

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОГО ТЕРАГЕРЦЕВОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАМАГНИЧЕННОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КВАНТОВОГО КОЛЬЦА

Н.А. МОВСИСЯН, А.Х. МАНАСЕЛЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: amanasel@ysu.am

(Поступила в редакцию 2 июля 2021 г.)

В работе теоретически исследовано совместное влияние интенсивного лазерного терагерцевого излучения и внешнего однородного магнитного поля на электронные состояния и намагниченность квантового кольца из GaAs. Влияние лазерного поля вычислено в дипольном приближении с использованием унитарного преобразования Крамерса–Хеннебергера. Рассмотрено также влияние температуры на намагниченность квантового кольца. Показано, что с увеличением параметра лазерного поля в кольце наблюдаются необычные колебания Ааронова–Бома. Для фиксированных значений индукции магнитного поля намагниченность кольца может быть как возрастающей, так и уменьшающейся функцией от температуры. Найдены резонансные значения индукции магнитного поля, когда намагниченность с увеличением температуры остается практически постоянной.

1. Введение

Последние достижения в области квантовых наноразмерных структур свидетельствуют, что полупроводниковые квантовые точки (КТ) и квантовые кольца (КК) могут привести к значительным успехам в исследовании новых физических явлений и их практических применений [1,2]. Огромный потенциал таких систем в прикладном приборостроении делает их чрезвычайно интересными исследовательскими объектами как для теоретической, так и для экспериментальной физики. В этом контексте особого внимания заслуживают КК с их двусвязной геометрией [2]. Уникальная структура КК позволяет наблюдать некоторые интересные физические явления только в таких системах. Например, недавняя экспериментальная реализация КК с несколькими электронами [3] и наблюдение эффекта Ааронова–Бома (АБ) [4] и незатухающих токов [5] в КК сделали их привлекательными объектами для экспериментальных и теоретических исследований, в которых было продемонстрировано и исследовано несколько новых квантовых эффектов [6,7]. В частности, в некоторых работах показана возможность использования КК в качестве базовых элементов в терагерцевых детекторах, эффективных солнечных элементах, в устройствах памяти, однофотонных излучателях и т.д. [2].

Последние достижения в области лазерных технологий открыли новые возможности для изучения взаимодействия света с материей в различных отраслях физики. Быстрое развитие современных настраиваемых и мощных лазерных источников позволило исследовать поведение носителей заряда в различных полупроводниковых структурах под действием интенсивных лазерных полей (ИЛП), главным образом в терагерцевом частотном диапазоне [8]. Влияние ИЛП с круговой поляризацией на электронные состояния в КК было недавно изучено в [9–13]. Было показано, что ИЛП с круговой поляризацией может создать намагниченность в системе даже без внешнего магнитного поля. Влияние линейно поляризованного ИЛП на электронные состояния и внутризонные оптические характеристики изотропных КК из GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As исследовано в [14]. Авторы показали, что лазерное поле может разрушить цилиндрическую симметрию кольца, а эффективный ограничивающий потенциал, «одетый» лазерным полем, приобретает эллиптическую форму. В работе [15] изучено одновременное воздействие терагерцевого ИЛП и магнитного поля на изотропные и анизотропные КК. Показано, что в случае изотропных КК ИЛП может создавать необычные колебания АБ, которые обычно наблюдаются в анизотропных кольцах, а в случае анизотропных КК линейно поляризованный ИЛП может быть использован в качестве инструмента управления анизотропией, с помощью которого можно демонстрировать как изотропные, так и анизотропные свойства на одном и том же КК. В качестве примера показано, что необычные осцилляции АБ, полученные для эллиптического КК, могут быть преобразованы в обычные с помощью ИЛП. В этом отношении ИЛП может объединить все электронные свойства изотропных и анизотропных колец в единую систему, тем самым обеспечивая упрощенный путь их исследований.

В данной работе представлены результаты исследований совместного воздействия терагерцевого ИЛП и однородного магнитного поля на электронные состояния и намагниченность полупроводникового КК из GaAs. Учтено также влияние температуры на намагниченность КК.

2. Теория

Рассмотрим двумерное изотропное КК круговой симметрии с внутренним радиусом R_1 и внешним радиусом R_2 в нерезонансном интенсивном лазерном поле частоты ν , линейно поляризованным в плоскости КК. Система также находится под воздействием однородного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости КК (ось z). Запишем зависящий от времени гамильтониан системы в форме [15]:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} (\mathbf{A}(t) + \mathbf{A}_m) \right)^2 + V(x, y), \quad (1)$$

где m – эффективная масса электрона, e – его заряд, $\hat{\mathbf{p}}$ – оператор импульса.

Зависящий от времени векторный потенциал лазерного излучения $\mathbf{A}(t) = \mathbf{e}_x A_0 \cos(2\pi\nu t)$, где \mathbf{e}_x – единичный вектор по направлению оси x , A_0 – его амплитуда. Для векторного потенциала однородного магнитного поля выберем калибровку Ландау: $\mathbf{A}_m = (0, Bx, 0)$, где B – индукция магнитного поля. В этом случае скалярное произведение $(\mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{A}_m)$ равно нулю, что упрощает дальнейшие расчёты. Для ограничивающего потенциала КК выберем модель прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины:

$$V(x, y) = \begin{cases} 0, & \text{если } R_1 \leq \sqrt{x^2 + y^2} \leq R_2, \\ V_0, & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (2)$$

Для нахождения электронных состояний в КК следует решить соответствующее нестационарное уравнение Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(x, y, t) = \hat{H}\Phi(x, y, t). \quad (3)$$

В высокочастотном режиме для ИЛП, в дипольном приближении и с помощью унитарного преобразования Крамерса–Хеннебергера [16,17] энергетический спектр электронов и волновые функции в КК при совместном воздействии лазерного и однородного магнитного полей могут быть получены из следующего стационарного уравнения Шрёдингера [15,18]:

$$\left[\frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}_m \right)^2 + V_d(x, y) \right] \Phi_d(x, y) = E_d \Phi_d(x, y), \quad (4)$$

где усредненный по времени и «одетый» лазером эффективный ограничивающий потенциал $V_d(x, y)$ получен с использованием высокочастотного приближения Флоке и имеет вид [14,15,18,19]:

$$\begin{aligned} V_d(x, y) = & \frac{V_0}{\pi} \operatorname{Re} \left[\pi - \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_1) \arccos \left(\frac{\Gamma_1 + x}{\alpha_0} \right) \right. \\ & + \theta(\alpha_0 - x - \Gamma_2) \arccos \left(\frac{\Gamma_2 + x}{\alpha_0} \right) - \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_1) \arccos \left(\frac{\Gamma_1 - x}{\alpha_0} \right) \\ & \left. + \theta(\alpha_0 + x - \Gamma_2) \arccos \left(\frac{\Gamma_2 - x}{\alpha_0} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Детали расчетов (4) и (5) можно найти в дополнительных материалах [14]. В выражении (5) $\Gamma_i = \operatorname{Re}(\sqrt{R_i^2 - y^2})$, $\theta(u)$ – функция единичного скачка Хевисайда, $\alpha_0 = (e^2 I / 2\pi^3 m^2 \epsilon_h^{1/2} c \nu^4)^{1/2}$ – параметр лазерного поля, зависящий от интенсивности ИЛП I , частоты ν и высокочастотной диэлектрической проницаемости ϵ_h . Следует отметить, что I и ν можно выбирать в широком диапазоне в единицах кВт/см² и терагерцах, соответственно [8].

Мы рассчитали собственные значения E_d и собственные функции $\Phi_d(x, y)$ численно, используя метод точной диагонализации. Собственные функции представлены как линейное расширение собственных функций двумерной прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высоким ограничивающим потенциалом и с радиусом $R \gg R_2$ [14,15,19]. В расчетах было использовано 289 базисных состояний, что достаточно для определения собственных значений энергий основного и нескольких низколежащих возбужденных состояний.

При нулевой температуре намагниченность определяется соотношением $M = -\partial E_0 / \partial B$, где E_0 – энергия основного состояния системы [20,21]. В данной работе рассчитана зависимость намагниченности от магнитного поля, с помощью оценки средних значений оператора намагниченности $\hat{m} = -\partial \hat{H} / \partial B$, где \hat{H} – гамильтониан системы с «одетым» лазером потенциалом (4). Далее, средние значения оператора намагниченности \hat{m} найдены с использованием «одетыми» лазером волновых функций системы. Исследована также температурная зависимость намагниченности в соответствии с термодинамической моделью, рассмотренной в [21,22], и вычислена её температурная зависимость по формуле:

$$M = -\sum_i \frac{\partial E_i}{\partial B} e^{-E_i/kT} \left/ \sum_i e^{-E_i/kT} \right., \quad (6)$$

где частные производные – средние значения оператора \hat{m} для состояния i .

3. Обсуждение результатов

Численные расчёты проведены для КК из GaAs с внутренним и внешним радиусами $R_1 = 5$ нм, $R_2 = 25$ нм и для значений параметров $V_0 = 128$ мэВ, $m = 0.067m_0$ (m_0 – масса свободного электрона) [23].

На рис.1 представлены зависимости энергетических уровней в КК от индукции магнитного поля для трех различных значений параметра лазерного поля α_0 . Без лазерного поля ($\alpha_0 = 0$, рис.1а) наблюдается обычный эффект АБ, соответствующий случаю КК с круговой симметрией. ИЛП в КК создает анизотропию в ограничивающем потенциале, в результате чего эффективная длина ограничения в нижней части потенциальной ямы в КК вдоль оси x уменьшается [15]. Следует отметить, что с увеличением α_0 анизотропия КК усиливается, в результате чего вырождение возбужденных состояний при $B = 0$ исчезает. С увеличением α_0 , из-за уменьшения симметрии системы из C_∞ до C_2 , энергетический спектр делится на пары состояний, которые, в свою очередь, многократно пересекаются друг с другом при увеличении B [15]. Аналогичное поведение уровней энергии, названное необычными осцилляциями АБ, было исследовано в КК ранее другими авторами, и было обусловлено анизотропией эффективной массы [24,25] и структурной неоднородностью в КК [26]. Для $\alpha_0 = 2$ нм, только

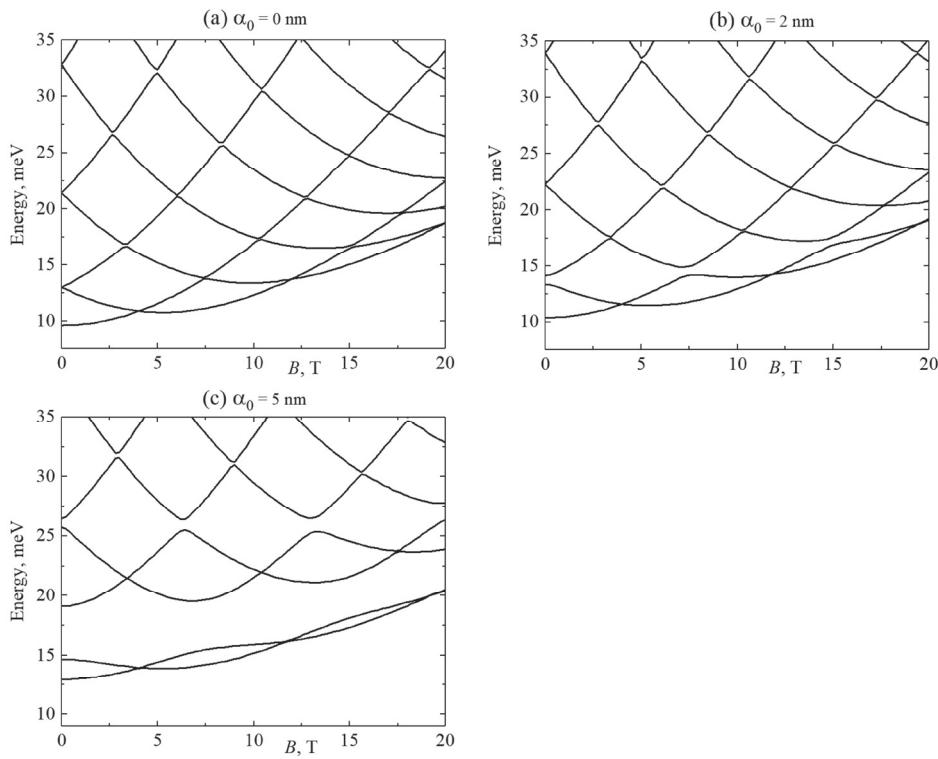


Рис.1. Зависимость низколежащих энергетических уровней КК от индукции магнитного поля для различных значений параметра лазерного поля α_0 .

основное и первое возбужденное состояния чувствуют деформацию потенциала (рис.1b). Аналогично, для больших значений α_0 большее число возбужденных состояний начинают ощущать деформацию ограничивающего потенциала КК (на рис.1c) видны две периодически пересекающиеся пары уровней).

В рис.2 представлены зависимости намагниченности системы от индукции магнитного поля для различных значений температуры (рис.2a–c) и от температуры для различных значений индукции магнитного поля (рис.2d–f). Результаты представлены для трех различных значений параметра лазера α_0 . При нулевой температуре зависимости намагниченности от индукции магнитного поля во всех случаях имеют скачкообразное поведение с несколькими периодическими скачками намагниченности (рис.2a–c, сплошные кривые), что характерно для полупроводниковых КК и является прямым следствием осциляций АБ в КК. С увеличением магнитного поля основное состояние периодически меняется, и после каждого изменения основного состояния значение орбитального квантового числа увеличивается на единицу. Такое изменение углового момента основного состояния проявляется в незатухающих токах и в намагниченности в КК [5]. С повышением температуры основное состояние смешивается с ближайшими возбужденными состояниями, из-за чего меняется населенность уровнями электронами. Поэтому следует также рассчитать влияние

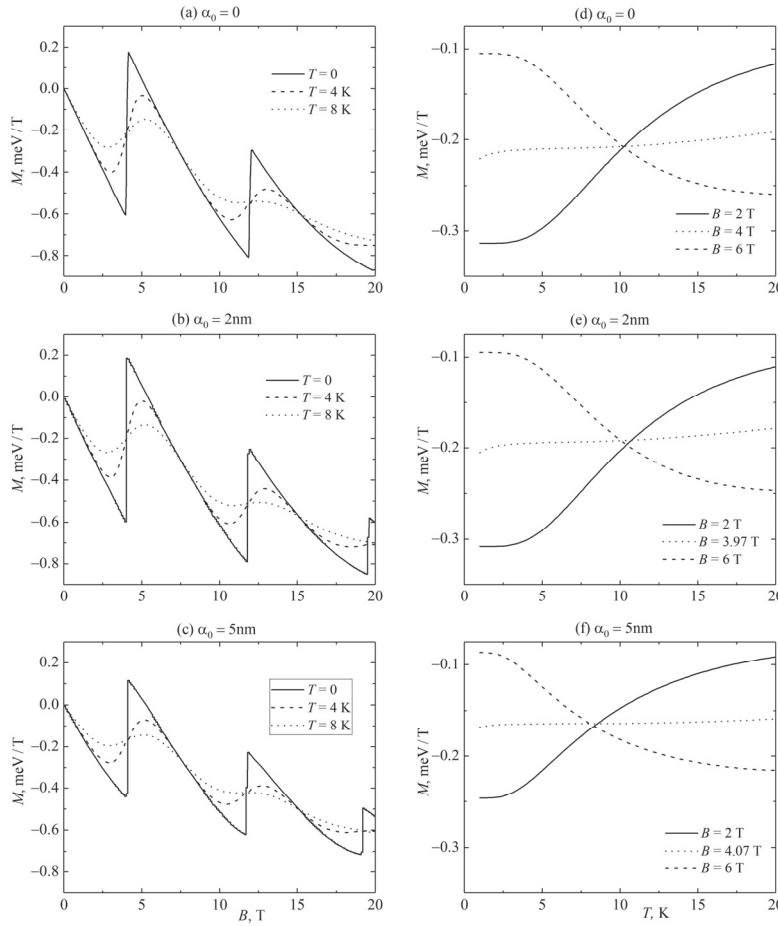


Рис.2. Зависимости намагниченности КК от индукции магнитного поля (а–с) и от температуры (д–ф) для различных значений параметра лазерного поля α_0 .

возбужденных состояний на намагниченность системы с помощью формулы (6). В результате, вместо резких скачков наблюдаются гладкие кривые зависимости намагниченности от индукции магнитного поля (рис.2а, пунктирные и точечные линии). С увеличением параметра α_0 , из-за нарушения осевой симметрии КК, первые два состояния энергетически удаляются от остальных и периодически пересекаются друг с другом (рис.1с). В результате все явления, отмеченные на рис.2а, ослабляются.

Для температурных зависимостей намагниченности при фиксированных значениях индукции магнитного поля и лазерного параметра можно наблюдать интересное явление. Для небольших значений магнитного поля, ниже первой точки пересечения энергии (например, при $B = 2$ Т), намагниченность является монотонно возрастающей функцией температуры (рис.2д, сплошная кривая). С другой стороны, для значений магнитного поля выше первой точки пересечения для энергии основного состояния (например, при $B = 6$ Т), намагниченность

является монотонно уменьшающейся функцией температуры (рис.2d, пунктирная кривая). Существуют также несколько резонансных значений индукции магнитного поля, соответствующих точкам пересечения энергии на рис.1, для которых намагниченность остается почти постоянной с увеличением температуры (рис.2d, точечная кривая). С увеличением параметра лазерного поля резонансные значения индукции магнитного поля претерпевают малые изменения.

4. Заключение

Таким образом, в работе исследовано совместное воздействие интенсивного терагерцевого излучения и однородного магнитного поля на электронные состояния и намагниченность полупроводникового КК круговой симметрии из GaAs. Показано, что с увеличением параметра лазерного поля в кольце из-за нарушенной симметрии ограничивающего потенциала кольца наблюдаются необычные колебания Ааронова–Бома, которые, в свою очередь, влияют на намагниченность системы. При нулевой температуре зависимости намагниченности от индукции магнитного поля имеют скачкообразное поведение с несколькими периодическими скачками. Для фиксированных значений магнитного поля намагниченность КК может быть как возрастающей, так и уменьшающейся функцией температуры. Существуют резонансные значения индукции магнитного поля, когда намагниченность с увеличением температуры остается практически постоянной. С увеличением параметра лазерного поля все зависимости намагниченности от индукции магнитного поля и температуры ослабевают.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта № 20TTWS-1C014.

Авторы декларируют отсутствие конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **T. Chakraborty.** Quantum Dots, Amsterdam: Elsevier, 1999.
2. **V.M. Fomin (ed.).** Physics of Quantum Rings, Switzerland: Springer, 2018.
3. **A. Lorke et al.,** Phys. Rev. Lett., **84**, 2223 (2000).
4. **Y. Aharonov, D. Bohm.** Phys. Rev., **115**, 485 (1959).
5. **M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer.** Phys. Lett. A, **96**, 365 (1983).
6. **T. Chakraborty.** Advances in Solid State Physics, **43**, 79 (2003).
7. **S. Viefers, P. Koskinen, P. Singha Deo, M. Manninen,** Physica E, **21**, 1 (2004).
8. **S.D. Ganichev, W. Prettl (eds.).** Intense Terahertz Excitation of Semiconductors. Semiconductor Science and Technology, Oxford: Oxford University Press, 2006.
9. **O.V. Kibis.** Phys. Rev. Lett., **107**, 106802 (2011).
10. **O.V. Kibis, O. Kyrienko, I.A. Shelykh.** Phys. Rev. B, **87**, 245437 (2013).
11. **K.L. Koshelev, V.Yu. Kachorovskii, M. Titov.** Phys. Rev. B, **92**, 235426 (2015).
12. **K.L. Koshelev, V.Yu. Kachorovskii, M. Titov, M.S. Shur.** Phys. Rev. B, **95**, 035418 (2017).

13. S.O. Potashin, V.Yu. Kachorovskii, M.S. Shur. Phys. Rev. B, **102**, 085402 (2020).
14. A. Radu, A.A. Kirakosyan, D. Laroze, H.M. Baghramyan, M.G. Barseghyan. J. Appl. Phys., **116**, 093101 (2014).
15. T. Chakraborty, A. Manaselyan, M. Barseghyan, D. Laroze, Phys. Rev. B, **97**, 041304(R) (2018).
16. H.A. Kramers. Collected Scientific Papers, North-Holland, 1956.
17. W.C. Henneberger. Phys. Rev. Lett., **21**, 838 (1968).
18. H.M. Baghramyan, M.G. Barseghyan, A.A. Kirakosyan, J.H. Ojeda, J. Bragard, D. Laroze. Scientific Reports, **8**, 6145 (2018).
19. A. Radu, A.A. Kirakosyan, D. Laroze, M.G. Barseghyan. Semicond. Sci. Technol., **30**, 045006 (2015).
20. S. Avetisyan, T. Chakraborty, P. Pietiläinen. Physica E, **81**, 334 (2016).
21. T. Chakraborty, A. Manaselyan, M. Barseghyan. J. Phys.: Condens. Matter, **29**, 215301 (2017).
22. T. Chakraborty, P. Pietiläinen. Phys. Rev. Lett., **76**, 4018 (1996).
23. S. Adachi. Handbook on Physical Properties of Semiconductors Vol. 2, New York: Kluwer Academic Publishers, 2004.
24. G.O. de Sousa, D.R. da Costa, A. Chaves, G.A. Farais, F.M. Peeters. Phys. Rev. B, **95**, 205414 (2017).
25. M.M. Milošević, M. Tadić, F.M. Peeters. Nanotechnology, **19**, 455401 (2008).
26. J. Planeles, F. Rajadell, J.I. Climente. Nanotechnology, **18**, 375402 (2007).

THE EFFECT OF INTENSE TERAHERTZ LASER RADIATION ON MAGNETIZATION OF SEMICONDUCTOR QUANTUM RING

N.H. MOVSISYAN, A.KH. MANASELYAN

In this paper the combined effect of intense terahertz laser radiation and external homogeneous magnetic field on electron states and magnetization of GaAs quantum ring is investigated theoretically. The effect of laser field is calculated using the dipole approximation and Kramers–Henneberger unitary transformation. The temperature effect on magnetization of the system is also considered. It is shown that with the increase of laser field parameter the unusual Aharonov–Bohm oscillations can be observed in the ring. For constant values of magnetic field, the magnetization can be as increasing, as well as decreasing function of temperature. There are some resonant values of magnetic field, for which the magnetization of the ring remains almost constant with the increase of temperature.