PACS: 72.80.Rj, 03.65.-w

КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ГРАФЕНА

Р.Г.АГАЕВА
Институт физики НАН Азербайджана
a.rana@physics.ab.az

Для графена, находящегося в постоянном квантующем магнитном поле, построены когерентные состояния, являющиеся математически более простым и физически более наглядным базисом для расчета физических величин.

Ключевые слова: графен, метод когерентных состояний.

Известно, что по своим электронным свойствам графен является двумерным полупроводником с нулевой запрещенной зоной, а носители заряда в графене подчиняются линейному закону дисперсии [1]. В графене вблизи точек соприкосновения валентной зоны и зоны проводимости (K и K') электроны и дырки описываются уравнением Дирака, но с нулевой массой частиц (электроны) и античастиц (дырки). Кроме того, так как графен двухдолинный полуметалл, то уравнение Дирака должно быть модифицировано для учёта электронов и дырок из разных долин (K, K'). Обычно спин электрона не принимают во внимание. В этом случае квазичастицы в графене описываются гамильтонианом дираковского вида

$$\hat{H} = v_F \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma}.\mathbf{p} & 0 \\ 0 & \boldsymbol{\sigma}^*.\mathbf{p} \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где $v_F \approx 10^6 \ \ мс^{-1}$ - фермиевская скорость, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_{x,}\sigma_y)$ - матрица Паули,

$\mathbf{p} = (p_{x,} p_y)$ - оператор импульса.

Целью данной работы является построение когерентных состояний (КС) для графена, находящегося в постоянном квантующем магнитном поле. Вектор-потенциал выбираем в виде $\mathbf{A} = (-H\, y/2, H\, x/2,\, 0)$. Магнитное поле H направлено вдоль оси z и в нем

$$p_x \Rightarrow \hat{p}_x - eA_x,\, p_y \Rightarrow p_y - eA_y,$$

а гамильтониан (1) переходит в

$$\hat{H} = v_F\sqrt{2\hbar eH/c}\begin{pmatrix} 0 & \hat{A}^- & 0 & 0 \\ \hat{A}^+ & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \hat{A}^+ \\ 0 & 0 & \hat{A}^- & 0 \end{pmatrix} \qquad (2)$$

В (2) и далее e есть абсолютное значение заряда электрона,

$$\hat{A}^{\pm} = \pm i\sqrt{eH/2\hbar c}\left(\frac{x \pm iy}{2} + \frac{\hat{p}_y \mp i\hat{p}_x}{eH/c}\right) \qquad (3)$$

Следуя методу [2] построения КС как собственных функций полной системы бозонных операторов уничтожения, являющихся интегралами движения квантовой системы, введем такие операторы для графена с гамильтонианом (2):

$$\hat{a} = \hat{A}^- E,\ \hat{b}^- = \hat{B}^- E, \qquad (4)$$

где E – единичная матрица 4-го порядка, а

$$\hat{B}^{\pm} = \sqrt{eH/2\hbar c}\left(\frac{x \mp iy}{2} - \frac{\hat{p}_y \pm i\hat{p}_x}{eH/c}\right) \qquad (5)$$

С помощью (3) и (5) легко убедиться в том, что

$$\left[\hat{A}^-, \hat{A}^+\right] = \left[\hat{B}^-, \hat{B}^+\right] = 1, \quad \left[\hat{A}^{\pm}, \hat{B}^{\pm}\right] = 0,$$
$$\left[\hat{a}^-, \hat{a}^+\right] = \left[\hat{b}^-, \hat{b}^+\right] = 1, \quad \left[\hat{a}^{\pm}, \hat{b}^{\pm}\right] = 0 \qquad (6)$$

Обозначим КС для графена с гамильтонианом (2) через $|\alpha,\beta\rangle$ **(**α,β - произвольные комплексные числа, представляющие собой полный набор квантовых чисел рассматриваемой задачи). Известно [2], что КС должны удовлетворять определенным требованиям:

1. $|\alpha,\beta\rangle$ есть собственное состояние бозонных операторов уничтожения и интегралов движения $\hat{a}^-$ и $\hat{b}^-$:

$$\hat{a}^-|\alpha,\beta\rangle = \alpha|\alpha,\beta\rangle, \quad \hat{b}^- = \beta|\alpha,\beta\rangle \qquad \textbf{(7)}$$

$$\left[\hat{H}, \hat{a}^{\pm}\right]|\alpha,\beta\rangle = 0, \quad \left[\hat{H}, \hat{b}^{\pm}\right]|\alpha,\beta\rangle = 0 \qquad (8)$$

2. $|\alpha,\beta\rangle$ удовлетворяет условию нормировки:

$$\langle\alpha,\beta|\alpha,\beta\rangle = 1 \qquad (9)$$

Волновые функции $|\alpha,\beta\rangle$ образуют полную систему, но не являются ортогональными. Исходя из (7), (8) и (9), находим

$$|\alpha,\beta\rangle = 2^{-1/2}|\alpha,\beta\rangle_0\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (10)$$

$$\left|\alpha,\beta\right\rangle_0 = l\sqrt{\pi}\exp\left\{-l^2\left(\frac{x^2+y^2}{2}\right)+il\alpha(x+iy)+l\beta(x-iy)-\frac{|\alpha|^2}{2}-\frac{|\beta|^2}{2}-i\alpha\beta\right\} \qquad (11)$$

$l=\sqrt{eH/2\hbar c}$

При выводе (10) мы воспользовались равенствами

$$\hat{A}^-\left|\alpha,\beta\right\rangle_0=\alpha\left|\alpha,\beta\right\rangle_0,\ \hat{B}^-\left|\alpha,\beta\right\rangle_0=\beta\left|\alpha,\beta\right\rangle_0 \qquad (12)$$

и тем, что $\left|\alpha,\beta\right\rangle_0$ удовлетворяет условию нормировки, аналогичному (9), в чем нетрудно убедиться, принимая во внимание (3),(4) и (11).

Полученные результаты могут быть применены при расчете различных эффектов, связанных с графеном, помещенным в постоянное магнитное поле, т.к. метод КС является математически более простым и физически более наглядным подходом к решению задач [2]. К примеру, при работе в представлении КС вместо бесконечной суммы по главному квантовому числу получается интеграл, что значительно облегчает расчет [3].

Автор благодарен проф. Ф.М.Гашимзаде за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов С.В., Новоселов К.С., Гейм А.К. Электронный транспорт в графене // УФН, 2008, т.178, №7, с. 776-780.
2. Малкин И.А., Манько В.И. Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем. М.: Наука, 1979, 320 с.
3. Agayeva R.G. Fluctuation of thermomagnetic current // J.Phys.C: Solid State Phys., 1985, v. 18, p.5841-5848.

QRAFENİN KOHERENT HALLARI

R.Q.AĞAYEVA

XÜLASƏ

Sabit kvantlayıcı maqnit sahəsində olan qrafen üçün koherent hallar qurulub. Bu hallar fiziki kəmiyyətlərin hesablanması üçün riyazi cəhətdən daha sadə və fiziki cəhətdən daha əyani bazisdir.

Açar sözlər: qrafen, koherent hallar metodu.

COHERENT STATES OF GRAPHENE

R.G.AGHAYEVA

SUMMARY

Coherent states are constructed for a graphene in constant quantizing magnetic field. These states are mathematically simpler and physically more evident basis for a calculation of physical quantities.

Key words: graphene, method of coherent states

Поступило в редакцию: 17.05.2013 г.
Подписано к печати: 17.10.2013 г.