

*Ֆիզիկա*

УДК 538.945; 621.373; 536

Բ. Կ. ԿՈՒՐԴԻՆՅԱՆ, Ս. Գ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Վ. Ռ. ՕՀԱՆՅԱՆ

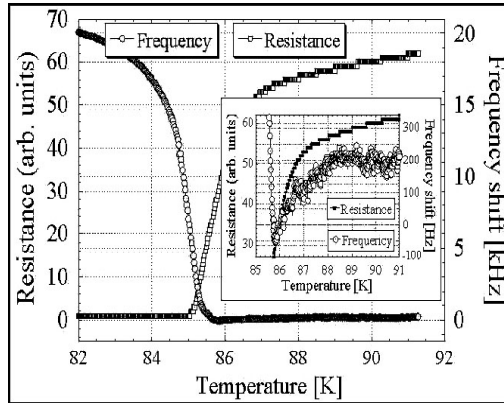
ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԹՈՒՅԼ  
ԱՐՏԱՀԱՅՏՎԱԾ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ԴՐԱՆՑ ԿԱՊԸ  
SFCO ՄԵԹՈԴՈՎ ԴԻՏՎԱԾ ՊԱՐԱՍՍԳՆԻՍԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԵՏ

**Ներածություն:** Միաշերտ, հարթ կոճով, կայուն հաճախությամբ ինքնազեներատորի զգայուն մեթոդով (a Single-layer Flat-Coil-Oscillator method; SFCO-մեթոդ) [1–3] հետազոտությունները ցույց են տվել, որ գերհաղորդիչ (ԳՀ) նյութերը մինչև Մայսների երևույթի [4] ի հայտ գալը սառեցնելիս դիտվում է մեկ այլ երևույթ, որը հեղինակների կողմից անվանվել է *պարամագնիսական* (ՊՄ) [5, 6]: Երևույթի էությունն այն է, որ կրիտիկական ջերմաստիճանից անմիջապես առաջ նյութը ձեռք է բերում թույլ արտահայտված պարամագնիսական հատկություններ և մինչև Մայսների երևույթով պայմանավորված դիամագնիսական արտամղումը փոքր-ինչ ներքաշում է չափող զեներատորի կողմից իր մակերևույթին կիրառված ռադիոհաճախային (ՌՀ), *ՄՀց* տիրույթի դաշտը: Այս նոր երևույթը կրկնվում է ինչպես ցածրջերմաստիճանային (ՑՋ, «հելիումային»), այնպես էլ բարձրջերմաստիճանային (ԲՋ, «ազոտային») գերհաղորդիչներում՝ թե նմուշը սառեցնելիս, թե տաքացնելիս և կախված չէ նմուշի ձևից, չափսերից ու նյութի տեսակից: Երևույթը դիտելու անհրաժեշտ պայմանը նյութի կառուցվածքի, խառնուրդների բաշխվածության ու չափման ժամանակ նմուշի ծավալում ջերմաստիճանային պայմանների համասեռությունն է: Դա անհրաժեշտ է, որպեսզի երևույթը չմիջինանա, քանզի այն դիտվում է ջերմաստիճանային նեղ միջակայքում (հատկապես՝ ՑՋԳՀ նյութերում, որոնցում այն մոտ  $10 \text{ մԿ}$  է [6]):

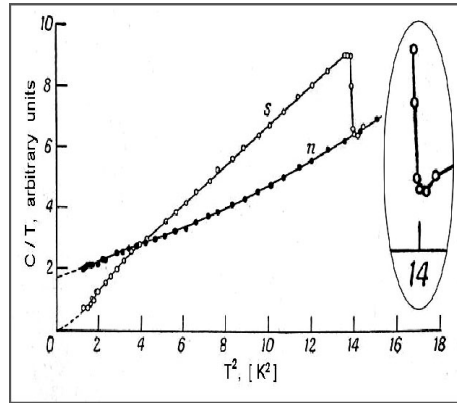
Այս երևույթի հետ մեկտեղ փորձերում դիտվել է նաև մեկ այլ փաստ. մինչև Մայսների երևույթի սկսվելը նյութի դիմադրությունը անհետանում է [7, 8] (տես նկ. 1), այն անցնում է գրեթե կատարյալ հաղորդականության վիճակի՝  $R \cong 0$ : Այսպիսով, կարելի է ենթադրել, որ կատարյալ դիամագնիսական ( $B \cong 0$ ) ու կատարյալ հաղորդական ( $R \cong 0$ ) երևույթների մեխանիզմները տարբեր են, որոնց պարզաբանումները բերված են [8]-ում:

Այս աշխատանքում մենք կփորձենք հիմնավորել, որ քննարկված *պարամագնիսական* երևույթն ու մոտ կես դար առաջ Կորակի և Սաթերթվեյթի կողմից [9] մետաղական անագի ջերմունակության ( $C/T = f(T^2)$ ) կորի

վրա մինչև ջերմունակության հայտնի թռիչքը գրանցված ու առ այսօր անուշադրության մատնված թույլ արտահայտված էֆեկտը (նկ. 2) ունեն առաջացման նույն ֆիզիկական դրդապատճառները:



Նկ. 1: YBaCuO բաղադրության թաղանթային կամրջակի նորմալ-գերհաղորդիչ անցման կորերը՝ գրանցված միաժամանակ երկու մեթոդներով [7]:  $\square$  – 4 զոմդով մեթոդ (*Resistance*),  $\circ$  – գեներատորի հաճախության (*Frequency*) շեղմամբ գործող SFCO -մեթոդ (Մայսների արտամոդում): Ներդիր՝ կորերի մեծացված տեսքը Մայսների արտամոդումից առաջ:



Նկ. 2: Կորակի և Սաբերթվեյթի կողմից անագում (*Sn*) դիտված ջերմունակության կորերը [9] (*s*-ը համապատասխանում է Գ-Հ վիճակին, *n*-ը՝ նորմալ): Ներդիր՝ ջերմունակության թռիչքից առաջ դիտված երևույթի մեծացված տեսքը:

**Տեսություն և քննարկում:** Պարամագնիսական երևույթի բնույթը բացատրելու համար [7, 10] աշխատանքներում առաջ է քաշվել երկու տեսակի էլեկտրոնային (*կուպերյան*) զույգերի գոյության գաղափարը: Ընդ որում, [7] աշխատանքում ենթադրվել է, որ ձևավորված զույգերի մի մասը սինգլետ է  $\sigma = 0$  սպինով, իսկ մնացածը՝ տրիպլետ  $\sigma = 1$  սպինով, ինչից էլ հետևում է, որ զույգերի մի մասը կարող է դրսևորել պարամագնիսական հատկություններ, իսկ մյուսը՝ ոչ: Ըստ այդ գաղափարի, ինչպես նաև [7] աշխատանքում բերված դատողությունների, կուպերյան համակարգի ձևավորման սկզբում առաջանում են տրիպլետ զույգեր, քանի որ դրանց կայունությունն ավելի մեծ է ու այդպիսի զույգերն ավելի մեծ հնարավորություն ունեն «ապրելու» ջերմային ֆլուկտուացիոն դաշտում: Դա նպաստում է չափող հարթ կոճի  $\Omega$ - $z$  դաշտի ներխուժմանը նմուշի մեջ, ինչն էլ գրանցվել է *պարամագնիսական* երևույթի տեսքով: Միաժամանակ նշենք, որ սինգլետ զույգերը, չունենալով սպին, չեն կարող իրենց ներդրումն ունենալ նյութի պարամագնիսական հատկությունների ձևավորման մեջ: Ավելին, [7, 8, 10] աշխատանքներում բերված փաստերն ու դատողությունները հիմք են հանդիսանում ենթադրելու, որ հենց կոհերենտ վիճակում գտնվող սինգլետ զույգերի առաջացումն է, որ, հավանաբար, կարող է հանգեցնել նյութում կատարյալ դիամագնիսականության ձևավորմանը (այլ կերպ ասած՝ Մայսների հայտնի արտամոդմանը):

Այսպիսով, համաձայն [7, 8]-ի, սկսած 1-ին կրիտիկական  $T_c$  ջերմաստիճանից կուպերյան զույգերի ձևավորման արդյունքում նորմալ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան նյութում նվազում է և 2-րդ կրիտիկական ջերմաստի-

ճանի՝  $T_0$ -ի մոտակայքում գրեթե դառնում է զրո: Այնինչ, համաձայն *սարամագնիսական* երևույթի, քայլ-առ-քայլ պակասող էլեկտրոնների հաշվին ձևավորվող կուպերյան համակարգը ոչ միայն դեռ ի վիճակի չէ արտամղել դետեկտոր կոճի շրջապատի չափող դաշտը նմուշից, այլ այն դեռ շարունակում է դանդաղորեն «ներխուժել» նմուշի մեջ: Երբ նմուշը սառում է մինչև  $T_0$ , նոր միայն դաշտի «ներխուժումը» հասնում է իր գագաթնակետին:  $T_0$ -ից ցածր ջերմաստիճաններում է միայն, որ նորմալ էլեկտրոնների և զույգերի քանակների ջերմաստիճանային կախվածությունները տրվում են Բարդինի-Կուպերի-Շրիֆերի հայտնի համընդհանուր տեսությամբ [11]:

Գերհաղորդիչ վիճակում նորմալ լիցքակիրների ( $n_n$ ) կախումը ջերմաստիճանից ֆլուկտուացիոն տիրույթում կարելի է ներկայացնել հետևյալ բանաձևերով [7].

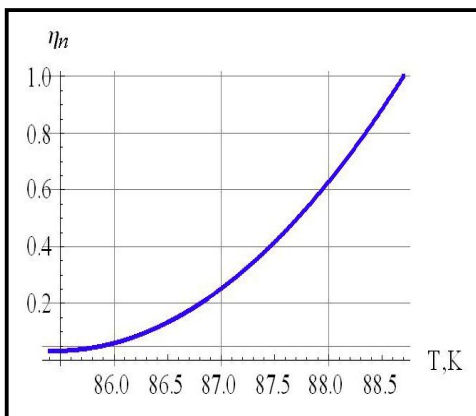
$$n_n(T) \cong n_{res}(T_0)(T/T_0)^2, \quad \text{երբ } T < T_0, \quad (1)$$

$$n_n(T) \cong n[(T - T_0)/(T_c - T_0)]^2 + n_{res}(T), \quad \text{երբ } T_0 < T < T_c, \quad (2)$$

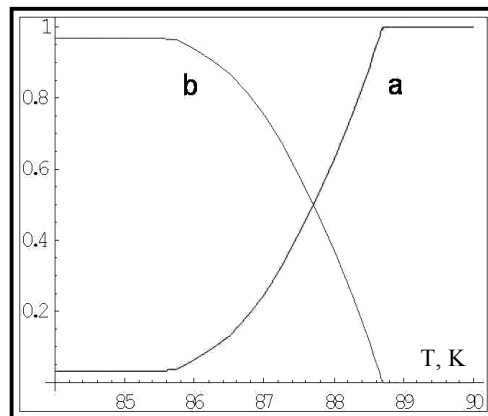
$$n(T) \cong n, \quad \text{երբ } T_c < T, \quad (3)$$

որտեղ  $n$ -ը լրիվ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է:

Հետագա հաշվարկների համար անալիտիկ ֆունկցիա ունենալու նպատակով կարենք (1)–(3) ֆունկցիաներն իրար հետ: Կարման անընդհատության ու ողորկության պահանջներից ելնելով՝ չզուգավորված մնացորդային նորմալ լիցքակիրների  $n_{res}(T)$  կոնցենտրացիան փնտրենք  $\beta \cdot (T_c - T)$  գծային տեսքով: Ելնելով այն բանից, որ  $n_{res}(T)$ -ն ԲՉԳՀ նյութերում շատ փոքր է, կարող ենք վերցնել, օրինակ,  $\beta = 0,01$  արժեքը (դժվար չէ կռահել, որ  $\beta$ -ն չի կարող լինել 0,06-ից մեծ [12]): Այդ դեպքում էլեկտրոնների նորմալորված կոնցենտրացիային համապատասխանող  $\eta_n(T) \equiv n_n(T)/n$  ֆունկցիայի համար  $T_0 < T < T_c$  տիրույթում կստանանք նկ. 3-ում բերված կորը:



Նկ. 3:  $\eta_n(T) \equiv n_n(T)/n \cong [(T - T_0)/(T_c - T_0)]^2 + n_{res}(T)/n$  ֆունկցիայի գրաֆիկը  $T_0 < T < T_c$  տիրույթում  $\beta = 0,01$  դեպքում:



Նկ. 4:  $\eta_n(T) \equiv n_n(T)/n$  (a) և  $\eta_s(T) \equiv n_s(T)/n = 1 - \eta_n(T)$  (b) ֆունկցիաների գրաֆիկները. a – նորմալ էլեկտրոններ, b – կուպերյան զույ-

(1)–(3) ֆունկցիաները կարելուց հետո  $\eta_n(T)$ -ի համար ջերմաստիճանների ամբողջ տիրույթում կստանանք.

$$\eta_n(T) = \frac{n_{res}(T_0)}{n} \left( \frac{T}{T_0} \right)^2, \quad \text{երբ} \quad T < T_0, \quad (4)$$

$$\eta_n(T) = \left( \frac{T - T_0}{T_c - T_0} \right)^2 + \frac{n_{res}(T)}{n}, \quad \text{երբ} \quad T_0 < T < T_c, \quad (5)$$

$$\eta_n(T) = 1, \quad \text{երբ} \quad T_c < T: \quad (6)$$

Այսուհետև մենք գործ ենք ունենալու դրանց հետ: Կարված ամբողջ կորը բերված է նկ. 4-ում (a): Կուպերյան գուգավորմանը մասնակցած էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կլինի (նկ. 4, b)

$$\eta_s(T) = 1 - \eta_n(T): \quad (7)$$

Պարամագնիսական երևույթի փորձարարական տվյալների հիման վրա [10] աշխատանքում ստեղծվել է երևութաբանական տեսություն (phenomenological theory), որը, ելնելով երկու տիպի գույզերի գոյության գաղափարից, թույլ է տալիս հաշվել բոլոր գույզերի նկատմամբ սինգլետների  $\alpha(T)$  բաժնենմասի ջերմաստիճանային կախվածությունը.

$$\alpha(T) = \{1 - th[3,5(T - 83,5)]\} / 2: \quad (8)$$

Այսպիսով, սինգլետ և տրիպլետ գույզերի հարաբերական քանակները կլինեն՝

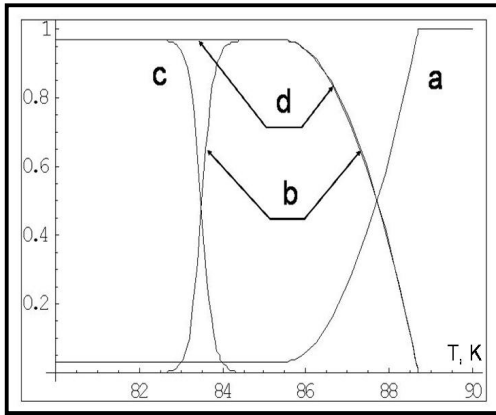
$$n_0(T) / n = \eta_s(T)\alpha(T)/2, \quad (9)$$

$$n_1(T) / n = \eta_s(T)(1 - \alpha(T))/2: \quad (10)$$

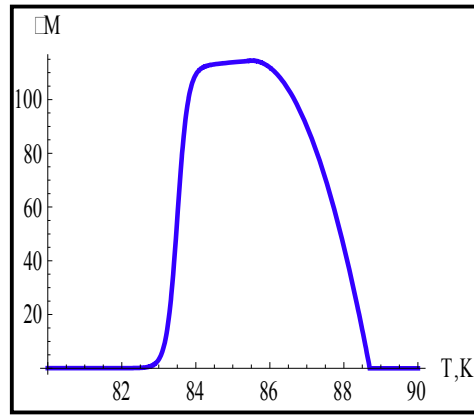
0 և 1 ինդեքսները գույզի սպինը նշելու համար են օգտագործված: (4)–(6), (9) և (10) բանաձևերի օգնությամբ կառուցվել են (տես նկ. 5) նորմալ էլեկտրոնների (a), տրիպլետ (b) ու սինգլետ (c) գույզերի և բոլոր գույզերի (d) նորմավորված արժեքների ջերմաստիճանային կորերը: Ինչպես երևում է նկարից, սառեցնելիս՝ սկսած նորմալ–գերհաղորդիչ փուլային անցման սկզբից (~89 Կ), տրիպլետ գույզերն իրենց քանակով (b կոր) գերակշռող դեր են խաղում՝ ընդհուպ մինչև  $T \sim 83,5$  Կ ջերմաստիճանը: Իսկ դրանց քանակը հասնում է մաքսիմումի *պարամագնիսական* երևույթի պիկին համապատասխանող ջերմաստիճանում՝  $T_0 \sim 85,6$  Կ (տես նկ. 1-ի ներդիրը և [7, 8]):

Այժմ քննարկենք  $Q \ll 1$  նյութերում միայն նորմալ էլեկտրոնների ու կուպերյան գույզերի սպիններով պայմանավորված մագնիսականության և ջերմունակության ջերմաստիճանից կախման առանձնահատկությունները: Որպես հաշվարկվող մոդել վերցնենք 1/2, 0, և 1 սպին ունեցող մասնիկներից կազմված համակարգը, որում յուրաքանչյուր տեսակի մասնիկների թիվը ջերմաստիճանից կախված փոխվում է համապատասխանաբար (4)–(6), (9) և (10) բանաձևերով՝ ուղիղ համեմատական նորմալ էլեկտրոնների, սինգլետ և տրիպլետ գույզերի քանակներին:

Քանի որ փորձերի ժամանակ նմուշի ջերմաստիճանը փոխվել է դանդաղ, որպեսզի նմուշում ամենուրեք այն լինի գործնականորեն նույնը (այլապես երևույթը կմիջինանա ու չի դիտվի), կարող ենք հետազոտվող պրոցեսը համարել քվազիստատիկ ու հաշվարկները պարզեցնելու համար օգտվել այդպիսի պրոցեսներին հատուկ առավելություններից:



Նկ. 5: Նորմալ էլեկտրոնների (a), տրիպլետ (b) և սինգլետ (c) կուպերյան զույգերի ու մակ բոլոր զույգերի (d) ջերմաստիճանային կախման կորերը:



Նկ. 6: Քննարկվող 2 մոդելային համակարգերի՝ էլեկտրոնների և կուպերյան զույգերի սպիններով պայմանավորված մագնիսացումների տարբերության՝  $\Delta M$ -ի ջերմաստիճանային կախման կորը:

Նախ հաշվենք տրված  $I$  սպինով մասնիկներից բաղկացած իդեալական գազի միավոր զանգվածի արտաքին մագնիսական դաշտում ձեռք բերած մագնիսացումը: Դրա համար հաշվի առնենք այդ համակարգի կազմի մեջ մտնող մասնիկների նույնականությունն ու փոխազդեցության բացակայությունը: Այդպիսի համակարգի ստատիստիկ  $Z$  գումարը կլինի՝

$$Z = \left( \frac{\text{sh}\left[\left(I + \frac{1}{2}\right) \cdot g \cdot \mu_B \cdot H/kT\right]}{\text{sh}[1/2 g \cdot \mu_B \cdot H/kT]} \right)^n,$$

իսկ այդ գազի միավոր զանգվածի արտաքին դաշտում ձեռք բերած մագնիսացումը՝

$$M_I = n\mu_B \text{I}gB_I \left( \frac{\text{I}g\mu_B H}{kT} \right), \quad (11)$$

որտեղ  $B_I$ -ն Բրիլյուեների ֆունկցիան է.

$$B_I(x) = \frac{2I+1}{2I} \text{cth}\left(\frac{2I+1}{2I}x\right) - \frac{1}{2I} \text{cth}\left(\frac{1}{2I}x\right):$$

Բերված բանաձևերում  $g$ -ն Լանդեի բազմապատկիչն է,  $\mu_B$ -ն՝ Բորի մագնետոնը,  $H$ -ը՝ արտաքին դաշտի արժեքը,  $n$ -ը՝ լրիվ էլեկտրոնների թիվը, իսկ  $k$ -ն՝ Բոլցմանի հաստատունը:

Այսպիսով, ունենք 3 տարբեր սպիններով մասնիկների համակարգ՝  $I=1/2, 0$ , և  $1$ : Ու քանի որ մագնիսական մոմենտը ադիտիվ մեծություն է, ապա քննարկվող համակարգի մոմենտը կլինի՝

$$M = (n_0/n) \cdot M_0 + (n_1/n) \cdot M_1 + (n_{1/2}/n) \cdot M_{1/2}, \quad (12)$$

որտեղ  $n_{1/2}$ ,  $n_0$  և  $n_1$  թվերը տրվում են (1)–(3), (9) և (10) բանաձևերով:

Անհրաժեշտ հաշվարկները կատարելուց հետո 3 տարբեր սպիններով մասնիկներից կազմված համակարգի (համարենք այն 1-ին մոդելային համակարգ – 1-st model) մագնիսական մոմենտի համար կստանանք.

$$M_{1-st} = n\mu_B \left\{ \eta_n(T) \operatorname{th} \frac{\mu_B H}{kT} + \frac{\eta_s(T)(1-\alpha(T))}{2} g \left( \operatorname{cth} \frac{3g\mu_B H}{2kT} - \frac{1}{2} \operatorname{cth} \frac{g\mu_B H}{2kT} \right) \right\}: \quad (13)$$

Այս տիպի համակարգի մագնիսական մոմենտը հաշվարկելն էլ կլինի մեր հետագա խնդիրը, քանի որ մեր նպատակն է միայն դրանցով պայմանավորված մագնիսացման ու ջերմունակության առանձնահատկություններն ուսումնասիրելը:

Եթե կուպերյան համակարգը կազմավորվելիս ձեռք չբերեր սպինի որոշակի արժեք (այսինքն՝ էլեկտրոնի սպինի ուղղությունը կախված չլիներ նրա գույգի մեջ լինել-չլինելուց), ապա նրա մեջ մտնող գույգերի սպինի արժեքները կախված չէին լինի ջերմաստիճանից ու, հետևաբար, գույգերը բոլոր ջերմաստիճաններում կլինեին միատեսակ (2-րդ մոդելային համակարգ – 2-nd model): Բայց տրիպլետ և սինգլետ գույգեր ձևավորվելու պարագայում գույգերը դրսևորում են տարբեր վարքեր, ուստի դրանց քանակները կախված կլինեն ջերմաստիճանից: Ուրիշ ոչ մի տարբերություն դրանց մեջ առ այսօր փորձով չի դիտվել:

Այժմ համեմատենք այս երկու մոդելային համակարգերը՝ զնահատելով դրանց համապատասխանող մագնիսական մոմենտները: Դրա համար բավական է հաշվել այս երկու մոդելային մոտեցումներում սպիններով պայմանավորված մոմենտների սպասվող տարբերությունը:

2-րդ մոդելային համակարգի մագնիսական մոմենտը կլինի.

$$M_{2-nd} = n\mu_B \operatorname{th} \frac{\mu_B H}{kT}, \quad (14)$$

իսկ (14) և (13) ֆունկցիաներով արտահայտված մոմենտների տարբերությունը՝

$$\Delta M = n\mu_B \left\{ \eta_s(T) \operatorname{th} \frac{\mu_B H}{kT} - \frac{\eta_s(T)(1-\alpha(T))}{2} g \left( \operatorname{cth} \frac{3g\mu_B H}{2kT} - \frac{1}{2} \operatorname{cth} \frac{g\mu_B H}{2kT} \right) \right\}: \quad (15)$$

Նկ. 6-ում բերված է այս ֆունկցիայի ջերմաստիճանային կախվածության գրաֆիկը: Նկ. 5-ի b կորի և նկ. 6-ի կորի որակապես համընկնելը *պարամագնիսական* երևույթի փորձարարական տվյալների հետ (տես նկ. 1-ը և [6–8]-ի համապատասխան նկարները) վկայում է այն մասին, որ վերջինիս առաջացման դրդապատճառը, հավանաբար, տրիպլետ գույգերի գերակշռող քանակն է նյութում սինգլետների համեմատ, առավել ևս, որ ՊՄ երևույթի պիկի և տրիպլետ գույգերի կորի մաքսիմումին համապատասխանող ջերմաստիճանները համընկնում են:

Հասկանալի է, որ, միայն էլեկտրոնային համակարգի սպիններով պայմանավորված մագնիսացումը հաշվի առնելով, անհնար է հիմնավորել Մայսների էֆեկտի առաջացումը: Դա է պատճառը որ մենք մեր հաշվարկները բերում ենք այն ջերմաստիճանային տիրույթի համար, որն ընգրկում է միայն Մայսների երևույթի սկիզբը: Այլ կերպ ասած, քննարկվում է միայն ֆլուկտուացիոն ջերմաստիճանային տիրույթը:

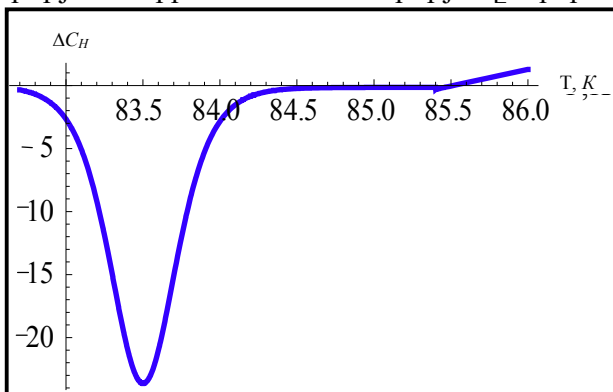
Քննարկվող երկու մոդելային համակարգերի արտաքին մագնիսական դաշտում ձեռք բերած էներգիաների տարբերությունը տրվում է հետևյալ հայտնի բանաձևով.  $E = -\Delta MH$ , իսկ այդ համակարգերի ջերմունակությունների տարբերությունը՝

$$\Delta C_H = -H \left( \frac{\partial(\Delta M)}{\partial T} \right)_H : \quad (16)$$

Համապատասխան հաշվարկներից հետո  $\Delta C_H$  ֆունկցիայի համար կարելի է ստանալ հետևյալ անալիտիկ բանաձևը.

$$\begin{aligned} \Delta C_H = & \frac{1}{2} \mu_B \left( -\frac{2H\mu_B}{kT^2} \frac{\eta_s(T)}{\left( \text{sh} \left[ \frac{H\mu_B}{kT} \right] \right)^2} - \frac{g^2 H \mu_B \left( \left( \text{csch} \left[ \frac{H\mu_B}{2kT} \right] \right)^2 - 6 \left( \text{csch} \left[ \frac{3gH\mu_B}{2kT} \right] \right)^2 \right)}{4kT^2} \right) \times \\ & \times \left( \alpha(T) - 1 \right) \eta_s(T) + g \left( \left( -\frac{1}{2} \text{cth} \left[ \frac{gH\mu_B}{2kT} \right] + \text{cth} \left[ \frac{3gH\mu_B}{2kT} \right] \right) \eta_s(T) \alpha'(T) + 2 \text{th} \left[ \frac{H\mu_B}{kT} \right] \eta_s'(T) \right) - \\ & - \frac{g^2}{2} \left( \text{cth} \left[ \frac{gH\mu_B}{2kT} \right] - 2 \text{cth} \left[ \frac{3gH\mu_B}{2kT} \right] \right) \left( \alpha(T) - 1 \right) \eta_s'(T) : \quad (17) \end{aligned}$$

**Եզրակացություն:** Այսպիսով, մենք համեմատեցինք քննարկված երկու մոդելային համակարգերի սպիններով պայմանավորված մագնիսական մոմենտներն ու դրանց հիման վրա հաշվեցինք այդ համակարգերի տարբեր մագնիսացումներով պայմանավորված ջերմունակությունների  $\Delta C_H$  տարբերությունը, քանի որ դա լիովին բավական է նկ. 2-ում ցուցադրված ջերմունակության մուրթ առանձնահատկությունը նկարագրելու համար: Նկ. 7-ում բերված է  $\Delta C_H$ -ի ջերմաստիճանային կախվածության գրաֆիկը ըստ (17)-ի: Տեսականորեն ստացված այդ արդյունքը որակապես համընկնում է Կորակի և Սաթերթվեյթի կողմից [9]-ում նկարագրված փորձով դիտված առանձնահատկության հետ, որն, ամենայն հավանականությամբ,



Նկ. 7:  $\Delta C_H$  ֆունկցիայի գրաֆիկը:

համարվելով փորձի սխալ, ավելի քան կես դար անուշադրության էր մատնված: Այդ մուրթ էֆեկտի որակական բացատրությունը հնարավոր դարձավ այն բանից հետո, երբ հաշվարկների հիմքում մեր կողմից դրվեց կուպերյան գույզերն ըստ սպինի արժեքի դասակարգելու գաղափարը՝ գույզեր, որոնց քանակը կտրուկ փոխվում է ջերմաստիճանից ֆուկտուացիոն բարդ ջերմաստիճանային տիրույթում:

համարվելով փորձի սխալ, ավելի քան կես դար անուշադրության էր մատնված: Այդ մուրթ էֆեկտի որակական բացատրությունը հնարավոր դարձավ այն բանից հետո, երբ հաշվարկների հիմքում մեր կողմից դրվեց կուպերյան գույզերն ըստ սպինի արժեքի դասակարգելու գաղափարը՝ գույզեր, որոնց քանակը կտրուկ փոխվում է ջերմաստիճանից ֆուկտուացիոն բարդ ջերմաստիճանային տիրույթում:

Ստացված արդյունքները թույլ են տալիս եզրակացնելու, որ մեր կողմից SFCO-մեթոդով նախկինում բացահայտված *պարամագնիսական* երևույթը և Կորակի ու Սաթերթվեյթի կողմից տարիներ առաջ դիտված ջերմունակության նուրբ առանձնահատկությունը ունեն նույն ֆիզիկական դրդապատճառները, ինչը հետևանք է զույգերի որոշակի ու տարբեր սպին ունենալու, ինչպես նաև դրանց ջերմաստիճանային տարբեր վարքագծի:

*Հետազոտությունները ֆինանսավորվել են ԳԱՏԱՀ-ի և ԱՄՆ ԶՀԶՀ-ի կողմից՝ ISIPA 01-04 և UCEP 07/07 շնորհների, ինչպես նաև ՀՀ բյուջեից՝ 301-0046 և 72-103 շնորհների ու «Նոր նյութեր» նպատակային ծրագրի (կոդ 041027) շրջանակներում:*

ԵՊՀ, պինդ մարմնի ֆիզիկայի ամբիոն,  
«Գերհաղորդականություն և գիտական սարքաշինություն» կենտրոն,  
ՀՀ ԳԱԱ ֆիզիկայի հետազոտությունների ինստիտուտ

Ստացվել է 20.12.2007

#### Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

1. **Gevorgyan S.G., Movsesyan G.D.** et al. – Rev. Sci. Instrum., 1998, v. 69, № 6, p. 2550–2560.
2. **Gevorgyan S.G., Kiss T.** et al. – Rev. Sci. Instrum., 2000, v. 71, № 3, p. 1488–1494.
3. **Gevorgyan S.G., Kiss T.** et al. – Physica C: «Superconductivity & Applications», 2001, v. 366, № 1, p. 6–12.
4. **Meissner W., Ochsenfeld R.** – Naturwiss, 1933, v. 21, p. 787.
5. **Gevorgyan S.** PhD Thesis, Institute for Phys. Research, NAS, Ashtarak-2, Armenia, 1989.
6. **Gevorgyan S., Kiss T.** et al. – Supercond. Sci. Technol., 2001, v. 14, p. 1009–1013.
7. **Геворгян С.Г.** – Изв. НАН Армении, Физика, 2003, т. 38, № 1, с. 50–65 и № 2, с. 123–129.
8. **Գևորգյան Ս.,** ԵՊՀ ՊՄՖ ամբիոնի հիմնադրման 50-ամյակին նվիրված գիտաժողովի նյութեր (խմբ. Ա. Կիրակոսյան). Եր., ԵՊՀ հրատ., 2007, էջ 96–111.
9. **Corak W.S., Satterthwaite C.B.** – Phys. Rev., 1954, v. 99, p. 1660.
10. **Седракян Д.М.** – Изв. НАН Армении. Физика, 2005, т. 40, №2, с. 81–89.
11. **Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R.** – Phys. Rev., 1957, v. 108, p.1175.
12. **Վարդիյան Բ., Գևորգյան Ս. և Օհանյան Վ.,** ԵՊՀ ՊՄՖ ամբիոնի հիմնադրման 50-ամյակին նվիրված գիտաժողովի նյութեր (խմբ.՝ Ա. Կիրակոսյան). Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2007, էջ 125–132.

Б. К. КУРГИНЯН, С. Г. ГЕВОРГЯН, В. Р. ОГАНЯН

#### СЛАБОВЫРАЖЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОЕМКОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ И ИХ СВЯЗЬ С ПАРА- МАГНИТНЫМ ЭФФЕКТОМ, ОБНАРУЖЕННЫМ SFCO МЕТОДОМ

#### Резюме

В данной работе мы показываем, что тонкая *парамагнитная* особенность, обнаруженная недавно в сверхпроводящих материалах, и другой тонкий эффект, зарегистрированный перед скачком теплоемкости тех же веществ



Кораком и Сетервейтом почти полвека назад и до сих пор игнорированный, имеют одинаковые физические причины и корни.

При объяснении указанных явлений мы исходили из сформированных совсем недавно представлений, согласно которым, в сверхпроводящих материалах существуют два сорта куперовских пар: синглетные и триплетные. По нашим представлениям, их количества в сверхпроводящих материалах имеют нетрадиционные, существенно отличающиеся друг от друга температурные зависимости. Этот вопрос тоже детально обсужден.

B. K. KURGHINYAN, S. G. GEVORGYAN, V. R. OHANYAN

WEAKLY EXPRESSED PECULIARITIES OF SPECIFIC HEAT OF  
SUPERCONDUCTIVE MATERIALS AND THEIR RELATION TO  
PARAMAGNETIC EFFECT, DETECTED BY SFCO METHOD

Summary

In the present paper we show that a fine *paramagnetic* peculiarity discovered recently in superconductors, and another weakly expressed effect noticed just before the well-known specific-heat jump (detected half a century ago by Corak and Satterthwaite, but passed unnoticed so far) have the same physical origin. To explain these effects and indicate the reason of their common origin we used an advanced conception, which admits the existence of two types of Cooper pairs in superconductive (SC) materials – singlet and triplet. According to our understanding, they show radically different, non-traditional temperature behaviour upon cooling of SC material, discussed in details in the present paper.