СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 7403

Б.Н.Захарьев, С.А.Ниязгулов, А.А.Сузько

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДОВ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7403

Б.Н.Захарьев, С.А.Ниязгулов, А.А.Сузько

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДОВ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Введение

При исследовании квантовых систем широкое применение нашел подход, в котором приближенная волновая функция Ψ^N изучаемого комплекса частиц строится в виде линейной комбинации конечного числа (N) известных вспомогательных /базисных/ функций Φ_n:

$$\Psi \approx \Psi^N = \sum_n^N F_n \Phi_n . \qquad /1/$$

Для неизвестных коэффициентов F_n получаются уравнения, решать которые значительно проще, чем исходное уравнение Шредингера.

К достоинствам метода относится то, что его применимость не ограничивается требованием слабости взаимодействий между частицами /в отличие от теории возмущений/, и его универсальность: он годится как для описания структуры связанных состояний многих частиц, так и реакций самого общего типа /см., например, обзор /1/ /.

Недавно было установлено, что в указанном приближении может быть сформулирована и обратная задача рассеяния* для системы двух взаимодействующих частиц /2,3/. При этом выяснилось, что кроме аппроксимации /1/ - редукции размерности ($\infty \to N$) - пространства, где отыскивается Ψ, - не требуется никаких дополнительных существенных допущений. Так, в отличие от строгой классической постановки обратной задачи здесь не требуется интегрирований по энергии в неограниченном

---

* Имеется в виду восстановление потенциала по матрице рассеяния.

интервале, а, следовательно, не требуется информация о матрице рассеяния из области больших E, где квантовая механика вообще не работает. Это делает реализацию обратной задачи в пространстве функций с N базисными векторами Φ_n /алгебраический подход/ для частицы во внешнем поле интересной и саму по себе, но благодаря универсальности приближения /1/, представляется особенно заманчивым распространить указанную теорию на многие другие проблемы ядерной физики.

Случай дискретного спектра

Многие проблемы структуры стабильных состояний ядерных систем исследуются в приближении чисто дискретного спектра, когда либо рассматривают движение частиц в бесконечно глубокой потенциальной яме, либо просто пренебрегают состояниями /виртуальными/ непрерывного спектра. Иногда также вклад виртуальных состояний сплошного спектра учитывается эффективным образом с помощью разложений по дискретным полным наборам функций /см., например, /1/ /.

Алгебраический подход /2,3/ представляется естественной формой постановки обратной задачи и в этой области квантовой теории. Здесь было бы интересно рассмотреть его сочетание с аппаратом вторичного квантования.

Комплексный потенциал

Понятие о среднем поле /с реальной частью V и мнимой $-iW$/, действующем на отдельную частицу системы со стороны всех остальных, лежит в основе оптической модели рассеяния, очень часто используемой в приложениях.

Появление мнимой добавки iW в уравнении Шредингера нарушает, вообще говоря, свойство полноты его собственных решений, что делает далеко нетривиальным

распространение формализма обратной задачи на этот случай *. Эта проблема была решена в работе Марченко /4/ с использованием понятий о полноте в некотором обобщенном смысле. Теперь представляется вполне реальным создание алгебраического аналога соответствующей теории.

Нелокальное взаимодействие **

В приближении /1/ исходному уравнению Шредингера соответствуют уравнения для F_n, имеющие одинаковый вид для локального и нелокального потенциалов /предлагается свойство симметрии $V(r,r') = V(r',r)$. Разница заключается лишь в выражении для матрицы взаимодействия, осуществляющей зацепление уравнений для F_n:

$$V_{nm} = \begin{cases} \int \Phi_n(r) V(r) \Phi_m(r) dr & V\text{ - локальный} \\ \int \Phi_n(r) V(r,r') \Phi_m dr dr' & \text{нелокальный} \end{cases} \qquad /2/$$

По этим нелокальным элементам V_{nm} может быть восстановлен как $V(r)$, так и $V(r,r')$ /см. приложение в /3/ /:

$$V^N(r) = \sum_{nm}^{N} V_{nm} \Phi_m(r) \int \Phi_n(r') dr',$$
$$V^N(r\,r') = \sum_{nm}^{N} V_{nm} \Phi_m(r) \Phi_n(r'). \qquad /3/$$

В этом смысле приближенные потенциалы $V^N(r)$ и $V^N(r,r')$ оказываются эквивалентными.

---

* Когда писалась эта статья, мы узнали о работе /5/, где предложен оригинальный подход к решению обратной задачи для комплексного потенциала.

** См. работу /6/.

Системы трех /и большего числа/ тел

Представляет интерес получить, хотя бы в принципе, алгоритм восстановления потенциалов взаимодействия в системе нескольких частиц*, например, для того, чтобы установить возможность определения двухчастичных потенциалов, которые из-за отсутствия данных по соответствующим двухчастичным столкновениям не могут быть получены обычным путем.

В полный набор состояний системы нескольких частиц входят такие, когда все эти частицы слетаются с разных сторон и после столкновения уходят по различным направлениям. Ясно, что получение из эксперимента данных о такого рода процессах - задача принципиальной трудности. Поэтому одна из проблем здесь - установить, нельзя ли обойтись для определения потенциалов доступной информацией. Важно также выяснить, необходимо ли при этом использование спектральных характеристик закрытых каналов.

Многочастичные силы

Одной из проблем, к решению которой можно подойти с помощью приближенного метода /2,3/ в обратной задаче, является восстановление многочастичных потенциалов $V_{ijk...}$ по спектральным характеристикам системы. Таким образом, можно выяснить, какие именно опытные данные для этого необходимо использовать, и в какой мере определение $V_{ijk.}$ осуществимо при современном уровне эксперимента.

Отметим здесь наиболее простой случай гиперсферически симметричного потенциала $V(\rho_{3N-3})$, зависящего лишь от одной переменной - модуля вектора $\bar{\rho}_{3N-N}$ в конфигурационном пространстве /квадрат модуля ρ равен сумме квадратов координат Якоби данной системы/.

* Здесь так же, как в /2,3/, сначала должны быть определены элементы матрицы взаимодействия, а затем по их значениям получены сами потенциалы /см. приложение к /3/ - разница будет в числе переменных/.

Если, кроме $V(\rho_{3N-N})$, между частицами не действуют никакие силы, то переменные в уравнении Шредингера разделяются и задача сводится к одномерному случаю, рассмотренному уже в /2,3/.

Релятивистские квазипотенциальные уравнения

Сравнительно недавно в теории поля был создан очень близкий по форме к уравнению Шредингера аппарат квазипотенциальных уравнений /7/. Один вариант обратной задачи в формализме квазипотенциальных уравнений был уже предложен Амирхановым с сотрудниками /8/. Это позволяет надеяться распространить алгебраический подход на восстановление квазипотенциала по опытным данным при энергиях в интервале, выходящем за область, где несущественны релятивистские эффекты.

Подобно нерелятивистской теории здесь можно пользоваться разложением ψ по дискретным собственным наборам простых вспомогательных квазипотенциальных задач /6/.

Заключение

Целью данного сообщения* было указать на ряд проблем, которые могут быть решены в рамках алгебраического подхода к обратной задаче /2,3/ в ядерной физике. До сих пор все эти вопросы исследовались на практике лишь с помощью прямого решения уравнения Шредингера.

Сейчас появилась надежда, что приближенные методы обратной задачи будут в недалеком будущем доведены до уровня ясности и простоты столь привычной в квантовой физике процедуры диагонализации гамильтониана. А вместе с прямыми методами сильной связи каналов они образуют действительно единый и универсальный

* Эта работа, совместно с /3/, была доложена на Международном рабочем совещании по методам сильной связи каналов в Дубне, в апреле 1973 г.

подход к проблемам изучения ядерной систем. Тем самым устанавливается более непосредственная связь между наблюдаемыми эффектами и обуславливающим их взаимодействием, облегчается выявление комплекса необходимых измерений для определения всех динамических параметров модели, выбранной для описания рассматриваемой многочастичной системы /полный опыт/. Это облегчит в дальнейшем построение новых ядерных моделей, более соответствующих достигнутому к соответствующему моменту уровню экспериментальных возможностей.

Авторы благодарят И.В.Амирханова, В.М.Барсукова, В.П.Жигунова, Я.А.Смородинского за полезные обсуждения.

Литература

1. *В.П.Жигунов, Б.Н.Захарьев. ЭЧАЯ, 2, 499 /1971/.*
2. *J.L.Cook. Austr.Journ.Phys., 25, No. 2, 167, 1972.*
3. *В.П.Жигунов, Б.Н.Захарьев, С.А.Ниязгулов, А.А.Сузько. Тезисы международной конференции по ядерной физике. Мюнхен, 1973. Сообщение ОИЯИ Р4-7349, Дубна, 1973.*
4. *В.А.Марченко. Матем. сб. 52, 739 /1960/.*
5. *W.K.Bertram, J.L.Cook. Austr.Journ.Phys., 26, No. 1, 1973.*
6. *J.Key, H.E.Moses. Nuovo Cimento, 3, 277 (1956).*
7. *В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков. ЭЧАЯ, 2, 635 /1972/.*
8. *И.В.Амирханов, В.Е.Гречко, Р.К.Дементьев. Сообщение ОИЯИ Р4-7105, Дубна, 1973.*

Рукопись поступила в издательский отдел 10 августа 1973 года.