

Диэлектрические свойства соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$

© П.В. Жуковский, Я. Партыка, П. Венгерэк, Ю. Шостака*, Ю. Сидоренко*, А. Родзик*

Люблинский технический университет,
Люблин, Польша

* Белорусский государственный университет,
Минск, Белоруссия

(Получена 29 февраля 2000 г. Принята к печати 30 марта 2000 г.)

Представлены результаты исследований температурных и частотных зависимостей диэлектрической проницаемости полумагнитных полупроводников $Cd_{1-x}Fe_xSe$ ($x = 0.05, 0.105, 0.14$). В области частот $f < 10$ МГц при температурах $T < 400$ К наблюдается термически активированный рост диэлектрической проницаемости, обусловленный прыжковым обменом зарядами. В области температур $T > 400$ К доминирующим становится перенос по зонам, что приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости и исчезновению зависимости проводимости от частоты.

1. Введение

В наших предыдущих работах были исследованы диэлектрические свойства и проводимость полумагнитных полупроводников $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [1] и $Cd_{1-x}Fe_xTe$ [2]. В работе [1] была представлена модель, которая на основе прыжкового обмена зарядами между глубокими амфотерными дефектами объясняет наблюдаемые явления термически активируемого увеличения диэлектрической проницаемости в области частот до 10 МГц. Из проведенных экспериментов следует, что размещение атомов марганца в решетке CdTe является близким к случайному. В отличие от атомов Mn атомы Fe проявляют склонность к коррелированному расположению, и уже при $x \geq 0.02$ доминирующая их часть образует пары.

Цель данной работы — исследование диэлектрических свойств материалов $Cd_{1-x}Fe_xSe$ (диэлектрическая проницаемость ϵ , тангенс угла потерь $\text{tg } \delta$ и сопротивление R) на переменном токе в области частот $f = 0.1$ кГц–30 МГц. Для определения изменения ширины запрещенной зоны ΔE_g в зависимости от состава образцов проведены исследования катодоллюминесценции при температуре жидкого азота, методика измерений которой приведена в работе [3].

Исследования соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$ могут быть интересными в связи с тем, что эти полупроводники, в отличие от ранее изученных нами материалов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Cd_{1-x}Fe_xTe$ с решеткой типа сфалерита, кристаллизуются в структуру вюрцита [4]. Соединения $Cd_{1-x}Fe_xSe$ являются однофазными в области $x < 0.15$.

2. Катодоллюминесценция

На рис. 1 приведены спектры катодоллюминесценции полупроводников $Cd_{1-x}Fe_xSe$ ($x = 0.00, 0.05, 0.105, 0.14$), измеренные при температуре жидкого азота. В спектре CdSe без примеси железа наблюдаются два максимума. Максимум на длине волны $\lambda = 670$ нм связан с межзонными переходами [3]. В области меньших

энергий присутствует максимум $\lambda = 715$ нм, который скорее всего является суперпозицией нескольких известных линий примесного краевого излучения [5].

Введение в состав полупроводника железа в концентрации $x = 0.05$ приводит к полному исчезновению примесной полосы, уменьшению примерно в 2 раза основной полосы и очень малому изменению ее энергетического положения. Дальнейшее увеличение концентрации железа приводит к нелинейному изменению положения максимума. Энергетическое положение максимума основной полосы, характеризующее изменение

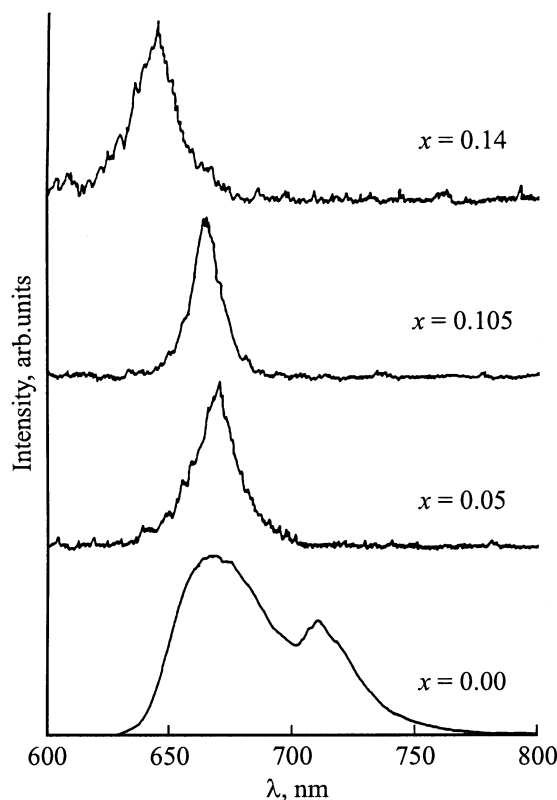


Рис. 1. Спектры катодоллюминесценции соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$. Температура измерений $T = 77$ К.

ширины запрещенной зоны (ΔE_g) при введении в состав соединения атомов железа, приведено в таблице.

Энергетические параметры образцов $Cd_{1-x}Fe_xSe$

x	$\Delta E_g, \text{эВ}$	$\Delta E_e, \text{эВ}$
0.00	< 0.12	1.85 ± 0.02
0.05	0.12 ± 0.03	1.85 ± 0.02
0.105	0.14 ± 0.03	1.87 ± 0.02
0.14	0.16 ± 0.03	1.92 ± 0.02

3. Диэлектрические свойства

Температурные зависимости емкости, из которых рассчитывались величины диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь и сопротивления, регистрировались с помощью измерителя иммитанса E7-14 ($f = 0.1, 1$ и 10 кГц). Для измерений этих параметров из образцов соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$ изготавливались пластинки толщиной ~ 0.45 мм, на которые наносились обкладки из серебряной пасты. Конденсаторы помещались в криостат с температурой T , регулируемой в интервале от 80 до 450 К. Точность измерения температуры составляла ± 0.5 К. Частотные зависимости ϵ , R и $\text{tg } \delta$ получены с помощью измерителя импеданса VM-507 (50 Гц– 500 кГц) и измерителя добротности VM-560 (50 кГц– 35 МГц) при фиксированных температурах $T = 77$ и 300 К.

На рис. 2 приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемости соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$ ($x = 0.05, 0.105$ и 0.14) на частоте $f = 10$ кГц. Из рисунка следует, что в изученных материалах наблю-

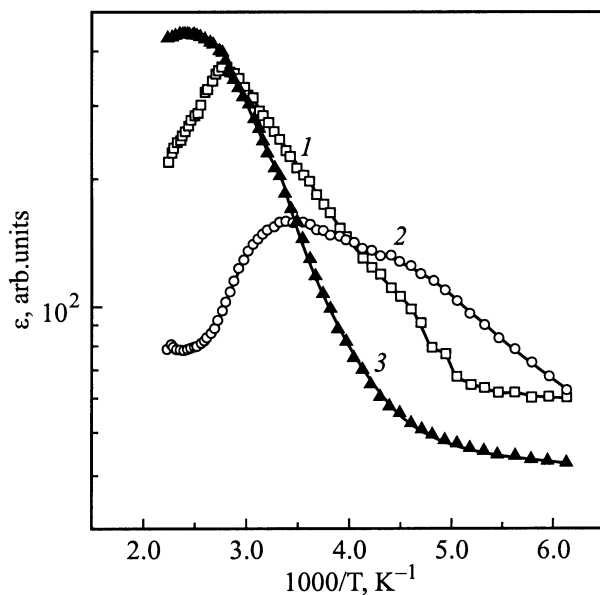


Рис. 2. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$ на частоте 10 кГц: 1 — $x = 0.05$, 2 — $x = 0.105$, 3 — $x = 0.14$,

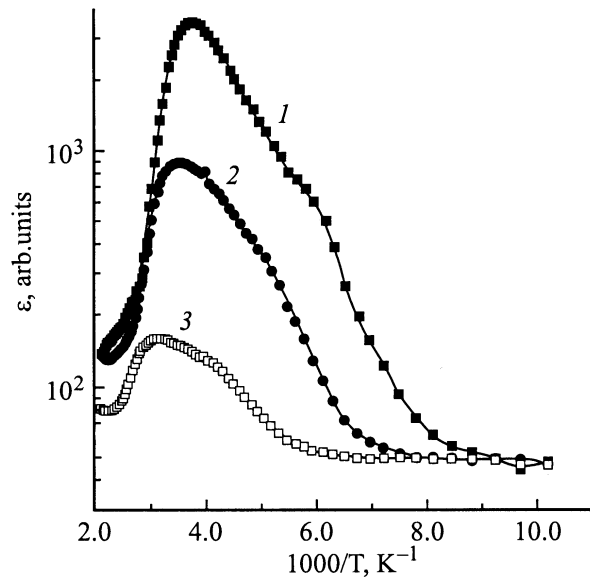


Рис. 3. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости соединения $Cd_{0.895}Fe_{0.105}Se$ на частотах $f, \text{кГц}$: 1 — 0.1 , 2 — 1.0 , 3 — 10 .

дается термически активируемый рост диэлектрической проницаемости. Определенные из наклона кривых величины энергии активации процесса ΔE_e приведены в таблице. Исследования температурной зависимости емкости образца $CdSe$ показали, что во всем температурном интервале ($T = 80$ – 500 К) диэлектрическая проницаемость остается высокой (> 100), и не наблюдается участка роста. Это означает, что, как и для чистого $CdTe$ [1], активация диэлектрической проницаемости $CdSe$ происходит при температурах, меньших 80 К. Скорее всего величина энергии активации для этого образца должна быть меньше, чем для материала с $x = 0.05$. Как видно из таблицы, рост энергии термической активации диэлектрической проницаемости для материалов $Cd_{1-x}Fe_xSe$ происходит практически синхронно с ростом ширины запрещенной зоны. Это означает, по-видимому, что в материале $Cd_{1-x}Fe_xSe$ атомы железа располагаются в матрице способом, близким к случайному, и не проявляют склонности к образованию пар и более сложных комплексов, как это характерно для $Cd_{1-x}Fe_xTe$ в [2]. Столь существенные различия в характере расположения атомов железа в этих соединениях могут быть, по нашему мнению, объяснены различием кристаллических структур исходных соединений: структура цинковой обманки для $CdTe$ и вюрцита для $CdSe$.

В материалах $Cd_{1-x}Fe_xSe$ наблюдается интересное явление, не характерное для соединений $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Cd_{1-x}Fe_xTe$: температурная зависимость диэлектрической проницаемости имеет ярко выраженный максимум, после чего наблюдается уменьшение ϵ практически до

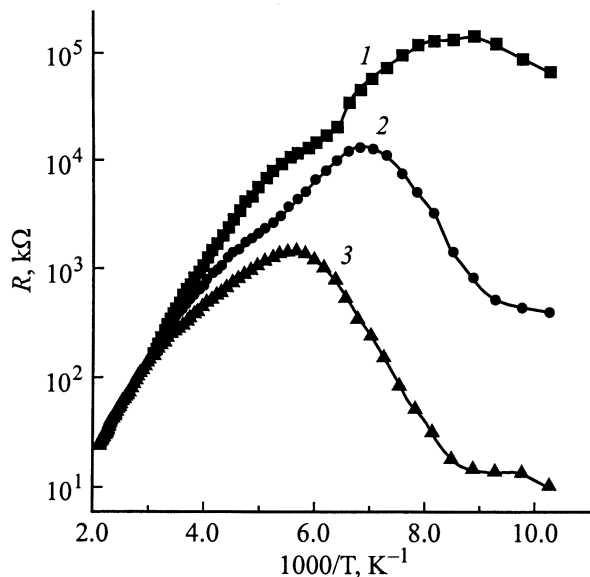


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления сопротивления $\text{Cd}_{0.895}\text{Fe}_{0.105}\text{Se}$ на частотах $f, \text{кГц}$: 1 — 0.1, 2 — 1.0, 3 — 10.

величины, соответствующей области низких температур. Для выяснения этого явления сравним температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ и сопротивления R образца с $x = 0.105$, приведенные на рис. 3 и 4 соответственно.

В области температур, предшествующих максимуму ϵ , видна также сильная зависимость сопротивления образца от частоты, характерная для прыжкового механизма проводимости. Это означает, что в этой области температур происходит прыжковый перенос заряда между дефектами, основное состояние которых является нейтральным. В результате прыжка появляется диполь, приводящий к дополнительной поляризации, а во время прыжка электрон участвует в прыжковой проводимости [1]. При дальнейшем увеличении температуры из зависимостей $R(T)$, полученных для разных частот, следует, что сначала резко уменьшается частотная зависимость сопротивления, а затем и совсем исчезает. Связано это, по нашему мнению, с тем, что в силу относительно небольшой глубины залегания основных состояний дефектов, ответственных за процессы прыжкового обмена зарядов, с ростом температуры увеличивается генерация носителей в зону проводимости. В связи с этим уменьшается вклад прыжковых процессов в суммарную проводимость (см. рис. 4) и появляются положительно заряженные дефекты, что уменьшает вероятность прыжков между нейтральными дефектами, приводящими к дополнительной поляризации. При дальнейшем росте температуры основным механизмом проводимости становится проводимость по зоне.

4. Зависимость дополнительной поляризации от частоты

В работе [1] было получено выражение, описывающее диэлектрическую восприимчивость полупроводников, в которых происходит прыжковый обмен зарядами между нейтральными дефектами:

$$\chi_p = \frac{NP(T)\tau \text{sh}(e\mathcal{R}E/kT)}{[2P(T)\tau \text{sh}(e\mathcal{R}E/kT) + 1]} \frac{E\mathcal{R}}{\epsilon_0 E}, \quad (1)$$

где $P(T) = c(\alpha\mathcal{R})^2(\Delta E/kT) \exp[-2\alpha\mathcal{R} - (\Delta E/kT)]$ — вероятность прыжка [6], ΔE — энергия активации, N — концентрация дефектов, $\mathcal{R} \approx N^{-1/3}$, τ — время существования дефекта в отличном от нейтрального зарядовом состоянии.

Формула (1) справедлива для постоянного электрического поля с напряженностью E и для области частот $f < 2/\tau$. В случае слабых полей формула (1) примет вид

$$\chi_p = \frac{NP(T)\tau e^2 \mathcal{R}^2}{\epsilon_0 kT}. \quad (2)$$

В реальных полупроводниках с большими концентрациями дефектов величина τ перестает быть постоянной. Связано это с тем, что в силу взаимодействия свойства соседних дефектов становятся зависимыми от расстояния между ними (см., например, [7]). Если дефекты распределены случайным образом, как это наблюдается в материалах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$, следует предполагать, что расстояния r между парами дефектов также распределены случайным образом:

$$n(r) \propto \exp\left[-\frac{(\mathcal{R}-r)^2}{2\Delta\mathcal{R}^2}\right], \quad (3)$$

где $\Delta\mathcal{R}$ — дисперсия.

Величина взаимодействия, определяемая степенью перекрытия волновых функций соседних дефектов, зависит от расстояния между ними, что в свою очередь приведет при больших концентрациях дефектов к зависимости от расстояния свойств дефектов, определяемых волновой функцией электрона, в том числе, по нашему мнению, и времени существования дефекта в заряженном состоянии τ , входящего в формулу (1). Установить связь между $n(r)$ и $\tau(r)$ для глубоких центров не представляется возможным. Предполагая существование такой связи, можно записать

$$n(\tau) = \varphi(\tau), \quad (4)$$

причем

$$N = \int_{\tau=0}^{\infty} n(\tau) d\tau. \quad (5)$$

Тогда для случая $f \neq 0$ в формуле (2) вместо $N\tau$ необходимо записать

$$\int_{\tau=0}^{t/2} n(\tau)\tau d\tau, \quad (6)$$

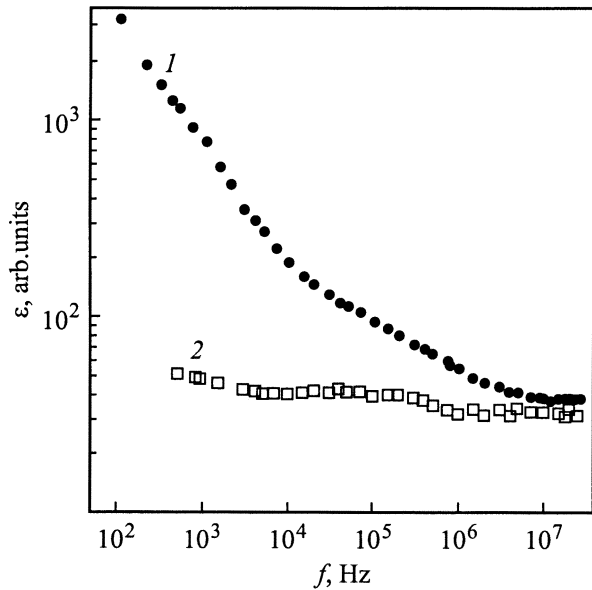


Рис. 5. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости соединения $Cd_{0.895}Fe_{0.105}Se$ при температурах $T = 300$ (1) и 77 К (2).

где $t = 1/f$. Тогда

$$\chi_p = \frac{P(T)e^2R^2}{\varepsilon_0kT} \int_0^{t/2} n(\tau)\tau d\tau. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что в полупроводниках с большой концентрацией глубоких центров должна наблюдаться дисперсия диэлектрической проницаемости.

На рис. 5 приведены частотные зависимости диэлектрической проницаемости для соединения $Cd_{1-x}Fe_xSe$ ($x = 0.105$), измеренные при $T = 77$ и 300 К. Как видно из рисунка, имеются два участка (10^2-10^4 и $10^4-5 \cdot 10^6$ Гц), на которых зависимость $\chi_p(f)$ можно представить в виде

$$\chi_p \approx \tau^\gamma. \quad (8)$$

Для таких участков можно принять

$$n(\tau) = A\tau^\alpha. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (7), получим

$$\chi_p \propto \int_{\tau_0}^{\tau} A\tau^{\alpha+1} d\tau = \frac{A}{\alpha+2} (\tau^{\alpha+2} - \tau_0^{\alpha+2}), \quad (10)$$

или

$$\chi_p(f) \propto f^{-(\alpha+2)}. \quad (11)$$

Величины $(\alpha + 2) = -\gamma$ можно определить из экспериментальных зависимостей $\chi_p(f)$. Тогда на линейном (в масштабе $\lg \chi_p - \lg f$) участке $\chi_p(f)$ распределение дефектов по временам жизни есть

$$n(\tau) \propto \tau^{-(\gamma+2)}. \quad (12)$$

Из формулы (1) следует, что при $\alpha = -2$ дисперсия отсутствует, при $\alpha > -2$ имеет место нормальная дисперсия, что наблюдается в наших экспериментах (см. рис. 5 и [2]). В этом случае на участке 10^2-10^4 Гц (рис. 5) $\alpha = -1.4$, т.е. $n(\tau) \propto \tau^{-1.4}$, а на участке $10^4-5 \cdot 10^6$ Гц $\alpha = -1.77$, а $n(\tau) \propto \tau^{-1.77}$. При $\alpha < -2$ должна наблюдаться аномальная дисперсия.

Список литературы

- [1] П.В. Жуковский, А. Родзик, Ю.А. Шостак. ФТП, **31**, 714 (1997).
- [2] П.В. Жуковский, Я. Партыка, П. Венгерек, Ю.В. Сидоренко, Ю.А. Шостак, А. Родзик. ФТП, **33**, 270 (1999).
- [3] A. Hołda, A. Rodzik, A.A. Mielnikow, P.W. Żukowski. Phys. St. Sol. (b), **189**, 543 (1995).
- [4] *Полуманитные полупроводники*, под ред. Я. Фурдыны и Я. Косуца (М., Мир, 1992).
- [5] В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Т. Литовченко. *Оптические свойства полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1987).
- [6] S.S. Kirkpatrick. *Proc. 5th Int. Conf. on Amorphous and Liquid Semicond.* (Garmish-Partenkirchen, 1973) p. 183.
- [7] И.М. Лифшиц. ЖЭТФ, **53**, 743 (1967).

Редактор Л.В. Шаронова

Dielectric properties of $Cd_{1-x}Fe_xSe$ compounds

P.V. Zhukovski, Ya. Partochka, P. Vengerak, Yu. Shestak*, Yu. Sidorenko*, A. Rodzik*

Lublin Technological University,
Lublin, Poland

* Belarus State University,
Minsk, Belarus