

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ДОМІНУЮЧІ МЕХАНІЗМИ РОЗСІЯННЯ В $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$

В $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ при низьких температурах ($T \sim 80$ К) розсіяння на п'єзоакустичних фононах переважає над розсіянням на полярних оптичних фононах, а при високих температурах ($T \gg \theta_D$) – навпаки.

In $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ at low temperatures the ($T \sim 80$ К) scattering on piezo-acoustic phonons predominates the polar optical phonons scattering, and at high temperatures ($T \gg \theta_D$) – vice versa

Вступ

Дослідження механізмів розсіяння електронів в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ при температурах $T=77-300$ К (тобто в такому температурному інтервалі, в якому вплив обмінної взаємодії електронів провідності з d -електронами Mn на кінетичні явища малий) можна проводити за допомогою формул і співвідношень одержаних для звичайних напівпровідників. Використовуючи теоретичні співвідношення представлені в [1], які описують механізми розсіяння в напівпровідниках, проаналізуємо експериментальні температурні залежності рухливості електронів в кристалах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$.

Результати досліджень та їх обговорення

Покажемо, що в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ при $T \sim 80$ К домінуючим є розсіяння електронів на п'єзоакустичних фононах, а при $T \sim 300$ К домінує розсіяння електронів на полярних оптичних фононах.

При побудові теоретичних залежностей $U=f(T)$ дуже складно точно порахувати ті коефіцієнти, які не залежать, або слабо залежать від температури, врахувати те, як вони змінюються із зміною температури, складу та інших факторів. Тому ми вибрали в якості точки "прив'язки" температуру $T=80$ К на експериментальній залежності $U_{\text{експ}}=A_n T^n$, вважаючи, що при цій температурі домінує розсіяння на п'єзоакустичних фононах і визначали коефіцієнт

$$A_n = \frac{U_{\text{експ}}}{T^n} = \frac{U_{\text{експ}}}{80^n} = \frac{R_H \sigma}{80^n}, \quad (1)$$

де $n=-1/2, -1, -2$, а для випадку сильного виродження і непараболічної зони

$$A_{-2} = \frac{U_{\text{експ}} \cdot 4 \cdot F_3(\eta_{80\text{K}})}{T^2 \cdot F_2(\eta_{80\text{K}})} = \frac{R_H \cdot \sigma \cdot 80^2 \cdot 4 \cdot F_3(\eta_{80\text{K}})}{F_2(\eta_{80\text{K}})}, \quad (2)$$

$$\text{де } F_r(\eta) = \eta^r \left[1 + \frac{\pi^2}{6} \cdot \frac{r(r-1)}{\eta^2} \right], \quad \eta = \frac{\xi_F}{k_B \cdot T}, \quad \text{а}$$

$$\xi_F = \frac{\varepsilon_g}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{2\hbar^2}{m_0^* \varepsilon_g} (3\pi^2 n)^{2/3}} - 1 \right] = \frac{\varepsilon_g}{2} \left(\frac{m_\xi^*}{m_0^*} - 1 \right).$$

Далі, використовуючи коефіцієнт A_n , будували теоретичні залежності $U_{pz}=A_n T^n$ для механізму розсіяння електронів на п'єзоакустичних фононах (або $U_{pz} = A_{-2} T^{-2} \frac{F_2(\eta_T)}{4F_3(\eta_T)}$ для випадку сильного виродження електронів і непараболічної зони), причому при $T=80$ К $U_{\text{експ}}=R_H \sigma = U_{\text{теор}}$.

Побудову теоретичних залежностей $U_{\text{пол}}=A_n T^n$ для механізму розсіяння електронів на полярних оптичних фононах здійснювали аналогічно, тільки точкою "прив'язки" була температура $T=300$ К. Зразу ж відмітимо, що оскільки при $T=300$ К не виконується строго умова $\hbar \omega_0 \ll k_B T$ то і узгодження з експериментальними $R_H \sigma = f(T)$ теоретичних кривих ($U_{\text{пол}}=f(T)$) гірше, ніж у випадку теоретичних кривих $U_{pz}=f(T)$ з точкою прив'язки $T=80$ К (для якої виконується умова $\hbar \omega_0/k_B T > 3$).

На рис.1 представлені експериментальна і теоретичні температурні залежності рухливості для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ($x=0,01$). При $T=90$ К $\varepsilon_g=-0,13$ eV і $\delta=\Delta_0/\varepsilon_g=3,5$. Тоді можемо використати формули для $U=f(T)$, які приведені в [1] і одержані в двозонному наближенні. Параметр непараболічності $\beta=k_B T/\varepsilon_g=0,06 \ll 1$ досить малий. Електронний газ ($n \sim 4 \cdot 10^{17}$ см⁻³) частково вироджений. Виходячи з цього, для $T \sim 80$ К при розсіянні на п'єзо-

акустичних фонах рухливість повинна бути пропорційна $U_{pz} \sim T^{-1/2}$ [1]. Дійсно з рис.1 бачимо, що найкраще експериментальна крива $R_H \sigma = f(T)$ при $T \sim 80$ К узгоджується з теоретичною $U_{pz} \sim T^{-1/2}$. З підвищенням температури (по мірі наближення до температури Дебая) це узгодження погіршується.

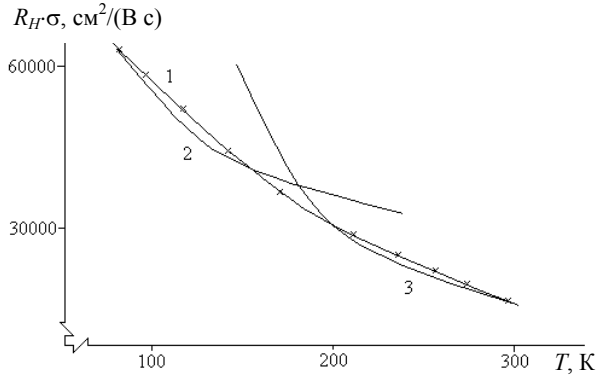


Рис.1. Температурна залежність рухливості електронів в $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,01$): експериментальна (1), $U_{pz} \sim T^{-1/2}$ (2), $U_{пол} \sim T^{-2}$ (3).

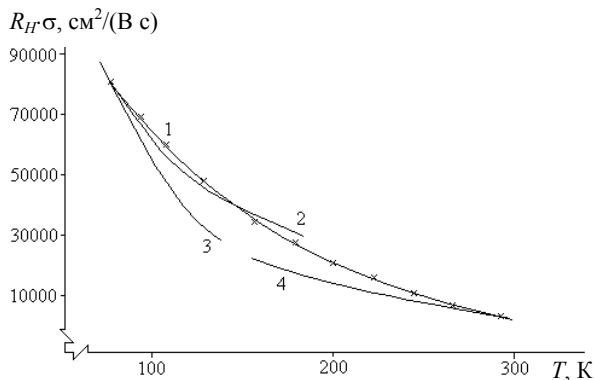


Рис.2. Температурна залежність рухливості електронів в $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,05$): експериментальна (1), $U_{pz} \sim T^{-2} \frac{F_2(\eta)}{4F_3(\eta)}$ (2), $U_{pz} \sim T^{-2}$ (3), $U_{пол} \sim T^{-2}$ (4).

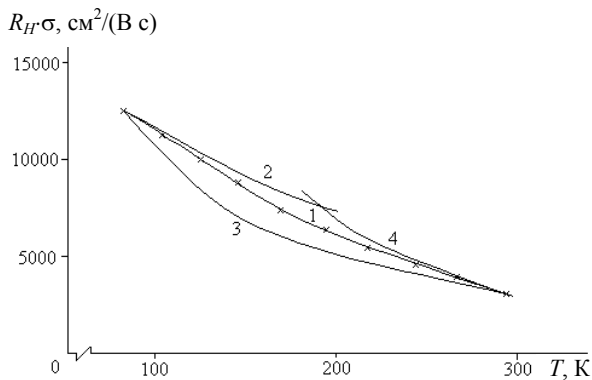


Рис.3. Температурна залежність рухливості електронів в $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,1$): експериментальна (1), $U_{pz} \sim T^{-1/2}$ (2), $U_{pz} \sim T^{-1}$ (3), $U_{пол} \sim T^{-2}$ (4).

При $T=300$ К для $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,01$) $\epsilon_g \rightarrow 0$ (перехід "безщілинний напівпровідник – звичайний напівпровідник") $\delta \rightarrow \infty$, тобто двозонне наближення справедливе. Зона провідності дуже непараболічна ($\beta \rightarrow \infty$), а електронний газ ($n \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) частково вироджений. Тому для високих температур $T \sim 300$ К при розсіянні на полярних оптичних фонах, яке є домінуючим, рухливість повинна бути пропорційна $U_{пол} \sim T^{-2}$ [1]. З рис.1 слідує, що найкраще узгодження експериментальної кривої $R_H \sigma = f(T)$ при $T \sim 300$ К дійсно спостерігається для $U_{пол} \sim T^{-2}$.

Найбільше розходження між експериментальними і теоретичними кривими спостерігається в околі температури Дебая, де формули, якими ми користуємося і які виведені в наближенні часу релаксації, повинні "працювати" гірше. Крім цього, в цьому околі відбувається зміна домінуючого механізму розсіяння, що теж повинно вести до сильного розходження між теоретичними і експериментальними залежностями $U=f(T)$.

На рис.2 представлені залежності $U=f(T)$ для $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,05$).

При $T=90$ К для $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,05$) $\epsilon_g \rightarrow 0$ (перехід "безщілинний напівпровідник – звичайний напівпровідник"), $\delta \rightarrow \infty$, тобто двозонне наближення справедливе. Зона провідності дуже непараболічна ($\beta \rightarrow \infty$), а електронний газ ($n \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), частково вироджений. Тому для низьких температур ($T \sim 80$ К) при розсіянні на п'єзоакустичних фонах рухливість повинна бути пропорційна $U_{pz} \sim T^{-2}$ (невироджений) або $U_{pz} \sim T^{-2} \frac{F_2(\eta)}{4F_3(\eta)}$ (сильно вироджений електронний газ) [1]. Тобто ці дві залежності повинні найкраще узгоджуватись з експериментальними, що і спостерігається (рис.2).

При $T=300$ К для $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,05$) $\epsilon_g \approx 0,06$ еВ, $\delta=7,5$, тобто двозонне наближення справедливе. Зона провідності непараболічна ($\beta=0,43$), а електронний газ ($n \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) частково вироджений. Тому експериментальна залежність $U=f(T)$ добре узгоджується з теоретичною $U_{пол} \sim T^{-2}$, що відповідає домінуючому розсіянню електронів на полярних оптичних фонах (при $T \sim 300$ К) [1].

Для $Hg_{1-x}Mn_xSe$ ($x=0,1$) при $T=90$ К $\epsilon_g=0,11$ еВ, а $\delta=4,1$, тобто двозонне наближення справедливе.

Параметр непараболічності $\beta=0,07 \ll 1$ досить малий. Електронний газ ($n \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) частково вироджений. Тому цілком зрозуміло, що в області низьких температур ($T \sim 80 \text{ К}$), де повинно домінувати розсіяння електронів на п'єзоакустичних фононах, експериментальна крива $R_{H\sigma} = f(T)$ знаходиться між теоретичними залежностями $U_{pz} \sim T^{-1/2}$ (невироджений) та $U_{pz} \sim T^{-1}$ (вироджений електронний газ) (рис.3) [1].

При $T=300 \text{ К}$ $\varepsilon_g=0,18 \text{ еВ}$, а $\delta=2,5$, параметр непараболічності $\beta=0,14$, а електронний газ $n \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ частково вироджений.

Експериментальна залежність $U=f(T)$ добре узгоджується з теоретичною $U_{\text{пол}} \sim T^{-2}$, що відповідає домінуючому розсіянню електронів на полярних оптичних фононах [1] (при $T \sim 300 \text{ К}$) (рис.3).

Висновок

Температурні залежності рухливості електронів в кристалах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ і проведені теоретичні оцінки вказують на те, що в області температур $T \sim 80 \text{ К}$ найбільш ймовірним є домінування розсіяння електронів на п'єзоакустичних фононах, а при $T \sim 300 \text{ К}$ – на полярних оптичних фононах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. – М.: Наука, 1985.