

**ЯДЕРНИЙ МАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС І МАГНІТНА АНІЗОТРОПІЯ
В КРИСТАЛАХ SnTe:Fe**

Представлені дослідження ядерного магнітного резонансу і магнітної анізотропії в SnTe:Fe з концентрацією $N_{\text{Fe}}=6,55 \cdot 10^{18}$, $2,42 \cdot 10^{19}$, $1,01 \cdot 10^{20}$ см⁻³ і $p_{77}=(7,4 \div 8) \cdot 10^{20}$ см⁻³. Дається порівняльний аналіз стану домішкової системи в SnTe:Fe і SnTe:Mn.

The investigations are reported of the nuclear magnetic resonance and the magnetic anisotropy in SnTe:Fe ($N_{\text{Fe}}=6,55 \cdot 10^{18}$, $2,42 \cdot 10^{19}$, $1,01 \cdot 10^{20}$ cm⁻³) with hole concentration $p_{77}=(7,4 \div 8) \cdot 10^{20}$ cm⁻³. The comparative analysis of the impurity system state in SnTe:Fe and SnTe:Mn is given.

У роботі [1] досліджувались магнітна сприйнятливості та спектри ядерного магнітного резонансу ядер ¹¹⁹Sn і ¹²⁵Te в SnTe:Mn ($p_{77}=8 \cdot 10^{20}$ см⁻³) в залежності від N_{Mn} . Установлено, що при $N_{\text{Mn}}=8 \cdot 10^{19}$, $8 \cdot 10^{20}$ і $1,6 \cdot 10^{21}$ см⁻³ в області 77÷300 К має місце зміна механізмів обмінної взаємодії між парамагнітними іонами. В зразках з $N_{\text{Mn}}=8 \cdot 10^{20}$ см⁻³ при $T=20 \pm 2$ К спостерігається суперпарамагнітна фаза SnTe:Mn, а при 4,2 К – феромагнітна. На відміну від SnTe:Mn, магнітне впорядкування в CdTe:Fe спостерігається вже при $T=293$ К [2-4].

Становить інтерес вивчення стану домішки Fe в зразках SnTe і цим самим дослідження впливу конфігурації 3d-оболонки на магнітні властивості напівмагнітних напівпровідників.

З цією метою проведено вимірювання ядерного магнітного резонансу на радіоспектрометрі широких ліній на частоті 13,495 МГц. Щоб спостерігати резонансне поглинання слабкої інтенсивності на ¹¹⁹Sn і ¹²⁵Te, були спеціально розроблені радіочастотні пристрої. Так, в якості датчика використовувалась система схрещених котушок особливої конструкції, яка забезпечувала максимальну чутливість детектування сигналу поглинання при стаціонарному методі ресстрації. Для дослідження процесів намагнічення в області слабких магнітних полів індукційний датчик був настроєний на детектування сигналу дисперсії [5].

Коли зразок з сприйнятливостю χ помістити в котушку спектрометра, відбувається зміна її магнітного потоку. Тоді індуктивність котушки

на частоті ω набуває значення:

$$L=L_0[1+4\pi\chi(\omega)], \quad (1)$$

де L_0 - індуктивність котушки без зразка.

У змінному магнітному полі диференціальна сприйнятливості χ - комплексна величина. Зміна індуктивності котушки відбувається за рахунок реальної частини сприйнятливості χ' , яка називається дисперсією. У високочастотному наближенні χ' сильно залежить від магнітного поля [6]. Тому при вивченні намагніченості зразків SnTe:Fe індукційний датчик ЯМР був настроєний на детектування сигналу дисперсії.

Щоб послабити вплив скін-ефекту на інтенсивність сигналів, дослідження ЯМР проведено на порошкових зразках SnTe і SnTe:Fe ($N_{\text{Fe}}=2,56 \cdot 10^{18}$, $2,42 \cdot 10^{19}$ і $1,01 \cdot 10^{20}$ см⁻³) з розміром зерен 50-100 мкм.

Монокристали SnTe і SnTe:Fe вирощені методом Бріджмена. Концентрація дірок в нелегованому SnTe складає $(7 \div 8) \cdot 10^{20}$ см⁻³ при $T=77$ К. Для одержання легованих кристалів у шихту додавалась домішка заліза. Легування практично не впливало на концентрацію дірок. У легованих зразках вона становила $p_{77}=(7,3 \div 8,0) \cdot 10^{20}$ см⁻³. Відсутність електричної активності домішки означає, що іони заліза знаходяться в SnTe в зарядовому стані Fe²⁺ (конфігурація 3d⁶ і основний стан ⁵D).

Таблиця 1 ілюструє концентраційну залежність зсуву Найта $S_k=f(N_{\text{Fe}})$ на ядрах ¹¹⁹Sn, який визначено як різницю між експериментальними

Таблиця 1. Залежність зсуву Найта від концентрації домішок N_{Fe} .

№ п/п	$N_{Fe}, \text{см}^{-3}$	$\rho_{77}, \text{см}^{-3}$	$S_k, 10^{-4} \text{Тл}$
1	0	$7,4 \cdot 10^{20}$	67,73
2	$6,55 \cdot 10^{18}$	$7,4 \cdot 10^{20}$	61,20
3	$2,42 \cdot 10^{19}$	$7,7 \cdot 10^{20}$	59,73
4	$1,01 \cdot 10^{20}$	$8,0 \cdot 10^{20}$	51,73

значеннями хімічного зсуву B_0 і зовнішнього магнітного поля B , при якому спостерігається резонанс на ядрах при постійній резонансній частоті. Значення $B_0=0,8514$ Тл визначено шляхом екстраполяції концентраційної залежності резонансного поля на ядрах ^{119}Sn до нульових значень концентрації дірок [1]. Відзначимо, що зсув Найта визначає додаткове магнітне поле на ядрах, яке є результатом магнітної надтонкої взаємодії ядерних і електронних спінів. При $S_k > 0$ воно паралельне зовнішньому полю H_0 .

Як і у випадку SnTe і SnTe:Mn, в зразках SnTe:Fe зсув Найта $S_k > 0$, тобто резонансне поле зміщується в сторону менших значень. Проте його величина менша, ніж у даних сполуках при одній і тій же концентрації дірок.

З таблиці 1 випливає, що зі збільшенням N_{Fe} зсув S_k на ^{119}Sn зменшується. Максимальне зменшення зсуву Найта порівняно з нелегованим матеріалом спостерігається при $N_{Fe}=1,01 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$. Відповідно зменшується і ширина: $\Delta B=8 \cdot 10^{-4}$ Тл проти $15 \cdot 10^{-4}$ Тл у нелегованому. Останнє закономірно, оскільки між величиною S_k і ΔB існує взаємозв'язок [1].

Такий характер поведінки S_k і ΔB був несподіваним, оскільки в SnTe:Mn ми спостерігали протилежну картину [1]. Враховуючи вищесказане, зупинимося більш детально спочатку на зразках з $N_{Fe}=1,01 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$, де більш чітко виражений ефект зсуву Найта. На них проведено вимірювання намагніченості I_0 на спектрометрі ЯМР за методикою, вперше застосовану на CdTe:Fe [4]. Зразок знаходився як у постійному магнітному полі H_0 , так і в перпендикулярному до нього високочастотному полі.

При скануванні постійного магнітного поля H_0 з частотою 50 Гц в області слабких магнітних полів $\pm 0,015$ Гс (область Релея) на виході спектрометра спостерігались лінії складної структури, але не резонансного походження. При $T=293$ К

мали місце гістерезис і сильна залежність амплітуди і структури ліній від взаємної орієнтації зразка і магнітного поля H_0 . Криві гістерезису були різними для зразків, попередньо нерозмагнічених і розмагнічених змінним магнітним полем.

Усі ці факти вказують на наявність в кристалах SnTe:Fe при $T=293$ К, як і у випадку CdTe:Fe [2-4], магнітного впорядкування. Намагніченість таких зразків, яка відображає незворотні процеси намагнічення в області Релея, описується формулою [7]:

$$I_0 = \chi_a H_0 + 1/2 \eta H_0^2, \quad (2)$$

де χ_a - початкова сприйнятливості, η - коефіцієнт Релея.

Тоді зі зміни намагніченості при скануванні H_0 впливає залежність магнітної сприйнятливості зразків SnTe:Fe (χ') від напруженості магнітного поля:

$$dI_0/dH_0 = \chi_a + \eta H_0 = \chi'(H). \quad (3)$$

Наявність магнітного впорядкування в кристалах SnTe:Fe підтверджується також тим, що зразки були магнітоанізотропними. Останнє встановлено при вимірюванні обертових моментів G в однорідному магнітному полі методом анізотропії магнітної сприйнятливості [8]. При дослідженні польової залежності обертових моментів зразків спостерігались гістерезис та насичення, характерні для впорядкованих систем. Магнітна анізотропія SnTe:Fe може бути віднесена лише за рахунок домішкової системи, оскільки SnTe відноситься до кубічної сингонії.

Спостереження ЯМР на ядрах ^{119}Sn в SnTe:Fe вказує на те, що магнітне впорядкування реалізується не в усьому об'ємі, а в окремих областях кристала - кластерах домішкових іонів, як і в CdTe:Fe [2-4]. Концентрація дірок в SnTe:Fe достатня ($\approx 8 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$), щоб обмінна взаємодія між іонами Fe в кластерах здійснювалась за допомогою дірок (непрямий обмін РККІ), тоді як в CdTe:Fe - через атоми матриці (механізм Крамерса).

У зразках SnTe:Fe з концентрацією $N_{Fe} = 2,56 \cdot 10^{18}$ і $2,42 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ магнітного впорядкування не виявлено, що свідчить про її недостатність для реалізації дальнього магнітного порядку.

Повернемося до відмінностей у залежностях $S_k = f(N_{imp})$ і температурах магнітного впорядкування в SnTe:Mn і SnTe:Fe. Найбільш імовірно,

що вони пов'язані з різними конфігураціями $3d$ -оболонки іонів Mn і Fe. Так, для іонів Mn^{2+} (конфігурація $3d^5$) основний стан 6S не розщеплюється в кристалічному полі. В магнітному полі навколо кожного іона марганцю завдяки спіновій поляризації дірок утворюється ферромагнітна хмарка (суперпарамагнітні іони). Лише за умови перекриття цих хмарок в області гелієвих температур утворюється ферромагнітна фаза SnTe [1].

Розщеплення основного стану 5D іона Fe^{2+} (конфігурація $3d^6$) в тетраедричному полі SnTe (або CdTe) сприяє перекриттю хвильових функцій d -електронів і вільних носіїв і виникненню при відповідних концентраціях N_{Fe} кооперативних ефектів при кімнатній температурі.

Отже, проведені дослідження свідчать про суттєвий вплив конфігурації незаповнених $3d$ -оболонки на магнітні властивості напівмагнітних напівпровідників.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Слинко В.В., Слинко Е.И., Хандошко А.Г., Выграненко Ю.К. Особенности спектров ядерного магнитного резонанса ${}^{119}Sn$ и ${}^{125}Te$ в SnTe и SnTe:Mn // ФТП. - 1997. - **31**, № 10. - С.1187-1191.
2. Слинко Є.І., Іванчук Р.Д., Слинко В.В., Савицький А.В., Товстюк К.Д. Магнітне впорядкування домішок в кристалах CdTe, легованих залізом // УФЖ. - 1976. - **21**, № 4. - С.662-665.
3. Слинко Е.И., Хандошко А.Г., Слинко В.В. Ядерная релаксация в кристаллах CdTe:Fe, Cr // Сборник научных трудов. Материаловедение узкощелевых и слоистых полупроводников. - Киев: Наукова думка, 1989. - С.110-118.
4. Слинко В.В., Слинко Е.И., Хандошко А.Г., Выграненко Ю.К., Данилюк Г.В. Обнаружение магнитоупорядоченных кластеров в полумагнитных полупроводниках // ФТП. - 1991. - **25**, №10. - С.1836-1839.
5. А.с. №1800413 (СССР). Индукционный датчик ядерного магнитного резонанса / Выграненко Ю.К., Данилюк Г.В., Слинко Е.И., Хандошко А.Г. // Открытия. Изобретения. - 1993. - №9.
6. Карлин Р. Магнетохимия. - М.: Мир, 1989.
7. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. - М.: Мир, 1987.
8. Товстюк К.Д., Слинко В.В., Слинко Е.И., Ковалюк З.Д., Дылевский Г.Б. Исследование ферромагнитных состояний в диамагнитных кристаллах // Физическая электроника. - 1974. - №7. - С.42-44.