

Методы ближнепольной микроскопии. Как преодолеть дифракционный предел

М.С. Дунаевский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

В последние годы методы сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) активно применяются для исследований светоизлучающих характеристик наноразмерных структур. Использование ближнепольной оптической микроскопии позволяет преодолеть дифракционный предел за счёт использования свойств эванесцентных (затухающих) волн. Это достигается путем размещения специального оптического зонда с малой входной апертурой ($d \ll \lambda$) на субволновом расстоянии ($z \ll \lambda$) от поверхности образца. Стоит отметить, что латеральное разрешение ближнепольной оптической микроскопии определяется размером входной апертуры оптического зонда, а не длиной волны. В ряде работ экспериментально была продемонстрирована возможность достижения «нанометрового» латерального разрешения $\Delta L \approx 20\text{--}30$ нм [1] методами СБОМ. В данном докладе будут рассмотрены основные принципы работы апертурной и безапертурной [2] ближнепольной оптической микроскопии, сильные и слабые стороны СБОМ, предельные возможности латерального разрешения и способы усиления детектируемого сигнала за счёт резонансных явлений при взаимодействии света с зондом.

Литература

- [1] N. Mauser, A. Hartschuh, *Chem. Soc. Rev.*, **43**, 1248, (2014).
- [2] A.L. Lereu, A. Passian, Ph. Dumas, *Int. J. of Nanotechnology*, **9**, 488, (2012).

Поляризационная спектроскопия A^+ центров в наноструктурах GaAs/AlGaAs

П.В. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

Впервые на способность водорода образовывать отрицательно заряженный ион H^- указал Н. Bethe в 1929 году [1]. В результате электростатического взаимодействия дополнительный электрон локализуется на нейтральном атоме водорода с энергией связи $\epsilon_i = 0.05$ Ry. М. Lampert в 1958 году указал на

то, что в условиях низких температур в твёрдых телах должны существовать электронно-дырочные комплексы по своей структуре аналогичные иону H^- : делокализованные X^+ и X^- трионы, а также локализованные на донорах и акцепторах A^+ и D^- центры [2]. Значительный интерес к A^+ и D^- состояниям в полупроводниках возник в связи с исследованиями такого фундаментального явления, как переход металл-изолятор. В модели перехода, которую предложил N. Mott [3], при увеличении концентрации легирования происходит перекрытие верхней и нижней энергетических зон Хаббарда соответствующих однократно и двукратно заполненным примесным состояниям. A^+ и D^- центры и являются такими двукратно заполненными состояниями для примесных зон акцепторов и доноров. Наиболее успешным в экспериментальном изучении энергетической структуры A^+ и D^- центров оказался метод фотопроводимости в дальнем инфракрасном диапазоне. Сопоставление спектров фотопроводимости образцов кремния n-типа со спектрами фотоионизации отрицательно заряженного иона водорода H^- показало очень хорошее совпадение результатов измерений с расчетами в приближении эффективной массы [4]. Это факт легко понять из того соображения, что чем мельче состояние, тем больше его радиус превосходит постоянную решетки, а следовательно тем лучше работает метод эффективной массы. Измерения фотопроводимости в дальнем инфракрасном диапазоне в образцах с большей концентрацией позволили наблюдать процесс формирования верхней зоны Хаббарда из изолированных A^+ и D^- состояний [5].

Повторный всплеск интереса к тематике двукратно заполненных примесных центров в полупроводниках был инициирован со стороны астрофизики. При изучения природы нейтронных звёзд и звёзд типа «белый карлик», оказалось необходимым исследовать поведение иона H^- в пределе сильного магнитного поля, когда циклотронная энергия превышает энергию связи атома водорода. В лабораторных условиях получить такое магнитное поле ($B > 10^5$ Т) невозможно, однако для D^- центров в полупроводниках, ввиду малости их энергии связи и малой эффективной массы электрона, предел сильного магнитного поля оказывается легко достижим ($B \sim 10$ Т) [6]. Кроме того, с развитием методов молекулярно-лучевой эпитаксии, появился интерес к вопросу о механизмах перехода металл-изолятор в структурах пониженной размерности. Как следствие, возникла задача о влиянии на свойства A^+ и D^- центров квантоворазмерного ограничения.

Особенностью структур с квантовыми ямами является возможность получения термодинамически равновесных A^+ и D^- центров. Действительно, в объемном полупроводнике, в силу закона сохранения заряда, для получения A^+ и D^- центров необходимы внешняя инжекция или фотовозбуждение

основных носителей. В квантовых ямах получение равновесных A^+ и D^- центров возможно с помощью селективного легирования в ямы и барьеры. В этом случае носители заряда с примесей в барьерах переходят в ямы и локализуются на нейтральных примесях в ямах образуя двукратно заполненные доноры или акцепторы. В таких образцах создаются условия для изучения как спиновой структуры отдельных центров, так и для исследования транспортных свойств в условиях заполнения верхней зоны Хаббарда.

В 1990-х годах была проведена серия работ по определению спиновой структуры D^- центров в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в сильных магнитных полях. При этом использовались такие экспериментальные методы как измерение поглощения и фотопроводимости в дальнем инфракрасном диапазоне [7,8], а также оптическое детектирование резонансов при дальней инфракрасной накачке [9]. Основными из полученных результатов были экспериментальное исследование как синглетного так и триплетного состоянии D^- центра, обнаружение теоретически предсказанного [10] значительного увеличения энергии связи D^- центра вследствие эффекта размерного квантования.

Транспортные измерения проведенные на образцах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs модулированно легированными акцепторами в ямах и барьерах также показали значительное увеличение энергии связи A^+ центров по сравнению с объемным значением. Изучение прыжковой проводимости при низких температурах позволило определить радиус A^+ центра [11,12]. Проведенные в этих же образцах измерения фотолюминесценции показали наличие в спектрах новой линии, связанной с переходом фотовозбужденного электрона на A^+ центр [13]. Основная идея оптических исследований A^+ центров в квантовых ямах заключается в изучении различных свойств оптического перехода электрона на дырку локализованную на A^+ центре при фотовозбуждении светом.

Доклад будет посвящен изучению поляризационных свойств такого оптического перехода возникающих при приложении к системе A^+ центров магнитного поля. Мы проанализируем как обменное взаимодействие дырок в A^+ центре влияет на поляризацию фотолюминесценции. Хорошо известно что, в системе из двух обменно взаимодействующих электронов основным является синглетное состояние. Это объясняется тем, что волновая функция для фермионов с симметричной координатной частью должна иметь антисимметричную спиновую часть. Аналогичный вывод можно сделать об основном состоянии электронов в D^- центре, если рассматривать его в приближении эффективной массы. Однако для A^+ центров в полупроводниках, задача о спиновой структуре дырок значительно сложнее, из-за того что полный момент дырок равен $3/2$ и существует связь между спином и орбитальным моментом.

Теоретически было предсказано [14], что в алмазоподобных полупроводниках основное состояние A^+ центра имеет полный момент равный 2. Изучение циркулярно поляризованной фотолюминесценции перехода электрон на A^+ центр в квантовых ямах GaAs/AlGaAs позволило проверить это теоретическое предсказание [15]. Также будет рассмотрено влияние локализации рекомбинирующих носителей заряда на поляризационные свойства люминесценции в образцах с различной концентрацией легирования [16].

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда № 14-12-00255.

Литература

- [1] H. Bethe, *Zeitschrift für Physik* **57**, 815 (1929).
- [2] M.A. Lampert, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 450 (1958).
- [3] N. Mott, *Reviews of Modern Physics* **40**, 677 (1968).
- [4] P. Norton, *Physical Review Letters* **37**, 164 (1976).
- [5] E. Gershenzon, A. Mel'nikov, R. Rabinovich, *et al.*, *Physics-Uspokhi* **23**, 684 (1980).
- [6] V.L. Ginzburg, *Soviet Physics Uspokhi* **24**, 585 (1981).
- [7] S. Huant, S.P. Najda, and B. Etienne, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1486 (1990).
- [8] A.B. Dzyubenko, A. Mandray, S. Huant, *et al.*, *Phys. Rev. B* **50**, 4687 (1994).
- [9] J. Kono, S.T. Lee, M.S. Salib, *et al.*, *Phys. Rev. B* **52**, R8654 (1995).
- [10] T. Pang and S.G. Louie, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1635 (1990).
- [11] N. Agrinskaya, Y.L. Ivanov, V. Ustinov, *et al.*, *Semiconductors* **35**, 550 (2001).
- [12] N. Agrinskaya, V. Kozub, Y.L. Ivanov, *et al.*, *J. of Experimental and Theoretical Physics* **93**, 424 (2001).
- [13] Y.L. Ivanov, N. Agrinskaya, P. Petrov, *et al.*, *Semiconductors* **36**, 929 (2002).
- [14] N. Averkiev and A. Rodina, *Physics of the solid state* **35**, 538 (1993).
- [15] P. Petrov, Y.L. Ivanov, V. Sedov, *et al.*, *Physica B: Condensed Matter* **404**, 5148 (2009).
- [16] P. Petrov, Y. L. Ivanov, and N. Averkiev, *Low Temperature Physics* **41**, 119 (2015).

Термоэлектрические и электромеханические явления в низкоразмерных полупроводниковых системах

Н.А. Поклонский

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Низкоразмерная система (НС) — консолидированная система многих частиц, протяженность которой вдоль хотя бы одного направления в пространстве сравнима по величине хотя бы с одним из параметров размерности длины, характеризующих состояния и/или процессы в системе (см., например, [1]). Ограничения на перемещение (квази)частиц в НС приводят к квантованию их энергии как функции (квази)импульса в одном, двух или трех на-