

UNELE ASPECTE ALE SIMETRIEI INVERSĂRII TIMPULUI

DOI: 10.5281/zenodo.3631267

CZU: 530.145+538.9

Membbru corespondent **Ion I. GERU**,
laureat al Premiului AȘM 2018 „Vsevolod Moscalenco”
E-mail: iongeru11@gmail.com
Institutul de Chimie

SOME ASPECTS OF TIME-REVERSAL SYMMETRY

Summary. Some consequences of the conventional time-reversal symmetry (T -symmetry) and its violation are discussed: structural distortions in trihomonuclear clusters with Kramers degeneracy of energy levels; the existence of partial time-reversal symmetry; the violation of the Kramers theorem; the restoration of the conventional T -symmetry, when it is violated, by introducing metaparticles with a specific properties.

Keywords: time-reversal symmetry, Kramers theorem, trihomonuclear clusters, structural distortions, violation of time-reversal symmetry, restoration of time-reversal symmetry, metaparticles.

Rezumat. Se analizează unele consecințe ale simetriei convenționale de inversare a timpului (T -simetriei) și ale violării acesteia: distorsiuni structurale în clusteri trihomonucleari cu degenerare Kramers a nivelurilor energetice; existența simetriei inversării parțiale a timpului; violarea teoremei Kramers; restabilirea T -simetriei convenționale violate prin introducerea unor metaparticule cu proprietăți specifice.

Cuvinte-cheie: simetria inversării timpului, teorema Kramers, clusteri trihomonucleari, distorsiuni structurale, violarea simetriei inversării timpului, restabilirea simetriei inversării timpului, metaparticule.

INTRODUCERE

Transformarea de inversare a timpului ($t \rightarrow t' = -t$) constă în inversarea direcției de mișcare. În urma acestei transformări sistemul fizic urmează aceeași succesiune de stări ca și în cazul curgerii directe a timpului, doar că în sens opus (viitor – prezent – trecut). Procesul care poate evolua în timp în ambele sensuri de curgere a timpului este numit proces reversibil. Conform teoremei H a lui Boltzman [1], în procesele ireversibile entropia S a unui sistem ce caracterizează gradul de haotizare a mișcării nu poate să descrescă, ci doar să crească cu timpul, atingând valoarea maximă în starea de echilibru ($dS = 0$). Un caz simplu de proces ireversibil este mișcarea ordonată a moleculelor unui gaz care într-un vas de volum V ocupă volumul V_1 , separat printr-un perete mobil de spațiul vidat al vasului $V - V_1$, după înlăturarea peretelui. Moleculele gazului se vor mișca ordonat în direcția gradientului de presiune până când în tot volumul V ocupat de gaz se va stabili una și aceeași presiune a acestuia, ceea ce va corespunde stării sale de echilibru termodinamic. În starea respectivă entropia gazului va avea valoarea maximă.

În mecanica clasică, timpul și spațiul reprezintă două forme independente de existență a materiei (timpul absolut și spațiul absolut). În acest caz, ecuațiile de mișcare a particulelor și a sistemelor de particule reprezintă sisteme de ecuații diferențiale care conțin

derivatele totale de ordinul al doilea ale vectorilor de deplasare în raport cu timpul. Astfel, aceste ecuații nu-și schimbă forma (sunt invariante) în raport cu inversarea timpului. Invarianța ecuațiilor de mișcare în raport cu inversarea timpului în mecanica clasică, precum și în electrodinamica clasică, este cunoscută ca *reversibilitatea dinamică a timpului*.

Pe de altă parte, există și *ireversibilitatea statistică a timpului* cauzată, după cum s-a menționat mai sus, de creșterea entropiei S în procesele ireversibile sau, altfel spus, de descreșterea funcției H , deoarece conform teoremei H a lui Boltzmann, $-k dH/dt = dS/dt$, unde k este constanta lui Boltzmann. În demonstrarea teoremei H , Boltzmann a folosit invarianța ecuațiilor de mișcare ale mecanicii clasice în raport cu inversarea timpului. Acest fapt a provocat critici din partea colegului și prietenului său Loschmidt, care considera inadmisibilă utilizarea reversibilității dinamice a timpului pentru a demonstra ireversibilitatea statistică a acestuia [2]. Lucrarea în cauză, cunoscută în fizică ca „paradoxul lui Loschmidt”, a provocat, la rândul său, apariția pe parcursul anilor a mai multor publicații privind acest subiect [3-5].

Din punctul nostru de vedere [6], în cazul dat nu există niciun paradox, fiindcă pentru a afirma că există o operație de simetrie (inclusiv o operație de inversare a timpului), nu este necesar de a realiza această operație de simetrie în timp real. Este suficient ca ea să

poată exista în principiu. De exemplu, dacă spoturile de difracție a razelor X ale unui monocristal permit a se trage concluzia că grupul de simetrie spațială al monocristalului conține operația de inversie spațială, această concluzie este definitivă, fără a fi necesară efectuarea *de facto* a unei transformări de inversie spațială a atomilor cristalului.

Cât privește mecanica relativistă, în cazul mișcării unor particule elementare sau a unor corpuri cu viteză v apropiată de viteza luminii c în vid ($v \lesssim c$), timpul nu poate fi separat de spațiul tridimensional. Există un spațiu unic cvadridimensional (spațiul Minkowsky) în care un punct reprezintă un așa-numit „eveniment”, iar o linie de o anumită formă (numită „linie mondială”) reprezintă un proces.

În prezenta lucrare sunt analizate unele aspecte ale simetriei inversării timpului în mecanica cuantică. Operatorul antiunitar de inversare a timpului a fost introdus pentru prima dată în mecanica cuantică de către E. Wigner în 1932 [7]. În același an au fost puse în evidență proprietățile principale ale acestui operator fiind determinate consecințele simetriei inversării timpului în cazul sistemelor, cu spin și fără spin, privind degenerarea suplimentară a nivelurilor energetice determinată de existența acestei simetrii (criteriile a , b și c ale lui Wigner [7; 8]). Recent, în monografia [6] a fost demonstrată existența a șase operatori de inversare parțială a timpului. În baza teoriei grupurilor s-a demonstrat că operatorul lui Wigner de inversare a timpului poate fi reprezentat sub forma unui produs a doi sau trei operatori de inversare parțială a timpului. În acest sens, operatorul lui Wigner este un operator de inversare totală a timpului. De asemenea, a fost demonstrat că simetria inversării totale a timpului este violată în prezența fiecăruia dintre operatorii de inversare parțială a timpului și că simetria inversării totale a timpului poate fi restabilită prin introducerea a șase tipuri de metaparticule.

În lucrare sunt analizate și alte aspecte ale simetriei inversării timpului, inclusiv apariția unor distorsiuni structurale în clusterii magnetici trihomonucleari cu degenerare Kramers a nivelurilor energetice, cauzate de simetria inversării totale a timpului. Un aspect deosebit al simetriei inversării timpului reprezintă noua metodă de inversare virtuală a timpului aplicată în rezonanța electronică de spin (RES).

DISTORSIUNI STRUCTURALE CAUZATE DE SIMETRIA INVERSĂRII TIMPULUI

În cazul unui sistem format din trei ioni paramagnetici cu spin semiîntreg, nivelurile energetice ale acestui sistem sunt degenerate suplimentar din cauza

simetriei inversării timpului. Spre deosebire de situația când spinul fiecăruia dintre ioni este un număr întreg, în acest caz ionii paramagnetici echivalenți (având aceeași structură electronică și aceeași valoare a spinului) nu pot ocupa vârfurile unui triunghi echilateral. Ei vor ocupa vârfurile unui triunghi isoscel sau ale unui triunghi cu lungimi diferite ale laturilor. În acest caz, în clusterul simetric trihomonuclear apar în mod spontan distorsiuni structurale și, ca urmare, cei trei ioni metalici ai clusterului trihomonuclear se vor poziționa în vârfurile unui triunghi non-echilateral.

Această interdicție impusă ionilor magnetici de a ocupa vârfurile unui triunghi echilateral în cazul sistemelor cu degenerare Kramers a nivelurilor energetice este cauzată de faptul că operatorul inversării timpului T are interdicția de a fi un element al grupului de simetrie magnetică G' . Acest operator poate intra în componența grupului G' numai sub forma produsului Tg , unde g este un element al grupului punctiform clasic de simetrie G , pe baza căruia a fost obținut grupul punctiform extins de simetrie magnetică în patru culori [6]. Deoarece produsul dintre elementul TC_3 al grupului de simetrie magnetică $3'$ (notație introdusă de Belov et al. [9] și elementul $(TC_3)^2$ aparține aceluiași grup de simetrie magnetică $3'$, rezultă că elementul $TC_3 \cdot (TC_3)^2 = T^3 \cdot C_3^3 = T^2 T = -T$ de asemenea aparține grupului $3'$, în contradicție cu definiția grupului de simetrie magnetică. Din aceste considerente, în clusterii magnetici trihomonucleari cu degenerare Kramers a nivelurilor de energie, ionii magnetici nu pot ocupa vârfurile unui triunghi echilateral. Ca urmare, triunghiul echilateral se va deforma odată cu apariția unor distorsiuni structurale. Dat fiind faptul că grupul punctiform de simetrie magnetică $3'$ a fost obținut prin extinderea grupului clasic punctiform de simetrie 3 (folosind aceleași notații introduse de Belov et. al. [9] cu ajutorul operatorului de inversare a timpului T , rezultă că distorsiunile structurale date apar ca o consecință a simetriei inversării timpului.

Aceste concluzii teoretice sunt confirmate prin datele experimentale referitoare la mai mulți compuși coordinativi care conțin clusteri magnetici trihomonucleari cu degenerare Kramers a nivelurilor energetice, inclusiv clusterii magnetici trihomonucleari cu degenerare Kramers a nivelurilor energetice ai Cr(III) și Fe(III) [10-12], Cu(II) [13; 14], V(IV) și Co(II) [15; 16].

VIOLAREA T-SIMETRIEI ȘI A TEOREMEI KRAMERS

În cazul cel mai simplu al unei particule cu spinul $S = 1/2$ sau al unui sistem, al cărui stare fundamentală se caracterizează prin spinul total $S_T = 1/2$, operatorul

inversării timpului are forma [8]:

$$T = i\sigma_y K, \quad (1)$$

unde cu i , σ_y și K s-au notat, respectiv, unitatea imaginară, matricea imaginară a lui Pauli și operatorul de conjugare complexă. Ținând cont de (1), obținem:

$$T^2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} K \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} K^{-1} = -e^{(1/2)}, \quad (2)$$

unde $e^{(1/2)}$ este matricea-unitate 2x2, definită în baza spinorică $\{|1/2, +1/2\rangle, |1/2, -1/2\rangle\}$.

În (2) s-a luat în considerare faptul că $K^2 = 1$ și deci $K = K^{-1}$.

În cazul unei particule cu spinul $S = 1$, operatorul inversării timpului are forma

$$T = UK, \quad (3)$$

unde U este matricea unitară

$$U = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

definită în baza spinorică $\{|1, 1\rangle, |1, 0\rangle, |1, -1\rangle\}$. Aceste funcții de bază sunt funcțiile proprii ale operatorului S_z în cazul spinului $S = 1$. În acest caz, forma explicită a operatorului T^2 este

$$T^2 = UK \cdot UK = UU \cdot KK = U^2 = +e^{(1)} \quad (5)$$

unde $e^{(1)}$ este un operator-unitate definit în baza spinorică $\{|1, 1\rangle, |1, 0\rangle, |1, -1\rangle\}$.

Astfel,

$$T^2 = \begin{cases} -e^{(1/2)}, S = 1/2 \\ +e^{(1)}, S = 1. \end{cases} \quad (6)$$

Relațiile (6) stabilesc că $T^2 = -e^{(1/2)}$ în cazul sistemelor cu spinul $S = 1/2$ și degenerare Kramers a nivelurilor energetice, în timp ce în absența degenerării Kramers (în cazul când spinul $S = 1$) $T^2 = +e^{(1)}$.

Calculul arată că aceste relații pot fi generalizate pentru cazul sistemelor cu spin mare:

$$T^2 = \begin{cases} -e^{(S)}, S - \text{număr semiîntreg arbitrar} \\ +e^{(S')}, S' - \text{număr întreg arbitrar} \end{cases}, \quad (7)$$

unde $e^{(S)}$ este un operator-unitate, definit în baza spinorică $\{|S, S\rangle, |S, S - 1\rangle, |S, -2\rangle, \dots, |S, 2 - S\rangle, |S, 1 - S\rangle, |S, -S\rangle\}$. În mod analogic este definit și operatorul-unitate $e^{(S')}$.

Deci, relațiile (7) pot fi considerate a fi criterii care determină dacă teorema Kramers este valabilă ($T^2 = -e^{(S)}$) sau această teoremă este violată ($T^2 = +e^{(S')}$).

Anterior s-a menționat că pe lângă operatorul de inversare a timpului (1), introdus în 1932 de E. Wigner [7], există încă șase operatori de inversare a timpului [6]. Sub acțiunea fiecăruia dintre acești operatori asupra operatorilor S_x , S_y și S_z , nu toți operatorii proiecțiilor spinului își schimbă semnul ca în

cazul operatorului (1), ci numai unul sau doi dintre ei. Sub acest aspect, operatorul lui Wigner, T , este unul de inversare totală a timpului, pe când cei șase operatori suplimentari sunt de inversare parțială a timpului. Fără a intra în detalii, vom prezenta în continuare forma acestor șase noi operatori de inversare parțială a timpului, în cazul unei particule cu spinul $S = 1/2$ [6]:

$$T_{1(x)} = \sigma_z K, T_{1(y)} = e^{(1/2)} K, T_{1(z)} = \sigma_x K \quad (8)$$

$$T_{2(xy)} = \sigma_x, T_{2(zx)} = i\sigma_y, T_{2(xy)} = \sigma_z \quad (9)$$

unde σ_x , σ_y și σ_z sunt matricile lui Pauli; operatorul K este definit în (1), iar $e^{(1/2)}$ în (2). Indicii inferiori 1 și 2 ai operatorilor de inversare parțială a timpului arată câți dintre cei trei operatori, S_x , S_y și S_z își schimbă semnul sub acțiunea fiecăruia dintre operatorii de inversare parțială a timpului; (x), (y), (z), (yz), (zx) și (xy) arată care dintre operatori (S_x , S_y , S_z și S_x , S_z și S_x sau S_x și S_y) își schimbă semnul sub acțiunea operatorului corespunzător de inversare parțială a timpului. Poate fi discutată, de asemenea, și forma operatorilor (8) și (9) în cazul sistemelor cu spin înalt semiîntreg sau întreg, însă aici ne vom limita doar la cazul $S = 1/2$.

În baza formulelor (8) și (9) se poate ușor arăta ce se va întâmpla cu teorema Kramers, dacă T -simetria se va reduce până la una dintre simetriile de inversare parțială a timpului de tip $T_{1(x)}$, $T_{1(y)}$, $T_{1(z)}$, $T_{2(yz)}$, $T_{2(xy)}$ sau $T_{2(zx)}$:

$$\begin{aligned} T_{1(x)}^2 &= \sigma_z^2 = e^{(1/2)}, T_{1(y)}^2 = (e^{(1/2)})^2 = \\ &= e^{(1/2)}, T_{1(z)}^2 = \sigma_x^2 = e^{(1/2)}, \\ T_{2(yz)}^2 &= \sigma_x^2 = e^{(1/2)}, T_{2(xy)}^2 = \\ &= \sigma_z^2 = e^{(1/2)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Astfel, în cazul reducerii T -simetriei până la una dintre simetriile de inversare parțială a timpului de tip $T_{1(x)}$, $T_{1(y)}$, $T_{1(z)}$, $T_{2(yz)}$ sau $T_{2(xy)}$, simultan are loc și violarea teoremei Kramers. Numai într-un singur caz nu se produce violarea teoremei Kramers – atunci când T -simetria se reduce la simetria de inversare parțială a timpului de tip $T_{2(zx)}$:

$$T_{2(zx)}^2 = (i\sigma_y)^2 = -\sigma_y^2 = -e^{(1/2)}. \quad (11)$$

Aceasta se întâmplă din cauza că reducerea T -simetriei până la simetria $T_{2(zx)}$ este insuficientă pentru a ridica degenerarea suplimentară a nivelurilor energetice cauzată de simetria inversării totale a timpului.

FACTORIZAREA OPERATORULUI WIGNER DE INVERSARE A TIMPULUI

Operatorul de inversare totală a timpului, T , din (1) a fost deja prezentat sub forma de produs al factorilor i , σ_y și K . Însă această factorizare nu are sens fizic. După construirea grupurilor discrete non-Abeliene de simetrie generalizată în patru culori de ordinul 8 și de ordinul 16 (pentru sisteme cu degenerare Kramers a nivelurilor de energie) și a grupurilor discrete Abeliene de simetrie generalizată în două culori de ordinul 8 și 16 (pentru sisteme fără degenerare Kramers a nivelurilor de energie) s-a stabilit că operatorul T de inversare totală a timpului poate fi prezentat sub forma unui produs a doi sau trei operatori de inversare parțială a timpului [6].

Înainte de a discuta tipurile de factorizare a operatorului T , vom da un exemplu simplu, dar important, de obținere a doi operatori de inversare parțială a timpului pe baza relațiilor de anticomutare a matricelor Pauli și de prezentare a operatorului T sub forma unui produs al acestora. În acest scop, în formula (1) vom substitui $i\sigma_y$ cu $\sigma_z \cdot \sigma_x$:

$$T = \sigma_z \sigma_x K. \tag{12}$$

Introducem notațiile:

$$T_{2(xy)} = \sigma_z, \tag{13}$$

$$T_{1(z)} = \sigma_x K. \tag{14}$$

Astfel, operatorul T se va scrie sub formă de produs:

$$T = T_{2(xy)} T_{1(z)}, \tag{15}$$

unde $T_{2(xy)}$ și $T_{1(z)}$ sunt operatori de inversare parțială a timpului. Într-adevăr,

$$\begin{aligned} T_{2(xy)} S_x T_{2(xy)}^{-1} &= -S_x, \quad T_{2(xy)} S_y T_{2(xy)}^{-1} = \\ &= -S_y, \quad T_{2(xy)} S_z T_{2(xy)}^{-1} = S_z \end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned} T_{1(z)} S_y T_{1(z)}^{-1} &= S_y, \quad T_{1(z)} S_y T_{1(z)}^{-1} = \\ &= S_y, \quad T_{1(z)} S_z T_{1(z)}^{-1} = -S_z \end{aligned} \tag{17}$$

Importanța acestui exemplu constă în faptul că formulele (12)-(17) au fost obținute doar prin utilizarea relațiilor de anticomutare a matricelor Pauli σ_z și σ_x :

$$\sigma_z \sigma_x = -\sigma_x \sigma_z \tag{18}$$

fără a se efectua calcule bazate pe teoria grupurilor.

Dacă fizicienii ar fi atras atenția asupra acestui exemplu extrem de simplu, dar relevant, atunci probabil nu ar fi fost nevoie de aproape 100 de ani după descoperirea operatorului de inversare a timpului de către E. Wigner în 1932 pentru a ajunge la concluzia

că, pe lângă operatorul T , mai există încă șase operatori de inversare parțială a timpului.

Aplicând operatorii (1), (8), (9), (12) și (15), se poate demonstra cu ușurință că există următoarele posibilități de factorizare a operatorului T de inversare totală a timpului:

$$T = T_{1(x)} \cdot T_{2(yz)} = T_{2(zx)} \cdot T_{1(y)} = T_{2(xy)} \cdot T_{1(z)} = T_{1(x)} \cdot T_{1(y)} \cdot T_{1(z)}. \tag{19}$$

VIOLAREA ȘI RESTABILIREA SIMETRIEI CONVENȚIONALE DE INVERSARE A TIMPULUI: ASPECTE COSMOLOGICE

În majoritatea covârșitoare a problemelor studiate în fizică, hamiltonianul H al unui sistem este invariant în raport cu operatorul inversării totale a timpului:

$$THT^{-1} = H, \tag{20}$$

chiar dacă ecuația lui Schroedinger dependentă de timp

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\xi, t)}{\partial t} = H\Psi(\xi, t) \tag{21}$$

conține derivata de ordinul întâi în raport cu timpul a funcției de undă $\Psi(\xi, t)$ dependentă de n coordonate generalizate $\xi = \{\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n\}$ în calitate de variabile dinamice și de timp care nu este o variabilă dinamică, ci se consideră un parametru.

Dacă hamiltonianul H este invariant în raport cu operatorul T , el nu poate fi concomitent invariant și în raport cu unul dintre cei șase operatori de inversare parțială a timpului. Însă în unele cazuri hamiltonianul poate și să nu fie invariant în raport cu operatorul T , ca urmare a acțiunii asupra sistemului a unei perturbații specifice ce reduce T -simetria până la una dintre simetriile de inversare parțială a timpului. În acest caz, hamiltonianul modificat (care conține și operatorul perturbației) va comuta cu operatorul respectiv de inversare parțială a timpului. Astfel, există șase posibilități de reducere a T -simetriei până la simetriile de inversare parțială a timpului de tip $T_{1(\alpha)}$ ($\alpha = x, y, z$) și $T_{2(\alpha)}$ ($\alpha = yz, zx, xy$). În toate cele șase cazuri menționate T -simetria se reduce până la simetriile $T_{2(\alpha)}$ și $T_{1(\alpha)}$, însă nu dispăre complet. Este de menționat, de asemenea, că în literatura de specialitate nu se discută problema reducerii graduale a simetriei inversării totale a timpului și orice reducere a T -simetriei este considerată o violare a acesteia (adică o dispariție totală a T -simetriei). Însă din punctul nostru de vedere, există un fenomen de reducere a T -simetriei (analogic cu reducerea simetriei spațiale) care se realizează după schema: T -simetrie $\rightarrow T_{2(\alpha)}$ -simetrie $\rightarrow T_{1(\alpha)}$ -simetrie.

T -simetria redusă poate fi restabilită prin introducerea a șase tipuri de metaparticule [6]. De exem-

plu, dacă T -simetria, pentru o particulă cu spinul $S = 1/2$, se reduce sub acțiunea unei perturbații până la simetria $T_{2(yz)}$ (care este percepută ca o violare a T -simetriei), atunci pentru restabilirea T -simetriei este necesar a se introduce un operator, sub a cărui acțiune operatorul S_x își va schimba semnul. Un asemenea operator este $T_{1(x)}$. Dacă, în continuare, vom reprezenta operatorul T sub forma $T = T_{1(x)} T_{2(yz)}$, atunci T -simetria redusă (sau violată, conform terminologiei actuale) va fi restabilită, deoarece toți operatorii S_x , S_y și S_z își vor schimba semnul sub acțiunea operatorului $T = T_{1(x)} T_{2(yz)}$:

$$\begin{aligned} & T_{1(x)} T_{2(yz)} S_x T_{2(yz)}^{-1} T_{1(x)}^{-1} = \\ & = -S_x T_{1(x)} T_{2(yz)} S_y T_{2(yz)}^{-1} T_{1(x)}^{-1} = -S_y, \\ & T_{1(x)} T_{2(yz)} S_z T_{2(yz)}^{-1} T_{1(x)}^{-1} = -S_z \end{aligned} \quad (22)$$

Deși prin înmulțirea operatorului $T_{1(x)}$ cu $T_{2(yz)}$ se obține operatorul T (formal, se restabilește T -simetria care a fost redusă până la simetria $T_{2(yz)}$), această procedură nu poate fi considerată a fi o metodă de restabilire reală a T -simetriei. În loc de transformarea respectivă, vom postula existența unor metaparticule, ale căror moment unghiular propriu Σ diferă de spinul $S = 1/2$ doar prin faptul că operatorul proiecției acestui moment unghiular pe axa x , Σ_x , are sens opus în raport cu operatorul S_x al particulei, careia îi corespunde metaparticula dată ($\Sigma_x = -S_x$, $\Sigma_y = S_y$, $\Sigma_z = S_z$). În acest caz,

$$\begin{aligned} & T_{2(yz)} \Sigma_x T_{2(yz)}^{-1} = -T_{2(yz)} S_x T_{2(yz)}^{-1} = -S_x \\ & T_{2(yz)} \Sigma_y T_{2(yz)}^{-1} = T_{2(yz)} S_y T_{2(yz)}^{-1} = S_y \\ & T_{2(yz)} \Sigma_z T_{2(yz)}^{-1} = T_{2(yz)} S_z T_{2(yz)}^{-1} = S_z \end{aligned} \quad (23)$$

ceea ce înseamnă că în exemplul respectiv T -simetria violată poate fi restabilită prin introducerea unor metaparticule cu metaspinul $\Sigma = 1/2$, operatorii proiecțiilor cărora sunt $\Sigma_x = -S_x$, $\Sigma_y = S_y$, $\Sigma_z = S_z$. Existența operatorului de inversare parțială a timpului, $T_{2(yz)}$ se datorează structurii grupului non-Abelian de simetrie de ordinul 16, format din operatorii de inversare totală și parțială a timpului.

Având în vedere rezultatele obținute în baza teoriei grupurilor de simetrie, faptul că fiecărei particule din Univers îi corespund șase tipuri de metaparticule înseamnă că, pe lângă Univers și Antiunivers, există șase metauniversuri [6].

O METODĂ GENERALĂ DE INVERSARE VIRTUALĂ A TIMPULUI CU APLICAȚII ÎN REZONANȚA ELECTRONICĂ DE SPIN

Având în vedere importanța deosebită a simetriei inversării timpului, pe lângă alte simetrii discrete, un interes aparte prezintă elaborarea unor metode de testare a acestei simetriei. Elaborarea unor metode de testare a simetriei inversării timpului este o sarcină de actualitate, pornind de la faptul că din anii șaizeci ai secolului trecut și până în prezent au fost descoperite mai multe cazuri de violare a simetriei inversării totale a timpului în diferite sisteme fizice (mezoni [17-20], nuclee atomice [21-23], atomi și molecule [24-26], supraconductori [27-29]).

În monografia [6] a fost propusă o metodă de inversare virtuală a timpului cu aplicare în rezonanța electronică de spin (RES), în cazul liniilor RES simetrice. În [34], această metodă a fost generalizată pentru cazul liniilor RES asimetrice. În cazul general al liniilor spectrale asimetrice, esența metodei de inversare virtuală a timpului (IVT) constă în înregistrarea liniilor RES prin două mijloace: în condițiile când $dt > 0$ (curgerea naturală a timpului) și $dt < 0$ (inversarea virtuală a timpului) și compararea rezultatelor experimentale, obținute în ambele cazuri.

Experiențele au fost realizate folosind spectrometrul RES SE/X-2544 la temperatura camerei cu înregistrarea computerizată a spectrelor RES. Au fost studiate spectrele RES ale unor nanotuburi de carbon (NTC). În figura 1 sunt prezentate liniile RES ale NTC, înregistrate prin metoda tradițională în condiții de creștere (a) și descreștere (b) a câmpului magnetic H .

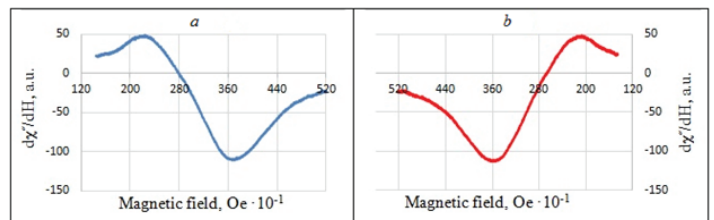


Figura 1. Liniile RES ale NTC, înregistrate pentru $dH/dt > 0$, $dH > 0$, $dt > 0$ (a) și $dH/dt < 0$, $dH < 0$, $dt > 0$ (b).

Dacă planul care conține spectrul RES, înregistrat în cazul când câmpul magnetic descrește (figura 1b), este rotit cu 180° în jurul unei axe situate în acest plan și care trece prin punctul ce corespunde câmpului magnetic de rezonanță, perpendicular pe axa câmpurilor magnetice, atunci se obține linia RES reprezentată în figura 2.

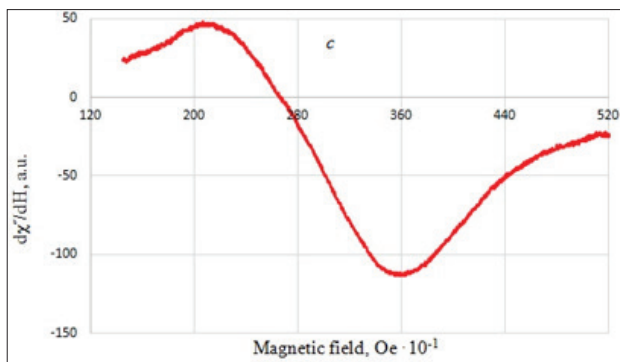


Figura 2. Linia RES (c) a NTC, înregistrată prin metoda IVT ($dH/dt < 0$, $dH > 0$, $dt < 0$, a se vedea textul precedent).

În figura 3 sunt comparate spectrele RES (a) și (c).

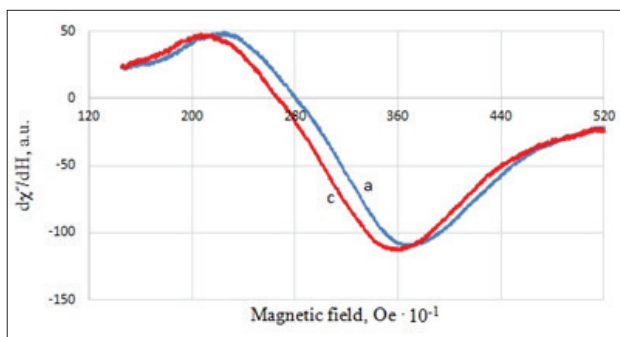


Figura 3. Liniile RES (a) și (c) ale NTC, înregistrate prin metoda tradițională (a) – ($dH/dt > 0$, $dH > 0$, $dt > 0$) și prin metoda IVT (c) – ($dH/dt < 0$, $dH > 0$, $dt < 0$). Linia RES (a) este deplasată cu 1200 Oe spre valori mari ale câmpului magnetic.

După cum demonstrează figura 3, câmpurile magnetice de rezonanță ale liniilor (a) și (c) nu coincid. Acest fapt se datorează scanării neuniforme a câmpului magnetic în cazurile când $dH/dt > 0$, ($dH > 0$, $dt > 0$) și $dH/dt < 0$, ($dH < 0$, $dt > 0$). Dacă spectrele (a) și (c) sunt deplasate unul față de altul de-a lungul axei H, până la coincidența câmpurilor magnetice respective de rezonanță, atunci formele liniilor (a) și (c) vor coincide (figura 4).

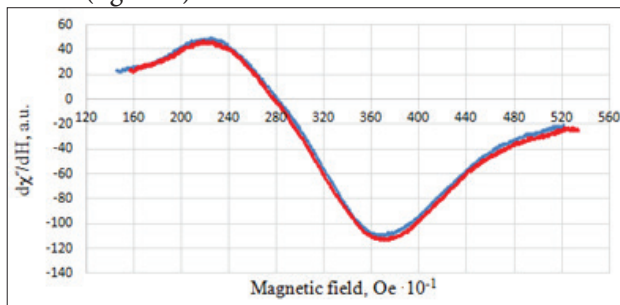


Figura 4. Coincidența formelor liniilor RES ale NTC, înregistrate prin metoda tradițională și prin metoda IVT.

Coincidența formelor liniilor (a) și (c) demonstrează existența simetriei inversării timpului. Dacă formele liniilor (a) și (c) nu ar coincide, aceasta ar demonstra violarea simetriei inversării timpului.

Metoda inversării virtuale a timpului poate fi aplicată la testarea simetriei inversării timpului nu numai în cazul spectroscopiei RES, ci și în cazul altor spectre în orice domeniu spectral, dacă aparatura spectrală permite înregistrarea spectrelor prin două metode, descrise în prezenta lucrare.

CONCLUZII

1. În baza teoriei grupurilor, s-a demonstrat existența a șase operatori de inversare parțială a timpului. Spre deosebire de operatorul tradițional de inversare a timpului, sub acțiunea acestor operatori nu toți cei trei operatori ai proiecțiilor spinului, S_x , S_y și S_z , își schimbă semnul.

2. În clusterii magnetici trihomonucleari cu degenerare Kramers a nivelurilor energetice există distorsiuni structurale, cauzate de simetria inversării timpului.

3. Există șase tipuri de reducere a simetriei inversării totale a timpului. Acestor șase tipuri de simetrie redusă le corespund șase operatori de inversare parțială a timpului.

4. Reducerea simetriei inversării totale a timpului cauzează violarea simultană a teoremei Kramers. Deși reducerea T -simetriei are loc în șase cazuri diferite, s-a demonstrat că teorema Kramers este violată doar în cinci dintre aceste cazuri. Reducerea T -simetriei până la simetria inversării parțiale a timpului de tip $T_{2(zx)}$ nu provoacă violarea teoremei Kramers, deoarece această reducere este insuficientă pentru a ridica degenerarea nivelurilor energetice, cauzată de simetria $T_{2(zx)}$.

5. Simetria inversării totale a timpului, redusă prin șase mijloace diferite, poate fi restabilită prin introducerea a șase tipuri de metaparticule.

6. Fiecărei particule din Univers îi corespund șase tipuri diferite de metaparticule. Ca urmare, pe lângă Univers și Antiunivers, trebuie să mai existe șase metauniversuri, așa cum rezultă din rezultatele obținute pe baza teoriei grupurilor.

7. Metoda inversării virtuale a timpului, propusă în [6], cu aplicații în spectroscopia RES pentru testarea T -simetriei în cazul liniilor spectrale simetrice și generalizată în [34] pentru linii spectrale asimetrice, poate fi aplicată în cazul diferitelor spectre în orice domeniu spectral.

BIBLIOGRAFIE

1. Boltzmann L. Weitere Studien über das Wärmegleichgewicht unter Gas molekulen, Sitzungsber. Kais. Akad. Wiss. Wien Math. Naturwiss. Classe, **66**, 1872, p. 275-370.
2. Loschmidt J. Über das Wärmegleichgewicht eines Systems von Körpern mit Rücksicht auf die Schwere, Wien. Ber., 1876, **73**, p. 139.
3. Gibbs J. M. Elementary Principles in Statistical Mechanics. New York: Charles Scribner's sons, 1902.
4. Kumicak J., de Hemptinne X. The dynamics of thermodynamics. In: *Physica D* **112**, 1988, p. 258-274.
5. Brush S.G. (ed.) Kinetic Theory, vol. 2. Irreversible Processes. Oxford: Pergamon Press, 1966, p. 88-175
6. Geru Ion I. Time-Reversal Symmetry - Seven Time-Reversal Operators for Spin Containing Systems, Springer Tracts in Modern physics, vol. 281, Springer Nature, Switzerland AG, 2018, 362 p. [on-line] <https://www.springer.com/gp/book/9783030012090> (vizitat la 15.X.2019).
7. Wigner E. P. Über die Operation der Zeitumkehr in der Quanten mechanik, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen. Math. Physik **31**, K1, 1932, p. 546.
8. E. Wigner. Group Theory and Its Applications in Quantum Mechanics of Atomic Spectra, New York, 1959.
9. Belov N. V., Neronova N. N., Smirnova T.S. The 1651 Shubnikov groups (in Russian). In: *Trudy Inst. Kristall. Akad. Nauk SSSR* **11**, 1955, p. 33-67.
10. Welo L. A. Magnetic Studies on Salts, with Particular Reference to Those with Complex Ions. In: *Phylos. Mag.* **6**(36), 1929, p. 481-509.
11. Kambe K. On the paramagnetic susceptibilities of some polynuclear complex salts. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* **5**(1), 1950, p. 48.
12. Anson C. E., Bourke J. P., Cannon R. D., Jayasooriya U. A., Molinier M., and Powell A. K. Crystal Structures of the Isomorphous Prototypic Oxo-Centered Trinuclear Complexes $[\text{Cr}_3\text{O}(\text{OOCCH}_3)_6(\text{H}_2\text{O})_3]\text{Cl}\cdot 6\text{H}_2\text{O}$ and $[\text{Fe}_3\text{O}(\text{OOCCH}_3)_6(\text{H}_2\text{O})_3]\text{Cl}\cdot 6\text{H}_2\text{O}$. In: *Inorganic Chemistry* **36**(6), 1997, p. 1265-1267; DOI: 10.1021/ic960960f.
13. Kortz U., Al-Kassem N.K., Savelieff M.G., Al Kadi N.A., Sadakane M. Synthesis and characterization of Copper-, Zinc-, Manganese-, and Cobalt-substituted dimeric heteropolyanions $[(\alpha\text{-XW}_9\text{O}_{33})_2\text{M}_3(\text{H}_2\text{O})_3]^{n-}$ ($n = 12$, X = AsIII, SbIII, M = Cu²⁺, Zn²⁺; $n = 10$, X = SeIV, TeIV, M = Cu²⁺) and $[(\alpha\text{-AsW}_9\text{O}_{33})_2\text{WO}(\text{H}_2\text{O})\text{M}_2(\text{H}_2\text{O})_2]^{10-}$ (M = Zn²⁺, Mn²⁺, Co²⁺). In: *Inorg. Chem.* **40**(18), 2001, p. 4742-4749.
14. Clerac R., Cotton F.A., Dunbar K.R., Hillard E.A., Petrukhina M.A., Smucker B.W. Crystal structure and magnetic behavior of the $\text{Cu}_3(\text{O}_2\text{C}_6\text{H}_5)_6\cdot 1.2\text{C}_6\text{H}_{12}$. An unexpected structure and an example of spin frustration. In: *C. R. Acad. Sci. Paris, Chimie/Chem.* **4**, 2001, p. 315-319.
15. Bassil B.S., Nellutla S., Kortz U., Stowe A.C. The satellite-shaped polyoxotungstate, $[\text{Co}_6(\text{H}_2\text{O})_{30}\{\text{Co}_9\text{Cl}_2(\text{OH})_3(\text{H}_2\text{O})_9(\beta\text{-SiW}_8\text{O}_{31})_3\}]^{5-}$. In: *Inorg. Chem.* **48**(8), 2005, 2659.
16. Luban M., Borsa F., Bog'ko S. et al. In: *Phys. Rev. B* **66**(5), 2002, 054407.
17. Cristenson J.H., Cronin J.M., Fitch V.L., Turlay R. Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. In: *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964), p.138.
18. Aubert B. et al., [The Babar Collaboration], Observation of CP violation in the B^0 meson system. In: *Phys. Rev. Lett.* **87**, 2001, 091801.
19. Aubert B. et al., [The Babar Collaboration], Measurements of branching fractions and CP-violating asymmetries in $\text{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^+$, $\text{K}^+\pi^-$, $\text{K}+\text{K}^-$ decays. In: *Phys. Rev. Lett.* **89**, 2002, 281802.
20. Aubert B. et al., [The Babar Collaboration], Measurements of branching fractions and time-dependent CP-violating asymmetries in $\text{B} \rightarrow \eta' \text{K}$ decays. In: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005), 191802.
21. Kobayashi M., Maskawa M. CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction. In: *Prog. Theor. Phys.* **49**, 1973, p. 652-657.
22. Weinberg S. Gauge theory of CP nonconservation. In: *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1976, 657.
23. Huber R., Lang J., Navert S., Sromicki J., Bodek K. et al., Search for time reversal violation in the beta decay of polarized Li-8 nuclei, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 2003, 202301; DOI:10.1103/PhysRevLett.90.202301.
24. Khriplovich I. B. Lamoreaux S. K. CP Violation without Strangeness. The Electric Dipole Moments of Particles, Atoms, and Molecules, Springer-Verlag, Berlin, 1997.
25. Barr S. M. A review of CP violation in atoms. In: *Int. J. Mod. Phys., A* **8**, 1993, p. 209-236.
26. Titov A. V., Mosyagin N. S., Petrov A. N., Isaev T. A., de Mille D. Study of P,T-parity violation effects in polar heavy-atom molecules. In: *Prog. Theor. Chem. Phys.* **15**, Chapter II, 2006, p. 1-33.
27. Roberts B.M., Dzuba V.A., Flambaum V. V. Parity and time-reversal violation in atomic systems. In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **65**, 2015, p. 63-86.
28. Bailey D.B., Sigrist M., Laughlin R. B. Fractional vortices on grain boundaries: The case for broken time-reversal symmetry in high-temperature superconductors. In: *Phys. Rev. B* **55**, 1997, 1523.
29. Kuboki K., Sigrist M. Proximity-induced time-reversal symmetry breaking at Josephson junctions between unconventional superconductors. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 1996, p. 361-364.
30. Covinton M., Aprili M., Paraoanu E., L. H. Greene F. Xu, Zhu J., and Mirkin C. A. Observation of surface-induced broken time-reversal symmetry in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ tunnel junctions. In: *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1997 p. 277-280.
31. Geru I. I. The Time-Reversal Symmetry and a Virtual Time-Reversal Method with Applications in EPR Spectroscopy, International Conference "Magnetic Resonance: Current States and Future Perspectives (EPR-75)" dedicated to 75th Anniversary of EPR Discovery, Kazan, 23-27 September 2019. Book of Abstracts, p. 25.