külső gerjesztő térből vesz fel energiát és azt valamilyen sűrűlódás hatására leadja környezetének. Az első esetben mágneses viszkozitásról, míg a második esetben a szokásos értelemben vett viszkozitásról beszélünk. Ennek megfelelően a két eset tárgyalása ugyanazon matematikai formalizmus segítségével lehetséges, legfeljebb viszkozitási együtthatóban térnek el egymástól. Ha a mágneses nanorészecskék mérete kisebb, mint 20 nm, akkor a részecskék nem tudnak elmozdulni a közegben, vagyis csak a mágnesezettség orientációja változik. Ezen méretskála felett a részecskék elfordulása lehetséges és a szokásos értelemben vett viszkozus fűtésről beszélünk [3].

A mágneses nanorészecskék lokalizálása, a rákos sejtekhez való eljuttatása háromféleképpen valósítható meg: mágneses tereléssel (bőr közelében), markerek segítségével (biokémiai úton), vagy közvetlenül a tumorba való injekciójásuk révén.



3. ábra. A külső burkolat számos funkció csoportot is tartalmaz, amelyek lehetővé teszik a nanorészecske tumorsejthez való specifikus kapcsolódását, a sejtekbe való esetleges behatolását, továbbá tumorelleses gyógyszermolekula is kapcsolható még hozzá. A nanorészecskéről leelőg alakzatok az ilyen különböző típusú csoportokat jelölik [1].

Ehhez az szükséges, hogy a külső biokompatibilis burkolathoz „receptorok”, „markerek”, „ligandumok” kapcsolódjanak, amelyek alkalmasak gyógyszermolekulák megkötésére, továbbá segítségükkel a nanorészecskék a tumorsejtekhez irányíthatóak. Egy mágneses nanorészecske sematikus ábráját szemlélteti a 3. ábra.

A kutatás célja

Elméleti kutatómunkánk fő célja annak feltérképezése, milyen feltételek mellett lehet – a külső gerjesztő tér paramétereinek változtatásával – a hőtermelés hatékonyságát növelni. Például biztosíthat-e nagyobb hőtermelést, ha forgó (cirkulárisan polarizált) teret használunk a szokásos rezgő (lineárisan polarizált) térrel szemben. Egy ilyen kérdés megválaszolása szisztematikus vizsgálatot igényel. Célszerű a legegyszerűbb esettel kezdeni, azután haladni a bonyolultabb számítási technikát igénylő realiztikusabb modellek felé.

Első lépésként egyetlen, gömbszimmetrikus (izotróp) mágneses nanorészecske esetét vizsgáltuk, ami nyilvánvalóan durva egyszerűsítést jelent. A részecske elkerülhetetlenül anizotróp, mert nem pontosan gömb alakú (alak-anizotrópia) és egykristály lévén, nem lehet amorf (kristály-anizotrópia). A környezettel való kölcsönhatás eredményeként fellépő relaxációt a „legegyszerűbb” módon (a később részletezett determinisztikus Landau–Lifshitz–Gilbert-egyenletet használva) vettük figyelembe [4]. Az izotrópia azt jelentette, hogy mágneses szempontból nincs kitüntetett irány a mágnesezettségvektor számára. Az egyrészecskére kapott eredmény segítségével számoltunk ki egy sok-részecskés rendszer esetén várható átlagot. Azt kaptuk, hogy izotróp esetben a rezgő, külső gerjesztő térrel nagyobb energiavesztést lehet elérni, mint forgó térrel [4]. Hasonló eredményt publikáltak [5] arra az esetre is, amikor nem a determinisztikus, hanem a környezettel való termikus kölcsönhatást

pontosabban figyelembe vevő sztochasztikus Landau–Lifshitz–Gilbert-egyenletet használták (de továbbra is izotróp részecskét vizsgáltak).

Ennek megfelelően a következő lépés a valóságban nyilvánvalóan jelenlévő anizotrópia figyelembe vétele volt. Két anizotrópiatípus létezik, a kristálytérés az alakanizotrópia. Számításaink során a dominánsabb alakanizotrópiát vettük figyelembe, vagyis amikor a mágnesezettségvektor számára létezik egy egyértelműen kitüntetett irány. A legegyszerűbb modell az egy-tengelyű anizotrópia, ahol a nanorészecskéket egyetlen forgástengelyű elnyújtott szivarnak vagy lapos lencsének képzeljük. Arra a kérdésre kerestük a választ, hogy vajon a mágneses nanorészecskék anizotrópiájának figyelembe vételével növelhető-e a hőtermelés hatékonysága forgó tér esetén [6].

Landau–Lifshitz–Gilbert-egyenlet

A mágneses nanorészecskék relaxációjának leírására az egyik legegyszerűbb módszer a Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) egyenlet használata (lehet determinisztikus vagy sztochasztikus). Ezen egyenlet megoldásával megkapjuk a mágnesezettségvektor időbeli változását külső gerjesztő tér, illetve az anizotrópiát figyelembe vevő úgynevezett anizotrópiatér jelenlétében (vagyis ez a mozgásegyenlet). A determinisztikus LLG egyenlet tartalmaz egy sűrűdésjellegű tagot, aminek segítségével írjuk le a relaxációt. Sztochasztikus esetben a termikus fluktuációk is fontos szerepet játszanak, ami a környezettel való termikus kölcsönhatás pontosabb leírását jelenti, viszont a megoldás megtalálása nehezebb feladat. A sztochasztikus LLG egyenlettel nem végeztünk vizsgálatokat.

Ha ismerjük az LLG egyenlet megoldását, akkor ki tudjuk számítani a veszteséget, vagyis például az egy ciklusra eső hőtermelést. A determinisztikus LLG egyenlet legfontosabb tulajdonsága, hogy a mágnesezettségvektor nagyságát nem változtatja meg, ezért bevezetjük az $\mathbf{M} = \mathbf{m}/m_s$ egységvektort (ahol \mathbf{m} a mágnesezettségvektor és m_s annak nagysága). Az LLG egyenlet tehát a mágnesezettség dinamikáját leíró differenciálegyenlet, amely a következőképpen írható,

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M} = -\gamma'(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) + \alpha'[(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) \times \mathbf{M}],$$

ahol \mathbf{H}_{eff} a külső, forgó mágneses tér és az anizotrópiatér együttese. \times a vektoriális szorzatot jelöli. γ' arányos a giromágneses együtthatóval, az α' sűrűdési tényező a sűrűdés leírására bevezetett fenomenológikus állandó. Az egyenletben szereplő második tag felelős a relaxáció figyelembevételért.

Az x - y síkban forgó \mathbf{H}_{ext} külső mágneses tér:

$$\mathbf{H}_{ext} = \frac{\omega_L}{\gamma'}(\cos(\omega t), \sin(\omega t), 0),$$

ahol ω a forgás szögsebessége, ω_L a Larmor-frekvencia. A \mathbf{H}_{aniso} anizotrópiatér a szakirodalomban sze-

replő adatokkal való összehasonlítás céljából úgy választottuk, hogy a forgó síkra merőleges, vagyis z -irányú legyen:

$$\mathbf{H}_{aniso} = \frac{\omega_L}{\gamma'}(0, 0, \lambda_{eff}M_z),$$

ahol M_z a mágnesezettség z -komponense, λ_{eff} pedig az anizotrópia mértékét jellemző dimenziótlan paraméter, amely megmutatja, hogy az anizotrópiatér mennyire releváns a külső gerjesztő térhez képest. Ha $\lambda_{eff} \rightarrow \infty$, akkor az anizotrópiatér dominál és a külső gerjesztő tér elhanyagolható az anizotrópiatérhez képest.

Ha az anizotrópiatér – mint esetünkben is – a külső, forgó tér forgástengelyével esik egybe, akkor

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{aniso} = \frac{\omega_L}{\gamma'}(\cos(\omega t), \sin(\omega t), \lambda_{eff}M_z).$$

Célszerű áttérni a külső forgó térhez rögzített koordináta-rendszerbe, ahol az \mathbf{O} koordináta-transzformáció mátrixa:

$$\mathbf{O} = \begin{pmatrix} \cos(\omega t) & \sin(\omega t) & 0 \\ -\sin(\omega t) & \cos(\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Az új, Descartes-koordinátákbeli \mathbf{u} egységvektor komponensei (u_x , u_y és u_z) az alábbi transzformáció segítségével kaphatók meg a laboratóriumi rendszerben definiált mágnesezettségvektorból:

$$\mathbf{u} \equiv (u_x, u_y, u_z) = \mathbf{O}\mathbf{M}.$$

Áttérve a θ , ϕ polárkoordinátákra (és felhasználva, hogy \mathbf{u} és \mathbf{M} egységvektorok, azaz $|\mathbf{u}| = |\mathbf{M}| = 1$):

$$u_x = \sin\theta \cos\phi,$$

$$u_y = -\sin\theta \sin\phi,$$

$$u_z = \cos\theta.$$

Ekkor az LLG egyenlet alakja a következő:

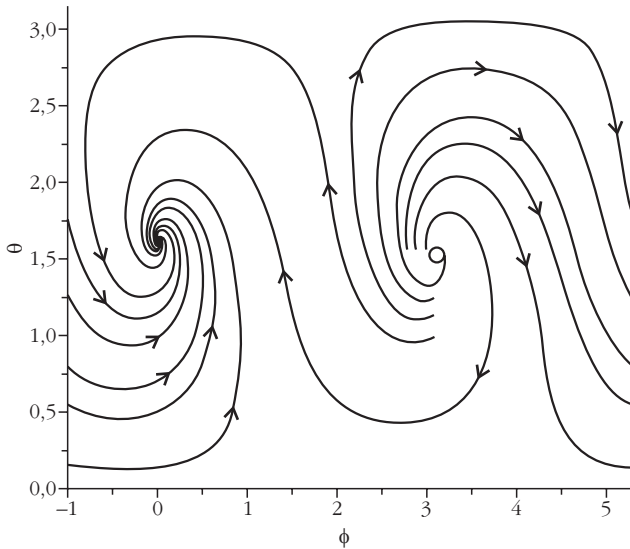
$$\frac{d\theta}{dt} = \omega_L \sin\phi + \alpha_N \cos\theta \cos\phi - \alpha_N \lambda_{eff} \sin\theta \cos\theta,$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_L \cos\phi \frac{\cos\theta}{\sin\theta} + \omega - \alpha_N \frac{\sin\phi}{\sin\theta} - \omega_L \lambda_{eff} \cos\theta,$$

ahol $\omega_L = \gamma' |\mathbf{H}_{ext}|$, $\alpha_N = \alpha' |\mathbf{H}_{ext}|$.

A $\lambda_{eff} = 0$ izotróp eset

Az izotróp esetre felírt LLG egyenlet megoldása során azt kapjuk [4], hogy a mágnesezettségvektor – kezdőfeltételtől függetlenül – mindig stacionárius megoldásra áll be:



4. ábra. Az izotróp esetre ($\lambda_{eff} = 0$) vonatkozó LLG egyenlet numerikus megoldása az $\alpha_N = 0,1$, $\omega = 0,01$ és $\omega_L = 0,2$ paraméterekkel.

$$M_x(t) = u_{x0} \cos(\omega t) - u_{y0} \sin(\omega t),$$

$$M_y(t) = u_{x0} \sin(\omega t) + u_{y0} \cos(\omega t),$$

$$M_z(t) = u_{z0},$$

ami a forgó térhez rögzített rendszerben egy fixponti megoldást jelent. Fixpont alatt azt értjük, hogy a forgó koordináta-rendszerben érvényes differenciálegyenletek bal oldalán álló $d\theta/dt$ és $d\phi/dt$ deriváltak nullának adódnak, a laboratóriumi rendszerben – amelyben a mágneses részecske energiát ad le – a mozgás forgó marad.

A 4. ábrán két fixpont jelenik meg. Az egyenlítő felett egy vonzó fixpont (pont), míg az egyenlítő alatt egy taszító fixpont (üres kör). A polárkoordinátákat úgy választottuk, hogy az egyenlítő az ábrát két egyenlő részre osztó vízszintes vonal.

Izotróp esetben az egy ciklusra eső energiavesztés (hőtermelés nagysága) a stacionárius megoldás alapján a következő képlettel számolható ki:

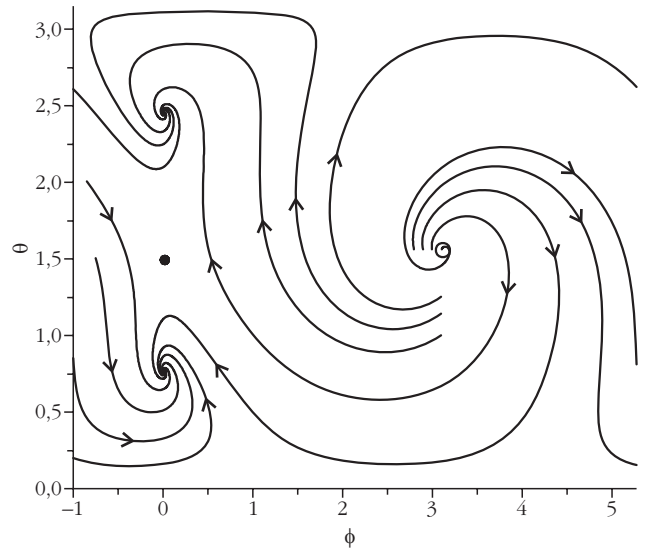
$$E = \mu_0 m_s \int_0^{2\pi} dt \left(\mathbf{H} \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) = \mu_0 2\pi m_s H(-u_{y0}),$$

amely képlet anizotróp esetben is használható lesz.

A relaxáció elméleti tanulmányozása során az adott, hogy izotróp nanorészecskék alacsony frekvenciás határesetében – vagyis a hyperthermia tartományában – rezgő, külső, gerjesztő tér alkalmazásával nagyobb energiavesztés érhető el, mint forgó, külső, gerjesztő tér felhasználásával.

Anizotróp eset, alacsony (10^5 Hz) frekvencia

Anizotróp ($\lambda_{eff} \neq 0$) esetben az LLG egyenlet megoldása során – a forgó térhez rögzített rendszerben – szintén fixponti megoldásokat kapunk [6]. A vonzó fixpontok száma azonban függ az anizotrópia nagyságától.

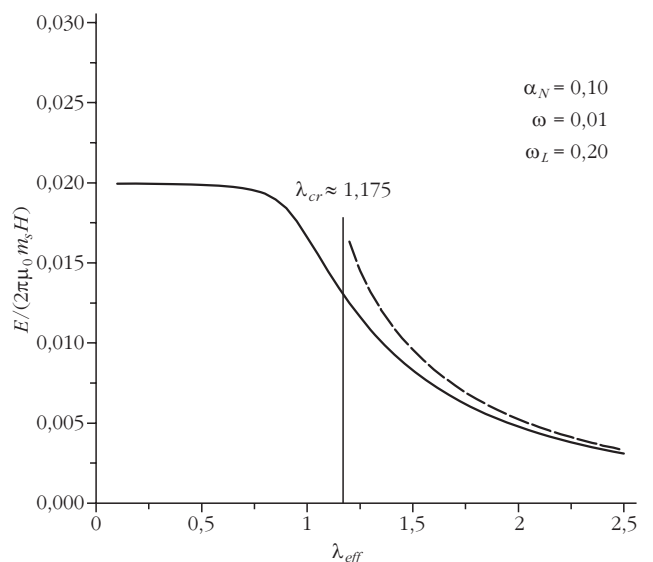


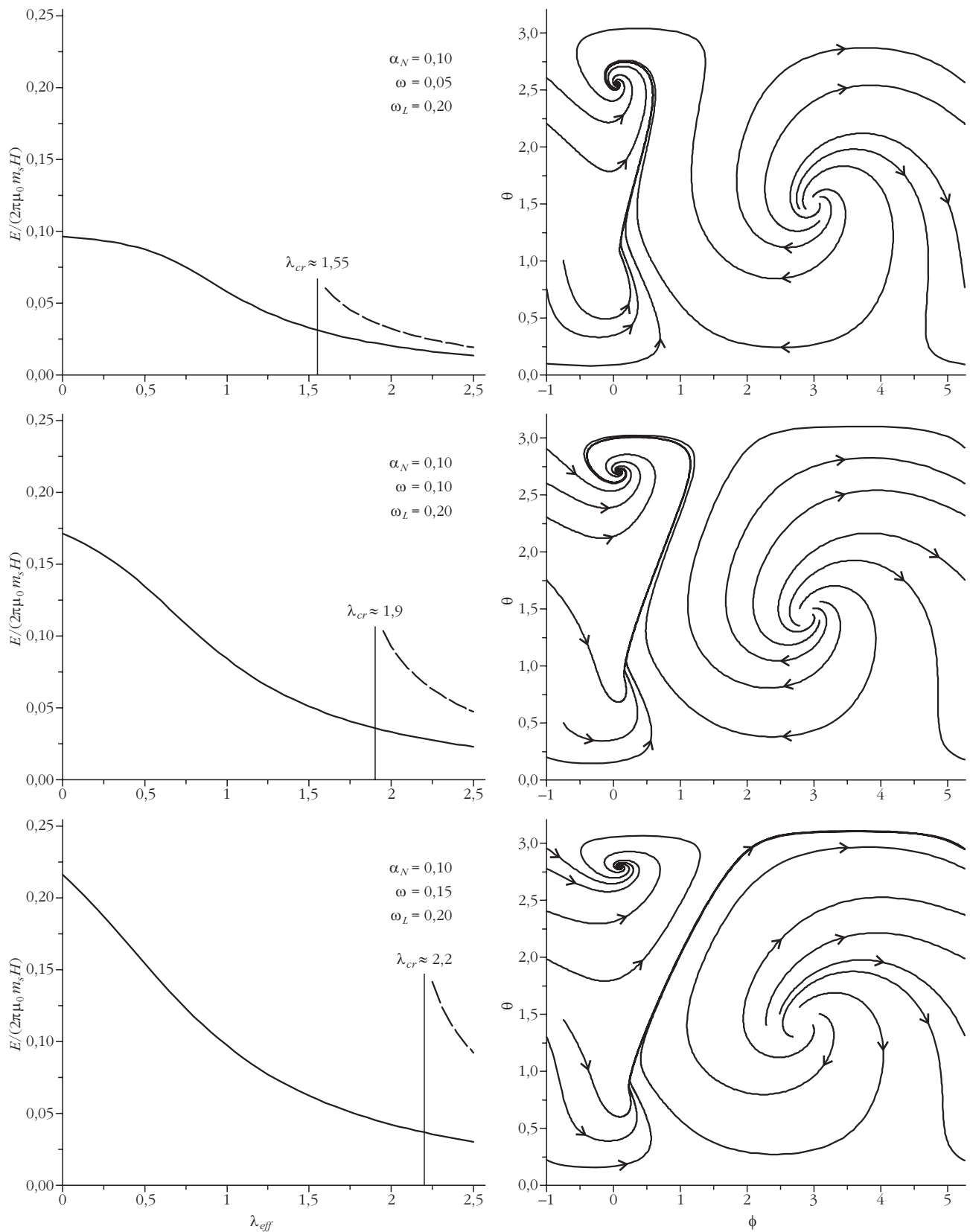
5. ábra. Az anizotróp ($\lambda_{eff} \neq 0$) esetre vonatkozó LLG egyenlet numerikus megoldása az $\alpha_N = 0,1$, $\omega = 0,01$, $\omega_L = 0,2$ és $\lambda_{eff} = 1,5$ paraméterekkel.

Anizotróp esetben minden egyes α_N , ω és ω_L paraméterhármashoz tartozik egy λ_{cr} kritikus anizotrópia-érték, amelynél nagyobb λ_{eff} értékek esetén már nem egy, hanem két vonzó fixpont jelenik meg. Az egyik vonzó fixpont az egyenlítő alatt, míg a másik az egyenlítő felett helyezkedik el, a két vonzó fixpontot pedig a nyeregpontra (különálló fekete pont) választja el egymástól, mint ahogyan ezt az 5. ábra is szemlélteti.

A vonzó fixpontok számának növekedése egyben azt is jelenti, hogy az energiavesztést nem elegendő csupán egy pontra számolni, hanem a második vonzó fixpontra is alkalmazni kell az energiavesztés meghatározására szolgáló képletet. Az így kapott eredményeket a 6. ábra szemlélteti, ahol a vízszintes tengelyen az anizotrópia nagysága, a függőleges tengelyen pedig az egy ciklusra eső energiavesztés

6. ábra. Az energiavesztés ábrázolása az anizotrópia függvényében. A folytonos vonal az egyenlítő feletti, a szaggatott vonal az egyenlítő alatti vonzó fixponthoz tartozó energiavesztést szemlélteti.





7. ábra. Anizotróp egy-részecskére vonatkozó számítási eredményeink összegzése a moderált frekvenciatartományon.

van feltüntetve. A folytonos és a szaggatott vonal a két különböző vonzó fixponthoz tartozó energiavesztéséget szemlélteti, amely a $\lambda_{eff} \rightarrow 0$ határesetben az izotróp egy-részecskére vonatkozó számítási eredmé-

nyeket adja vissza. Jól látható, hogy a függvény monoton csökkenő, vagyis az anizotróp egy-részecskét leíró esetben [6] nem tudunk nagyobb energiavesztéséget elérni, mint korábban az izotróp esetben [4].

A 6. ábráról az is leolvasható, ha $\lambda_{eff} < \lambda_{cr}$, azaz csak egyetlen vonzó fixpont van, akkor az energiaveszteség nem sokkal tér el az izotróp esettől, míg a második vonzó fixpont, vagyis $\lambda_{eff} > \lambda_{cr}$ megjelenése nagy mértékben csökkenti az energiaveszteséget, ami jelen esetben kedvezőtlen jelenség.

Anizotróp eset, közepes frekvencia

Az energiaveszteség kiszámítását – a teljesség kedvéért – a magasabb frekvenciák irányába haladva is elvégeztük [7], itt azonban törekednünk kellett arra, hogy még a hyperthermia tartományán belül maradjunk, hiszen ellenkező esetben az eljárás alkalmatlanná válik tumorterápiás célokra.

Az így kapott eredményeket – az egyre növekvő frekvenciák irányába haladva – a 7. ábra foglalja össze. A bal oldali oszlopban az energiaveszteséget ábráztoltuk az anizotrópia függvényében, a jobb oldali oszlopban pedig az anizotrópia kritikus értékéhez tartozó fázisgörbét tüntettük fel. Látható, hogy nagyobb frekvenciák esetén az anizotrópia kritikus értéke is megnő, de az energiaveszteség továbbra is az izotróp esethez tartozó érték alatt marad.

Összegzés

Eddigi kutatómunkánk alapján úgy tűnik, hogy nem érdemes forgó teret használni. Izotróp esetben a rezgő külső tér esetén adódott nagyobb hőtermelés. Továbbá azt tapasztaltuk, hogy forgó gerjesztő tér esetében az anizotrópia ($\lambda_{eff} > 0$) csökkenti az energiaveszteséget (hőtermelést), függetlenül attól, hogy a frek-

vencia közepes vagy alacsony tartományán vizsgálódunk. Természetesen ezen eredmények további finomítást igényelnek, hiszen közelítéseket használtunk. A környezettel való termikus kölcsönhatás pontosabb leírását kapnánk például, ha a sztochasztikus LLG egyenletet próbálnánk megoldani.

Mielőtt a realiztikusabb (egyben technikailag nehezebben kezelhető) egyenletek felé fordulnánk, érdemes két részletre kitérni és itt a zárszóban megemlíteni. Az egyik a negatív anizotrópia-paraméter, $\lambda_{eff} < 0$ használata (lapos lencse az elnyújtott szivar helyett). Ekkor – eddigi eredményeink alapján – forgó tér esetén, kis anizotrópia-értékeknél az egy ciklus alatt termelt hő növekedésére számíthatunk az izotróp esethez képest. Másrészt, az előzetes számítások alapján úgy látjuk, hogy váltakozó irányú forgó teret alkalmazva növelhető az egy ciklusra eső hőtermelés. E kettő – a negatív anizotrópia-paraméter és a váltakozó irányú forgó tér – kombinálása ígéretesnek tűnik, ami talán elvezet ahhoz, hogy hatékonyabbá tegyük a hőtermelést a forgó külső gerjesztő tér használatával.

Irodalom

1. S. Bucak, B. Yavuztürk, A. D. Sezer: Magnetic Nanoparticles: Synthesis, Surface Modifications and Application in Drug Delivery. in *Recent Advances in Novel Drug Carrier Systems*. ISBN: 978-953-51-0810-8, (2012), <http://dx.doi.org/10.5772/52115>
2. A. L. E. Rast: *Thesis* (Ph.D.) University of Alabama, Birmingham, 2011.
3. G. Vallejo-Fernandez et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 312001; *Europhysics News* 44/6 (2013) 18.
4. P. F. de Châtel, I. Nándori, J. Hakl, S. Mészáros, K. Vad, *J. Phys.: Condens. Matter* 21 (2009) 124202.
5. Yu. L. Raikher, V. I. Stepanov, *Physical Review E* 83 (2012) 021401.
6. I. Nándori, J. Rácz, *Physical Review E* 86 (2012) 061504.
7. J. Rácz, I. Nándori, J. Halász, P. F. de Châtel, *Acta Phy. Deb. XLVII* (2013) 163.