

Кушнірук Валентин,
здобувач другого (магістерського) рівня вищої освіти
фізико-математичного факультету
Грищук Андрій,
кандидат педагогічних наук, доцент,
доцент кафедри фізики та методики її навчання,
Житомирський державний університет імені Івана Франка,
м. Житомир, Україна

ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ РУХЛИВОСТІ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В GaAs

Для обчислення рухливості носіїв заряду необхідно знати середній час релаксації. Проте на час релаксації істотним чином впливає механізм розсіяння, тому при зіткненні носіїв заряду з різними за природою дефектами кристалічної решітки рухливість по-різному залежатиме від температури.

У атомних напівпровідниках при розсіянні носіїв заряду на акустичних коливаннях ґратки час релаксації рівний:

$$\tau_l = \frac{\tau_{0l}}{m^{*3/2}} T^{-1} E^{-1/2} \quad (1)$$

На підставі попередніх формул знайдемо:

$$\langle \tau_l \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{\tau_{0l}}{m^{*3/2} k^{1/2}} T^{-3/2} \quad (2)$$

і

$$\mu_l = \frac{4e}{3\sqrt{\pi}} \frac{\tau_{0l}}{m^{*5/2} k^{1/2}} T^{-3/2} \quad (3)$$

Рухливість можна виразити через довжину вільного пробігу. Використовуючи формулу

$$\langle \tau_l \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{\tau_{0l}}{m^{*3/2} k^{1/2}} T^{-3/2} \quad (4)$$

отримуємо:

$$\mu_l = \frac{4el}{3(2\pi m^* kT)^{1/2}} \quad (5)$$

З вище написаних формул випливає, що в атомних напівпровідниках рухливість носіїв заряду при розсіянні їх на теплових коливаннях ґратки зменшується із зростанням температури. Крім того, рухливість обернено пропорційна ефективній масі носіїв заряду в ступені 5/2. Оскільки $m_n^* < m_p^*$, то рухливість електронів більше рухливості дірок, а у напівпровідників з малою ефективною масою носіїв заряду рухливість дуже велика.

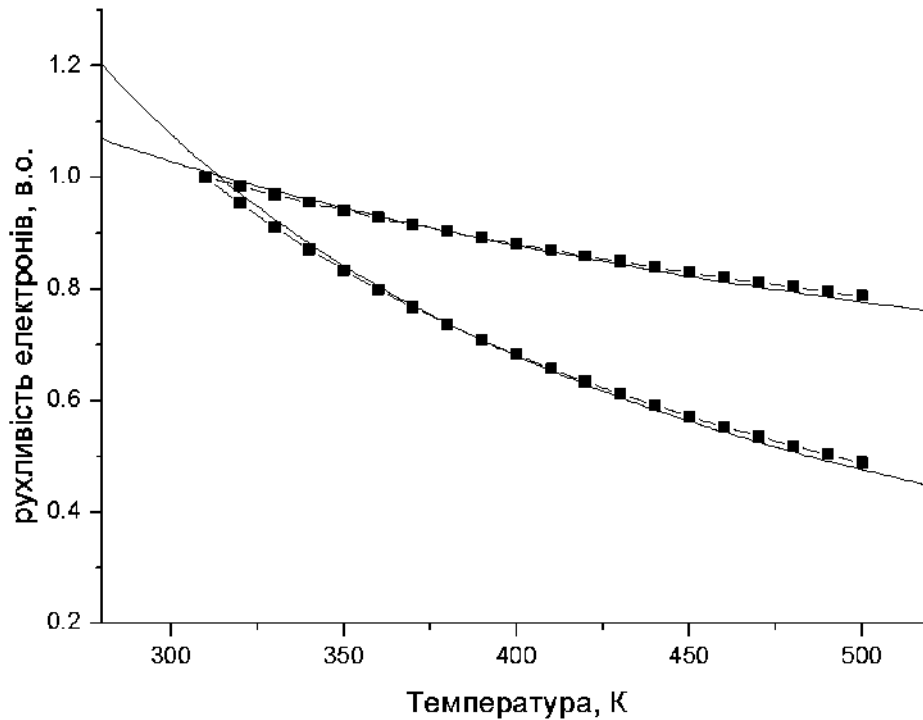


Рис.1. Розраховані температурні залежності рухливості електронів в твердих тілах з різними механізмами розсіяння носіїв заряду

1) Розсіяння на коливаннях кристалічної ґратки (акустичні фонони) –

$$\tau(E) = C_1 T^{-1} E^{-\frac{1}{2}}$$

2) Розсіяння на коливаннях кристалічної ґратки (оптичні фонони) –

$$\tau(E) = C_2 T^{-1} E^{\frac{1}{2}}$$

При розсіянні на іонах домішки час релаксації залежно від енергії рівний

$$\tau_l = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_r^2 m^{*1/2} E^{3/2}}{\pi Z^2 e^4 N_1 \ln \left[1 + \left(\varepsilon_r E / Ze^2 N_1^{1/3} \right)^2 \right]} \quad (6)$$

При усереднюванні цього виразу логарифмічний член, що є поволі змінною функцією, можна винести за знак інтеграла, якщо в цей член підставити таке значення енергії, при якому решта підінтегрального виразу досягає максимуму.

Для цього необхідно покласти $E = 3kT$. Тому середній час релаксації носієм заряду при розсіянні на іонах домішки буде равний:

$$\langle \tau_l \rangle = \frac{8\sqrt{2} \varepsilon_r^2 k^{3/2} m^{*1/2} T^{3/2}}{\pi^{3/2} Z^2 e^4 N_1 \ln \left[1 + \left(3\varepsilon_r kT / Ze^2 N_1^{1/3} \right)^2 \right]} \quad (7)$$

а рухливість при розсіянні іонами домішки запишеться у вигляді

$$\mu_l = \frac{8\sqrt{2}\epsilon_r^2 k^{3/2} T^{3/2}}{\pi^{3/2} Z^2 e^3 N_1 m^{*1/2} \ln \left[1 + \left(3\epsilon_r kT / Ze^2 N_1^{1/3} \right)^2 \right]} \quad (8)$$

При достатньо великих температурах можна вважати, що

$$\mu_l \approx \mu_{0l} T^{3/2}$$

З формули виходить, що рухливість носіїв заряду, обумовлена розсіянням на іонах домішки, зменшується при зменшенні температури. Це відбувається тому, що із збільшенням температури кристала зростає теплова швидкість носіїв заряду, а це призводить до ослаблення взаємодії носіїв заряду з іонізованими атомами домішки, оскільки зменшується тривалість взаємодії. Крім того, при даній температурі рухливість зменшується із збільшенням концентрації домішки, яка підсилює ефект розсіяння. Це узгоджується з експериментальними даними. Як приклад на мал. 6.1 представлена залежність рухливості електронів і дірок від температури в зразках кремнію, що мають різну концентрацію домішок.

При розсіянні носіїв заряду на нейтральній домішці час релаксації згідно виразу не залежить від температури і енергії носія заряду. Через це рухливість носіїв заряду, обумовлена розсіянням на нейтральних атомах домішки, в явному вигляді не залежить від температури і буде рівна

$$\mu_A = \frac{e^2 m^*}{20\epsilon_r \hbar^3 N_A} \quad (9)$$

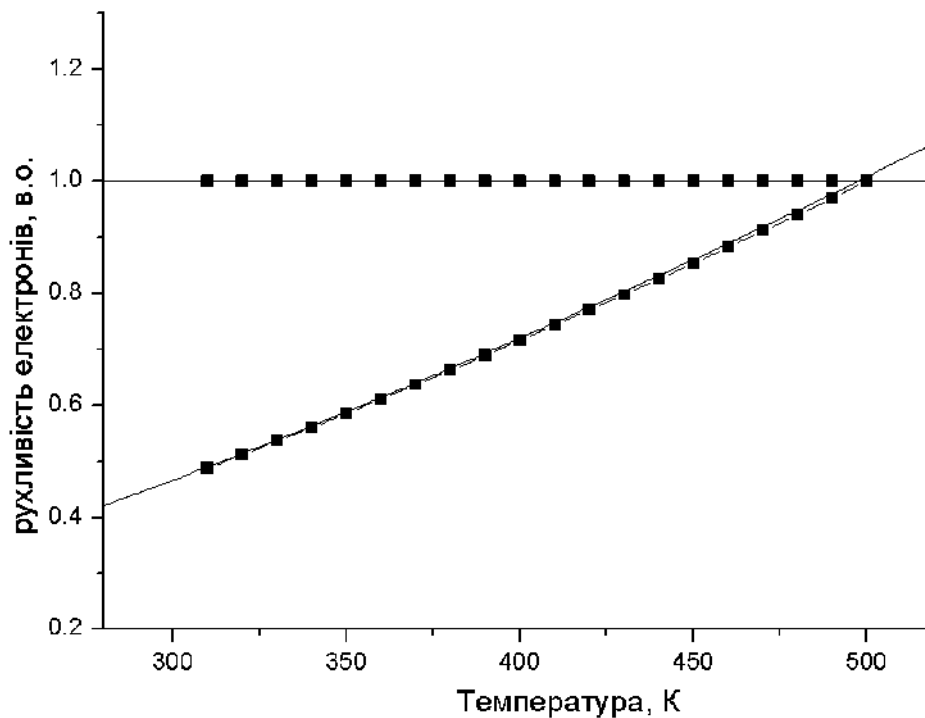


Рис.2. Розраховані температурні залежності рухливості електронів в твердих тілах з різними механізмами розсіяння носіїв заряду

3) Розсіяння на заряджених домішках – $\tau(E) = C_4$

4) Розсіяння на нейтральних домішках – $\tau(E) = C_3 E^{\frac{3}{2}}$

Висновки.

1. Знайдено нерівноважну функцію розподілу електронів в слабкому однорідному електричному полі в стаціонарних умовах.

2. Використовуючи наближення сферичних ізоенергетичних поверхонь і постійних ефективних мас, розраховано електропровідності та рухливості електронів в твердих тілах з різними механізмами розсіяння.

3. Розраховані в даній роботі параметри знаходяться в задовільному погодженні із результатами, представленими в літературі на основі складних кінетичних моделей.

Список використаних джерел та літератури

1. Shen, Y.C., Mueller, G.O., Watanabe, S., Gardner, N.F., Munkholm, A., Krames, M.R.: Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence. Appl. Phys. Lett. 91, 141101–141103 (2007)

2. Strite, S., Morkoz, H.: GaN, AlN, and InN: a review. J. Vac. Sci. Technol. B 10, 1237–1266 (1992) Svane, A., Christensen, N.E., Gorczyca, I., van Schilfgaarde, M., Chantis, A.N., Kotani, T.: Quasiparticle self-consistent GW theory of III–V nitride semiconductors: bands, gap bowing, and effective masses. Phys. Rev. B. 82, 115102 (2010)

3. Tackett, A.R., Di Ventura, M.: Targeting specific eigenvectors and eigenvalues of a given Hamiltonian using arbitrary selection criteria. Phys. Rev. B 66, 245104 (2002)

4. Zinovchuk, A.V.: Numerical determination of concentration-dependent Auger recombination coefficient in n-InGaN alloys. Opt. Quant. Electron. 47, 2399–2406 (2015) *gon Cross // Rom.Journ.Phys. . – 2007. - Vol. 54. - №.1-2. - P. 37-47.*

5. Zinovchuk, A.V., Gryshuk, A.M. Alloy-assisted Auger recombination in InGaN // Optical and Quantum Electronics, 2018, V. 50 455 P.