

Излучение коллективного состояния экситонов в связанных квантовых ямах

В. В. Криволапчук

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

Изучение свойств двойных (связанных) квантовых ям (ДКЯ) привлекает в настоящее время значительный интерес исследователей, как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Этот интерес обусловлен существованием в ДКЯ пространственно-непрямых экситонов (IX), образованных из электрона (e) и дырки (h), локализованных в различных квантовых ямах (КЯ) ДКЯ. Вследствие того, что e и h в IX разделены в реальном пространстве, IX обладает большим излучательным временем жизни, чем прямой экситон (DX), образованный из e и h в одной и той же КЯ. Последнее обстоятельство позволяет на практике даже при малых плотностях оптической накачки получать газ IX достаточно большой плотности и, как следствие, ожидать проявления на опыте различных коллективных свойств в системе пространственно-разделенных электронно-дырочных пар (экситонов) большой плотности. Эти свойства были предсказаны теоретически в работах [1–3]. Детальный теоретический анализ системы пространственно-непрямых экситонов в ДКЯ, выполненный в работе [4], определил условия возникновения стабильной коллективной фазы IX. Следует ожидать, что экспериментальными параметрами, управляющими фазовым состоянием системы экситонов, являются плотность мощности фотовозбуждения I_p (определяющая плотность экситонов — N) и величина внешнего электрического поля V_{dc} (определяющего в конечном итоге излучательное время жизни τ_r). Эти параметры, в основном, и определяют эволюцию линии излучения IX. Поэтому характеристики линии излучения можно рассматривать в качестве индикатора фазового состояния системы экситонов. Так, в [5] наблюдалось значительное сужение линии излучательной рекомбинации IX в ДКЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As при изменении внешнего электрического поля и температуры, что объяснялось образованием в системе IX новой упорядоченной коллективной фазы. В пользу существования такой фазы может говорить наблюдение аномально больших флуктуаций во времени интенсивности линии IX в системе ДКЯ GaAs/AlGaAs. Эти флуктуации наблюдались в [6] только в сильном магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости ДКЯ, и были интерпретированы в рамках модели доменов конденсированного состояния, возникновение которых облегчалось магнитным полем. В работе [7] на основании ис-

следования эволюции линии излучения IX было экспериментально показано, что ее спектральная полуширина (FWHM) в зависимости от электрического поля и от мощности возбуждения резко уменьшается и, кроме того, возникают аномально большие флуктуации интенсивности фотолуминесценции (PL) линии IX в области резкого изменения FWHM линии IX. Совокупность этих данных позволили сделать вывод о том, что в ДКЯ при $T \leq 4.2$ К реализуется переход пространственно-непрямых экситонов в конденсированное состояние, а поведение полуширины линии отражает, по существу, фазовую энергетическую диаграмму состояния непрямых экситонов в ДКЯ.

Одним из интересных коллективных свойств бозонов (экситонов), вытекающем из статистики Бозе-газа является возможность возникновения в такой системе Бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК). Это происходит при условии, что де-бройлевская длина волны λ_D частицы, движущейся со средней (определяемой температурой системы) скоростью, приблизительно равна среднему расстоянию между частицами d ($\lambda_D \approx d$). Длина волны λ_D зависит от массы частиц и температуры системы, а среднее расстояние между частицами определяется из выражения $d = (N)^{-1/D}$, где D — размерность системы. Для экситонов массы $m = 0.6m_0$ (m_0 — эффективная масса электрона) возникновение БЭК возможно при температурах $T < T_C$ (T_C — значение критической температуры), которые легко достижимы для He^4 и плотности выше некоторого (критического) значения $n_c \geq 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Возникновение БЭК влечет за собой появление и эволюцию нетривиальных особенностей в спектрах излучения линии IX, таких как: значительное сужение ($\text{FWHM} < 0.15 \text{ meV}$), гигантское увеличение интенсивности (более трех раз), появление долговременных (период порядка минуты) колебаний интенсивности этой линии [8], возникновение циркулярной и линейной поляризации линии излучения (IX) [9].

Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных, описывающих эволюцию линии излучения IX в ДКЯ, может самосогласованным образом быть объяснена возникновением Бозе-эйнштейновского конденсата. Однако, для полноты картины необходимо обнаружение в излучении IX совокупности когерентных эффектов, обусловленных именно коллективным поведением экситонов при существовании БЭК [10]. Когерентность состояний порождает когерентность излучаемого этими состояниями света. Из анализа совокупности экспериментальных данных и параметров, характеризующих архитектуру структуры, следует, что возникновение когерентности вследствие реализации вынужденного излучения (лазерный эффект), по крайней мере, маловероятно. Поэтому в качестве альтернативы вынужденному излучению можно рассматривать спонтанное когерентное излучение (сверхизлучение).

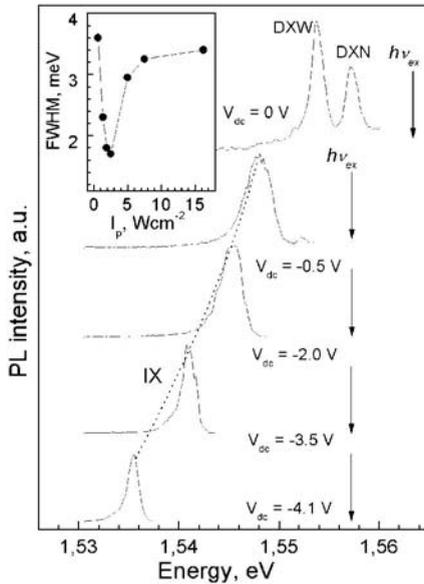


Рис. 1.

Для этого исследовались спектральные характеристики линии излучения IX в зависимости от: внешнего электрического поля V_{dc} ; плотности мощности возбуждающего света I_p ; угла (φ) между осью роста структуры (перпендикулярной плоскости образца) и оптической осью спектрометра (направлением регистрации PL).

На рис. 1 представлены спектры люминесценции ДКЯ в зависимости от V_{dc} (указанных на рисунке), зарегистрированные при $T = 1.8$ К и плотности мощности оптического возбуждения 5 W cm^{-2} . При $V_{dc} = 0$ в системе ДКЯ реализуется «прямой» режим, соответствующий плоским зонам, что позволяет зарегистрировать в спектре PL линии излучения прямых экситонов (каждый из которых находится в одной из КЯ) из широкой (DXW) и узкой (DXN) КЯ соответственно. При V_{dc} , отличном от нуля, реализуется «непрямой» режим, при котором линия IX занимает нижайшее энергетическое положение в спектрах PL и монотонно смещается в сторону низких энергий при увеличении V_{dc} (рис. 1), в то время как линии DXW и DXN не изменяют своего спектрального положения. Было обнаружено, что спектры излучения линейно поляризованы, причем степень линейной поляризации ρ_{lin} ($\rho_{lin} = (I_{PL}^p - I_{PL}^s)/(I_{PL}^p + I_{PL}^s)$, где I_{PL}^p и I_{PL}^s — интенсивности PL) зависит от угла φ . Спектры регистрировались при положении анализатора параллель-

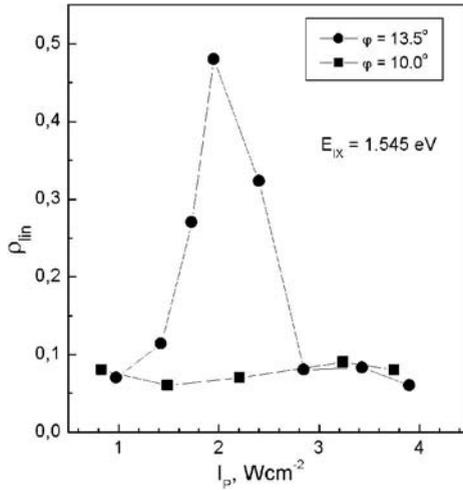


Рис. 2.

но и перпендикулярно направлению линейной поляризации возбуждающего света. На рис. 2 представлены зависимости ρ_{lin} от I_p для двух фиксированных значений углов $\varphi = 13.5^\circ$ и 10° (кружки и квадраты, соответственно). Эти зависимости зарегистрированы в случае, когда максимум линии IX имеет спектральное положение $E_{IX} = 1.545 \text{ eV}$. Таким образом, излучение пространственно не прямых экситонов (рис. 2) имеет диаграмму направленности с весьма малой угловой шириной $\Delta\varphi \approx 1.5\text{--}2.5$ градуса.

Анализ большого числа серий спектров излучения показал, что возникновение ρ_{lin} у линии излучения IX-экситонов наблюдается только в узком интервале плотностей мощности оптической накачки $\Delta I_p \approx 1.5\text{--}2.5 \text{ W cm}^{-2}$ (рис. 2). Как при меньших, так и при больших I_p зависимость ρ_{lin} от угла в излучении IX-экситонов не наблюдается. В нашей предыдущей работе [7] было показано, что существует область значений n_c (определяющихся значениями I_p), при которых можно говорить о коллективном поведении пространственно-непрямых экситонов. В частности, была показана прямая связь между шириной спектральной линии IX и возникновением в системе газа IX новой коллективной фазы [7]. Зависимость FWHM от I_p , зарегистрированная при $E_{IX} = 1.545 \text{ eV}$, приведена на вставке рис. 1. При этом важным обстоятельством является то, что минимальная величина FWHM $\approx 1.6 \text{ meV}$, отражающая возникновение конденсированного состояния [7], наблюдается при $I_p = 2.5 \text{ W cm}^{-2}$ (вставка рис. 1). Эта величина I_p хорошо согласуется с величиной $I_p \approx 2 \text{ W cm}^{-2}$, при которой наблюдается максимальное значение

ρ_{lin} (рис. 2). Из полученных экспериментальных данных следует, что наблюдаемая эволюция линейной поляризации ρ_{lin} зависит не только от φ , но от величины I_p . Важно отметить, что ни в одном из исследованных диапазонов углов $0.0^\circ < \varphi < 11.5^\circ$ и $15.0^\circ < \varphi < 35.0^\circ$ не наблюдалось заметного значения величины ρ_{lin} , ни при каком значении I_p . Таким образом, полученная на опыте корреляция между параметрами спектров излучения пространственно-непрямых экситонов: степенью линейной поляризации, полушириной линии, наличием диаграммы направленности и концентрацией (фазовым состоянием) системы IX позволяет сделать предположение о том, что характерные особенности фотолюминесценции ДКЯ связаны с коллективным поведением пространственно-непрямых экситонов, состояния которых когерентны. Вследствие этого возможно возникновение спонтанного когерентного излучения коллектива пространственно-непрямых экситонов.

Спонтанное когерентное излучение может возникнуть в результате эффекта Дике, на возможность которого (для атомов) он впервые указал [11]. Применительно к конденсированному состоянию экситонов возможность реализации эффекта сверхизлучения упоминалась в работах [12,13]. Спонтанное когерентное излучение возникает в результате синхронизации излучающих диполей вследствие установления корреляций между состояниями, возникающими в процессе излучения. Такая ситуация возможна при условии, что время установления корреляций τ_k меньше времени релаксации дипольного момента τ_d и времени спонтанного излучательного распада τ_r ($\tau_k < \tau_d < \tau_r$). Поскольку τ_r характеризуется величиной 10^{-8} секунды, то приведенное соотношение времен (τ_k, τ_d, τ_r) накладывает существенные ограничения на экспериментальные возможности наблюдения сверхизлучения (τ_d мало, и корреляция может не установиться). Из существования БЭК следует, что верхний уровень представляет собой состояние экситонов с большой длиной когерентности ($\lambda_D \sim L_k \approx 150 \text{ nm}$). Этот факт и (взаимообусловленное) существование отличного от нуля макроскопического дипольного момента $\mathbf{P} = e\mathbf{D}$ означает смягчение неравенства $\tau_k < \tau_d < \tau_r$. Из этого следует, что дипольные моменты изначально являются коррелированными. Поэтому (в таком случае), учитывая малое значение величины неоднородного уширения ($\text{FWHM} = 0.13\text{--}0.2 \text{ meV}$), можно ожидать увеличения вероятности реализации режима сверхизлучения.

Для оценки возможности возникновения сверхизлучения мы считаем, что область, в которой находятся излучатели, представляет собой цилиндр с площадью основания S (пятно возбуждения) и длиной L . Для оценки величины обратного времени сверхизлучения $1/\tau_N$ воспользуемся выражением, приведенным в [14]. После подстановки в эту формулу всех численных значений

и необходимых преобразований мы нашли, что полуширина линии в случае сверхизлучения может находиться, в зависимости от конкретных условий, в пределах 0.2–3 meV, что и наблюдается на эксперименте. Следует отметить, что особенности сверхизлучения связаны с конечными размерами и формой области, в которой расположены источники. В нашем случае возбужденные состояния находятся в тонком слое, образованном ДКЯ ($L_x \approx L_y \gg L_z$), где L_x , L_y и L_z обозначают размеры фотовозбужденной области в плоскости и направлении оси роста структуры соответственно. Похожая ситуация для соотношения размеров излучающей области ($L_x \approx L_y \gg L_z$) рассмотрена в теоретических работах [15], в которых показано, что при наличии режима сверхизлучения возникает стохастическая дифракционная структура, которая характеризуется узкой диаграммой направленности и большой величиной линейной поляризации.

Таким образом, полученная на опыте корреляция между параметрами спектров излучения пространственно-непрямых экситонов: концентрацией (фазовым состоянием) системы IX, полушириной линии, степенью линейной поляризации и наличием диаграммы направленности позволяет сделать предположение о когерентном характере спонтанной фотолюминесценции конденсированного состояния пространственно-непрямых экситонов.

Доклад сделан на основании цикла работ в соавторстве с Е. С. Москаленко и А. Л. Жмодиковым.

Литература

- [1] Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон. ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
- [2] И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик. ЖЭТФ **80**, 1488 (1981).
- [3] D. Yoshioka, A. H. MacDonald. J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4211 (1990).
- [4] Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман. ЖЭТФ **111**, 1879 (1997).
- [5] T. Fukuzawa, E. E. Mendez, J. M. Hong. Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
- [6] L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Bohm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
- [7] V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov, T. S. Cheng, C. T. Foxon. Solid State Communications **111**, 49 (1999).
- [8] V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov. Nanotechnology **11**, 246 (2000); V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov. Phys. Rev. B **64**, 045313 (2001).
- [9] А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соеренсен. ЖЭТФ **117**, 1255 (2000).
- [10] J. Fernandez-Rossier, C. Tejedor, R. Merlin. Solid State Communications **108**, 473 (1998).
- [11] R. H. Dicke. Phys. Rev. **93**, 99 (1954).

- [12] С. А. Москаленко. *Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и биекситонов*. (Кишинев, 1970).
- [13] T. Fukuzawa, S. S. Kano. *Surface Science* **288**, 482 (1990).
- [14] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*. (М., Мир, 1978), с. 155–194.
- [15] Ю. А. Аветисян, Е. Д. Трифонов. *Оптика и Спектроскопия* **86**, 842 (1999).