

момента, существованием жизни и т. п.), то коротационный круг нашей и других галактик — это то место, вблизи которого стоит искать себе подобных.

Материалы доклада опубликованы в работах:

М а р о ч н и к Л. С., ДАН СССР, 1981, т. 261, № 3; Препринт ИКИ АН СССР № 650. — Москва, 1981; Astrophys. Space. Sci. 1982.

537.311.33(048)

В. Д. Кулаковский, И. В. Кукушкин, В. Б. Тимофеев. Спин-ориентированный газ экситонов в одноосно-деформированном германии. Известная теоретическая концепция, основанная на целочисленном экситонном спине, предсказывает квантовое статистическое поведение системы экситонов большой плотности в полупроводниках при низких температурах, если отталкивание на близких расстояниях преобладает над ван-дер-ваальсовским притяжением¹⁻³. Для обычных «атомных» экситонов такое поведение исключено из-за преобладания сил притяжения, приводящих к связыванию их в экситонные молекулы (ЭМ) и электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ)⁴. Однако характер парного экситон-экситонного взаимодействия можно изменить, если сориентировать спины электрона и дырки в экситонах, например, с помощью магнитного поля. В этом случае из-за обменного отталкивания таких «спин-ориентированных» экситонов на близких расстояниях стабильность ЭМ исчезает. В этом отношении система спин-ориентированных экситонов имеет далеко идущую аналогию с газом спин-ориентированных атомов водорода⁵ и должна демонстрировать более яркое квантовое поведение, чем газ ЭМ.

Изложенная концепция альтернативна наблюдаемому явлению конденсации экситонов в ЭДЖ^{4,6}. В недеформированном германии энергия связи ЭДЖ очень велика ($\phi \sim 0,5 R$, где R — экситонный Ридберг)⁶. Поэтому экситонный газ в таких кристаллах является классическим ($|\mu_{ex}| \gg kT$, μ_{ex} — химпотенциал экситонов) во всей области сосуществования с ЭДЖ. Плотность экситонного газа в Ge можно приблизить к соответствующему квантовому пределу, если дестабилизировать ЭДЖ с помощью очень сильной одноосной деформации кристаллов вдоль близкого к $\langle 001 \rangle$ направления. В этих условиях снимается орбитальное вырождение в электронной (дырочной) зонах и тем самым уменьшается плотность состояний, к которой наиболее чувствительна энергия связи $e-h$ -жидкости. При этом возрастает и парциальная доля ЭМ ($n_M \sim n_{ex}^2$), а в спектре излучения обнаруживается канал, соответствующий излучательной аннигиляции ЭМ. Энергия связи ЭМ в Ge составляет $\sim 0,1 R$ или $\approx 3 K^{7,8}$.

Благодаря малому масштабу энергии связи ЭМ в кристаллах германия оказываются очень удобной моделью для исследования молекулярных свойств в магнитном поле: так, в полях $H = 2-3$ Тл с энергией связи ЭМ уже сравниваются энергии парамагнитного расщепления и диамагнитного сдвига в экситоне. Экспериментально было найдено, что диамагнитная восприимчивость ЭМ близка к трем экситонным. Поэтому при $T \approx 2 K$ в полях $H > 1$ Тл, когда спиновое расщепление экситонного терма становится больше, энергии связи ЭМ и средней тепловой энергии экситонов, линия излучения ЭМ исчезает из спектра, так как спин-ориентированные экситоны не могут образовывать устойчивого молекулярного состояния⁹.

Экспериментально также было найдено, что включение магнитного поля $H < 5$ Тл не приводит к существенной стабилизации ЭДЖ в силу большой величины диамагнитного поправки, обусловленной диамагнетизмом Ландау⁹. Таким образом, в сильно деформированном германии в магнитных полях $H = 2-3$ Тл возникает уникальная возможность исследовать статистическое поведение спин-ориентированного экситонного газа вплоть до плотностей, при которых наступает их ионизационное разрушение. Наиболее существенные ограничения связаны с принципиальной трудностью охлаждения газа экситонов до очень низких температур в силу неравновесной природы такой системы.

Информацию о поведении экситонного газа при изменении его плотности удается получить из анализа экситон-фононных спектров излучения. С ростом n_{ex} линия излучения сначала сужается в соответствии с изменением распределения экситонов в зоне согласно статистике Бозе — Эйнштейна¹⁰. При больших n_{ex} начинает сказываться взаимодействие между экситонами и их линия излучения упирается. Можно попытаться описать спектр излучения слабо неидеального бозе-газа экситонов в терминах рекомбинации идеальных квазичастиц, с перестроенным из-за взаимодействия одночастичным спектром. Закон дисперсии соответствующего одночастичного спектра можно найти, анализируя контур экситон-фононной линии излучения.

В найденном таким образом законе дисперсии, как и ожидалось для слабо неидеального газа, обнаруживается звуковая ветвь в области малых квазимпульсов, а эффективная масса «одетых» взаимодействием экситонов возрастает.

Обнаружено ионизационное разрушение экситонов, сопровождающееся скачкообразным изменением транспортных электронных свойств, при плотностях, соответствующих безразмерному параметру $r_s \approx 2$ ¹¹.

ЛИТЕРАТУРА

1. Москаленко С. А.— ФТТ, 1962, т. 4, с. 276; ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1159.
2. Blatt J. B., Воёр К. N., Braut W.— Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 1691.
3. Келдыш Л. В., Козлов Л. И.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 288.
4. Келдыш Л. В. Экситоны в полупроводниках.— М.: Наука, 1971, с. 5.
5. Nosanow L. N. Quantum Fluids and Solids.— N.Y.: Plenum Press, 1977.
6. Rokrovskii Ya. E.— Phys. Stat. Sol., ser. a, 1972, v. 11, p. 385.
7. Кукушкин И. В., Кулаковский В. Д., Тимофеев В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 304.
8. Кулаковский В. Д., Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 684.
9. Кукушкин И. В., Кулаковский В. Д., ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 900.
10. Кукушкин И. В., Кулаковский В. Д., Тимофеев В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 36.
11. Кукушкин И. В., Кулаковский В. Д., Тимофеев В. Б.— Ibid., 1982, т. 35, с. 367.