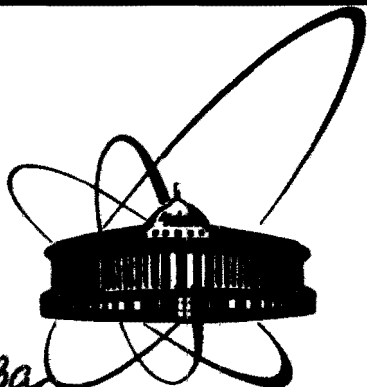


87-696



с 343а

7189/87

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-87-696

Б.Ф.Костенко

К ВОПРОСУ ОБОСНОВАНИЯ
КИНЕТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ
В ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
О существующем обосновании
кинетических уравнений

1987

Введение

Известная проблема о взаимосвязи динамического (обратимого) и статистического (необратимого) описания явлений природы в теории ядерных реакций приобретает особое содержание. Обычно в основу описания в ядерной физике кладется уравнение Шредингера (УШ), отвечающее обратимым во времени процессам. Кинетические уравнения (КУ) используются здесь в качестве моделей лишь в тех случаях, когда точно решить УШ не представляется возможным. Например, для описания быстрой стадии ядерных реакций часто используется каскадная модель^{/1/}, которой фактически отвечает уравнение переноса больцмановского типа^{/2/}, очень похожее на КУ в теории классических газов. Известно, однако, что подобные уравнения описывают необратимые во времени процессы, в ходе которых информационная энтропия (I-энтропия) системы возрастает.

В работах^{/3-8/} поставлен совершенно естественный вопрос о возможности вывода КУ, используемых в теории ядерных реакций, из соответствующих точных уравнений динамической эволюции (УШ). Важность подобных разработок для лучшего обоснования и оценки точности используемых в настоящее время моделей ядерных реакций достаточно очевидна. В настоящей работе устраняется принципиальная, с нашей точки зрения, неточность, допущенная в работах^{/3-8/} и приводящая, в частности, к некорректной физической интерпретации моделей. Обсуждается другая возможность обоснования КУ в теории ядерных реакций.

Формулировка проблемы

Рассмотрим систему, которая может находиться в момент времени t в некотором своем i -м состоянии с вероятностью $P_i(t)$. Скорость изменения $\dot{P}_i(t)$ со временем очень часто можно описать с помощью кинетического уравнения (или уравнения Паули), имеющего вид

$$\frac{dP_i(t)}{dt} = \sum_k (a_{ik}P_k(t) - a_{ki}P_i(t)) \quad (I)$$

где коэффициенты a_{ik} имеют смысл вероятностей перехода из k -го состояния в i -е за единицу времени. Первый член в сумме отвечает притоку в i -е состояние, второй - оттоку из него.

Необратимость процессов, описываемых КУ (I), особенно отчетливо проявляется в том, что при $t \rightarrow \infty$, независимо от того, в каком состоянии пребывает система в начальный момент времени, устанавливается одно и то же распределение (состояния), обычно называемое стационарным (или аттрактором)¹⁾.

Можно показать²⁾, что рассматриваемая модель временной эволюции системы обладает всеми свойствами физической статистики – условием эргодичности и равномерности стремления к пределу, свойствами релаксации и др. Для нее справедлив также некоторый аналог H – теоремы Больцмана (возрастание информационной энтропии – см. ниже).

Вопрос о возможности вывода КУ (I) впервые был изучен Паули в работе^{10/}, уже из рассмотрения которой легко понять основную проблему, возникающую при всякой попытке обоснования КУ на основе УШ. Действительно, пусть в соответствии с УШ волновая функция системы в момент времени t равна

$$\Psi(t) = \sum_k c_j(t) \varphi_j^{(0)} e^{-iE_j^{(0)} t/\hbar} \quad (2)$$

где $\varphi_j^{(0)}$ – собственные состояния невозмущенного гамильтониана H_0 , отвечающего системе взаимодействующих частиц, $E_j^{(0)}$ – собственные значения H_0 , отвечающие $\varphi_j^{(0)}$. Вероятность $P_j(t)$ того, что система находится в некотором j -м состоянии, в этом случае ассоциируется с $|c_j(t)|^2$. Переходы из состояния $\varphi_j^{(0)}$ в состояние $\varphi_k^{(0)}$ осуществляются благодаря наличию малого возмущения V в полном гамильтониане системы $H = H_0 + V$. Тогда согласно известным формулам квантовой механики вероятность того, что система, находившаяся в начальный момент времени в состоянии $\varphi_j^{(0)}$, окажется спустя промежуток времени t в состоянии $\varphi_k^{(0)}$, есть

$$P_k(t) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{E_{kj}^{(1)}}{D} \right)^2 t \quad (3)$$

где D – среднее расстояние между уровнями, которое предполагается достаточно малым²⁾.

1) При этом необходимо потребовать, чтобы вероятности перехода a_{ik} удовлетворяли условию симметрии $a_{ik} = a_{ki}$.

2) Диктуемая КУ (I) пропорциональность вероятности $P_k(\delta t)$ приращению времени δt может быть получена лишь в пределах непрерывного спектра: $D \sim 0$.

Получающиеся при таком подходе уравнения вероятностной эволюции отличаются от уравнений (I) лишь наличием интерференционных членов, отвечающим недиагональным элементам матрицы плотности в представлении состояний невозмущенного гамильтониана. Поэтому вопрос о возможности перехода от описания временной эволюции системы при помощи УШ к описанию на основе (I) сводится к поиску физических причин, приводящих к устранению этих интерференционных членов. В этом же состоит смысл проблемы вывода уравнений необратимой эволюции на основе УШ и в общем случае.

О необходимости рассмотрения открытых систем для обоснования кинетических уравнений

Один из известных в настоящее время рецептов, применяемых при выводе КУ, может быть получен в полной аналогии с процедурой "огрубления", применяемой при выводе H – теоремы Больцмана на основе гипотезы о "молекулярном хаосе" в теории классических идеальных газов^{11/3)}. Так, если определить энтропию изолированной квантово-механической системы с матрицей плотности $\hat{\rho}$ по формуле

$$S_I = -\text{Tr}(\hat{\rho} \ln \hat{\rho}) \quad (4)$$

то она не будет изменяться в процессе эволюции системы в соответствии с УШ. Этот факт непосредственно следует из унитарности оператора эволюции квантово-механической системы и представляет собой одну из формулировок принципа обратимости временной эволюции для таких систем.

Если же теперь перейти к "огрубленному" описанию, при котором часть недиагональных элементов матрицы плотности будет отбрасываться, то энтропия, определенная по формуле (4), будет с течением времени возрастать. Именно, если начальное состояние системы $\rho^{(0)}$ представляет собой смесь состояний $\rho_i^{(0)}$:

$$\rho^{(0)} = \rho_1^{(0)} \otimes \rho_2^{(0)} \otimes \dots \otimes \rho_N^{(0)} \quad (5)$$

то имеет место

$$\begin{aligned} S_I(\rho^{(0)}) &= S_I(\rho_1^{(0)}) + S_I(\rho_2^{(0)}) + \dots = \\ &= S_I(\rho(t)) \leq S_I(\rho_1(t)) + S_I(\rho_2(t)) + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

3) Поэтому часто такое предположение и называется гипотезой о "молекулярном хаосе".

Физический смысл необратимости такого рода состоит в том, что благодаря наличию огрубляющей процедуры с течением времени все в большей степени теряется информация об истинном состоянии системы. Именно эту процедуру и естественно назвать предположением "о молекулярном хаосе" для квантовых систем. Она была использована уже в работе Паули^{/10/}, и вопрос состоит лишь в том, в какой мере и на основе каких предположений ее можно обосновать для изучаемой физической системы.

В настоящее время можно считать твердо установленным, что такое обоснование может быть проведено лишь на основе учета взаимодействия квантовой системы с окружающей макрообстановкой (обмен энергией и частицами при взаимодействии с окружающими макрообъектами), т.е. при рассмотрении открытых систем. Действительно, на невозможность необратимых процессов в замкнутых конечных квантовых системах указал еще Н.С.Крылов^{/9/}. Причину этого можно усмотреть также, анализируя условия вывода формулы (1) предыдущего раздела. В силу того, что спектр энергий собственных состояний такой системы дискретен, в этом случае невозможно, строго говоря, определить вероятности состояний по формуле (3) (см. примечание 2), а эволюция системы оказывается периодической во времени.

К такому выводу можно также прийти и с совершенно иной точки зрения. Именно, описанная ранее процедура "огрубления", играющая принципиальную роль при выводе КУ, на языке теории квантовых измерений^{/12-14/} отвечает так называемой редукции волнового пакета, не описываемой в квантовой механике динамическим образом. С другой стороны, все реально действующие физические измерительные устройства действительно представляют собой открытые системы.

На языке теории квантовых измерений процедура "огрубления" отвечает физическому процессу передачи информации о квантовом состоянии динамической системы в макрообстановку, а результат этого измерения (для случая так называемых неселективных измерений) описывается "огрубленной" матрицей плотности⁴⁾.

В дальнейшем будет показано, что постановка и решение именно вопроса о физических условиях передачи информации о состоянии динамической системы в макрообстановку и является ключевым звеном в проблеме обоснования КУ в теории ядерных реакций.

4) Обзор современного состояния информационного подхода к теории квантовых измерений можно найти в работах^{/15,16/}.

О существующем обосновании кинетических уравнений в теории ядерных реакций

Прежде чем перейти к обсуждению условий вывода и физического содержания КУ, описывающих быструю (каскадную) стадию ядерных реакций, укажем на некоторые недостатки имеющегося в настоящее время в литературе^{/3-8/} обоснования этих уравнений.

В этих работах учет открытости системы частица плюс ядро сводится к усреднению по смешанному ансамблю начальных состояний системы (усреднение по разбросу энергий частиц, вылетающих из ускорителя), а также к усреднению по ошибкам макроскопического измерительного устройства (по статистическому ансамблю результатов измерений характеристик взаимодействий различных частиц с различными ядрами).

Прежде всего отметим, что уже исходное предположение этих работ о том, что частицы в пучке ускорителя представляют собой смесь

$$\hat{\rho} = \sum_i w_i / \varphi_i \rangle \langle \varphi_i / \quad (7)$$

состояний $/\varphi_i \rangle$, которые являются собственными векторами гамильтониана n_0 того ядра, с которым произойдет взаимодействие, противоречит принципу причинности. Действительно, поскольку сразу после вылета пучка из ускорителя тип ядра, с которым произойдет взаимодействие, еще не известен, то в качестве начального состояния можно использовать лишь смесь

$$\hat{\rho}' = \sum_i w_i / \psi_i \rangle \langle \psi_i / \quad (8)$$

где $/\psi_i \rangle$ - некоторые отличные от $/\varphi_i \rangle$ векторы состояния, характеризующие источник и ускоритель пучка частиц. С другой стороны, переходы $\hat{\rho}' \rightarrow \hat{\rho}$ в рамках аппарата квантовой механики запрещены, т.е. не могут быть описаны при помощи УШ^{/17,18/}. Это доказывает необоснованность начального предположения работ^{/3-8/}.

Покажем далее, что усреднение по различным событиям взаимодействия частиц с ядрами не является достаточным для обоснования КУ, описывающих некогерентные процессы переноса в ядрах. Воспользуемся для этого критерием Фейнмана, согласно которому распознаются неинтерферирующие процессы^{/19/}. Согласно этому критерию событие является неинтерферирующим, если в его результате образовался любой стабильный след, который в принципе может наблюдать макроскопический наблюдатель.

Очевидно, что уже сама возможность взять начальное состояние пучка частиц, вылетающих из ускорителя, в форме (8) и рассматривать тем самым независимо отдельные столкновения различных частиц с различными ядрами непосредственно объясняется согласно этому критерию тем, что в результате этих взаимодействий образуются макроскопически

различные состояния, которые идентифицируются, например, в виде "звезд" в фотоэмульсии. И наоборот, можно придумать такие эксперименты, когда фазами волновых функций частиц в пучке ускорителя пренебречь нельзя и весь пучок следует описывать одной общей многочастичной волновой функцией (или смесью таких функций).

С учетом этих оговорок рассмотрим отдельную взаимодействующую с ядром частицу, которая находится в состоянии $|\varphi_i\rangle$. Пусть это состояние характеризуется средним импульсом p_i , средней шириной локализации частицы в конфигурационном пространстве Δx_i и, соответственно, неопределенностью импульса $\Delta p_i \sim \hbar / \Delta x_i$. Очевидно, что эффекты интерференции при рассеянии пакета $|\varphi_i\rangle$ на разных нуклонах ядра будут малы в случае достаточно хорошей локализации пакета в пространстве, когда Δx_i меньше размеров ядра (в этом случае частице может отвечать классический объект - хорошо локализованный в пространстве волновой пакет).

К такому же результату (разрушение интерференции) можно прийти, если, наоборот, фиксировать ширину пакета $\Delta p_i = \Delta p$ и допустить разброс по среднему импульсу частиц, вылетающих из ускорителя. (В этом и состоит основная идея существующего обоснования КВ). Суть дела состоит в том ¹⁷⁾, что с точки зрения средних значений наблюдаемых величин рассеяние чистого состояния

$$\hat{\rho}_c = |\varphi\rangle\langle\varphi| \equiv \sum_{i,j} c_i c_j^* |\varphi_i\rangle\langle\varphi_j| \quad (9)$$

не отличимо от рассеяния смеси

$$\hat{\rho}_c = \sum_i w_i |\varphi_i\rangle\langle\varphi_i| \quad (10)$$

где $w_i = |c_i|^2$.

Аналогичную роль фактора, разрушающего интерференцию, играют и ошибки детектирующей аппаратуры. Если они не настолько велики, чтобы качественно исказить картину взаимодействия, количественное изменение результата наблюдения можно имитировать некоторым изменением в начальных условиях.

Однако с нашей точки зрения ни один из этих механизмов разрушения интерференции в действительности не реализуется. Это следует просто из того, что в этом случае интерференция не проявлялась бы ни в каких событиях взаимодействия частиц с атомными ядрами. Именно тот факт, что наряду с неупругими реакциями в тех же экспериментальных условиях наблюдаются события, характеристики которых свидетельствуют о существовании когерентного рассеяния частиц на нескольких внутриядерных нуклонах (упругие реакции), опровергает предположение о том, что неидеальность условий проведения эксперимента играет существенную роль при объяснении причины разрушения интерференционной картины внутри ядра.

Иначе говоря, пространственные размеры эффективного пакета, отвечающего внешним экспериментальным условиям, (значительно) больше размеров ядра. В результате этого используемое усреднение не способно уничтожить "близодействующие корреляции" на расстояниях порядка внутриядерных. Описанный в работах ³⁻⁸⁾ механизм разрушения когерентности проявляется лишь в некотором "размывании" интерференционных пиков, наблюдающихся в реакциях упругого рассеяния частиц на ядрах.

Недостаточность подобной процедуры усреднения следует также и из чисто принципиальных соображений. Действительно, в этом случае остается без ответа главный вопрос, почему в одних случаях происходит когерентное рассеяние на внутриядерных нуклонах (упругие реакции), в другом - некогерентное (реакции, описываемые каскадной моделью) при неизменных условиях постановки эксперимента.

Предыдущее рассмотрение почти однозначно приводит к выводу о необходимости использования критерия Фейнмана для идентификации неинтерферирующих процессов и для обоснования эффектов разрушения когерентности внутри ядра. При этом, в полной аналогии с процессами детектирования событий в фотоэмульсии, процессы некогерентного взаимодействия частиц с ядрами естественно также называть процессами детектирования событий в ядрах. Обоснование подобного механизма разрушения когерентности, альтернативного усреднению, будет фактически обосновывать и отсутствие необходимости в использовании усреднения.

Возможность классического описания и детектирование в ядрах

Фактическая причина интереса к вопросу обоснования существующих методов описания процесса переноса в ядрах состоит в том, что в последнее время получила широкое распространение точка зрения о том, что атомное ядро может использоваться в качестве детектора, с помощью которого можно получить информацию о процессах, происходящих на расстояниях $\Delta x \sim 10^{-13}$ см ⁵⁾. При этом обычно имеют в виду возможность сопоставления этому процессу некоторой классической картины и оценку точности такого описания.

Посмотрим, какие имеются для этого основания и в какой мере при этом необходимо учитывать неизолированность квантовой системы. Руководящей идеей для всех таких подходов служит принцип соответствия Бора,

5) С этим, в частности, связывают определенные надежды получить из эксперимента сведения о пространственно-временной картине множественной генерации адронов и их кварковой структуре (см., например, /21/).

согласно которому асимптотически в пределе больших квантовых чисел результаты квантовой и классической теории должны совпадать. Оценка точности классического описания обычно производится в рамках теории возмущений (по постоянной Планка \hbar).

Неизолированность квантовой системы при выводе уравнений классической динамики из УШ (в первом порядке теории возмущений по \hbar) вообще не принимается во внимание^{/20/}. В этом пределе каждому индивидуальному взаимодействию частицы с ядром может быть сопоставлена определенная пространственно-временная картина процесса, идеально соответствующая представлению о детектировании событий в ядрах.

Несколько более поучительная связь квантовой и классической статистики может быть рассмотрена на примере простой модели каскада лидера^{/22/}, согласно которой быстро движущаяся через ядро частица (лидер) формирует облако нуклонов отдачи, которое, адиабатически расширяясь, покидает ядро. Во избежание несущественных с принципиальной точки зрения усложнений можно предположить также, что в системе покоя облака распределение нуклонов отдачи по продольному и поперечному импульсу (по отношению к направлению движения лидера) одинаково. В этом случае изучение термодинамических свойств облака нуклонов отдачи может быть проведено методом канонического ансамбля Гиббса⁶⁾.

Близость системы нуклонов к классическому газу и величина квантовых эффектов оцениваются известными методами по теории возмущений^{/23-24/}. Такая оценка, например, дает, что обменные эффекты, связанные с антисимметризацией по координатам нуклонов, приводят в выражении для свободной энергии к экспоненциально малым членам, члены $\sim \hbar^3$ возникают благодаря особенностям суммирования по импульсам, связанным с тождественностью частиц и т.д. Основное отличие подобного описания от динамического состоит в том, что оно относится лишь к совокупности различных событий взаимодействия частиц с различными ядрами, и, строго говоря, не может быть использовано для обоснования идеи детектирования индивидуального события в ядре.

Это обстоятельство делает также, с нашей точки зрения, неудовлетворительным существующее обоснование каскадной модели, поскольку в нем описание также относится лишь к совокупности различных событий. Введение же в работах^{/3-8/} динамического описания в терминах волновых пакетов для практического расчета характеристик взаимодействия частиц с ядрами непоследовательно. Кроме того, из предыдущего примера видно,

6) При этом лидирующая частица играет роль термостата, а различными экземплярами ансамбля являются группы нуклонов отдачи, образующиеся в разных событиях столкновения частиц-лидеров с атомными ядрами.

что даже использование такого ансамблевого описания не избавляет еще от квантово-механических эффектов. Они могут исчезать "сами по себе" при определенных физических условиях. В данном случае они исчезают в пределе больших температур с увеличением масс частиц и т.д., т.е. при определенных значениях физических величин, характеризующих состояние самой физической системы.

В работе^{/3/} необходимость усредненного рассмотрения взаимодействий частиц с атомными ядрами обосновывается также ссылками на работы Ван Хова^{/25-26/} по обоснованию КУ. Покажем, однако, что этот аргумент не может быть принят.

Действительно, поглощение, приводящее к необратимой эволюции, возникает в теории Ван Хова благодаря наличию мнимой добавки к энергии частицы в знаменателе диагональной части резольвенты^{/26/}. Пусть $|\varphi_0\rangle$ - чистое начальное состояние системы. Тогда амплитуда вероятности того, что система останется в этом состоянии в момент времени t , в соответствии с уравнениями динамической эволюции есть

$$\begin{aligned} \langle \varphi_0 | \varphi_t \rangle &= \langle \varphi_0 | e^{-i(H_0 + \lambda V)t} | \varphi_0 \rangle = \\ &= \frac{i}{2\pi} \int_{\gamma} e^{-i\ell t} \langle \varphi_0 | \frac{1}{H_0 + \lambda V - \ell} | \varphi_0 \rangle d\ell = \\ &\equiv \frac{i}{2\pi} \int_{\gamma} e^{-i\ell t} D_{\ell}(\varphi_0) d\ell. \end{aligned} \quad (II)$$

Здесь H_0 - гамильтониан системы без учета взаимодействия, V - потенциал взаимодействия (принадлежащий к достаточно широкому классу потенциалов Ван Хова), λ - параметр, определяющий интенсивность взаимодействия, $\hbar=1$.

Диагональная часть резольвенты $D_{\ell}(\varphi_0)$, рассчитываемая по теории возмущений (по λ), имеет вид

$$D_{\ell}(\varphi_0) = \frac{1}{E_{\ell}(\varphi_0) - G_{\ell}(\varphi_0) - \ell}. \quad (I2)$$

Если добавка $G_{\ell}(\varphi_0)$ к энергии $E_{\ell}(\varphi_0)$ невозмущенного состояния $|\varphi_0\rangle$ содержит мнимую часть, то интеграл (II) обращается в нуль (вследствие того, что в этом случае внутри контура интегрирования γ не содержится полюсов). Последнее и интерпретируется как осуществление необратимого перехода в системе (ввиду физического смысла выражения (II)).

Таким образом, при таком подходе:

а) эволюция системы описывалась УШ;

б) нигде не использовано условие смешанности начального состояния системы. Можно также утверждать, что в теории Ван Хова мнимая добавка к энергии, ответственная за необратимость, относится к индивидуальной частице в той же мере, как принадлежит индивидуальной частице окружающее ее облако виртуальных частиц (в квантовой теории поля).

Все это говорит о том, что гипотеза о "молекулярном хаосе" системы в начальный момент времени в работах Ван Хова вовсе не эквивалентна концепции усредненного описания, развиваемой в работах /3-8/, по обоснованию КУ в теории ядерных реакций /7/.

Необходимо также подчеркнуть, что теория Ван Хова относится к системам с бесконечным числом степеней свободы /8/, в то время как число частиц, участвующих в ядерной реакции, конечно. Вопрос о том, в какой мере можно говорить о возникновении статистических закономерностей в этом случае, был поставлен в работе /7/ по обоснованию КУ в теории ядерных реакций. В следующей работе /31/ будет показано, что ответ на него может быть получен в рамках представлений о псевдохаосе, обнаруженном в работах /29,30/.

Литература

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972.
2. Уравнение Больцмана. Под ред. Либовица Дж.Л. и Монролла Е.У. - М.: Мир, 1986.
3. Бунаков В.Е., Нестеров М.М. Материалы X Зимней школы ЛИЯФ. ч. I. - Изд-во ЛИЯФ АН СССР, Ленинград, 1975.
4. Bunakov V.E., Nesterov M.M. Phys. Lett., 1976, B60, p.417.
5. Бунаков В.Е. ЯФ, 1977, т.25, с.505.
6. Bunakov V.E. Z. Phys., 1980, A297, p.323.
7. Бунаков В.Е. ЭЧАЯ, 1980, т. II, с. I285.
8. Bunakov V.E., Matvejev G.V. Z. Phys., 1985, A322, p.511.

7) Характерно, в частности, что сам Ван Хов рассматривал возможность разработки в рамках своего подхода динамической теории квантовых измерений /25/.

8) Принципиальная важность этого условия для возникновения необратимой эволюции в системе была установлена ранее в работах Н.Н.Боголюбова и Н.М.Крылова /27/ и Н.Н.Боголюбова /28/.

9. Крылов Н.С. Работы по обоснованию статистической физики. - М.: Изд-во АН СССР, 1950.
10. Pauli W. Festschrift zum 60. Geburtstag A. Sommerfelds, Leipzig, 1928.
11. Исихара А. Статистическая физика. - М.: Мир, 1973.
12. d'Espagnat B. Conceptual Foundations of Quantum Mechanics - Menlo Park, California, Benjamin, 1977.
13. Foundation of Quantum Mechanics. Int. School of Phys., Varenna, 1970.
14. Jammer M. The Philosophy of Quantum Mechanics. - N.Y., 1974.
15. Хелстром К. Квантовая теория проверки гипотез и оценивания. - М.: Мир, 1979.
16. Холево А.С. Вероятностные и статистические аспекты квантовой теории. - М.: Наука, 1980.
17. Фон Нейман Дж. Математические основы квантовой механики. - М.: Наука, 1964.
18. Wigner E.P. Amer. J. Phys., 1963, v.31, p.6.
19. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Квантовая механика. - М.: Мир, 1978.
20. Маслов В.П., Федорук М.В. Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики. - М.: Наука, 1976.
21. Shuryak E.V. Theory and Phenomenology of the QCD Vacuum. Preprint INP, Novosibirsk, 1983.
22. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, т.25, с.666.
23. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. I. - М., Наука, 1976.
24. Hansen J.P., Weis J.J. Phys. Rev., 1969, v.188, p.314.
25. Van Hove L. Physica, 1955, v.21, p.517.
26. Van Hove L. Physica, 1957, v.23, p.441.
27. Боголюбов Н.Н., Крылов Н.М. В кн.: Н.Н.Боголюбов. Избранные труды. - Киев: Наукова думка, т.2, 1970, с.5.
28. Боголюбов Н.Н. Там же, с.77.
29. Chirikov B.V., Izrailev F.M., Shepelyansky D.L. Sov. Sci. Rev., 1981, c.2, p.209.
30. Чириков Б.В. Переходный хаос в квантовой и классической механике. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 85-55, 1985.
31. Костенко Б.Ф. Сообщение ОИЯИ Р2-87-697, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 сентября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1985.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986.	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Костенко Б.Ф.

P2-87-696

К вопросу обоснования кинетических уравнений в теории ядерных реакций.

О существующем обосновании кинетических уравнений

Выдвинуты аргументы против существующего обоснования кинетических уравнений в теории ядерных реакций. Показано, что процедура усреднения по разбросу энергий частиц в пучке ускорителя, а также по ошибкам внешних детектирующих устройств не является адекватной задаче вывода кинетических уравнений. Указаны некоторые другие неточности в существующем обосновании.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С. Виноградовой

Kostenko B.F.

P2-87-696

On Substantiation of Kinetic Equations in the Theory of Nuclear Reactions.

On Existing Substantiation of the Kinetic Equations

Arguments against the existing substantiation of kinetic equations in the theory of nuclear reactions are adduced. In particular, it is shown that the averaging over particle energies in accelerator beam and over the errors of experimental devices are non-adequate for deducing kinetic equations. Some other inaccuracies in the existing substantiation are pointed out.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987