

3-24-2021

CYCLOTRON TRANSITIONS AND ELECTRON MASS IN A WIDE INAS QUANTUM WELL IN STRONG MAGNETIC FIELDS

Gulyamov .. G.

Namangan Engineering Construction Institute, Namangan, Uzbekistan

Baymatov P. J.

Namangan State University, Namangan Uzbekistan

Abdulazizov B. T.

*Physical-Technical Institute SPA "Physics-Sun" of ASRUz, Uzbek Academy of Sciences,
bt_abdulazizov@mail.ru*

Tokhirjonov M. S.

Namangan State University, Namangan Uzbekistan

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/semiconductors>

Recommended Citation

G., Gulyamov ..; J., Baymatov P.; T., Abdulazizov B.; and S., Tokhirjonov M. (2021) "CYCLOTRON TRANSITIONS AND ELECTRON MASS IN A WIDE INAS QUANTUM WELL IN STRONG MAGNETIC FIELDS," *Euroasian Journal of Semiconductors Science and Engineering*: Vol. 3 : Iss. 1 , Article 7.
Available at: <https://uzjournals.edu.uz/semiconductors/vol3/iss1/7>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Euroasian Journal of Semiconductors Science and Engineering by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact sh.erkinov@edu.uz.

ПОЛУПРОВОДНИКОВОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

SEMICONDUCTOR MATERIALS SCIENCE

УДК 621.315.592

ЦИКЛОТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ И МАССА ЭЛЕКТРОНА В ШИРОКОЙ InAs
КВАНТОВОЙ ЯМЕ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Г. Гулямов¹, П.Ж. Байматов², Б.Т. Абдулазизов^{3*}, М.С. Тохиржонов⁴

¹Наманганский инженерно-педагогический институт, Наманган, Узбекистан,

^{2,4}Наманганский Государственный Университет, Наманган, Узбекистан,

³Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АНРУз, Ташкент, Узбекистан,

E-mail: bt_abdulazizov@mail.ru

Аннотация. На основе двухзонной модели проведен расчет циклотронной массы электрона в квантовой яме InAs. Расчеты проведены в приближении бесконечности глубины квантовой ямы, с учетом уровня Ландау второй минизоны. Показано, что учет циклотронного перехода электронов внутри второй минизоны удовлетворительно описывает экспериментальные данные, полученные в сильных магнитных полях в гетероструктуре InAs/In_{0.81}Ga_{0.19}As/In_xAl_{1-x}As.

Ключевые слова: InAs, Гетероструктура, Квантовая яма, Минизоны, Непараболическая дисперсия, Двухзонная модель, Модель Кейна, Уровни Ландау, Двумерный электронный газ, Эффективная масса, Циклотронная масса, Циклотронный резонанс.

CYCLOTRON TRANSITIONS AND ELECTRON MASS IN A WIDE INAS QUANTUM
WELL IN STRONG MAGNETIC FIELDS

G. Gulyamov¹, P.J. Baymatov², B.T. Abdulazizov^{3*}, M.S. Tokhirjonov⁴

¹Namangan Engineering Construction Institute, Namangan, Uzbekistan,

^{2,4}Namangan State University, Namangan 160119, Uzbekistan,

³Physical-Technical Institute SPA "Physics-Sun" of ASRUz, Uzbek Academy of Sciences,

E-mail: bt_abdulazizov@mail.ru

Abstract. The two-band model is used to calculate the cyclotron mass of an electron in an InAs quantum well. The calculations were performed in the approximation of infinity of the depth of the quantum well, taking into account the Landau level of the second subband. It is shown that taking into account the cyclotron transition of electrons within the second subband satisfactorily describes the experimental data obtained in strong magnetic fields in the heterostructure InAs/In_{0.81}Ga_{0.19}As/In_xAl_{1-x}As.

Keywords: InAs, Heterostructure, Quantum Well, Subbands, Nonparabolic dispersion, Two band model, Kane model, Landau levels, Two-dimensional electron gas, Effective mass, Cyclotron mass, Cyclotron resonance.

1. Введение

Электроны проводимости в узкозонном полупроводнике InAs обладают малой величиной эффективной массы [1] ($m^* \approx 0.023 \div 0.03m_0$) и следовательно, высокой подвижностью. Поэтому, гетероструктуры (ГС) с квантовыми ямами (КЯ) на основе InAs, являются перспективным для создания электронных и оптоэлектронных приборов нового поколения [2-4].

Один из эффективных методов для изучения зонной структуры и спектра носителей в КЯ является циклотронный резонанс (ЦР). С помощью ЦР можно выявлять непараболичность закона дисперсии и получать информацию об особенностях энергетических зон новых материалов. В слабых магнитных полях можно определить значение эффективной массы носителей на уровне Ферми. В сильных (квантующих) магнитных полях этот метод позволяет определять расстояние между уровнями Ландау (циклотронную энергию), между которыми происходят оптические переходы [5,6].

В КЯ энергетические уровни электронов лежат далеко от дна зоны проводимости. При таких условиях необходимо учитывать непараболичности закона дисперсии. Приложение сильного магнитного поля приводит к большому значению циклотронного и Зеемановского энергий [5]. Исследование свойств носителей тока в сильных магнитных полях в КЯ на основе InAs продолжается и сегодня [7,8].

В работе [8] исследована InAs КЯ на основе структуры InAs/In_{0.81}Ga_{0.19}As/In_xAl_{1-x}As ($x=0.52-0.81$). С помощью ЦР были измерены эффективная масса m_{CR} и g_{CR} - фактор электрона при сильных магнитных полях (вплоть до 70 Т) и при различных температурах. Экспериментальные результаты были интерпретированы качественно на основе двухзонной модели Кейна и в модели КЯ бесконечной глубины, однако количественные сравнения не проведены.

В сильных магнитных полях и в широких КЯ уровни Ландау различных минизон могут достаточно сближаться или перекрываться. Математическое моделирование таких процессов с использованием экспериментальных значений m_{CR} и g_{CR} дает возможность лучше понять зонную структуру, расположение уровней Ландау 1-й и 2-й минизон.

Целью данной работы является расчет уровней Ландау 1-й и 2-й минизон и на основе этих данных определить зависимость циклотронной массы m_{CR} от магнитного поля. Расчеты будут проведены на основе двухзонной модели Кейна и в модели КЯ бесконечной глубины. На основе этих расчетов обсуждаются возможные интерпретации результатов эксперимента [8].

2. Основные формулы

Рассмотрим движение одного электрона зоны проводимости КЯ. Тогда, при наличии магнитного поля приложенного перпендикулярно плоскости КЯ спектр электрона можно представить в виде [5, 9] (двух зонная модель непараболичности дисперсии электронов)

$$\varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) = \frac{m_0}{m_n} \left[\left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0 + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_0} \right] + \frac{g_n}{g_0} \sigma \hbar \omega_0. \quad (1)$$

Здесь, ε_g - ширина запрещенной зоны, m_n и g_n эффективная масса и фактор спинового расщепления на дне зоны проводимости, m_0 и $g_0 = 2$ масса и фактор спинового расщепления свободного электрона соответственно, N - номер уровня Ландау, σ - спиновой индекс $\pm 1/2$, $\hbar \omega_0$ - циклотронная энергия свободного электрона

$$\hbar \omega_0 = \hbar \frac{eB}{m_0} = 1.16 \times 10^{-4} B \left[\frac{eV}{T} \right]. \quad (2)$$

В КЯ движение электрона в направлении z также квантуется. Например, в модели КЯ с бесконечным потенциальным барьером $V = \infty$, и шириной L - значение волнового вектора k_z в формуле (1) равно $k_z = \pi n/L$, n - номер уровня пространственного квантования.

Согласно (1) и (2) спектр электрона зависит от величины магнитного поля B , номера уровня пространственного квантования n , номера уровня Ландау N и спинового индекса σ . Циклотронная масса определяется формулой [5, 9]

$$\frac{m_0}{m_{CR}(B)} = \frac{\varepsilon(n, N+1, \sigma) - \varepsilon(n, N, \sigma)}{\hbar \omega_0} \quad (3)$$

Химический потенциал и долю электронов в уровнях Ландау можно найти из уравнения

$$n_s = \frac{eB}{\pi \hbar} \frac{1}{2} \sum_{n, N, \sigma} f(\varepsilon(n, N, \sigma), \mu, T) = D_0 \hbar \omega_0 \frac{1}{2} \sum_{n, N, \sigma} \frac{1}{\exp[(\varepsilon(n, N, \sigma) - \mu)/T] + 1} \quad (4)$$

где, μ - химический потенциал, $f(\varepsilon(n, N, \sigma), \mu, T)$ - функция распределения Ферми-Дирака. Через T , [eV] обозначена величина $k_B T$, k_B - постоянная Больцмана, $D_0 = m_0 / \pi \hbar^2 = 413 \cdot 10^{12} / \text{eV} \cdot \text{cm}^2$.

3. Зависимость циклотронной массы от величины магнитного поля

Как видно из (3), для расчета зависимости $m_{CR}(B)$ необходимо знать уровни Ландау $\varepsilon(n, N, \sigma)$, которые можно найти из уравнений (1). Поэтому, сначала построим график полевой зависимости уровней Ландау $\varepsilon(n, N, \sigma)$. Используемые в расчетах зонные параметры InAs приведены в Таблице 1. Приведено также экспериментальное значение концентрации электронов в том образце, где исследована зависимость $m_{CR}(B)$ [8].

Таблица 1. Зонные параметры InAs КЯ

E_g , [eV]	0,42
m_n , [m_0]	0,023
g_n	-15
L , [nm]	20
n_s , [cm^{-2}]	3.6×10^{11}

Результаты расчетов полевой зависимости уровней Ландау $\varepsilon(n, N, \sigma)$ и энергии Ферми для InAs КЯ шириной $L = 200 \text{ \AA}$ приведены на рисунке 1.

При расчете энергии Ферми использованы следующие значения температур и концентраций $T = 20.5 \text{ K}$, $n_s = 3.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

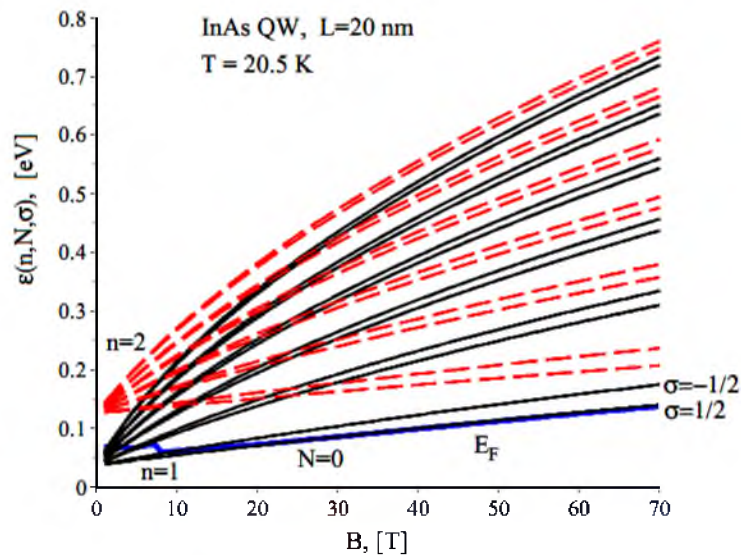


Рис.1. Уровни Ландау электрона и энергия Ферми в КЯ InAs с $L = 20 \text{ nm}$ в зависимости от магнитного поля. Сплошные линии – уровни для первой минизоны, штриховые – для второй минизоны. Толстая линия – энергия Ферми, рассчитанная из уравнения (4) при $T = 20.5 \text{ K}$ и $n_s = 3.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

Из графика видно, что, основной уровень с $n = 1$, $N = 0$ приблизительно линейно зависит от магнитного поля B , а верхние линии заметно отличаются от линейного закона, которая обусловлена непараболичностью зоны проводимости. Начиная примерно с $B \sim 30 \text{ T}$ основной уровень Ландау второй минизоны лежит ниже, чем второй уровень Ландау первой минизоны, т.е. $\varepsilon(2, 0, \sigma) < \varepsilon(1, 1, \sigma)$. Тогда, при больших температурах и сильных полях ($B > 30 \text{ T}$) в основном может быть частично заселен уровень $\varepsilon(2, 0, \sigma)$. Как видно из графика, при сильных полях ($B > 30 \text{ T}$) все электроны КЯ находятся на уровне $\varepsilon(1, 0, 1/2)$.

На рисунке 2 показаны сравнения результатов расчета m_{CR} с экспериментальными точками [8], полученными при температуре $T = 20.5K$.

Как видно из Рис.2, нижние три экспериментальные точки хорошо описываются рассматриваемой моделью как циклотронный переход $(1,0,\sigma) \rightarrow (1,1,\sigma)$.

Надо отметить, что при температуре $T = 20.5K$ уровни Ландау $\varepsilon(1,1,\sigma)$ или $\varepsilon(2,0,\sigma)$ не могут быть заселены, так как, в данном случае тепловая энергия $k_B T \sim 0.0018 eV$ значительно меньше, чем разности $\varepsilon(1,1,\sigma) - \varepsilon(1,0,\sigma)$ или $\varepsilon(2,0,\sigma) - \varepsilon(1,0,\sigma)$.

Однако, если предполагать наличие электронов с большим временем жизни, попадавших на уровне $\varepsilon(2,0,\sigma)$ при фотовозбуждении, то происхождение трех экспериментальных точек можно объяснить циклотронными переходами $(2,0,\sigma) \rightarrow (2,1,\sigma)$. Это видно из Рис.2, где расчетные точки показаны штриховыми линиями.

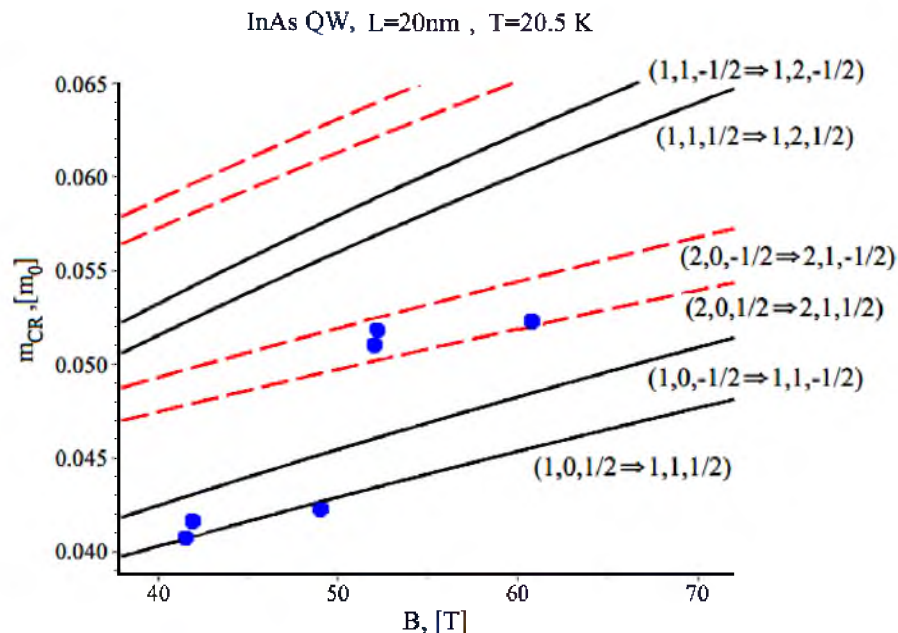


Рис.2. Сравнения полевой зависимости циклотронной массы m_{CR} с экспериментальными точками [8], полученными при температуре $T = 20.5K$. Расчеты выполнены для InAs КЯ с $L = 20 nm$. Цифрами указаны межуровневые переходы см. (3).

4. Заключение

Расчеты показывают, что при интерпретации экспериментальных данных, важную роль играет учет уровней Ландау второй мини зоны. Оказалось, что в рамке рассматриваемой простой модели - экспериментальные точки, $m_{CR}(B)$ измеренные при температуре $T = 20.5K$ связаны с циклотронными переходами $(1,0,\sigma) \rightarrow (1,1,\sigma)$ и $(2,0,\sigma) \rightarrow (2,1,\sigma)$. Правильная картина восстанавливается, когда модель объясняет концентрационные и полевые зависимости осцилляции Шубникова-де-Газа, оптические пропускания циклотронной массы

и g -фактора, измеренные в эксперименте [8]. Это требует решать задачи с учетом конечности глубины КЯ в гетероструктуре $\text{InAs}/\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$.

References

1. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys" *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
2. Brian R. Bennett, M. J. Yang, B. V. Shanabrook, J. B. Boos, and D. Park, "Modulation doping of InAs/AlSb quantum wells using remote InAs donor layers" *Appl. Phys. Lett.* **72**, pp.1193 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.121010>
3. R. Magno, A. S. Bracker, and B. R. Bennett, "Resonant interband tunnel diodes with AlGaSb barriers" *Journal of Applied Physics* **89**, pp.5791 (2001); <https://doi.org/10.1063/1.1365940>
4. K. Ohtani and H. Ohno, "InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at $10\ \mu\text{m}$ " *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1003 (2003); <https://doi.org/10.1063/1.1545151>
5. I.M. Tsidilkovsky, "Electrons and holes in semiconductors" (M, Science, 1972), chap.5, pp. 444. [in Russian]
6. M. J. Yang, R. J. Wagner, P.J. Lin-Chung, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, W. J. Moore, J. L. Davis, "Spin-resolved cyclotron resonance in a 2D electron gas" *Surface Science* **305**, pp. 271-274 (1994).
7. H. Arimoto, N. Miura, and R. A. Stradling, "Effects of nonequilibrium electron distribution and electron-electron interaction observed in spin-split cyclotron resonance of InAs/AlSb single quantum wells at high magnetic fields" *Phys. Rev. B* **67**, 155319 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.155319>
8. Joseph Yuan, Mehdi Hatefipour, Brenden A. Magill, William Mayer, Matthieu C. Dartailh, Kasra Sardashti, Kaushini S. Wickramasinghe, Giti A. Khodaparast, Yasuhiro H. Matsuda, Yoshimitsu Kohama, Zhuo Yang, Sunil Thapa, Christopher J. Stanton, and Javad Shabani, "Experimental measurements of effective mass in near-surface InAs quantum wells" *Phys. Rev. B* **101**, 205310 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.205310>
9. R. Winkler, "Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems" Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2003.