

Эффект магнитной стабилизации ридберговских атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме

Б. Б. Зеленер⁺*, Б. В. Зеленер⁺, Э. А. Манькин^{**}×

⁺Объединенный институт высоких температур Российской академии наук 127412, Москва, Россия

*Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

×Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2012 г.

После переработки 23 мая 2012 г.

В работе предсказана магнитная стабилизация ридберговских атомов и многочастичных комплексов в ультрахолодной плазме, находящейся в магнитном поле, за счет диамагнитного сдвига по аналогии с диамагнитным сдвигом в полупроводниках.

Действие магнитного поля на связанное состояние электрона в атоме становится существенным, когда энергия циклотронного движения электрона $\hbar\omega_B = \hbar eB/m_e c$ становится порядка энергии связи электрона в атоме, а магнитная длина $L = \sqrt{\hbar c/eB}$ – порядка радиуса атома. Здесь e , m_e – заряд и масса электрона соответственно, c – скорость света, B – магнитная индукция, \hbar – постоянная Планка, ω_B – циклотронная частота. Для атома водорода в основном состоянии это поля с $B \sim 10^9$ Гс, которые недостижимы при современных экспериментальных возможностях. Эти поля также велики и для возбужденных атомов, даже когда главное квантовое число $n \sim 50$.

Однако ситуация изменилась, когда появилась возможность создания ультрахолодной плазмы с начальной температурой электронов $T_e = (0.1–10)$ К [1–3]. При рекомбинации такой плазмы возникают ридберговские состояния с энергией $E_n \sim -kT$, где k – постоянная Больцмана. Поэтому магнитное поле с $B \sim (10^3–10^4)$ Гс для таких атомов является сильным. Характерная диаграмма индукция магнитного поля – энергия электрона была предложена нами в работе [4] (рис.1).

На рисунке 1, 2 – это области параметров, в которых движение заряженных частиц может рассматриваться классически. В области 3 необходимо учитывать квантовый характер движения. Условие, разделяющее эти области, имеет вид: $E = \hbar\omega_B$. Диаграмма на рис. 1 дает наглядное представление о соотношении B и E во всей области изменения этих параметров.

В [4, 8] были предложены выражения для времени столкновительной рекомбинации в магнитном поле. Зависимость времени рекомбинации от температуры

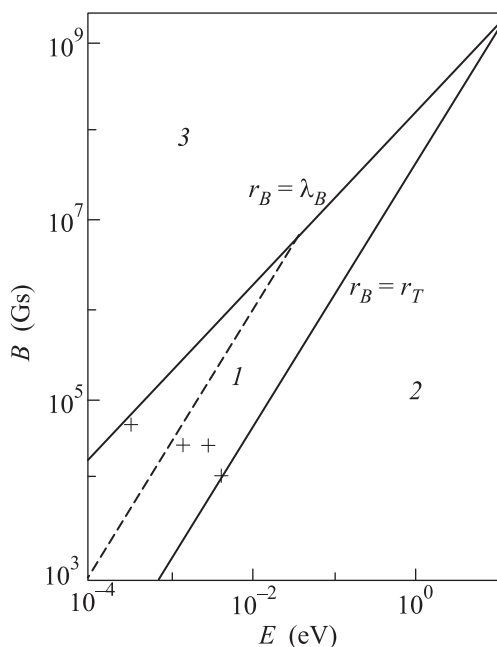


Рис. 1. Диаграмма магнитное поле–энергия электрона. Область 1 определяется неравенством $r_B < r_T < r_D$ для случая классического описания взаимодействия, 2 – неравенством $r_T < r_B < r_D$ для случая классического описания взаимодействия, 3 – прямой $E = \hbar\omega_B$, ограничивающей квантовое описание взаимодействия. Пунктирная линия – $r_T = 10r_B$. Крестики – параметры экспериментов по антиводороду [5–7]. Здесь $r_B = (2E/m_e\omega_B^2)^{1/2}$ – ларморовский радиус, $r_D = (T_e/4\pi n_e e^2)^{1/2}$ – радиус Дебая, $r_T = e^2/2E$ – длина Ландау

и величины индукции магнитного поля в работах [4] и [8] совпадает. Однако в работе [8] при выводе использовались дрейфовое приближение и коэффициент пространственной диффузии для электрона в магнит-

ном поле. Это привело к тому, что выражение для времени рекомбинации содержит квадрат кулоновского логарифма $L_e^2 = \ln^2(e^2 n^{1/3}/T)$ [8]. Значение L_e^2 в условиях обсуждаемых экспериментов [5–7] меняется от 3 до 20, что приводит к существенному отличию времени рекомбинации от значений, полученных в [4].

В то же время необходимо сказать, что трехчастичная рекомбинация была достаточно корректно описана при отсутствии магнитного поля (см., например, [9]) в предположении диффузии слабосвязанного электрона в пространстве энергий. В этом случае возникает кулоновский логарифм слабосвязанного электрона, который в ультрахолодной плазме составляет порядка единицы, и время рекомбинации, полученное в [9], практически совпадает с формулой Томсона. Это обстоятельство было учтено в [4]. Оно подтверждено хорошим согласием с экспериментальными данными.

К сожалению, экспериментальных исследований поведения ридберговских атомов в ультрахолодной плазме в магнитных полях не проводилось. Однако близкими к ним являются исследования экситонов и атомов водородоподобных примесей в полупроводниках в сильных магнитных полях. Энергия связи экситона и атомов водородоподобных примесей на 3–4 порядка величины меньше, чем энергия основного состояния атома водорода, а их размеры больше радиуса Бора ($a_0 = 0.53 \cdot 10^{-8}$ см) на 2–3 порядка.

Обширная информация о свойствах экситонных состояний была получена в магнитооптических экспериментах, весьма подробно рассмотренных в обзоре [10] и монографии [11].

Остановимся на наиболее важных, с нашей точки зрения, экспериментальных фактах [11]. На рис. 2 приведены спектрограммы закиси меди в присутствии и в отсутствие магнитного поля.

На спектрограмме рис. 2 для основного и возбужденного состояний экситона видны расщепления уровней из-за эффекта Зеемана, а также так называемый диамагнитный сдвиг уровней (речь о нем будет идти ниже), который для высоковозбужденных состояний существенно превосходит расщепление. Из спектрограммы рис. 2b видно, что высоковозбужденные состояния, быстро достигая при увеличении магнитного поля края диссоциации экситонной серии в результате диамагнитного сдвига, не исчезают, а продолжают существовать на фоне сплошного спектра, простираясь существенно выше запрещенной зоны. При этом наблюдается осцилляция средней интенсивности спектрального континуума, изображенная на спектрограмме волнистой линией. Вид этой спектро-

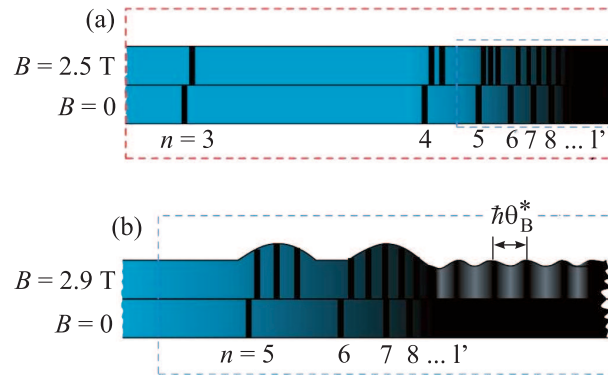


Рис. 2. Вид спектрограмм экситонной серии закиси меди [12]. (а) – Эффект Зеемана и диамагнитный сдвиг. (б) – Осциллирующее магнитопоглощение или диамагнитные экситоны. Здесь B – значения магнитной индукции в Тл, n – главное квантовое число для экситона, Γ – край диссоциации экситонной серии

граммы обусловлен эффектом “осциллирующего магнитопоглощения” (ОМП), открытие которого оказало большое влияние на развитие физики полупроводников.

Теоретически поведение атомов водородоподобных примесей в сильных магнитных полях было рассмотрено в [12–14], а экситонов – в [15–17]. Оказывается, что магнитное поле стабилизирует экситонные (примесных атомов) состояния. В слабых полях энергия связи возрастает, поскольку энергия связанного электрона в атоме с ростом индукции поля квадратично увеличивается (диамагнитный сдвиг). Для высоковозбужденных состояний экситона диамагнитный сдвиг существенно превосходит расщепление за счет эффекта Зеемана, так как диамагнитный сдвиг пропорционален квадрату радиуса состояния и тем самым зависит от четвертой степени главного квантового числа n . В работе [12] был введен критерий сильного поля:

$$\beta = (a^*/L)^2 = \hbar\omega_B/2Ry^*, \quad (1)$$

где a^* – радиус экситона, $L = (\hbar c/eB)^{1/2}$ – магнитная длина, $\omega_B = eB(m_e^* + m_h^*)/m_e^*m_h^*c$ – сумма циклотронных частот электрона и дырки, Ry^* – энергия связи экситона. Надо отметить, что этот критерий совпадает с условием, разделяющим квантовое и классическое описания взаимодействия на рис. 1.

Только $\beta < 1$ соответствует условию слабого поля, при котором наблюдаются эффект Зеемана и диамагнитный сдвиг. При этом в слабом поле задачу о кулоновском взаимодействии при наличии магнитного поля рассматривают в рамках теории возмущений,

считая члены с магнитным полем возмущением, дающим поправку к значениям энергии экситона.

В сильном поле ($\beta > 1$), наоборот, как возмущение рассматривается кулоновское взаимодействие. Действительно, в таких полях основной вклад в центробежную силу при вращении электрона вокруг ядра в плоскости, перпендикулярной направлению поля, дает сила Лоренца. Экситон (атом) в этом случае сильно анизотропен. Он имеет форму эллипсоида вращения, вытянутого вдоль направления поля. Его энергия связи пропорциональна $\ln^2 B$ [17]. В магнитном поле достаточно сильном для того, чтобы энергия кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой стала меньше, чем сумма их циклотронных энергий, движение становится все более одномерным. Компонента движения, направленная вдоль магнитного поля, определяется одномерным потенциалом. Связанные состояния, образующиеся в условиях сильного магнитного поля, носят квазиодномерный характер. Они были названы диамагнитными экситонами. Соответствующий спектр экситонной серии при сильном, но конечном магнитном поле выглядит как спектр трехмерного экситона с той лишь разницей, что приведенная масса не равна обычной приведенной массе, а является соответствующей характеристикой одномерного движения вдоль магнитного поля. Особенностью этого спектра является наличие сплошного континуума состояний, спадающего по обратному корневому закону в сторону больших энергий, что характерно для одномерных систем. Спектры ОМП (а точнее, диамагнитных экситонов) представлены на рис. 2b.

Мы так подробно остановились на результатах, полученных для экситонов в магнитных полях, только потому, что они полностью моделируют поведение ридберговских атомов с энергией связи порядка температуры электронов в ультрахолодной плазме в магнитном поле. Важно также отметить, что все теоретические результаты для экситонов были получены для модели водородоподобного атома.

В работах [18–20] нами исследовалась квазистационарная функция распределения электрона от полной энергии в ультрахолодной плазме в зависимости от электронной температуры методом молекулярной динамики в отсутствие магнитного поля. На рис. 3 представлены результаты расчетов для различных температур, в том числе для очень низких (порядка нескольких градусов).

Из рисунка видно, что при уменьшении электронной температуры основную долю связанных состояний определяют электроны с отрицательной энергией, $E \sim -kT$. Сильные магнитные поля для таких со-

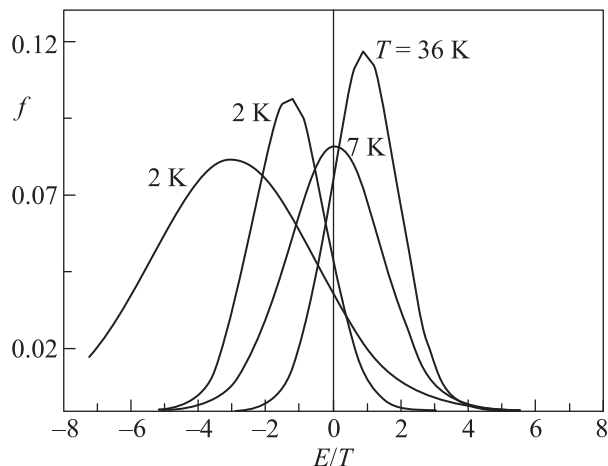


Рис. 3. Функции распределения электронов по энергии для различных температур при $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (результаты интерполяции) [19]

стояний определяются условием $\beta > 1$. Их значения находятся выше прямой $E = \hbar\omega_B/2$ на рис. 1. Например, для $E = -2 \text{ К}$, критерий сильного поля $\beta = 1$ для $B = 3 \text{ Тл}$. Для начальных температур, полученных в ультрахолодной плазме, поля могут быть понижены на порядок величины. При таких низких значениях поля возможно проведение экспериментальных лабораторных исследований с целью достижения магнитной стабилизации ридберговских состояний и изучения ОМП в ультрахолодной плазме.

Существует еще один важный аспект исследования ультрахолодной плазмы в сильных магнитных полях. Он также связан с результатами, полученными при исследовании полупроводников. В работах [21–23] при изучении кристаллов антимонида индия в области $T = (2\text{--}4.2) \text{ К}$ и $B = (0.5\text{--}4.6) \text{ Тл}$ были получены магнитостабилизированные многочастичные связанные состояния в полупроводниках. В этих работах изучались спектры фотолюминесценции при различных напряженностях магнитного поля и различных уровнях квазистационарного возбуждения лазерным излучением. Было показано, что при низких уровнях возбуждения возможно образование стабилизированных магнитным полем экситонно-примесных комплексов, сформированных экситонами, связанными на мелких акцепторах различной химической природы. В спектрах люминесценции эти комплексы дают характерные узкие линии, превышающие по интенсивности соответствующие акцепторные линии излучения.

При высоких уровнях возбуждения и температурах $T = (1.8\text{--}2) \text{ К}$ в антимониде индия образуется электронно-дырочная жидкость. В [21–23] было по-

казано, что при возрастании магнитного поля от 2 до 5.5 Тл растут плотность электронно-дырочной жидкости, а также работа выхода из нее диамагнитных экситонов, что свидетельствует о ее стабилизации.

Результаты, полученные для электронно-дырочной плазмы в сильных магнитных полях, дают основание полагать, что похожие эффекты будут наблюдаться в невырожденной ультрахолодной плазме при больших параметрах неидеальности в сильном магнитном поле. Можно ожидать, что при увеличении плотности плазмы в сильных магнитных полях удастся получить вырожденное конденсированное ридберговское вещество, свойства которого были рассмотрены в [24].

Авторы приносят благодарность всем сотрудникам Теоретического отдела им. Л.М. Бибермана Объединенного института высоких температур РАН за полезные обсуждения и замечания. Работа поддержана грантами Президента РФ (# МК-541.2011.2), РФФИ (# 10-02-00399а), программой фундаментальных исследований Президиума Российской академии Наук “Исследование вещества в экстремальных состояниях” под руководством академика В.Е. Фортова, Федеральным агентством по науке и инновациям (ГК # 02.740.11.0433), Министерством образования и науки РФ (ГК ФЦП # 14.740.11.0604, П1235).

1. T. C. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4776 (1999).
2. S. Kulin, T. C. Killian, S. D. Bergeson et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 318 (2000).
3. T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3759 (2001).
4. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 565 (2011).
5. M. Amoretti et al. (ATHENA Collaboration), *Phys. Lett. B* **23** (2004).
6. G. Gabrielse et al. (ATRAP Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **233401** (2002).
7. G. B. Andresen et al. (ALPHA Collaboration), *Nature Physics* (2011); doi:10.1038/nphys.2025, published online 05 June 2011.
8. Л. И. Меньшиков, П. О. Федичев, *ЖЭТФ* **108**, 144 (1995).
9. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, М.: Наука, 1979.
10. Б. П. Захарченя, Р. П. Сейсян, *УФН* **97**, 193 (1969).
11. Р. П. Сейсян, *Спектроскопия диамагнитных экситонов*, М.: Наука, 1984.
12. Y. Yafet, R. W. Keyes, and E. N. Adams, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 137 (1956).
13. D. M. Larsen, *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 271 (1968).
14. A. Raymond et al., *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17**, 2381 (1984).
15. R. J. Elliott and R. Loudon, *J. Phys. Chem. Solids* **8**, 382 (1959).
16. R. J. Elliott and R. Loudon, *J. Phys. Chem. Solids* **15**, 196 (1960).
17. Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **53**, 717 (1967).
18. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Манькин, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 696 (2010).
19. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер и др., *ЖЭТФ* **139**, 605 (2011).
20. С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер и др., *ЖЭТФ* **139**, 822 (2011).
21. И. В. Кавецкая, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, *ЖЭТФ* **105**, 1714 (1994).
22. I. V. Kavetskaya, N. N. Sibeldin, and V. Tsvetkov, *Solid State Commun.* **97**, 157 (1996).
23. И. В. Кавецкая и др., *ЖЭТФ* **111**, 737 (1997).
24. Э. А. Манькин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, *ДАН СССР* **260**, 1096 (1981); *ЖЭТФ* **84**, 442 (1983); *ЖЭТФ* **102**, 804 (1992).