

## КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ГРАФЕНЕ И ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ИЗОЛЯТОРЕ

Рассмотрены особенности электронных спектров и коллективных возбуждений в графене и топологическом изоляторе. Они проявляются в транспортных свойствах и коллективных возбуждениях в нормальной и сверхпроводящей фазах. Показано, что характерным для этих систем является возможность перестройки энергетического спектра, связанная с экситонной и сверхпроводящей неустойчивостями.

В течение многих лет исследования релятивистских электронов, динамика которых описывается уравнением Дирака, принадлежали только к области физики элементарных частиц. Однако за последнее десятилетие в физике конденсированного состояния появилось две новые физические системы, в которых электронные состояния описываются двумерным аналогом уравнением Дирака для частиц как с конечной массой, так и с массой, равной нулю. Этими системами являются поверхность трехмерного топологического изолятора и графен.

В настоящее время и теоретические, и экспериментальные исследования различных физических явлений в этих системах стремительно развиваются и очень актуальны (см. [1,2]). Графен представляет собой двумерный материал, полученный впервые в 2004 г. [3], и обладает уникальными электронными и механическими свойствами. В первой зоне Бриллюэна графена находятся две неэквивалентные дираковские точки, в которых зона проводимости и валентная зона касаются друг друга и в окрестности которых электроны могут быть описаны эффективным гамильтонианом для двумерных безмассовых дираковских частиц

$$H_{TI} = v_F (\mathbf{p} \sigma), \quad (1)$$

где  $v_F$  – величина скорости электронов;  $\mathbf{p}$  – их импульс;  $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y)$  – двумерный вектор, составленный из матриц Паули. Волновая функция электрона вблизи одной из дираковских точек имеет две компоненты, соответствующие двум подрешеткам, из которых может быть составлена решетка графена. Таким образом с учетом двух дираковских точек волновая функция имеет четыре компоненты как и для релятивистских электронов.

Ультрарелятивистская динамика электронов в графене приводит к ряду интересных электронных явлений, к которым относятся полудельный квантовый эффект Холла [4], абсолютная прозрачность потенциальных барьеров для электронов при их нормальном падении [5], тесно связанная с квантово-электродинамическим парадоксом Клейна, и эффект слабой антилокализации

электронов [6]. Если химический потенциал графена сдвинут из дираковской точки, то электроны (или дырки) образуют вырожденную ферми-жидкость [7]. Изучению различных коллективных состояний в графене и их особенностям посвящен ряд интересных работ. В частности, была рассмотрена возможность вигнеровской кристаллизации [8] электронов. Обсуждалась возможность перестройки энергетического спектра графена, связанной с экситонной [9] или сверхпроводящей [10, 11] неустойчивостями.

Предсказывалось куперовское спаривание пространственно разделенных электронов и дырок в системе из двух листов графена [12], во многом аналогичное спариванию электронов и дырок в системе связанных квантовых ям [13]. Электронная структура графена оказалась устойчивой относительно различных неустойчивостей, и взаимодействие между носителями заряда приводит только к перенормировке его одночастичного спектра, а именно к перенормировке скорости электронов  $v_F$  [14]. Графен обладает высокой подвижностью носителей заряда, достигающей значения  $\mu \approx 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при комнатной температуре, и в настоящее время он представляет большой интерес для различных возможных приложений: баллистической электроники, плазмоники и оптоэлектроники.

Следует отметить, что графен считается перспективным материалом для квантовой плазмоники [15], в которой планируется возбуждать и детектировать отдельные плазмоны. Поэтому исследование влияния кулоновского взаимодействия на различные транспортные, коллективные и оптические эффекты очень актуально.

Топологический изолятор представляет собой новый класс материалов, который обладает нетривиальной топологией заполненных электронных состояний в гильбертовом пространстве [2]. Объемная фаза топологического изолятора имеет запрещенную зону, при этом на его поверхности (3D) или границе (2D) присутствуют необычные электронные состояния. Трехмерные топологические изоляторы делятся на два класса: на "сильные" и "слабые". Энергетический спектр поверхности между сильным топологическим изолятором и тривиальным изолятором или вакуумом содержит нечетное количество дираковских точек, в окрестности которых электроны могут быть описаны эффективным гамильтонианом

$$H_{TI} = v_F \mathbf{n} [\mathbf{p} \times \boldsymbol{\sigma}] \quad (2)$$

где  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к поверхности топологического изолятора. Спин электрона перпендикулярен его импульсу и лежит в плоскости поверхности топологического изолятора. Такая жесткая связь между направлениями импульса и спина на поверхности топологического изолятора является следствием сильного спин-орбитального взаимодействия в его толще. Энергетический спектр сильного топологического изолятора топологически защищен от возмущений, которые не нарушают симметрию по отношению к обращению знака времени, например, к немагнитному беспорядку [16]. Энергетический спектр слабых топологических изоляторов может содержать четное количество

дираковских точек и не является топологически защищенным.

Сравнительно недавно было обнаружено "второе поколение" сильных топологических изоляторов, которое включает в себя  $\text{Sb}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  [17–19]. Запрещенная зон этих материалов достигает 0.1 – 0.3 эВ, поэтому они сохраняют топологическую нетривиальность спектра при комнатной температуре. Их энергетический спектр поверхностных состояний содержит только одну дираковскую точку и в широком диапазоне энергий может быть описан эффективным гамильтонианом (2). Дираковский закон дисперсии и жесткая связь между импульсом и спином поверхностных электронов этих материалов были обнаружены при помощи фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и разрешением по спину [17–19].

Жесткая связь между направлениями импульса и спина приводит к возникновению спиновой поляризации на поверхности топологического изолятора при протекании по ней электрического тока [20] и связанной диффузии плотностей заряда и спина [21]. Коллективные плазменные колебания в вырожденном электронном газе на поверхности топологического изолятора являются спин-плазмонами и представляют собой связанные колебания плотностей заряда и спина [22]. Было также предложено использовать спин-плазмоны для создания "спиновой батареи", в которой пространственно разделяются электроны с противоположными направлениями вектора спина [23]. Вклад в энергию электрона в полупроводниках и полуметаллах, связанный со спин-орбитальным взаимодействием, является малой поправкой к его кинетической энергии, в то время как для электронов на поверхности топологического изолятора соответствующий вклад (2) является единственным. Поэтому исследование проявлений жесткой связи между импульсом и спином электронов в оптических и транспортных явлениях на поверхности топологического изолятора является важной задачей для спинтроники.

Интересные физические явления возникают на поверхности топологического изолятора, если нарушена симметрия по отношению к обращению знака времени или калибровочная симметрия. Симметрия по отношению к обращению знака времени на поверхности топологического изолятора может быть нарушена либо внешним обменным полем, созданным, например, упорядоченными магнитными примесями [24], специально внедренными в его объем или на его поверхность, либо магнитным полем. В обоих случаях нарушение симметрии приводит к полужелому квантованию холловской проводимости поверхности топологического изолятора. Если симметрия нарушена на всей поверхности топологического изолятора, то распределение электромагнитного поля в его объеме может быть определено при помощи принципа наименьшего действия с лагранжианом, который имеет вид [25, 26]:

$$L = \frac{1}{8} \left( \epsilon \mathbf{E}^2 - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2 \right) + \frac{\alpha}{4\pi} \mathbf{E} \mathbf{B}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  и  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости топологического изолятора;  $\alpha \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры. Последний член в лагранжиане соответствует топологическому магнитоэлектрическому эффекту, который появляется в объеме благодаря перераспределению зарядов и электрическому току на его поверхности. Топологический магнитоэлектрический эффект в объеме топологического изолятора приводит к магнитооптическим эффектам Фарадея и Керра на его поверхности [27–29].

Внешнее обменное поле приводит к образованию щели в энергетическом спектре, внутри которой образуются киральные экситонные состояния [30]. Для уровней киральных экситонов нарушена симметрия между состояниями с противоположными значениями квантового орбитального числа. Исследование возможного проявления киральных экситонов в различных эффектах, связанных с топологическим магнитоэлектрическим эффектом, является важной фундаментальной задачей.

Если на поверхности топологического изолятора нарушена калибровочная симметрия, например, при ее туннельном контакте со сверхпроводником, то электронный газ, заполняющий поверхностные состояния, становится двумерным топологическим сверхпроводником [31]. Он обладает топологически нетривиальной электронной структурой спектра его боголюбовских квазичастиц. В коре вихря двумерного топологического сверхпроводника образуется майорановское состояние с нулевой энергией, а на его границе с областью поверхности топологического изолятора, в которой открыта щель при помощи обменного поля, появляются киральные майорановские краевые состояния. Экзотические майорановские фермионы представляют собой квазичастицы, которые являются собственными античастцами. Они рассматривались в физике элементарных частиц, но элементарные частицы, которые ими бы являлись, так и не были обнаружены [32].

Другой физической реализацией топологической сверхпроводимости является куперовское спаривание электронов и дырок с противоположных поверхностей тонкой пленки из топологического изолятора, обусловленное кулоновским взаимодействием между ними. В этой системе были предсказаны майорановские состояния, локализованные на вихрях, которые являются топологическими дефектами параметра порядка конденсата электрон-дырочных пар и которыми можно управлять при помощи сверхпроводящих контактов. При этом численные оценки температуры перехода, соответствующего электрон-дырочному спариванию, в реалистичной модели не проводились, что и является важной задачей для выбора оптимальных условий экспериментов. Пространственное разделение электронов и дырок приводит к целому набору интересных физических явлений, которые невозможны в экситонном диэлектрике [36]. К ним относятся сверхтекучесть [13], нелокальное андреевское отражение [37], особенности в эффекте кулоновского увлечения и внутренний эффект Джозефсона. Теоретическое изучение различных эффектов в системе

пространственно разделенных электронов и дырок в тонкой пленке из топологического изолятора очень актуально.

Теоретическое изучение различных возможных проявлений кулоновского взаимодействия на поверхности топологического изолятора является очень важной задачей, в особенности, если на поверхности нарушена либо симметрия по отношению к обращению знака времени, либо калибровочная симметрия. Поэтому в последнее время детально исследуются коллективные плазменные возбуждения в дираковском электронном газе — спин-плазмоны на поверхности топологического изолятора и плазмоны в графене. Исследуются киральные экситоны на поверхности топологического изолятора и их проявления в магнитооптических эффектах Фарадея и Керра. Большое внимание уделяется куперовскому спариванию дираковских электронов и дырок, которое может быть реализовано либо в тонкой пленке из топологического изолятора, либо в системе из двух листов графенаю

1. *A. H. Castro Neto, F. Guinea, N.M. P. Peres et al.*, Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2009).
2. *M.Z. Hasan, C.L. Kane*. Rev. Mod. Phys, 82, 3045 (2010).
3. *K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov et al.*, Science 306, 666 (2004).
4. *Y. Zhang, Y.-W. Tan, H.L. Stormer et al.*, Nature, 438, 201 (2005).
5. *M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, and A. K. Geim*. Nature Phys. 2, 620 (2006).
6. *E. McCann, K. Kechedzhi, V. I. Fal'ko et al.*, Phys. Rev. Lett. 97, 146805 (2006).
7. *S. Das Sarma, E.H. Hwang, Wang-Kong Tse*. Phys. Rev. B 75, 121406 (2007).
8. *H. P. Dahal, Y.N. Joglekar, K. S. Bedell et al.*, Phys. Rev. B 74, 233405 (2006).
9. *D. V. Khveshchenko*. Phys. Rev. Lett. 87, 246802 (2001).
10. *B. Uchoa, A.H. Castro Neto*. Phys. Rev. Lett. 98, No. 14, 146801 (2007).
11. *Yu. E. Lozovik, A. A. Sokolik*. Physics Letters A. 374, 2785 (2010).
12. *Yu.E. Lozovik, A.A. Sokolik*. Письма в ЖЭТФ, 87(1), с. 61 (2008).
13. *Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон*, Письма в ЖЭТФ 22, 556 (1975).
14. *D. C. Elias, R. V. Gorbachev, A. S. Mayorov et al.*, Nature Phys. 7, 701 (2011).
15. *F.H.L. Koppens, D.E. Chang, and F. J. Garcia de Abajo*, Nano Lett., 11, 3370 (2011).
16. *K.Nomura, M. Koshino, S. Ryu*. Phys. Rev. Lett., 99, 146806 (2007).
17. *Y.L. Chen, J.G. Analytis, J.H. Chu et al.*, Science 325, 178 (2009).
18. *D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian et al.*, Nature 460, 1101 (2009).
19. *Xia Y., L. Wray, D. Qian et al.*, Nature Phys., 5, 398 (2009).
20. *D. Culcer, E.H. Hwang, T.D. Stanescu et al.*, Phys. Rev. B, 82, 155457 (2010).
21. *A.A. Burkov, D.G. Hawthorn DG*, Phys. Rev. Lett. 105,66802 (2010).
22. *S. Raghu, S. B. Chung, X.-L. Qi and S.-C. Zhang*, Phys.Rev.Lett. 104, 116401 (2010).
23. *I. Appelbaum, H.D. Drew, M. Fuhrer*, Appl. Phys. Lett., 98, 023103 (2011).
24. *Y.L. Chen, J.-H. Chu, J.G. Analytis et al.*, Science. 329, 659(2010).
25. *X.L. Qi, T.L. Hughes, S.C. Zhang*. Phys. Rev.B 78, 195424 (2009).
26. *A.M. Essin, J.E. Moore, D. Vanderbilt*. Phys. Rev. Lett. 102, 146805 (2009).
27. *J. Maciejko, X.L. Qi, H.D. Drew, S.C. Zhang*. Phys. Rev. Lett. 105, 166803 (2010).
28. *W.-K. Tse, A.H. MacDonald*. Phys. Rev. B 82, 161104 (2010).
29. *W.-K. Tse, A.H. MacDonald*. Phys. Rev. Lett. 105, 057401 (2010).
30. *I. Garate, M. Franz*. Phys. Rev. B 84, 054403 (2011).
31. *L.Fu, C.L. Kane, E.J. Mele*. Phys. Rev. Lett., 100, 096407 (2009).

Поступила 6.03.2013г.