

**Наблюдение плазмаронов в двумерном электронном газе****В.А. Кузнецов<sup>1,2</sup>**<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)<sup>2</sup>Институт физики твёрдого тела РАН

С помощью анализа спектров люминесценции в данной работе получены достаточные доказательства существования плазмаронов, трёхчастичных возбуждений, которые были предсказаны ещё в 1970 году [1]. Несмотря на это, экспериментальные доказательства их существования получены сравнительно недавно: в графене около точки Дирака [2], в GaAs/AlGaAs квантовых ямах методом туннельной микроскопии [3] и в 3D металлах [4].

Прямое наблюдение рождения и уничтожения трионов и плазмаронов в спектрах люминесценции двумерных электронных систем невозможно согласно оптическим правилам отбора и сохранением общего «вращательного момента» системы, но возможно наблюдать внутритрионные переходы, связанные с испусканием фотона [5]. Подобный процесс может существовать при присоединении валентной дырки к экситону с большим временем релаксации. В работах [6, 7] изучены долгоживущие магнитоэкситоны в двумерной GaAs/AlGaAs КЯ, что делает эту систему идеальным кандидатом для поиска плазмаронов.

При температуре выше 2 К, «тёмные» магнитоэкситоны ионизованы, в спектре фотолюминесценции наблюдаемы две линии связанные с переходами тяжёлых дырок из нулевого уровня Ландау валентной зоны в нулевой уровень Ландау зоны проводимости (Рис. 1). Расстояние между линиями — в точности энергия Зеемановского расщепления. С понижением температуры формируются «тёмные» магнитоэкситоны, и в спектре появляются две новые линии с интенсивностями, сопоставимыми с ранее наблюдаемыми. Логично предположить, что все эти линии связаны с переходами между нулевым уровнем Ландау в валентной зоне и нулевым уровнем Ландау в зоне проводимости. В этом случае возможно только 2 перехода в каждой из поляризаций. Первый связан с переходом дырки из валентной зоны в зону проводимости. Второй переход происходит внутри триона сформированного из дырки в валентной зоне и «тёмного» экситона. Такие переходы разрешены, в случае, если они не изменяют внутренних квантов чисел триона [5]. Конечным результатом в  $\sigma^-$  поляризации будет спин-синглетный по дыркам магнитотрион, а в  $\sigma^+$  будет спин-триплетный по дыркам магнитотрион. Рекомбинация электрона в спин-триплетном трионе с любой из дырок запрещена спиновыми правилами отбора. В тоже время в спин-синглетном трионе возбуждённый электрон может занять вакансию на нижайшем спиновом уровне Ландау с испусканием фотона с энергией  $\omega c$ . Если бы не дополнительная связанная дырка на высшем по энергии спиновом подуровне Ландау, то данная квазичастица соответствовала бы магнитоплазмону. При наличии этой дополнительной дырки эта частица отвечает плазмарону в присутствии магнитного поля, то есть является *магнитоплазмароном*.

Ожидаемые переходы наблюдаются в спектрах в «правильных» поляризациях (Рис. 2). Энергия внутритрионного перехода спин-триплетного триона почти совпадает с энергией перехода в отсутствие «тёмного» магнитоэкситона. Небольшая разница в энергиях между оптическими переходами в  $\sigma^+$  поляризации может быть объяснена обменной энергией при переходе дырки из валентной зоны в зону проводимости. Энергия магнитоплазмарона отличается от энергии одночастичного перехода на величину плазменной энергии.

Для теоретической оценки энергии магнитоплазмарона можно не учитывать дырку на первом спиновом подуровне 1 уровня Ландау и воспользоваться теоретическим аппаратом, изложенным в работах [8-10]. В этом случае, мы заменяем трион в начальном состоянии на экситон, а магнитоплазмарон в конечном состоянии на обычный магнитоплазмон. Энергии магнитоэкситона в начальном и конечном состояниях отличаются на величину плазменных колебаний при данном импульсе частицы (Рис. 3).

Также проведены измерения спектров люминесценции в зависимости от плотности мощности накачки и получены доказательства наличия плазмон-экситонных молекул в данной системе.

Работа выполнена при поддержке программой грантов РФФИ и РНФ.

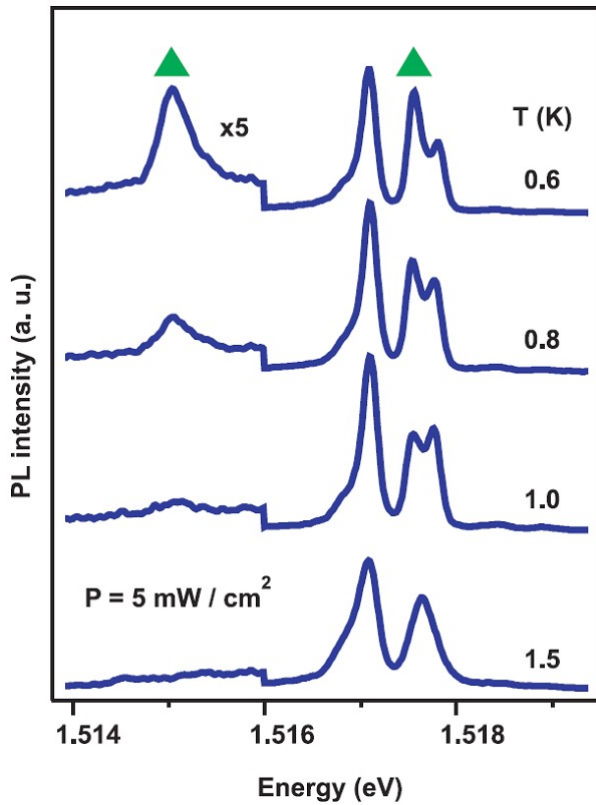


Рис. 1: Зависимость спектра люминесценции образца от температуры при плотности накачки  $5 \text{ мВт/см}^2$

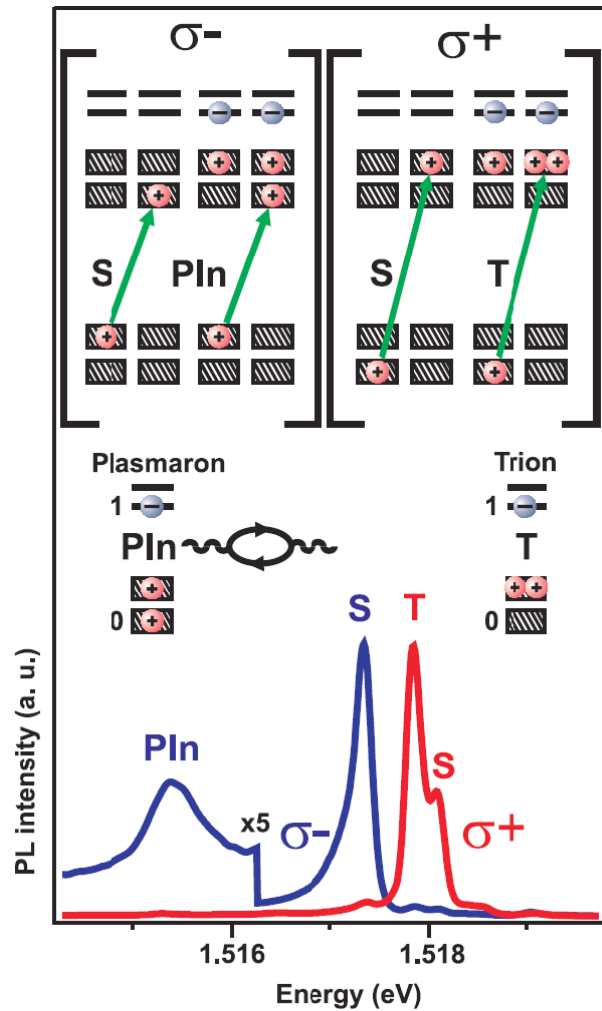


Рис. 2: Верхняя часть: схема разрешённых переходов для одночастичных и трёхчастичных состояний. T и S обозначают трионные (плазмаронные) и одночастичные состояния. Нижняя часть: спектры люминесценции в  $\sigma^-$  и  $\sigma^+$  поляризациях.

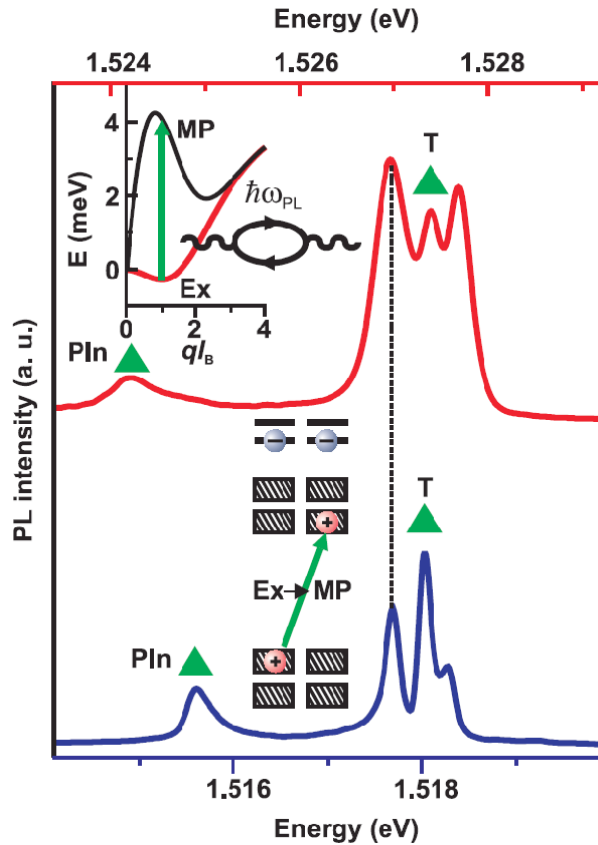


Рис. 3: Спектры люминесценции для узкой (17 нм, верхний) и широкой (35 нм, нижний) квантовых ям. Оси абсцисс выровнены по линии одночастичного перехода в  $\sigma^-$  поляризации. Нижняя вставка: схема переходов, использованная для теоретических оценок. Верхняя вставка: теоретическая дисперсия магнитоэкситона и плазмона.

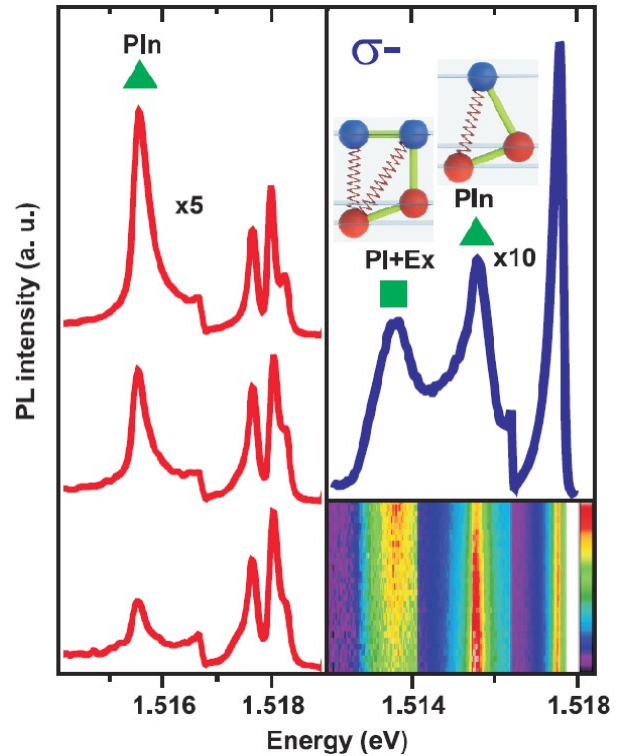


Рис. 4: Левая часть: Зависимость спектра люминесценции от плотности мощности накачки (1, 3, 7,5 мВт/см<sup>2</sup>). Правая часть: Спектр люминесценции при плотности мощности накачки 80 мВт/см<sup>2</sup>. Врезка: Зависимость спектра люминесценции от плотности мощности накачки в диапазоне (10-80 мВт/см<sup>2</sup>).

## Литература

1. L. Hedin, B. I. Lundqvist, and S. Lundqvist, "New structure in the single-particle spectrum of an electron gas," Solid State Commun. 5, 237–239 (1967).
2. A. Bostwick, F. Speck, T. Seyller, K. Horn, M. Polini, R. Asgari, A. H. MacDonald, and E. Rotenberg, "Observation of plasmarons in quasi-freestanding doped graphene," Science 328, 999–1002 (2010).
3. O. E. Dial, R. C. Ashoori, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, "Observations of plasmarons in a two-dimensional system: Tunneling measurements using time-domain capacitance spectroscopy," Phys. Rev. B 85, 081306 (2012).
4. R. Tediosi, N. P. Armitage, E. Giannini, and D. van der Marel, "Charge carrier interaction with a purely electronic collective mode: Plasmarons and the infrared response of elemental bismuth," Phys. Rev. Lett. 99, 016406 (2007).
5. A. B. Dzyubenko and A. Yu. Sivachenko, "Charged magnetoexcitons in two-dimensions: Magnetic translations and families of dark states," Phys. Rev. Lett. 84, 4429(4) (2000).

6. *L. V. Kulik, I. V. Kukushin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. v. Klitzing, and W. Wegscheider*, "Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum hall states," *Phys. Rev. B* 72, 073304(4) (2005).
7. *L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I.V. Kukushkin*, "Super-long life time for 2d cyclotron spin-flip excitons," *Sci. Rep.* , 10354 (2015)
8. *C. Kallin and B. I. Halperin*, "Excitations from a filled landau level in the two-dimensional elector gas," *Phys. Rev. B* 30, 5655(14) (1984)
9. *A. Bychkov, S. V. Iordanskiĭ, and G. M. Eliashberg*, "Two-dimensional electrons in a strong magnetic field," *JETP Lett.* 33, 152 (1981).
10. *Lerner I. V., Lozovik Yu. E.* "Mott exciton in a quasi-two-dimensional semiconductor in a strong magnetic field", *Sov. Phys. JETP.* — 1980. — Vol. 51, no. 3. — P. 588(5).