Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. П. Сайко, О применении усреднения Крылова–Боголюбова–Митропольского к построению эффективных гамильтонианов в теории сильно коррелированных электронных систем, *ТМФ*, 2009, том 161, номер 2, 287–294

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf6439>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.197.217.227

26 апреля 2023 г., 17:02:43

© 2009 г.

А. П. Сайко*

О ПРИМЕНЕНИИ УСРЕДНЕНИЯ КРЫЛОВА–БОГОЛЮБОВА–МИТРОПОЛЬСКОГО К ПОСТРОЕНИЮ ЭФФЕКТИВНЫХ ГАМИЛЬТОНИАНОВ В ТЕОРИИ СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

Показано, что усреднение Крылова–Боголюбова–Митропольского в канонической формулировке может быть использовано как метод построения эффективных гамильтонианов в теории сильно коррелированных электронных систем. В качестве примера рассмотрен переход от гамильтонианов моделей Хаббарда и Андерсона к гамильтонианам t - J -модели и модели Кондо соответственно. Этот метод имеет большую степень общности, а также ряд преимуществ перед другими, и его можно применять к решению широкого круга задач физики коррелированных систем.

Ключевые слова: усреднение Крылова–Боголюбова–Митропольского, эффективный гамильтониан, модель Хаббарда, t - J -модель, модель Андерсона, модель Кондо.

Модельные гамильтонианы, используемые для описания сильно коррелированных электронных систем, в которых потенциальная энергия электронов много больше кинетической, могут быть в значительной мере упрощены путем сведения их к эффективным гамильтонианам в спиновых переменных. Такое упрощение достигается ренормировкой исходного гамильтониана при исключении высокоэнергетических состояний и переходе в подпространство с более низкими энергиями квантовых состояний. Устранение высокоэнергетических состояний оправдано, так как в обычных лабораторных условиях свойства системы, например электропроводность, намагниченность и т.д., определяются основным состоянием и низкоэнергетическими возбуждениями. Для построения эффективных гамильтонианов, как правило, используется метод канонического преобразования [1], [2], с помощью которого добиваются исключения в исходном гамильтониане “недиагонального” оператора малого возмущения, вызывающего переходы между состояниями с низкой и высокой энергиями. Иногда также применяется теория возмущений для систем с вырожденными состояниями [3].

* Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь.
E-mail: saiko@ifftp.bas-net.by

В настоящей работе предложен способ построения эффективных гамильтонианов, который основан на использовании метода усреднения Крылова–Боголюбова–Митропольского (КБМ) [4], разработанного для решения задач в области теории нелинейных колебаний. Метод усреднения позволяет избавляться в любом порядке по возмущению от быстроосциллирующих членов (высокоэнергетических состояний) в гамильтониане, записанном в представлении взаимодействия, что в результате приводит к эффективному гамильтониану в приближенно–“диагональной” форме.

Ниже для примера мы покажем, как с помощью метода усреднения КБМ в его канонической формулировке из гамильтониана Хаббарда можно получить гамильтониан t - J -модели, а из гамильтониана модели Андерсона – гамильтониан модели Кондо.

В теории сильно коррелированных электронных систем парадигматической моделью является модель Хаббарда. Гамильтониан Хаббарда записывается в виде [1], [2]

$$H = -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} (c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + \text{э.с.}) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \equiv H_t + H_U, \quad (1)$$

где H_t – кинетический (зонный) член, описывающий движение по узлам решетки, H_U – оператор кулоновской энергии отталкивания двух электронов на одном узле, $c_{i\sigma}^+$ – оператор рождения электрона со спином σ на узле i , t – матричный элемент перехода электрона с данного узла на соседний. При большой кулоновской энергии U появление двух электронов на одном узле становится энергетически невыгодным, и исходная зона расщепляется на две подзоны Хаббарда: верхнюю и нижнюю (с щелью между ними), соответствующие одноэлектронным и двухэлектронным состояниям. В случае половинного заполнения зоны (один электрон на узел, $n = \sum_{\sigma} n_{\sigma} = 1$) при $U \sim t$ происходит моттовский переход, т.е. возникает диэлектрическое основное состояние, а между электронами на узлах устанавливается косвенная обменная связь антиферромагнитного типа. Таким образом, реализуется так называемая t - J -модель, которая при $n < 1$ описывает распространение дырок в нижней подзоне на фоне взаимодействующих спинов. При выводе t - J -модели из модели Хаббарда в качестве нулевого приближения берется кулоновский член, а кинетический член рассматривается в качестве возмущения. При переходе к представлению взаимодействия, когда в качестве нулевого гамильтониана выбирается H_U , кинетический член разбивается на части, описывающие энергетически более выгодные процессы (происходящие внутри подзон Хаббарда) и менее выгодные (происходящие между подзонами Хаббарда). Действительно, в этом представлении

$$c_{j\sigma}(\tau) = e^{iH_U\tau} c_{j\sigma} e^{-iH_U\tau} = c_{j\sigma}(1 - n_{j\bar{\sigma}}) + e^{-iU\tau} c_{j\sigma} n_{j\bar{\sigma}},$$

где $\bar{\sigma} = -\sigma$, а кинетический член $H_t(\tau) = e^{iH_U\tau} H_t e^{-iH_U\tau}$ приобретает явно выраженный многочастичный характер:

$$\begin{aligned} H_t(\tau) = & -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} [(1 - n_{i\bar{\sigma}}) c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} (1 - n_{j\bar{\sigma}}) + n_{i\bar{\sigma}} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} n_{j\bar{\sigma}} + \text{э.с.}] - \\ & -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} [n_{i\bar{\sigma}} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} (1 - n_{j\bar{\sigma}}) + n_{j\bar{\sigma}} c_{j\sigma}^+ c_{i\sigma} (1 - n_{i\bar{\sigma}})] e^{iU\tau} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} [(1 - n_{i\bar{\sigma}}) c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} n_{j\bar{\sigma}} + (1 - n_{j\bar{\sigma}}) c_{j\sigma}^+ c_{i\sigma} n_{i\bar{\sigma}}] e^{-iU\tau} \equiv \\
& \equiv H_t^0 + H_t^+(\tau) + H_t^-(\tau).
\end{aligned} \tag{2}$$

Первый и второй члены в H_t^0 отвечают за кинетику электронов в нижней и верхней подзонах Хаббарда соответственно; $H_t^+(\tau)$ описывает появление второго электрона на узле, на котором один электрон уже присутствует, т.е. переход из низкоэнергетического состояния в высокоэнергетическое (соответственно из нижней подзоны Хаббарда в верхнюю); $H_t^-(\tau)$ представляет собой обратный процесс, вследствие которого число дважды оккупированных узлов (узлов с парой электронов) уменьшается на единицу. Наличие быстроосциллирующих множителей $e^{\pm iU\tau}$ в $H_t^+(\tau)$ и $H_t^-(\tau)$ дополнительно указывает на маловыгодность реализации процессов с переходом между подзонами Хаббарда.

К гамильтониану (2) можно применить метод усреднения КБМ, позволяющий исключить быстроосциллирующие “недиагональные” члены $H_t^{\pm}(\tau)$ в любом порядке теории возмущений по t (точнее, по t/U). Дадим краткое описание метода в каноническом формализме [4]–[6].

Рассмотрим уравнение Лиувилля для матрицы плотности квантовой системы

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = -i[H_0 + H_1, \rho] \equiv -i(L_0 + L_1)\rho, \tag{3}$$

где H_0 – невозмущенный “диагональный” гамильтониан системы, H_1 – малое возмущение – “недиагональный член”, L_0 и L_1 – соответствующие гамильтонианам лиувиллианы. В силу условия $\|H_0\| \gg \|H_1\|$, где $\|\dots\|$ означает величину оператора в единицах частоты, быстрое движение с периодом $2\pi/\|H_0\|$ налагается на более медленный процесс, характеризующийся временем порядка $\|H_1\|^{-1}$. В уравнении (3) можно перейти к представлению взаимодействия $\sigma = e^{iL_0\tau}\rho$, $L_1(\tau) = e^{iL_0\tau}L_1e^{-iL_0\tau}$ и к уравнению

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} = -iL_1(\tau)\sigma \tag{4}$$

применить метод усреднения КБМ, чтобы исключить быстроосциллирующие члены и построить приближенно–“диагональный” эффективный гамильтониан (лиувиллиан). Кратко опишем эту процедуру в наиболее простом виде.

Отметим, что функция $L_1(\tau)$, являясь периодической, может быть разложена в ряд Фурье:

$$L_1(\tau) = \sum_n L_1^{(n)} e^{i\omega_n \tau}, \quad L_1^{(n)} = \frac{1}{T} \int_0^T d\tau L_1(\tau) e^{-i\omega_n \tau}, \tag{5}$$

где $\omega_n = 2\pi n/T$, T – период, который может, в частности, совпадать с периодом $2\pi/\|H_0\|$ или быть ему кратным. Поскольку мы интересуемся не быстрым временным “дрожанием” матрицы плотности, а ее медленной эволюцией, т.е. движением, усредненным по нескольким временным периодам T , то естественно определить операцию усреднения

$$P^T \sigma(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T d\tau \sigma(\tau) \equiv \langle \sigma(\tau) \rangle, \tag{6}$$

где проекционный оператор P^τ осуществляет усреднение быстро изменяющихся величин. Определим также $Q^\tau = 1 - P^\tau$ (нетрудно видеть, что $P^\tau P^\tau = P^\tau$, $Q^\tau Q^\tau = Q^\tau$, $P^\tau Q^\tau = Q^\tau P^\tau = 0$). Тогда можно записать

$$\sigma(\tau) = P^\tau \sigma(\tau) + Q^\tau \sigma(\tau), \quad (7)$$

т.е. мы разлагаем действительное движение системы, описываемое матрицей плотности $\sigma(\tau)$, на усредненное $P^\tau \sigma$ и быстрое “дрожание” $Q^\tau \sigma$. Подставляя выражение (7) в уравнение (4) и действуя на него слева операторами P^τ и Q^τ поочередно, получаем два связанных уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (P^\tau \sigma) = -i P^\tau L_1(\tau) P^\tau \sigma - i P^\tau L_1(\tau) Q^\tau \sigma, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (Q^\tau \sigma) = -i Q^\tau L_1(\tau) Q^\tau \sigma - i Q^\tau L_1(\tau) P^\tau \sigma. \quad (9)$$

При выводе уравнений (8), (9) мы воспользовались свойством периодичности функции $Q^\tau \sigma$ и тем, что $P^\tau \sigma$ – медленная функция времени. Решение уравнения (9) формально можно представить в виде

$$Q^\tau \sigma = -i \int^\tau d\tau' Q^{\tau'} L_1(\tau') P^{\tau'} \sigma(\tau') - i \int^\tau d\tau' Q^{\tau'} L_1(\tau') Q^{\tau'} \sigma(\tau'), \quad (10)$$

причем операторная постоянная в данном выражении положена равной нулю: мы воспользовались правом произвола в выборе этой константы, так как на предыдущем этапе одно дифференциальное уравнение первого порядка (4) было расщеплено на два: (8) и (9). Итерируя выражение (10), получаем разложение по степеням L_1 :

$$Q^\tau \sigma = \left(-i \int^\tau d\tau' Q^{\tau'} L_1(\tau') - i \int^\tau d\tau' \int^{\tau'} d\tau'' Q^{\tau'} L_1(\tau') Q^{\tau''} L_1(\tau'') \dots \right) \langle \sigma \rangle, \quad (11)$$

где медленно изменяющаяся функция $P^\tau \sigma \equiv \langle \sigma \rangle$ вынесена из-под знака интегрирования. Подставляя формулу (11) в уравнение (8), получаем уравнение для медленно изменяющихся величин. Например, во втором порядке по L_1 имеем

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \langle \sigma \rangle = -i \langle L_1(\tau) \rangle \langle \sigma \rangle - \left\langle \int^\tau d\tau' \{ L_1(\tau') (L_1(\tau') - \langle L_1(\tau') \rangle) \} \right\rangle \langle \sigma \rangle \equiv -i L_{\text{eff}} \langle \sigma \rangle, \quad (12)$$

где введен эффективный лиувиллиан

$$L_{\text{eff}} = \langle L_1(\tau) \rangle - i \left\langle \int^\tau d\tau' \{ L_1(\tau') (L_1(\tau') - \langle L_1(\tau') \rangle) \} \right\rangle, \quad (13)$$

которому соответствует эффективный гамильтониан

$$H_{\text{eff}} = \langle H_1(\tau) \rangle + \frac{i}{2} \left\langle \left[\int^\tau d\tau' (H_1(\tau') - \langle H_1(\tau') \rangle), H_1(\tau) \right] \right\rangle. \quad (14)$$

Для вывода выражения (14) из (13) удобнее всего воспользоваться разложением Фурье (5).

В модели Хаббарда, рассматриваемой в настоящей работе, усреднение по периоду $2\pi/U$ гамильтониана $H_t(\tau)$ дает $\langle H_t(\tau) \rangle = H_t^0$, так как средние от $H_t^\pm(\tau)$ благодаря множителям $e^{\pm iU\tau}$ равны нулю. Применение процедуры усреднения КБМ в полном объеме, т.е. использование формулы (14), дает

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}}^{(2)} &= H_t^0 + \frac{1}{U} \langle [H_t^+(\tau), H_t^-(\tau)] \rangle + \frac{1}{2U} \langle [H_t^+(\tau) - H_t^-(\tau), H_t^0] \rangle = \\ &= H_t^0 + \frac{1}{U} [H_t^+(0), H_t^-(0)]. \end{aligned} \quad (15)$$

Следует отметить, что метод канонического преобразования для гамильтониана Хаббарда приводит к похожему эффективному гамильтониану, но с дополнительными “недиагональными” членами $\sim [H_t^\pm(0), H_t^0]$ (см., например, работы [1], [2]), которыми можно пренебречь на том основании, что они учитывают межзонные переходы только во втором порядке по t/U [2], а не в первом. В методе КБМ такие члены не возникают, так как при усреднении по периоду $2\pi/U$ быстроосциллирующий член $[H_t^+(\tau) - H_t^-(\tau), H_t^0]$ в (15) обращается в нуль. Далее, чтобы получить искомый результат, необходимо в выражении (15) подставить $H_t^\pm(0)$ из формулы (2) и проделать достаточно простые операции, подробно описанные в работе [1]. А именно: выполнить коммутации операторов, отбросить трехузельные члены [1], [2] и взять проекцию полученного гамильтониана на нижнюю подзону Хаббарда, т.е. отбросить члены, слева и справа умноженные на операторы $n_{i\bar{\sigma}}$, $n_{j\bar{\sigma}}$, такие, например, как второй член в H_t^0 (2): $n_{i\bar{\sigma}} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} n_{j\bar{\sigma}}$ (подобные члены описывают высокоэнергетическое движение электронов в верхней подзоне Хаббарда). Полученный в результате эффективный гамильтониан $H_{\text{eff}}^{(2)}$ есть не что иное, как гамильтониан t - J -модели:

$$H_{\text{eff}}^{(2)} \rightarrow H_{t-J} = -t \sum_{i,j,\sigma} [(1 - n_{i\bar{\sigma}}) c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} (1 - n_{j\bar{\sigma}}) + \text{э.с.}] + J \sum_{i,j} \left(\vec{S}_i \vec{S}_j - \frac{1}{4} n_i n_j \right), \quad (16)$$

где

$$\vec{S}_i = \frac{1}{2} \sum_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma}^+ \vec{\tau}_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma'},$$

$\vec{\tau}$ – вектор, составленный из матриц Паули, $n_i = \sum_{\sigma} n_{i\sigma}$, $J = 4t^2/U$.

Описанный выше алгоритм построения эффективного гамильтониана применим и при преобразовании гамильтониана модели Андерсона к гамильтониану модели Кондо. Переход модель Андерсона – модель Кондо обычно осуществляют с помощью преобразования Шриффера–Вольфа [7], [8], т.е. канонического преобразования с антиэрмитовским оператором, форма которого подбирается.

Применение метода усреднения КБМ и в этом случае имеет несомненные преимущества. Исходный гамильтониан Андерсона записывается в виде [7], [8]

$$H = H_0 + V, \quad (17)$$

$$H_0 = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + \varepsilon \sum_{\sigma} c_{d\sigma}^+ c_{d\sigma} + U c_{d\uparrow}^+ c_{d\uparrow} c_{d\downarrow}^+ c_{d\downarrow}, \quad (18)$$

$$V = \sum_{k,\sigma} (V_{kd} c_{k\sigma}^+ c_{d\sigma} + \text{э.с.}), \quad (19)$$

где $c_{k\sigma}^+$, ε_k – соответственно оператор рождения и энергия электрона в зоне проводимости с импульсом k и спином σ ; $c_{d\sigma}^+$ и ε – соответственно оператор рождения и энергия локализованного электрона примесного атома, U – кулоновская энергия взаимодействия между двумя электронами, оккупирующими примесный атом; V описывает взаимодействие, смешивающее примесные состояния с зонными, а V_{kd} – константа такого взаимодействия.

Для перехода к представлению взаимодействия $V(\tau) = e^{iH_0\tau} V e^{-iH_0\tau}$ запишем сначала $c_{k\sigma}(\tau) = e^{iH_0\tau} c_{k\sigma} e^{-iH_0\tau}$ и $c_{d\sigma}(\tau) = e^{iH_0\tau} c_{d\sigma} e^{-iH_0\tau}$ в виде

$$c_{k\sigma}(\tau) = c_{k\sigma} e^{-i\varepsilon_k\tau}, \quad c_{d\sigma}(\tau) = c_{d\sigma}(1 - n_{d\bar{\sigma}}) e^{-i\varepsilon\tau} + c_{d\sigma} n_{d\bar{\sigma}} e^{-i(\varepsilon+U)\tau}. \quad (20)$$

В результате получаем

$$V(\tau) = \sum_{k,\sigma} \{ V_{kd} [e^{i(\varepsilon_k - \varepsilon)\tau} c_{k\sigma}^+ c_{d\sigma} (1 - n_{d\bar{\sigma}}) + e^{i(\varepsilon_k - \varepsilon - U)\tau} c_{k\sigma}^+ c_{d\sigma} n_{d\bar{\sigma}}] + \text{э.с.} \}. \quad (21)$$

Пусть все энергии отсчитываются от уровня Ферми, тогда в интересующей нас области температур энергии ε_k (или $\varepsilon_k - \mu$ вместо ε_k , где μ – энергия Ферми) малы, ε – отрицательно, причем $U, |\varepsilon| \gg \varepsilon_k$.

Усреднение по времени гамильтониана $V(\tau)$ дает нуль в первом порядке возмущения из-за быстрых осцилляций множителей $e^{\pm i(\varepsilon_k - \varepsilon)\tau}$, $e^{\pm i(\varepsilon_k - \varepsilon - U)\tau}$. Во втором порядке усреднение КБМ (14) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}}^{(2)}(\tau) &= \frac{i}{2} \left\langle \left[\int^\tau d\tau' V(\tau'), V(\tau) \right] \right\rangle = -\frac{1}{2} \sum_{k,k',\sigma} [f(k, k', U) - f(k, k', 0)] \times \\ &\quad \times (c_{k\sigma}^+ c_{k'\bar{\sigma}} c_{d\bar{\sigma}}^+ c_{d\sigma} - c_{k\sigma}^+ c_{k'\sigma} c_{d\bar{\sigma}}^+ c_{d\bar{\sigma}}) e^{i(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'})\tau} + \\ &\quad + \frac{1}{2} \sum_{k,k',\sigma} f(k, k', 0) c_{k\sigma}^+ c_{k'\sigma} e^{i(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'})\tau} - \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{k,\sigma} f(k, k, 0) n_{d\sigma} - \frac{1}{2} \sum_{k,\sigma} [f(k, k, U) - f(k, k, 0)] n_{d\sigma} n_{d\bar{\sigma}}, \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$f(k, k', U) = V_{kd} V_{k'd}^* \left(\frac{1}{\varepsilon_k - \varepsilon - U} + \frac{1}{\varepsilon_{k'} - \varepsilon - U} \right),$$

$e^{i(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'})\tau}$ – медленно изменяющиеся множители. Переходя в выражении (22) к представлению Гейзенберга, получаем эффективный гамильтониан

$$H_{\text{eff}}^{(2)}(\tau) \rightarrow H_{\text{eff},H}^{(2)} = H_0 + H_{\text{eff}}^{(2)}(0), \quad (23)$$

где H_0 определено формулой (18). При использовании преобразования Шриффера–Вольфа в гамильтониане (23) появляются дополнительные члены вида [7], [8]

$$H_\delta = -\frac{1}{2} \sum_{k,k',\sigma} \frac{V_{k'd}}{V_{k'd}^*} [f(k, k', U) - f(k, k', 0)] (c_{k\sigma} c_{k'\bar{\sigma}} d_{\bar{\sigma}}^+ d_{\sigma}^+ + \text{э.с.}), \quad (24)$$

описывающие высокоэнергетические процессы: изменение населенности примесного уровня за счет захвата двух зонных электронов или перехода двух электронов с d -орбитали в зону проводимости. Такие члены при применении метода КБМ отсутствуют в эффективном гамильтониане, так как в представлении взаимодействия они являются быстроосциллирующими и поэтому зануляются при выполнении процедуры усреднения. Пренебрегая в $H_{\text{eff}}^{(2)}(0)$ членами, описывающими потенциальное рассеяние электронов проводимости (второй член) и перенормировку энергии электронов на примесном атоме (третий и четвертый члены), а также кулоновский (высокоэнергетический) член в H_0 , из уравнения (23) с учетом выражений (18), (22) получаем гамильтониан модели Кондо:

$$H_{\text{eff},H}^{(2)} \rightarrow H_{\text{Kondo}} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} - \frac{1}{2} \sum_{k,k',\sigma} [f(k,k',U) - f(k,k',0)] (c_{k\sigma}^+ c_{k'\bar{\sigma}} c_{d\bar{\sigma}}^+ c_{d\sigma} - c_{k\sigma}^+ c_{k'\sigma} c_{d\bar{\sigma}}^+ c_{d\bar{\sigma}}), \quad (25)$$

в котором член взаимодействия может быть выражен через спиновые переменные зонных электронов и электронов на d -орбитали примесного атома [7], [8]. С помощью метода усреднения КБМ можно рассматривать и системы, находящиеся в неравновесных условиях; например, его можно применять при изучении эффекта Кондо в случае, если энергия электрона, локализованного на квантовой точке, модулируется внешним переменным электрическим полем.

Таким образом, усреднение КБМ является надежно работающим методом при построении эффективных гамильтонианов для сильно коррелированных электронных систем: высокотемпературных сверхпроводников, оксидных магнетиков с колоссальным магнитосопротивлением, квантовых точек и т.д. Применение этого метода показано на примере преобразования гамильтониана Хаббарда к гамильтониану t - J модели, гамильтониана Андерсона к гамильтониану модели Кондо. Алгоритм вычислений оказывается достаточно простым и естественным. При применении метода усреднения не требуется той изобретательности, которая нужна при выборе конкретного вида унитарного оператора в случае использования канонического преобразования. Также нет необходимости знать собственные функции и собственные значения гамильтониана нулевого приближения, как в случае применения теории возмущений для систем с вырожденными состояниями. Кроме того, новый метод самодостаточен: он не приводит к появлению “недиагональных” членов высших порядков по параметру возмущения в преобразованном гамильтониане, которые, как правило, возникают при использовании канонического преобразования и затем отбрасываются на основе правдоподобных соображений. Этот подход обладает большой степенью общности и может быть применим к решению широкого круга задач физики сильно коррелированных электронных систем. В частности, его можно применить к выводу эффективного гамильтониана (типа t - J -модели) для недавно открытого класса высокотемпературных сверхпроводников, представляющих собой слоистые соединения на основе железа (см. работу [9]).

Список литературы

- [1] P. Fazekas, *Lecture Notes on Electron Correlation and Magnetism*, World Sci., Singapore, 1999.
- [2] Ю. А. Изюмов, *УФН*, **167**:5 (1997), 465–497.
- [3] C. L. Cleveland, R. Medina, *Amer. J. Phys.*, **44**:1 (1976), 44–46.
- [4] Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*, Наука, М., 1974.
- [5] Л. Л. Буишвили, М. Г. Менабде, *ЖЭТФ*, **77**:6(12) (1979), 2435–2442.
- [6] А. П. Сайко, *ФТТ*, **35** (1993), 38.
- [7] J. R. Schrieffer, P. A. Wolff, *Phys. Rev.*, **149**:2 (1966), 491–492.
- [8] P. Phillips, *Advanced Solid State Physics*, Westview Press, Boulder, 2003.
- [9] Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, *УФН*, **178**:12 (2008), 1307–1334.

Поступила в редакцию 19.12.2006,
после доработки 12.03.2009