УДК 539.143

КВАРКОВЫЕ КЛАСТЕРЫ И ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЯДРАХ

© 2002 г. С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский

Воронежский государственный университет

Введение

Результаты экспериментальных исследований жестких (с передачей большого импульса) процессов в ядрах часто анализируются на основе полуфеноменологических подходов в терминах различных феноменологических констант, таких как нормализационная константа Левинджера C_k^2 [1] для двух- (в общем случае k-) нуклонных волновых функций в ядре, корреляционный объем V_k, введенный Блохинцевым [2] и т.п. Предлагаемый в настоящей работе микроскопический подход к вычислению статистических весов кварковых кластеров (мультикварков или флуктонов) и феноменологических констант высокоэнергетических процессов в ядрах дает возможность получать эти величины на базе строго сформулированной теоретической модели. Ниже приводятся основные положения этого подхода и демонстрируются его возможности при проведении расчетов.

1. Формулировка проблемы

При анализе проблемы ядерной физики «Кварки в ядрах тяжелее дейтрона» возникают, как правило, следующие вопросы: Являются ли свойства кварков в ядрах тяжелее дейтрона такими же, как в дейтроне? Какие объекты отвечают за эти свойства? Что является причиной появления этих объектов?

При ответе на эти вопросы наиболее популярным является привлечение гипотезы мультикварков [3—9] — компактных бесцветных $3k$-кварковых структур ($k = 2, 3, 4$ и т.д.), существующих в ядерной материи. При реализации этой гипотезы вводится понятие статистического веса мультикварка W [4,5]:

$$W = A!/[(A-k)!k!](V_k/V_A)^{k-1} = (A/k!)(r_k/r_0)^{3k-3}, \quad (1)$$

где объем V_A равен

$$V_A = (4\pi/3)Ar_0^3. \quad (2)$$

Величина W в полуфеноменологических подходах параметризуется, и ее значения подгоняются к экспериментальным данным. Наиболее часто используемым для этого параметром является корреляционный радиус r_k [2].

Кварковая интерпретация природы k-нуклонной корреляции в ядре в случае, когда формула (1) используется для описания выхода кумулятивных частиц, *EMC*-эффекта и т.п., содержится в работах [3, 10, 11].

В используемых вариантах полуфеноменологических подходов имеются определенные проблемы. Наиболее существенными из них являются отсутствие обоснованной теоретической базы и слишком большие значения корреляционного радиуса r_k, которые получаются в расчетах (например, значения r_k, необходимые для объяснения выхода кумулятивных частиц, оказываются равными 1,0 фм [3] или 0,75 фм [10]).

Вследствие этих причин возникла необходимость в таком новом теоретическом подходе, который был бы микроскопическим (нефеноменологическим) и свободным от вышеуказанных недостатков.

2. Микроскопический подход к проблеме

Предлагаемый микроскопический подход базируется на основных положениях, изложенных в работах [5, 12, 13]:

а) Нуклон — бесцветный трехкварковый кластер, описываемый гауссовской волновой функцией:

$$\Psi_N = |s^3[3]S = 1/2, T = 1/2, C = 0\rangle \quad (3)$$

с кварковым осцилляторным параметром $r_{0N} = 0{,}51$ фм, полученным из нуклонного формфактора.

б) Мультикварк — кластер, подобный нуклону, но более массивный. Для $k \le 4$:

$$\Psi_{3kq} = | s^{3k}[3k]_{orb}[3^k]_{ST}[k^3]_C : S, T, C = 0\rangle, \quad (4)$$

где символы симметрии перестановок [ ] в орбитальном (orb), спин-изоспиновом (ST), цветовом (C) подпространствах необходимы для однозначного определения волновой функции. Параметр r_{0mq} может быть таким же, как для нуклона, или отличаться от него.

в) Движение нуклонов (3-кварков) в ядре описывается оболочечной моделью. (Варианты нуклон-нуклонного отталкивания обычно не принимают во внимание, но включение при необходимости в нуклон-нуклонные волновые функции корреляций Ястрова не является трудной задачей).

В итоге, ядро считается кварковой $3Aq$-системой с сильной статической $3q$-кластеризацией. Вычисляемыми величинами для данного подхода являются эффективные числа — статистические веса мультикварков.

Определение полных эффективных чисел W_X^A произвольной подсистемы X в фермионной ядерной системе A имеет вид [14]:

$$W_X^A = \binom{A}{X} \int \langle \Psi_A \mid \Psi_X \rangle \langle \Psi_X \mid \Psi_A \rangle d\xi = = \sum_{ij} \langle \Psi_A \mid \Psi_{A-X}^{(i)} \varphi^{(j)}(\rho) \Psi_X^2 \rangle, \quad (5)$$

где ξ — число переменных, содержащихся в Ψ_A и не содержащихся в Ψ_X. Суммирование происходит по всем квантовым числам, характеризующим волновую функцию $\varphi^{(j)}(\rho)$ относительного движения кластера X и центра масс составных частей (нуклонов, кварков) остаточного ядра A — X; $\Psi_{A-X}^{(i)}$ — внутренние волновые функции этих составных частей. Если установлены определенные значения индексов, то могут быть получены соответствующие распределения эффективных чисел по энергии, угловому моменту, а также пространственное распределение. При этом используется приближение малой плотности нуклонного газа [2]:

$$\Delta = W_{3kq}^A / W_{3(k-1)q}^A \ll 1. \quad (6)$$

Последнее предположение позволяет пренебречь вкладом слагаемых, когда $3k$-кварк формируется из кварков более чем k нуклонов. Это также обеспечивает возможность не учитывать эффект перенормировки нуклонной волновой функции, возникающей при принятии в расчет кваркового обмена между нуклонами.

3. Аналитические выражения и численные результаты микроскопического подхода

В соответствии с работой [5], где использовалось точечное приближение, выражение для эффективных чисел $3k$-кварков ($k \le 4$) имеет вид:

$$W_{3kq}^A = F_k \beta^{2k} [a_0(k)]^2 (U_k / V_k(A))^{k-1}, \quad (7)$$

где F_k — комбинаторный фактор:

$$F_k = \binom{N_A}{N_k}\binom{Z_A}{Z_k} Z_k! N_k! \gamma, \quad (8)$$

аналогичный соответствующему множителю в формуле (1). Величины U_k и $V_k(A)$ имеют размерность объема и выступают в роли функционалов переменных отдельного кварка и нуклона соответственно. Отсюда следует, что формула (1) дает правильно качественную зависимость. Реальная же формула (7) включает в себя спин-цветовой множитель $[a_0(k)]^2$, который, однако, близок к единице (для $k = 2; 3; 4$ $[a_0(k)]^2 = 9/10; 81/100; 81/100$ соответственно).

Множитель β в этом случае выражается как:

$$\beta = \langle \Psi_N(r_{0N}) \mid \Psi_N(r_{0mq}) \rangle. \quad (9)$$

Он равен единице при $r_{0N} = r_{0mq}$ и близок к ней в случае, когда их различие не слишком велико (см. ниже равенство (19)).

Значения

$$V_k(A) = \left[\int [\rho_A(R_k)]^{k-1} dR_k \right]^{-1/(k-1)} \quad (10)$$

достаточно близки к объему ядра для $A \ge 20$. В то же время величины U_k, аналогичные по указанным выше свойствам величинам V_k из формулы (1), становятся существенно большими объемов соответствующих мультикварков, как это следует из выражения

$$[U_k]^{k-1} = \left[\int \Psi_{kN}(\rho_j/\rho_{0j}) d\rho_j \right]^2. \quad (11)$$

Здесь $\Psi_{kN}(\rho_j/\rho_{0j})$ — волновая функция относительного движения $3q$-кластеров в мультикварке, содержащая такую функцию в первой степени. Этот неожиданный результат является следствием достаточно очевидного факта. Величина $[U_k]^{k-1}$ представляет собой главную часть перекрывания между $\Psi_{kN}(\rho_j/\rho_{0j})$ и волновой функцией, описывающей движение k нуклонов в ядре и приближенно являющейся константой в области, где волновая функция мультикварка имеет ненулевые значения. (Для точечного приближения эта функция является точной константой, что и является определением такого приближения). Превышение величиной U_k среднеквадратичного значения объема $3k$-кварка, естественно, зависит от скорости убывания функции $\Psi_{kN}(\rho_j/\rho_{0j})$. Для всех реалистических предположений такие функции являются довольно гладкими. Таким образом, большое по сравнению с объемом значение интеграла в (11) является причиной того, что малые межъядерные расстояния дают существенные объемы в формулах для статистических весов. К примеру, для $R_k = 0{,}75$ фм и волновой функции кварка гауссовского типа среднеквадратичные радиусы распределений центров масс нуклонов в мультикварке равны 0,23; 0,32; 0,34 фм для $k = 2; 3; 4$ соответственно.

Упомянутые выше проблемы предшествующих феноменологических подходов были разрешены в микроскопическом подходе.

Результаты вычислений эффективных чисел мультикварков с $k = 2; 3; 4$ при значении кваркового осцилляторного параметра $r_0 = 0{,}51$ фм представлены в таблице 1. Из этой таблицы следуют основные свойства эффективных чисел мультикварков:

а) Их зависимость от массовых чисел A ядер (A-зависимость) немного более сильная, чем первая степень A.

б) Они быстро убывают с ростом k.

в) Они малы в сравнении с эффективными числами обычных кластеров (в 30—50 раз меньше для различных кластеров в области ядер вблизи ^{40}Ca). Обычные эффективные числа кластеров имеют порядок нескольких сотен для ядер вблизи ^{208}Pb.

Заметим, что в точечном приближении эффективные числа $15q$-, $18q$- и более тяжелых подобных кварковых кластеров равны нулю. Результаты более точных вычислений эффективных чисел мультикварков с $k = 2$ без использования точечного приближения были выполнены в [13], там также были исследованы различные распределения таких мультикварков. Эти вычисления показали:

а) факт насыщения ядерной материи $6q$-кластерами для ядер с массовыми числами $A \geq 80$. При этом отношение W^A_{6q}/A становится постоянным. Эта постоянная зависит от значения мультикваркового осцилляторного

Таблица 1

Эффективные числа W^A_{3kq} и корреляционные радиусы r_{3kq} $(k = 2, 3, 4)$ $3k$-кварков в ядрах

	W^A_{6q}	W^A_{9q}	W^A_{12q}	r_{6q}	r_{9q}	r_{12q}
^{2}H	0,018					
^{3}H	0,17	$3{,}5\cdot10^{-3}$				
^{3}He	0,13	$1{,}8\cdot10^{-3}$				
^{4}He	0,54	0,032	$7{,}1\cdot10^{-4}$	0,76	0,72	0,65
^{8}Be	0,76	0,036	$7{,}1\cdot10^{-4}$			
^{12}C	1,48	0,058	$1{,}6\cdot10^{-3}$			
^{16}O	1,90	0,074	$1{,}8\cdot10^{-3}$	0,75	0,66	0,62
^{40}Ca	5,49	0,26	$8{,}0\cdot10^{-3}$			
^{56}Ni	8,13	0,4	0,012	0,79	0,71	0,66
^{90}Zr	13,1	0,74	0,02			
^{118}Sn	18,6	1,05	0,025			
^{208}Pb	35,0	2,00	0,046	0,83	0,75	0,68

параметра, но существование такого насыщения является всеобщим правилом;

б) исключительными свойствами дейтрона и α-частицы является соответственно необычно низкая и высокая плотность в них $6q$-кластеров;

в) близкое подобие дейтронного и $6q$-пространственного распределений;

г) точечное приближение дает достаточно хорошую точность для вычисления полных эффективных чисел.

4. Эффективные числа мультикварковых кластеров и ядерные реакции с большим переданным импульсом

Кроме указанных выше результатов, работа [13] содержит объяснение некоторых экспериментов, относящихся к инклюзивным ядерным реакциям при промежуточных энергиях $(p, p'd)$ с большим переданным импульсом. При таком подходе эффективные числа, входящие в формализм теории, определяют сечения ядерных реакций. Эти сечения для определенных кластеров X (кварковых или нуклоннных) обозначаются как σ^X. Если реализуется соответствующий механизм реакции, то

$$\sigma^A = \sigma^X W^A_X \int F(A, b, z, E_i, E_f)\, \overline{W^A_X(R)} d^3R, \quad (12)$$

где $F(A, b, z, E_i, E_f)$ — фактор, зависящий от свойств ядер и характеристик рассеяния и поглощения налетающих и конечных частиц с энергиями E_i и E_f соответственно; значения b и z определяются координатами вектора $\mathbf{R}$; величиной $\overline{W^A_X(R)}$ обозначено нормализованное пространственное распределение эффективных чисел. Представленные здесь положения использовались в работе [13] и для другой (чисто ядерной) интерпретации результатов вычислений сечений реакций. Для этих целей сечения как для ядерного, так и для k-кластерного случаев выражались через сечения $3k$-мультикварков. В первом случае окончательное выражение получается из выражения (12) путем формальной замены X на $3kq$. Во втором случае, естественно, эффекты рассеяния и поглощения отсутствуют, и имеет место зависимость

$$\sigma^{k} = \sigma^{3kq} W^{k}_{3kq}. \tag{13}$$

Изложенный выше формализм дает возможность уточнить некоторые черты понятия кварка. Если пространственное распределение мультикварков близко к распределению k нуклонных кластеров и допускается гипотеза о мгновенном переходе мультикварка после столкновения в конечную k-частицу, то фактор $F(A, b, z, E_i, E_f)$ сохраняется. Таким образом, только множитель

$$\varepsilon = W^{A}_{3kq}/(W^{A}_{k} W^{k}_{3kq}) \tag{14}$$

приводит к изменению результатов расчетов в случае осуществления кваркового, а не нуклонного (для k нуклонов) механизма ядерной реакции. Он характеризует кварковое усиление (или ослабление) и называется фактором кваркового усиления. Естественно, что при этом необходимо точно вычислять нуклонный фактор $F(A, b, z, E_i, E_f)$.

В ряде работ были использованы возможности кварковой интерпретации экспериментов в области ядерных реакций. В работах [15—18] было проанализировано большое количество опытных данных, касающихся реакций выбивания $(p, p'd)$ при энергии протона $E_p \geq 0{,}7$ ГэВ и энергии дейтрона, близкой к максимальной (то есть с типичным кумулятивным движением конечного протона). Проблемой этих работ явилось существенное различие экспериментальных и теоретических значений для легких ядер-мишеней. В работе [13] было проведено достаточно четкое описание аналогичных ядерных реакций и получено хорошее совпадение пространственных распределений дейтрона и 6-кварка. Эффект кваркового усиления для таких процессов в легких ядрах, где отмеченное насыщение отсутствует, хорошо виден из таблицы 2. В отличие от таблицы 1 в ней рассматриваются только 6-кварки с $S = 1$, $T = 0$. При этом значения фактора кваркового усиления ε совпадают с довольно большой точностью с отношением экспериментальных и теоретических результатов в работах [16—18].

5. Микроскопическое выражение для феноменологических констант в ядерных реакциях с большим переданным импульсом

Успешное описание в рамках микроскопического подхода таких величин как корреляционный объем и фактор кваркового усиления позволило развить этот подход и использовать его для получения феноменологических констант, применяемых для исследования ядерных реакций. В большинстве случаев все подобные константы могут быть сведены к корреляционному объему или к константам Левинджера C^2_k, рассматриваемым в обобщенном значении [18]. По аналогии с [1], где обсуждаемые константы связаны с сечением фотоэффекта на нуклонной паре в ядре, связь между ядерными и k-нуклонными сечениями определяется этими константами:

$$\sigma^{A} = F_k \sigma^{k} [C^2_k]^{k-1} \int F(A, b, z, E_i, E_f) [\rho_A(R_k)]^{k-1} d^3 R_k. \tag{15}$$

Наличие в (15) множителей, которые содержатся в формулах (7), (8), (10) и (12), приводит к простому выражению для кварковых констант Левинджера (они связывают сечения рассеяния ядер и $3k$-мультикварков):

Таблица 2

Эффективные числа дейтронов W^A_d и флуктонов (мультикварков) $W^A_{6q}(\{ST\} = \{10\})$, их отношения и величины факторов кваркового усиления ε

A	^{2}H	^{4}He	^{16}O	^{40}Ca	^{80}Zr	^{140}Yb	^{224}112	^{336}168
W_{6q}	0,0169	0,234	0,787	2,06	5,26	9,21	14,8	*22,4*
W_{6q}/W_{6q}	1	13,8	46,6	122	311	545	876	1308
W_d	1	1,93	19,2	68,2	164	326	566	900
ε	1	7,28	2,42	1,78	1,90	1,67	1,55	1,45

$$[C_k^2]_{quark} = \beta^{2k/(k-1)}[a_0(k)]^{2/(k-1)}U_k. \qquad (16)$$

Используя соотношение (13), выражающее сечение $3k$-мультикварков через сечение k-нуклонных кластеров, для констант, определенных в (15), получаем

$$C_k^2 = \beta^{2k/(k-1)}[a_0(k)]^{2/(k-1)}U_k/[W_{3kq}^k]^{1/(k-1)}. \qquad (17)$$

Таким образом, соотношение (17) является общим для констант Левинджера при точечном приближении, однако неопределенность параметров мультикварков, содержащихся в формулах для U_k и W_{3kq}^k, усложняет его использование. Более того, по нашему мнению, даже сам вопрос, что такое мультикварк, до сих пор не достаточно ясен. Прежде всего, является ли он структурой, которая всегда присутствует в ядрах, обладающих определенным размером и другими параметрами, и проявляется в высокоэнергетических процессах, или же свойства мультикварка зависят от переданного импульса. В последнем случае мультикварки скорее являются элементами модели реакции, нежели ядерной структуры, хотя ядерные свойства определяют возможность их появления. В следующем параграфе мы определим условия, при которых можно устранить отмеченные выше количественные и качественные неопределенности.

6. Феноменологические константы в пределе мультикварка малого размера

Заметим для правильного понимания, что точечное приближение менее строго, чем предел мультикварка малого размера, так как выражение (7) содержит величину r_{0mq}, на порядок большую единицы. Таким образом, если нас интересуют величины эффективных чисел $3k$-мультикварков в k-нуклонном кластере W_{3kq}^k, то в соответствии с (5) будем иметь

$$W_{3kq}^k = \beta^{2k}\left[a_0(k)\right]^2\left[\int \Psi_{kN}(\rho_j/\rho_{0j})\Psi_{kN}(\rho_j/\rho'_{0j})d\rho_j\right]^2. \qquad (18)$$

Здесь используется гауссовская форма мультикварковой и кластерной волновых функций. Величина ρ'_{0j} определяет осцилляторный параметр волновой функции свободного k-нуклонного кластера. Перекрытие многомерных гауссовских функций хорошо известно:

$$\left[\int \Psi_{kN}(\rho_j/\rho_{oj})\Psi_{kN}(\rho_j/\rho'_{0j})d\rho_j\right]^2 = \left[2\rho_{0j}\rho'_{0j}/(\rho_{0j}^2 + \rho'^2_{0j})\right]^{3k-3}. \qquad (19)$$

Использование условия $\rho_{oj} \ll \rho'_{oj}$ приводит к окончательному выражению:

$$W_{3kq}^k = \beta^{2k}[a_0(k)]^2[8U_k/U'_k]^{k-1}, \qquad (20)$$

где U'_k — объем, аналогичный объему U_k и выраженный соотношением (11). Он является функционалом функции, зависящей от нуклонных переменных дейтрона, тритона, гелиона и α-частицы.

В итоге, при использовании предела мультикварка малого размера получается достаточно простой результат:

$$C_k^2 = U'_k/8. \qquad (21)$$

Заметим, что негауссовский вид волновой функции k-нуклонного кластера существенно не изменяет этот результат.

7. Обсуждение результатов и выводы

Наиболее интересным результатом, который следует из (21), является исчезновение в пределе малого размера всех значимых множителей. Теоретическое выражение для феноменологической константы C_k^2 в кварковой модели теперь уже не является функцией кварковых переменных (в частности, размера $3kq$-кластера), массы ядра A, энергии столкновения, в нем остается только k-зависимость. Таким образом, в механизме реакции здесь проявляются скейлинг-подобные свойства [19]. Вычисленные значения констант $C_k^2 \simeq 150; 80; 25$ фм^3 для $k = 2; 3; 4$ являются универсальными и «предупреждают» о наличии мультикваркового механизма в соответствующих процессах. Заметим, что фактор кваркового усиления для инклюзивных процессов $(p, p'd)$ в ядрах, рассмотренных в [13], где было принято условие $r_{0mq} = r_{0N}$, достаточно близок к такому фактору в пределе малого размера. В случае, когда $k = 2$, эффект кваркового усиления остается для жестких процессов, когда сталкивающийся мультикварк имеет барионное число $k = 3$ и зарядовое число $Z = 2$.

Для $k = 4$ и $Z = 2$ имеет место кварковое ослабление. Естественно, что процедура извлечения эмпирических констант из данных о ядерных реакциях при $k = 3, 4$ еще более сложна, чем в случае $k = 2$, из-за сложности точного расчета фактора $F(A, b, z, E_i, E_f)$. Вариант такого расчета содержится в [18], где исследуется инклюзивная реакция $(p, p'X); X = t, {}^3He, \alpha$. В данном случае константа C_k^2 близка к представленной выше для $k = 3$ и сильно отличается для $k = 4$, где $C_4^2 \simeq 100$ фм^3. Этот результат показывает, что механизм $(p, p'\alpha)$-реакции для протонов с энергией 1 ГэВ не представляет из себя рассеяния 12-кварка. Например, это может быть однонуклонным захватом после $p + 9q$-столкновения.

В заключение обсудим проблему связи представленных выше результатов с различными экспериментальными данными. Как видно из проведенных исследований, значения констант дают информацию о структурных элементах ядер, которым передается большой импульс. Если процедура извлечения констант из экспериментальных данных по сечениям точна, то различие между значениями экспериментальных и теоретических констант может зависеть от следующих предположений: а) размеры мультикварков значительны; б)измеряемые величины настолько малы, что обменные эффекты для кварков являются существенными; в) эффекты, связанные с морскими кварками, не пропорциональны эффектам, связанным с конституентными кварками; г) температурные процессы в комбинации с прямыми столкновениями вносят вклад в эти эффекты; д) гипотеза о мгновенном переходе мультикварка после столкновения в свободную k-нуклонную частицу не является вполне удовлетворительной.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 02-02-16411.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Levinger I. S.* The high energy nuclear photoeffect // Phys. Rev. — 1951. — V. 84. — P. 45—51.

2. *Блохинцев Д. И.* О флуктуациях плотности ядерного вещества // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 33. — С. 1295—1299.

3. *Ефремов А. В.* Кварк-партонная картина кумулятивного рождения // ЭЧАЯ. — 1982. — Т. 13. — С. 613—677.

4. *Kurovsky V. V., Neudatchin V. G., Tchuvil'sky Yu. M.* The total weight of 6 quark drops in various atomic nuclei// Phys. Lett. — 1982. — V. B112. — P. 430—432.

5. *Неудачин В. Г., Чувильский Ю. М.* Эффективные числа мультикварковых флуктонов в атомных ядрах // ЯФ. — 1987. — Т. 46. Вып. 2(8). — С. 448—458.

6. *Simonov Yu. A.* The quark compound bag model and Jaffe—Low P-matrix // Phys. Lett. — 1981. — V. B107. — P. 1—4.

7. *Бажанский И. И., Каптарь Л. П., Резник Б. Л. и др.* Кумулятивные, глубоконеупругие процессы и кварковая структура ядра // Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. Матер. VIII Междунар. семинара. Дубна, 1986. — С. 318—325.

8. *Burov V. V., Dorkin S. M., Lukianov V. K., Titov A. I.* On the six-quark structure of the deuteron form factor // Z. Phys. — 1982. — V. A306. — P. 149—154.

9. *Балдин А. М., Бондарев В. К., Манятовский А. Н. и др.* Экспериментальные исследования предельной фрагментации ядер при больших порядках кумулятивности // Сообщение ОИЯИ. — Дубна, 1979. — Р1-1236. — 12 с.

10. *Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.* Многокварковые системы в ядерных процессах // ЭЧАЯ. — 1984. — Т. 15. Вып. 6. — С. 1249—1295.

11. *Vary J. P., Harindaranas A.* Quark clusters model for high energy lepton-nucleus and hadron-nucleus interactions // Multiquark interactions and quantum chromodynamics. VIII International Seminar. — Dubna, 1986. — P. 27.

12. *Куровский В. В., Неудачин В. Г., Чувильский Ю. М.* Суммарный вес «кварковых капель» в атомных ядрах // ЯФ. — 1982. — Т. 36. — С. 87—94.

13. *Кургалин С. Д., Чувильский Ю. М.* Распределения 6q-флуктонов в ядрах и кварковое усиление жестких процессов с вылетом дейтрона // Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика. IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1988. — Д 1, 2-88-652. — Т. 1. — С. 179—183; Ядерная физика. — 1989. — Т. 49. Вып. 1. — С. 126—134.

14. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач / Немец О. Ф., Неудачин В. Г., Рудчик А. Т., Смирнов Ю. Ф., Чувильский Ю. М.; Отв. ред. Г. Ф. Филиппов. — Киев: Наукова думка, 1988. — 488 с.

15. *Кадменский В.Г., Кадменский С.Г.* Эффективные числа дейтронов, тритонов, и α-частиц в атомных ядрах // Материалы XV Зимней школы ЛИЯФ. — Л.,1980. — С. 104—132.

16. *Кадменский В. Г., Ратис Ю. Л.* Эффективные числа дейтронов в сферических ядрах // ЯФ. — 1981. — Т. 33. № 4. — С. 911—918.

17. *Вальшин А. Т., Кадменский С. Г., Ратис Ю. Л.* Эффективные числа тритонов, ^{3}He, α в сферических ядрах и класификация ядерных реакций с выходом составных частиц // ЯФ. — 1982. — Т. 35. № 3. — С. 654—661.

18. *Кадменский С. Г., Фурман В. И.* Альфа-распад и родственные ядерные реакции. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 224 с.

19. *Лексин Г. Ф.* Ядерный скейлинг. М.: Изд-во МИФИ, 1975. —90 с.