

11
В 76



Д. Н. Воскресенский, А. В. Сенаторов

056-86

766 3298
МЭФИ

**ПИОННЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ
В ЯДЕРНО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ**

МОСКВА 1986

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР

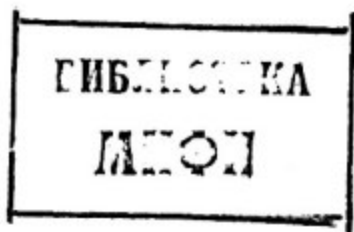
Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

Д.Н.Воскресенский, А.В.Сенаторов

ПИОННЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ

Препринт 056-86

БИБЛИОТЕЧНЫЙ
ФОНД
ИИЯУ МИФИ



Утверждено
редсоветом института

Москва 1986

Воскресенский Д.Н., Сенаторов А.В. Пионные степени свободы в ядро-ядерных столкновениях. - М.: Препринт/МИФИ, 056-86, 1986. -24 с.

В рамках теории конечных ферми-систем с явно выделенной пионной степенью свободы выявлен ряд качественных эффектов, которые следует учитывать при вычислениях уравнения состояния нагретой плотной ядерной материи. Эти эффекты модельно учтены в расчете основных характеристик ядро-ядерных столкновений. Полученные тенденции согласуются с экспериментальными указаниями, что подтверждает идею о мягкости пионной моды в плотном нагретом ядерном веществе.

Бурно развивающиеся экспериментальные исследования ядро-ядерных столкновений дают богатейшую информацию о плотном возбужденном ядерном веществе. Такая информация необходима для построения в будущем последовательной теории ядерной материи.

В настоящее время существует много вариантов теории ядерного вещества, предназначенных, в основном, для получения его уравнения состояния (УС). Так, широко применяются релятивистское приближение среднего поля (РПС) [1], теория Бете-Бракнера-Гольдстоуна (ТББГ) [2], так называемая вариационная теория ядерной материи (ВТЯМ) [3,4]. Все эти подходы не предназначены для описания коллективных явлений, связанных с возбуждениями в ядерном веществе. Для этого имеется теория конечных ферми-систем (ТКФС) [5]. Явное выделение пионной степени свободы в ядерном веществе, проведенное на ее основе [5,6], позволяет обнаружить ряд эффектов, теряемых в расчетах УС в других подходах. Эти эффекты, связанные с возбуждениями, особенно важны при распространении теории на конечные температуры. Также становится понятным существование нетривиальных особенностей пионных характеристик ядро-ядерных соударений.

Настоящая работа посвящена выявлению в рамках ТКФС таких эффектов, не учтенных в подходах РПС, ТББГ, ВТЯМ и др., и демонстрации их роли в количественных расчетах характеристик столкновений тяжелых ядер.

1. Эффективный лагранжиан пион-нуклонной системы

Для описания различных характеристик, связанных с пионами, удобно явно выделить пионную степень свободы из ядерного взаимодействия. Лагранжиан пион-нуклонной системы может быть представлен в виде суммы нескольких слагаемых [5,6]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_\pi^{\text{vac}} + \mathcal{L}_{\pi N} + \mathcal{L}_{\pi N}^{\text{int}} \quad (1)$$

Здесь \mathcal{L}_N - часть лагранжиана нуклонной системы, не связанная с обменом пионами:

$$\mathcal{L}_N = \frac{1}{2} (\bar{\Psi}_N \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_N - \partial_\mu \bar{\Psi}_N \gamma^\mu \Psi_N) - m_N \bar{\Psi} \Psi - U_{NN}, \quad \hbar = c = 1; \quad (2)$$

Ψ_N - поле нуклона; m_N - его масса; U_{NN} - потенциал взаимодействия в вакууме за вычетом пионного обмена

$$\mathcal{L}_\pi = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi^a \partial^\mu \varphi_a - \frac{1}{2} m_\pi^2 \varphi^a \varphi_a, \quad \varphi_a = (\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3), \quad \varphi_a^* = \varphi_a, \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_{\pi N} = \partial_\mu \varphi^a + i A_\mu(x) G_{ab} \varphi^b, \quad G_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & i & 0 \\ -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{\text{int}} = -\frac{\lambda}{4} (\varphi_a \varphi^a)^2, \quad (5)$$

$$\mathcal{L}_{\pi\pi}^{int} = f \bar{\psi}_N \gamma^\nu \gamma_5 \vec{\tau} \psi_N \partial_\nu \vec{\varphi} + f_\Delta (\bar{\psi}_\Delta \vec{\tau} \psi_N \partial_\nu \vec{\varphi} + h.c.), \quad (6)$$

$$\psi_\Delta \text{ - поле } \Delta \text{ - изобар, } f_\Delta = 2f, \quad (7)$$

$$f = m_\pi^{-1} e^{-g^2/\Lambda^2}, \quad \Lambda \sim 700 - 1200 \text{ МэВ.}$$

Далее фактически будет использоваться нерелятивистское по нуклонам приближение, в котором и псевдовекторная и псевдоскалярная связи дают одинаковые результаты.

В теории пионной конденсации оказалось плодотворным введение эффективного пионного лагранжиана. Такой лагранжиан был написан в φ^2 - и φ^4 - приближениях для классического пионного поля в холодном ядерном веществе [5,6]. Можно найти эффективный пионный лагранжиан и в общем случае неравновесной ядерной системы с учетом некоммутативности полевых пионных операторов. Он получается усреднением выражения $\mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_{\pi\pi} + \mathcal{L}_{\pi N}^{int}$ по нуклонным полям, подчиняющимся точным уравнениям движения. Вариация полученного эффективного лагранжиана по пионным переменным определяет уравнение движения средовых пионов. Вклад средовых пионов (в определение которых включено πN - взаимодействие) в макроскопические величины вычисляется усреднением эффективной пионной энергии, энтропии, плотности заряда и др. по пионным полям, подчиняющимся полученным из эффективного пионного лагранжиана уравнениям движения. Ввиду того, что окончательные выражения для макроскопических характеристик системы не зависят от пионных переменных, введение эффективного пионного лагранжиана не обязательно, однако оно помогает яснее понять физику, связанную с изменением пионных степеней свободы в ядерной среде, и поэтому весьма полезно. Вычисление эффективного пионного действия проведено в Приложении в общем случае неравновесной квантовой среды. В разделе 2 мы воспользуемся результатами Приложения для нахождения неучтенного вклада пионных степеней свободы в термодинамические характеристики ядерной среды.

В случае равновесной ядерной среды между функциями Грина в диаграммной технике Келдыша существуют дополнительные соотношения и вся информация о системе содержится в одном уравнении,

например, для опережающей функции Грина. Поэтому закон дисперсии пиона $\omega^\alpha(k)$ (α - номер ветви возбуждений) определяется полюсами функции Грина \mathcal{D}_π^A :

$$(\mathcal{D}_\pi^A)^{-1} = [(\omega + i\epsilon_\pi)^2 - m_\pi^2 - k^2 - \Pi^A(\omega, k)] = 0. \quad (8)$$

Для определения явного вида закона дисперсии пиона следует вычислить поляризацию среды Π^A . Поляризационный оператор пиона при $T \neq 0$ был найден в [8] в рамках ТКФС. Он определяется, в основном, следующими графиками:

$$\Pi = \text{[diagram 1]} + \text{[diagram 2]} + \text{[diagram 3]} + \text{[diagram 4]} + \text{[diagram 5]}. \quad (9)$$

Первый график соответствует распаду нуклона на нуклонную частицу-дырку, второй - на Δ -изобару - нуклонную дырку, третий учитывает S -рассеяние, четвертый отвечает распаду Δ -изобара - Δ -изобарная дырка, пятый (Π^F) связывается с пионными флуктуациями, явное выделение которых существенно вблизи точки фазового перехода в пионный конденсат. Концы (волнистые линии) не включены в определение Π . Заштрихованные блоки учитывают нуклонные корреляции, вводимые в ТКФС с помощью спин-изоспиновой константы g' .

Приведем выражение для поляризационного оператора пиона в случае среды с $N \approx Z$ [8, 9, 12]:

$$\Pi = \Pi^{MF} + \Pi^F, \quad \hbar = c = m_\pi = 1, \quad (10)$$

$$\Pi^{MF} = -k^2 f^2 A(k, \omega, T) / [1 + g' A(k, \omega, T)], \quad (11)$$

$$g' \approx 0.4 - 0.7, \quad \Lambda \sim m_N,$$

$$A(k, \omega, T) = A_{rh} + A_r \frac{32}{25} \alpha, \quad (12)$$

$$A_{rh} = \frac{m_N^{*2}}{k^2} [\Phi_1(k, \omega, T) + \Phi_1(k, -\omega, T)], \quad (13)$$

$$A_r = \frac{m_N^{*2}}{k^2} [\Phi_1(k, -\omega + \Delta, T) + \Phi_1(k, \omega + \Delta, T)], \quad (14)$$

$$\Phi_1 = \int_0^\infty f(\epsilon) \{ \exp[(\epsilon - \mu_\pi(T))/T] + 1 \}^{-1} d\epsilon, \quad (15)$$

$$f(\epsilon) = \ln \frac{\omega + k^2/2m_N^* + k(2\epsilon/m_N^*)^{1/2}}{\omega + k^2/2m_N^* - k(2\epsilon/m_N^*)^{1/2}}, \quad (16)$$

$\alpha \approx 1.77$, $m_N^* = (F_F^2 + m_N^{*2})^{1/2}$, где m_N^* - релятивистская эффективная масса нуклона, определяемая, например, из

РПСР, ТББГ или ВТЯМ [1-4]; μ_N - нуклонный химический потенциал, находимый из условия постоянства нуклонной плотности. При температуре $T \lesssim m_\pi$ примесь Δ -изобар в ядерной системе мала. Поэтому вклад графиков изобара-изобарная дырка невелик и в выражении (9) может не учитываться.

Особенно большие трудности возникают при вычислении флуктуационного вклада Π^F , так как при интегрировании по промежуточным состояниям здесь существенны большие передаваемые импульсы, при которых приближения ТКФС становятся слишком грубыми. Но регулярная часть в какой-то мере феноменологически уже учтена в эффективной массе нуклона, пиона и S -волновом слагаемом поляризационного оператора. Поэтому при $\rho = \rho_0, T = 0: \Pi = \Pi^{MF}$. Эта перенормировка Π^F согласована с π -мезоатомными данными, из которых следует закон дисперсии пиона $\omega^2 = m_\pi^{*2} + \alpha k^2$ с $m_\pi^* \approx m_\pi^{vac}$ и с коэффициентом α , подгоняемым без учета Π^F [5-7]. В Π^F следует выделить лишь нерегулярную часть, связанную с ростом флуктуаций пионного поля при приближении к критической точке π -конденсатного фазового перехода. Такой особый вклад возникает при $\rho > \rho_c \sim \rho_0$ с появлением минимума по k (при $k = k_0 \neq 0$) на комплексном продолжении спин-изоспиновой ветви возбуждений. В [8] предложена простая аналитическая модель, позволяющая вычислить Π^F в приближении $k_0 \ll 2\rho_F, |\rho - \rho_c| \ll \rho_c$. Величина Π^F пропорциональна пионной четыреххвостке $\lambda_4 = \lambda_4(\omega_1 = \omega_2 = 0, k_1 = k_2 = k_0)$ ($\chi_{\pi\pi} = -\lambda_4 \vec{V}^4/4$), которая может быть вычислена в приближении длинных волн $k_0 \ll 2\rho_F$. В реалистической ситуации $k_0/2\rho_F \leq 1/2$. По этой причине и в связи с тем, что λ_4 - чувствительная функция допускающих некоторую вариацию параметров g', α, m_N^* и др., мы ее не рассчитываем, а считаем свободным параметром. Этот параметр может быть, в принципе, определен из сопоставления результатов вычислений с данными по ядро-ядерным столкновениям.

В дальнейшем пионные флуктуации рассчитываем в модели [9]. Соответствующие выражения вне области их применимости ($|\rho - \rho_c| \sim \rho_c, k_0 \sim \rho_F$) рассматриваем как интерполяционные. Уравнение для пионной щели с учетом пионных флуктуаций записывается в виде

$$a - a_0 = 2\gamma_1 \sqrt{\frac{a}{T}} [I_g(a) - 1], \quad (17)$$

$$I_g(a) = \int_0^{\infty} \frac{\text{th} \frac{z}{2}}{\exp(a \text{th} z) - 1} dz, \quad (18)$$

$$a_0 = \omega_0^2 \gamma_2, \quad a = \tilde{\omega}^2 \gamma_2, \quad \gamma_2 = \frac{\pi [1 + g' A(k_0, 0, T)]^2}{T k_0 m_N^*{}^2}, \quad (19)$$

$$\Pi^F(\tilde{\omega}, T, k_0) \approx [\tilde{\omega}^2 - \omega_0^2(k_0)] \frac{k^2}{k_0^2}, \quad (20)$$

$$\omega_0^2(k) = 1 + k^2 + \Pi^{MF}(k, 0, T) - \Pi^F(\rho_0, T=0) = \omega_0^2(k_0) + \gamma(k - k_0)^2,$$

$$\gamma_1 \approx \frac{16 k_0^{3/2} \varepsilon_F^2 [1 + g' A(k_0, 0, T)]^3}{9 \pi^{9/2} \sqrt{\gamma} \rho^3} \lambda_\gamma.$$

Проведенные нами численные расчеты показали, что при выбранных реалистических параметрах $\Pi^F(\rho_0, T=0)$ мал и критическая плотность ρ_c перенормируется слабо по сравнению со случаем $\Pi^F=0$. При $\lambda_\gamma \rightarrow 0$ $\Pi^F \rightarrow 0$, поэтому линейные флуктуации не перенормируют спектр пионных возбуждений, вычисленный с $\Pi = \Pi^{MF}$. Напротив, при больших значениях λ_γ пионная ветвь возбуждений резко поднимается вверх. Эти закономерности иллюстрирует рис. I, на котором изображена зависимость $a_c(\gamma)$, где $\gamma = 2\gamma_1 / \sqrt{T}$, $\gamma_1 = \gamma_1(\lambda_\gamma)$, $a_c = a(a_0=0)$.

Научившись рассчитывать поляризационный оператор, можно приступить к определению вклада пионов в термодинамические характеристики.

2. Дополнительный вклад в термодинамические величины ядерной системы, связанный с пионными степенями свободы

В Приложении найдено эффективное пионное действие в φ^2 -приближении и рассчитан соответствующий вклад в полную энергию средовых пионов. φ^2 -приближение соответствует учету следующих кольцевых диаграмм в пионной плотности:

$$\text{Cloud} = \text{Dashed Circle} + \text{Dashed Circle with Fermion Loop} + \text{Dashed Circle with Two Fermion Loops} + \dots, \quad (21)$$

где штриховая отвечает вакуумному пиону, а жирная волнистая — средовому. Фермионная петля символически учитывает поляризацион-

ный оператор пиона Π^{MF} . Нелинейность в (21) и формулах Приложения в некотором приближении можно учесть, заменив $\Pi^{MF} \rightarrow \Pi$ в окончательных выражениях.

Мнимая часть поляризационного оператора функции Грина пиона, связанная в основном с распадом на частицу-дырку при $T \neq 0$, найдена в [13].

$$\text{Im}(\mathcal{D}_{\pi^0}^R)^{-1} = \frac{f^2 k m_N^* (1+g'A)^2 T}{2\pi} \ln \frac{e^{\alpha} + 1}{e^{\alpha} + e^{-\omega/T}}, \quad (22)$$

$$\alpha = \left(\omega + \frac{k^2}{2m_N^*}\right)^2 \frac{m_N^*}{2k^2 T} - \frac{\varepsilon_F}{T}.$$

На ветвях спектра пионных возбуждений, определяемых полюсами функции Грина $\mathcal{D}^R(\mathcal{D}^A)$, $\text{Im} \Pi^R$ мала и можно воспользоваться более простой связью

$$\text{Im} \mathcal{D}_\pi^R = g(\omega - \omega_k) / \left[2(\omega + \mu_\pi) - \frac{\partial \text{Re} \Pi^R}{\partial \mu_\pi} \right], \quad (23)$$

$$\omega_k^2 = m_\pi^2 + k^2 + \Pi^R(\omega_k, k), \quad \text{Im} \Pi^R = 0.$$

Выражения (22), (23) и (П.15) полностью определяют энергию средних пионов в φ^2 -приближении ($\lambda_\nu = 0$). Как известно, бозе возбуждения ферми-жидкости определяются полюсами парного фермионного взаимодействия либо полюсами одночастичной бозонной функции Грина. Введя функции Грина средних пионов, мы пошли по второму пути, но результат можно получить, рассматривая амплитуду NN -взаимодействия. Нуль-звуковые моды тогда отвечали бы резонансному NN -рассеянию, а вклад $\text{Im} \Pi^R \neq 0$ соответствовал бы нерезонансному. Эквивалентность обоих подходов продемонстрирована в [11, 13].

Энергия, связанная с заселением ветвей спектра пионными возбуждениями, находится подстановкой (23) в (П.15). Имеем

$$E_\pi^{\text{branch}} / A = \frac{3}{8} \sum_a \int \frac{\omega_k^a}{2} (1 + 2n_k) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \quad n_k = [\exp(\omega_k^a / T) - 1]^{-1}, \quad (24)$$

индекс a отвечает различным ветвям спектра пионных возбуждений: нуль-звуковой (ω_k^0), пионной (ω_k^π) и Δ -резонансной (ω_k^Δ). В (24) учтены три сорта пионов в среде $N = Z$.

Выражение (24) расходится на больших импульсах. Эта расходимость фиктивна и легко устраняется вычитанием вакуумного

слагаемого ($\rho \rightarrow 0$), а также члена, линейного по плотности ρ , соответствующего перенормировке химического потенциала нуклона. В результате неучтенный в теории ядерной материи вклад ветвей пионных возбуждений в энергию принимает вид ($N \approx Z$)

$$E_{\pi}^{\text{branch}}/A = (E_{\pi}^{\text{el}} + E_{\pi}^{\text{T}})/A = \frac{3}{2\rho} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (\omega_k^{\pi} + \omega_k^{\Delta} - \omega_k^{\pi \text{vac}} - \omega_k^{\Delta \text{vac}} + \omega_k^{\text{S}} - \omega^{\text{lin}}) + \frac{3}{\rho} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (n_k^{\pi} \omega_k^{\pi} + n_k^{\Delta} \omega_k^{\Delta} + n_k^{\text{S}} \omega_k^{\text{S}}). \quad (25)$$

В слагаемом, отвечающем пионным нуль-звуковым колебаниям, интегрирование обрезается при $\omega_k^{\text{S}} < k v_F + k^2/2m_N^*$.

Отметим, что (25) пригодно и при учете нелинейных флуктуаций ($\lambda_V \neq 0$). При этом под ω_k^{a} следует понимать точный закон дисперсии пиона с $\Pi = \Pi^{\text{MF}} + \Pi^{\text{F}}$.

Мы провели численные расчеты величины (25) с поляризационным оператором пиона (10)–(20). Результат оказался чувствительным к выбору формфактора, константы нуклон-нуклонных корреляций, эффективной нуклонной массы и др. При больших k, ω существенным становится учет релятивизма, зависимости величин g', λ_V от ω и k . Тем не менее, при всех неопределенностях при $T=0$ и $\rho \sim \rho_0$ численное значение (25) оказывается достаточно малым: $E_{\pi}^{\text{branch}}(T=0) \lesssim 1 \text{ МэВ} (\rho/\rho_0)^2$.

При $T \ll \varepsilon_F$ температурная зависимость (25) определяется, главным образом, низколежащей спин-изоспиновой ветвью пионных возбуждений:

$$E_{\pi}^{\text{S}}(T \ll \varepsilon_F, N \approx Z) \approx \frac{3\pi^2}{160} \frac{\varepsilon_F \rho}{s^3} \left(\frac{T}{\varepsilon_F}\right)^4, \quad \omega_k^{\text{S}} = s k v_F. \quad (26)$$

Похожие выражения (с несколько отличными значениями s) имеются также для других нуль-звуковых ветвей, связанных с возбуждениями непионной симметрии. Полный вклад в энергию всех нуль-звуковых мод примерно вдвое превосходит (26). (Имеется еще, по крайней мере, 3 нуль-звука, связанных с константами f, f' и g_0) При $T \gtrsim \varepsilon_F$ решения дисперсионного уравнения, отвечающие спин-изоспиновой ветви, а также другим нуль-звуковым колебаниям, исчезают. При таких высоких температурах ($T \lesssim m_{\pi} < \omega_k$) вклад в энергию вносит лишь пионная ветвь.

Как уже говорилось, регулярный вклад в энергию пионных флуктуаций, обязанный нетривиальной мнимой части поляризационно-

го оператора $I_m \Pi \neq 0$ в (П.15)–(П.16) уже учтен в расчетах теории ядерной материи, использующей феноменологическое NN -взаимодействие. Поэтому из (П.15), (П.16) следует выделить лишь нерегулярную часть ($k = k_0 \neq 0$) и вместе с вкладом ветвей коллективных возбуждений добавить к соответствующим величинам, вычисленным в ТББГ, РПСИ или ВТЯМ. Формулы (П.15), (П.16) с $I_m \Pi$ из (22) достаточно громоздки. Поэтому обратимся опять к простой аналитической модели [9]. В этой модели нерегулярный вклад в свободную энергию нелинейных пионных флуктуаций находится интегрированием уравнения для эффективной пионной щели (17) (ср. с(21)), которое легко выполняется вблизи критической точки пионной конденсации ($\omega_0^2(k_0) \approx 0$, $|\rho - \rho_c| \ll \rho_c$). Откуда имеем

$$F_{\pi}^{fc} / A = -\gamma_0 \left\{ \frac{(a-a_0)^2}{2} T^2 + \frac{4}{3} T^{3/2} \gamma_1 a^{3/2} + 2 T^{3/2} \gamma_1 I_F(a) \right\}, \quad (27)$$

$$I_F(a) = \int_a^{\infty} I_g(a) \sqrt{a} da,$$

$$\gamma_0 \approx \frac{m_N^{*3} \rho (1,13 + 4,23 \varepsilon_F)}{2 \rho_F \frac{\partial \omega_0^2(k_0)}{\partial \rho} \varepsilon_F^2 [1 + g' A(k_0, 0, T)]^6 \lambda_4}.$$

Варьируя (27) по ρ , получаем химический потенциал

$$\mu_{\pi} / A = -\gamma_0 \gamma_2 T^2 (a-a_0) \frac{\partial \omega_0^2(k_0)}{\partial \rho}. \quad (28)$$

Используя (26), легко найти энтропию пионных флуктуаций:

$$S_{\pi}^{fc} / A = 2 \gamma_0 \gamma_1 \sqrt{T} I_S(a),$$

$$I_S(a) = \int_a^{\infty} a^{3/2} da \int_0^{\infty} \frac{\hbar \frac{z}{2} e^{a \hbar z}}{(e^{a \hbar z} - 1)^2} dz. \quad (29)$$

Зависимости $I_S(\eta(a_c))$, $I_F(\eta(a_c))$ приведены на рис. I вместе с $a_c(\eta)$ ($\eta = 2 \gamma_1 / \sqrt{T}$, $a_c = a(\omega_0^2(k_0) = 0)$, $\gamma_1 \propto \lambda_4$). Как видно из рис. I, в широком интервале изменения η (а следовательно, и λ_4) энтропия и особенно свободная энергия слабо зависят от η . В выражении (27) для свободной энергии с точностью $\lesssim 1\%$ при всех η можно пренебречь членом $\sim a_c^2$, после чего с точностью $\sim 10\%$ при $\eta \sim (0,2; \infty)$ свободная энергия остается постоянной. Энтропия при этом меняется в пределах

$\sim 10\%$ от среднего значения $\sim 6,2 \mu_0 \mu_1 \sqrt{T}$. Величины a_c и $\tilde{\omega}_c^2$ существенно зависят от λ . Предельные значения ($\omega_0^2=0, \lambda \rightarrow \infty$) энтропии и свободной энергии следующие:

$$S_c^{lim}/A \approx 5,66 \mu_0 \mu_1 \sqrt{T}, F_c^{lim}/A \approx -3,77 \mu_0 \mu_1 T^{3/2}, a_c^{lim} \approx 0,624. \quad (30)$$

Перенормируя пионную ветвь возбуждений ($\Pi^F \neq 0$), нелинейные пионные флуктуации уменьшают ее вклад в термодинамические характеристики.

С уменьшением параметра λ ($\leq 0,1$) начинается резкая зависимость S и F от λ и при $\lambda \rightarrow 0$ ($\lambda \rightarrow 0$) $S, E \rightarrow \infty$, а $F \rightarrow -\infty$. Линейные флуктуации не перенормируют пионный спектр ($\tilde{\omega}_c(\lambda \rightarrow 0) \rightarrow 0, \Pi^F \rightarrow 0$), а следовательно, не меняют термодинамические характеристики пионной ветви, рассчитанные без их учета.

Преимущество выражений (27)–(29) по сравнению с (П.15), (П.16) прежде всего в их простоте. В то же время область их применимости ограничена узким интервалом плотностей $|\rho - \rho_c| \ll \rho_c$ и условием $k_0 \ll 2\rho_F$. Выражения (П.15), (П.16) более громоздки, но зато применимы в широком интервале плотностей и при $k_0 \leq \rho_F$.

3. Модель ядро-ядерного столкновения. Результаты численных расчетов

Качественная картина ядро-ядерного столкновения, которую мы намереваемся оправдать расчетами в рамках предложенных в статье концепций, такова. Все нуклоны разделяются на "участники", интенсивно взаимодействующие друг с другом в процессе ядро-ядерного столкновения, и "зрители", оставшиеся практически невозмущенными и быстро улетающие на бесконечность. Нуклоны-участники в ходе соударений друг с другом образуют ядерный фэйрбол, характеризующийся начальной температурой T_m и плотностью ρ_m . Далее фэйрбол адиабатически расширяется в пустоту под действием внутреннего давления. Термодинамическое квазиравновесие поддерживается вплоть до определенного времени (*break up*), когда столкновения частиц становятся настолько редкими, что их импульсные распределения замораживаются. Переход от квазиравновесных импульсных распределений к свободным считаем мгновенным.

Экспериментальные данные в целом подтверждают эту картину. Так, наклоны инвариантных дифференциальных сечений каонов и пионов, а при не слишком малых энергиях также нуклонов и составных частиц — экспоненциальные. Извлеченные отсюда значения температуры (наклоны $T_{0\pi}$ и T_{0K}) несколько различны $T_{0\pi} < T_{0K}$. Это вполне естественно, так как длина свободного пробега каона из-за наличия странности должна быть больше, чем у пиона, активно взаимодействующего с нуклонами. Поэтому каоны как бы фотографируют начальную стадию (приготовления фэйрбола), а пионы конечную (его развала). Что касается нуклонов, то они, являясь более массивными, чем пионы, имеют меньшую тепловую скорость и, следовательно, чувствительнее к радиальному расширению фэйрбола. Поэтому значения T_{0p} , взятые из экспериментальных данных, уже эффективно учитывают направленное радиальное тепловое движение и, таким образом, ближе к значениям $T_m(\rho_m)$, чем к $T_{e,up}(\rho_{e,up})$.

Действительно, оказывается, что $T_{0\pi} < T_{0p} < T_{0K}$, а экспоненциальность протонных спектров нарушается при не слишком больших энергиях протонов. Экспоненциальность же пионных спектров свидетельствует в пользу предположения о мгновенном замораживании ($\rho \approx \rho_{e,up}$, $T_{e,up} \approx T_{0\pi}$).

Итак, считаем, что вся энергия в системе центра масс $E_{ц.м.}$ ядро-ядерного столкновения идет на приготовление равновесного ядерного фэйрбола, характеризуемого начальной температурой

$T_{0p} \leq T_m < T_{0K}$ и плотностью ρ_m . Из равенства

$$E_{ц.м.} \approx E(\rho_m, T_m) \quad (31)$$

следует зависимость $T_m(\rho_m)$. Далее, примерное сохранение энтропии в ходе расширения ядерного фэйрбола, аргументированное каскадными [14] и гидродинамическими расчетами [15], позволяет определить зависимость $T(\rho)$:

$$S(\rho, T(\rho)) \approx S(\rho_m, T_m). \quad (32)$$

Из экспериментальных данных с хорошей точностью извлекаются значения температуры $T_{0\pi} \approx T_{e,up}$, T_{0p} и T_{0K} ($T_{0p} \leq T_m \leq T_{0K}$), а также π^-/z -отношение R_{π^-z} :

$$R_{\pi^-z} \approx R_{\pi^-z}(T_{0\pi} \approx T_{e,up}, \rho_{e,up}). \quad (33)$$

Для определения ρ_m и $\rho_{\text{в.ур.}}$ требуются эксперименты в 4π -геометрии. Значение плотности, измеренное с помощью пионов (в сфокусированной картине это $\rho_{\text{в.ур.}}$) при энергии 1,8 ГэВ/нукл [16], оказалось $\sim 0,6 \rho_0$, а с помощью протонов (оно ближе к ρ_m) $\sim 2\rho_0$. Величина энтропии S может быть, в принципе, извлечена из данных по отношению дейтронов к протонам R_{dp} [16,17]. Однако постоянство R_{dp} наблюдается лишь для событий с большой множественностью вторичных частиц, а учет возбужденных фрагментов понижает ее величину, особенно при низких энергиях столкновения $E_{\text{с.м.}} \lesssim 400$ МэВ/нукл [16]. Кроме того, простая связь S и R_{dp} [17] имеется лишь при малых значениях R_{dp} , что справедливо при достаточно больших энергиях столкновения. В настоящее время трудно доверять разноречивым результатам (см. [16-18]), которые, однако, указывают на большие значения наблюдаемой энтропии, чем это следует из простых теоретических моделей.

По известным значениям энергии столкновения $E_{\text{с.м.}}$ и двум извлеченным из экспериментальных данных величинам, например T_m и $T_{\text{в.ур.}}$, можно с помощью формул (31)-(33) восстановить все остальные: ρ_m , $\rho_{\text{в.ур.}}$, $R_{\pi^{-2}}$, S и другие.

Для демонстрации трудностей традиционных подходов, не учитывающих смягчения пионной степени свободы в ядерной среде, мы провели расчет в модели, в которой нуклоны описываются в РКСП Валечки, а пионы представляют собой идеальный газ с вакуумным законом дисперсии $\omega_{k \text{ в.с.}}^{\pi} = \sqrt{m_{\pi}^2 + k^2}$. Результаты численного расчета приведены на рис. 2. По известной величине $E_{\text{с.м.}}$ (горизонтальные стрелки на рисунке (внизу) и предполагаемому значению T_m (взятому из эксперимента $T_{\text{в.ур.}} \leq T_m \leq T_{0k}$) с помощью кривой $E(\rho)$ восстанавливается начальная плотность ρ_m , по которой определяется энтропия S_m . Из сохранения энтропии (горизонтальные стрелки на рисунке (вверху) при известной величине $T_{\text{в.ур.}} \approx T_{0\pi}$ находим плотность $\rho_{\text{в.ур.}}$. С данными значениями $T_{0\pi} \approx T_{\text{в.ур.}}$ и $\rho_{\text{в.ур.}}$ вычисляется величина $R_{\pi^{-2}}$, которая сравнивается с экспериментальной. Результаты расчета невозможно согласовать с экспериментальными тенденциями. Так, вычисленные значения $R_{\pi^{-2}}$ в 5 (при энергиях столкновения $E_{\text{с.м.}} \approx 0,4$ ГэВ / нукл.) и 10 раз (при $E_{\text{с.м.}} \approx 2,1$ ГэВ/нукл) ниже экспериментальных. Расчетные величины $\rho_{\text{в.ур.}}$ слишком высоки. Так, при

$E_{cal} \approx 1,8$ ГэВ/нукл. $f_{e.ур}^{теор} \approx 2,05 f_0$, а $f_{e.ур}^{эксп} \sim 0,6 f_0$.
 В то же время, полученные значения энтропии $S^{теор}$ слишком низкие. При $E_{cal} \approx 2,1; 0,8; 0,4$ ГэВ/нукл. $S^{теор}$ соответственно равно 3,3; 2 и 1,8, что существенно ниже значений из эксперимента. Таким образом, модель, по-видимому, указывает на необходимость учета смягчения пионной степени свободы в ядерной среде. Такое смягчение, очевидно, должно приводить к требуемой тенденции увеличения K_{π^-Z} и энтропии и уменьшения величин f_m и $f_{e.ур}$ при заданных значениях $T_{e.ур}$ и T_m .

Мы провели расчеты в следующей модели. Нуклоны, по-прежнему, описывали в модели Валечки, а пионную поляризацию вычисляли по формулам (10)-(20). При этом использовались те же параметры $g \sim 0,5$, $\Lambda \sim 7m_\pi$, $\alpha \approx 1,77$ и та же процедура счета, что и в [12], примененная там для вычисления π^-/Z отношения.

Численные расчеты показывают, что вклад в энергию нуль-звуковых мод меньше, чем нерегулярный вклад пионных флуктуаций и заселения пионной ветви возбуждений. Пионные флуктуации вблизи критической точки пионной конденсации f_c рассчитываем по формулам (27)-(29). Ввиду того, что детальное количественное описание не является нашей целью, мы не подгоняем начальные параметры; при расчете вклада флуктуаций при всех плотностях $f > f_c$, пользуемся выражениями (27)-(29), имеющими вне интервала $|f - f_c| \ll f_c$ смысл интерполяционных формул.

На рис.3 представлены результаты расчета энтропии и энергии на частицу при разных температурах. Сплошные кривые соответствуют учету нелинейных пионных флуктуаций с $\lambda_v \sim 0,3$, а штриховые рассчитаны вовсе без учета пионных флуктуаций. Штрихпунктирные продолжения сплошных и штриховых линий ограничивают область изменения λ_v ($\lambda_v = 0$ и $\lambda_v = \infty$). Горизонтальные стрелки (внизу) соответствуют начальной энергии столкновения в системе центра масс. Наклонные сплошные и штриховые стрелки указывают зависимость $T(\rho)$, $E(T, \rho)$ в ходе расширения ядерного фэйрбола, а горизонтальные стрелки вверху отмечают сохраняющуюся величину энтропии.

Как видно из рисунка, удается достичь хорошего описания всей совокупности экспериментальных данных. Результаты расчета при $\rho < 2f_0$ слабо зависят от выбранной величины параметра λ_v .

Расхождение становится существенным при больших плотностях, недостижимых (согласно нашим расчетам) в ядро-ядерных столкновениях в рассматриваемом интервале энергий $E_{\text{coll}} \leq 2$ ГэВ/нукл. С увеличением λ_y при фиксированных T_m и $T_{\text{с.ч.}}$ величины ρ_m и $\rho_{\text{с.ч.}}$ увеличиваются, а энтропия падает. Отметим, что штриховые кривые, рассчитанные без учета флуктуаций, не соответствуют ни случаю $\lambda_y = 0$, ни $\lambda_y = \infty$. Большой вклад в энергию и энтропию при этом возникает из-за ротонного минимума $\tilde{k}_0 \neq 0$ на кривой $\omega_\pi(k)$ при $\rho > \rho_{\text{с.ч.}}$.

Мы вычислим также π^-/z -отношение, воспользовавшись для этого формулой

$$R_{\pi^-z} = \frac{2}{f} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{2\sqrt{m_\pi^2 + k^2}}{(2\omega - \frac{\partial \Pi}{\partial \omega})|_{\omega=\omega_k^\pi}} [e^{\omega_k^\pi/T_m} - 1], \quad (34)$$

где ω_k^π — пионная ветвь закона дисперсии пиона в ядерной среде. Выражение (34) получается из сшивки точных временных функций Грина в неравновесной диаграммной технике в момент $t = t_{\text{с.ч.}}$. Оно лишь множителем $\Gamma = 2\sqrt{m_\pi^2 + k^2} / (2\omega - \frac{\partial \Pi}{\partial \omega})|_{\omega=\omega_k^\pi}$ отличается от выражения [12], полученного там в предположении, что все средовые пионы с пионной ветви возбуждений в момент $t = t_{\text{с.ч.}}$ вылетают в вакуум. Более подробный вывод (34) будет дан в отдельной работе.

Значения R_{π^-z} во всем интервале рассматриваемых энергий в худшем случае лишь в 1,5 раза отличаются от экспериментальных. Плотности $\rho_{\text{с.ч.}} \sim 0,65 - 0,25 f_0$ и $\rho_m \sim 1,7 - 2,1 f_0$ также близки к экспериментальным величинам $\rho_{\text{с.ч.}} \sim 0,6 f_0$ и $\rho_m \sim 2 f_0$, полученным при $E_{\text{coll}} \sim 1,8$ ГэВ/нукл. Значения энтропии при $E_{\text{coll}} \sim 2,1$ ГэВ/нукл. 5,8-6,3 неплохо согласуются с величиной, извлеченной из экспериментальных данных в [16], при $E_{\text{coll}} \sim 0,8$ ГэВ/нукл.

3,6-4 — с каскадным расчетом [14], а при низких энергиях $E_{\text{coll}} \sim 0,4$ ГэВ/нукл. 2,6-3 со значениями следующими из [18].

Таким образом, достигнуто неплохое согласие со всей совокупностью известных экспериментальных данных. При получении новой экспериментальной информации это согласие может быть еще улучшено вариацией параметров $g', \lambda, \alpha, \lambda_y, m_\pi$ и других в разумных пределах и введением их зависимости от плотности и температуры.

В заключение отметим, что для феноменологического описания эксперимента можно было бы использовать простую модель, учитывая вклад возбуждений. Например, спектр пионов ω_π удобно моделировать простой зависимостью $\omega_\pi = (m_\pi^2 + \alpha k^2)^{1/2}$ с функцией $\alpha = \alpha(n, T)$, однажды подобранной из подгонки к экспериментальным данным. При этом энтропия, энергия, $k_{\pi-2}$ в $\alpha^{-3/2}$ раз меньше соответствующих величин идеального пионного газа с вакуумным законом дисперсии. Для расчета нелинейных пионных флуктуаций можно использовать упрощенные выражения $S/A \sim \epsilon \cdot \xi_0 \sqrt{T}$, $E/A \sim 2 \cdot \xi_0 T^{3/2}$ с единственным параметром ξ_0 . Интерполяцию этих выражений в область $\rho \neq \rho_c$ можно осуществить, вводя зависимость $\xi(\rho)$, например вида $\xi \approx \xi_0 (\rho - \rho_{c1})^2 / \rho^2$, $\rho_{c1} \sim \rho_0$. Нашим расчетам (27)–(29) соответствовал бы выбор $\xi_0 \sim 0,3$

Благодарим Х. Шульца за многочисленные дискуссии и помощь в постановке численных расчетов на начальном этапе этой работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Эффективный пионный лагранжиан в неравновесной ядерной системе

Вычислим эффективное пионное действие в ψ^2 -приближении по пионному полю в произвольном случае неравновесной ядерной среды при учете некоммутативности операторов $\hat{\psi}$. При этом ответ не зависит от того, проводится усреднение по точным нуклонным полям или полагается $\psi = 0$ в нуклонных уравнениях движения. Различие скажется в следующем ψ^4 -приближении. Согласно (6), переходя к представлению взаимодействия в диаграммной технике Келдыша [10], имеем

$$\langle N | \chi_{\pi N}^{int} | N \rangle = \langle N | \tilde{T} [S' \{ f \bar{\psi}_{cN} \gamma^\nu \tau_5 \vec{e} \psi_{oN} \partial_\nu + \quad (П. I) \\ + f_\Delta \bar{\psi}_{o\Delta} \delta^\nu \vec{e} \psi_{oN} \partial_\nu \} T [\psi_0 S] | N \rangle .$$

Здесь символ $\overleftarrow{\int}$ означает антиупорядочение по времени. Разлагая S и S^{-1} в (П.1) в ряд по оператору взаимодействия в представлении взаимодействия, в первом порядке по φ^2 получаем

$$f \frac{\partial S_{\pi N}^{int}}{\partial f} = \int \{ \overleftarrow{\Pi}^{++}(X_2, X_1) \varphi(X_2) \varphi(X_1) + \overleftarrow{\Pi}^{+-}(X_1, X_2) \varphi(X_1) \varphi(X_2) \} dX_1 dX_2. \quad (\text{П.2})$$

Символическое интегрирование по dX подразумевает 4-координатное интегрирование и суммирование по изотопическим индексам.

$\overleftarrow{\Pi}^{ij}(X_1, X_2) \equiv \overleftarrow{\Pi}_{i2}^{jd}$ — неравновесный поляризационный оператор пиона, $i, j = +, -$. После преобразований (П.2) имеем

$$S_{\pi N}^{int} = \frac{1}{4} \int \{ \overleftarrow{\Pi}^k(X_2, X_1) [\varphi(X_2) \varphi(X_1) + \varphi(X_1) \varphi(X_2)] + \Omega(X_2, X_1) \theta(t_1 - t_2) [\varphi(X_2) \varphi(X_1) - \varphi(X_1) \varphi(X_2)] \} dX_1 dX_2, \quad (\text{П.3})$$

$$\theta(t_1 - t_2) = \begin{cases} 1, & t_1 < t_2 \\ 0, & t_1 > t_2 \end{cases}, \quad \Omega_{21} \equiv \overleftarrow{\Pi}_{21}^{++} + \overleftarrow{\Pi}_{21}^{--}.$$

Полное пионное действие

$$S_{\pi}^{eff} = S_{\pi}^{vac} + S_{\pi N}^{int}, \quad (\text{П.4})$$

где

$$S_{\pi}^{vac} = \frac{1}{2} \int [\partial_{\mu} \varphi(X) \partial^{\mu} \varphi(X) - m_{\pi}^2 \varphi(X) \varphi(X)] dX. \quad (\text{П.5})$$

Из (П.3)–(П.5) в используемом φ^2 -приближении можно определить все величины, относящиеся к пионной подсистеме. Например, эффективная пионная плотность заряда

$$\rho_{\pi}^{eff} = - \frac{\delta S_{\pi}^{eff}}{\delta \mu_{\pi}}, \quad (\text{П.6})$$

эффективный пионный термодинамический потенциал

$$\Omega_{\pi}^{eff} = \int_0^f \overleftarrow{\mathcal{L}}_{\pi}^{eff} df, \quad (\text{П.7})$$

эффективный пионный гамильтониан

$$H_{\pi}^{eff} = H_{\pi}^{vac} - \frac{1}{4} \int \left\{ \frac{\partial \overleftarrow{\Pi}_{21}^k}{\partial i \mu_{\pi}} \frac{d}{dt_1} [\varphi(X_2) \varphi(X_1) + \varphi(X_1) \varphi(X_2)] - \frac{\partial \Omega_{21}}{\partial i \mu_{\pi}} \theta(t_1 - t_2) \frac{d}{dt_1} [\varphi(X_2) \varphi(X_1) - \varphi(X_1) \varphi(X_2)] \right\} dX_1 dX_2 - \langle N | \overleftarrow{\mathcal{L}}_{\pi}^{int} | N \rangle. \quad (\text{П.8})$$

Из (П.8) легко получить предельное выражение для эффективной энергии классического пионного поля в стационарной однородной среде. Полагая $I_{in} \overleftarrow{\Pi}^k = 0$ и коммутируя поля φ , имеем

$$E_{\pi} = \frac{1}{2} \int \frac{d\omega d^3k}{(2\pi)^4} \omega \left[2(\omega + \mu_{\pi}) - \frac{\partial \text{Re} \Pi^{\epsilon}}{\partial \mu_{\pi}} \right] \varphi_{\epsilon}^2. \quad (\text{П.9})$$

Для равновесной системы с $T=0$ оно совпадает с соответствующим выражением, найденным ранее в [6].

Дальнейшее усреднение полученных выражений по пионным полям позволяет вычислить вклад, вносимый средовыми пионами в макроскопические характеристики системы: плотность заряда, термодинамический потенциал, энергию и др. Например, усредняя (П.7) с учетом (П.3) находим вклад πN -взаимодействия в термодинамический потенциал:

$$\Omega_{\pi N}^{\text{int}} = \int_0^f df \langle \varphi | \Omega_{\pi}^{\text{eff int}} | \varphi \rangle = -\frac{i}{2} \int \{ F_{12} \Pi_{21}^{\epsilon} + \mathcal{D}_{21}^A \Omega_{21} \} dX_2, \quad (\text{П.10})$$

$$F_{21} \equiv \mathcal{D}_{23}^R \Omega_{34} \mathcal{D}_{41}^A.$$

Аналогично для энергии πN -взаимодействия из (П.8) получаем

$$E_{\pi N}^{\text{int}} = -\frac{i}{4} \int \left\{ \frac{\partial \Pi_{21}^{\epsilon}}{\partial i\mu_{\pi}} \frac{\partial F_{12}}{\partial t_1} + \frac{\partial \Omega_{21}}{\partial i\mu_{\pi}} \frac{\partial \mathcal{D}_{12}^A}{\partial t_1} \right\} dX_2. \quad (\text{П.11})$$

В стационарной однородной системе после фурье-преобразования (П.11) имеем

$$E_{\pi N}^{\text{int}} = \frac{i}{4} \int \frac{d\omega d^3k}{(2\pi)^4} \left\{ 2\omega(\omega + \mu_{\pi}) F(\omega) - \omega \frac{\partial \Pi^{\epsilon}(\omega)}{\partial i\mu_{\pi}} F(\omega) - \omega \frac{\partial \Omega(\omega)}{\partial \mu_{\pi}} \mathcal{D}^A(\omega) \right\}. \quad (\text{П.12})$$

Из (П.12), (П.6) следует связь между спектральными плотностями заряда и энергии

$$E_{\pi}(\omega) = \omega \rho_{\pi}(\omega), \quad (\text{П.13})$$

$$\rho_{\pi} = \int \frac{d\omega d^3k}{(2\pi)^4} \rho_{\pi}(\omega), \quad E_{\pi} = \int \frac{d\omega d^3k}{(2\pi)^4} E_{\pi}(\omega).$$

Полученные выше выражения позволяют найти вклад пионных степеней свободы в различные динамические характеристики системы.

В термодинамически равновесном случае между функциями Грина существуют дополнительные связи, позволяющие выразить все величины с индексами $i, j = +, -$ через одну. Например, \mathcal{D}^i выражается через \mathcal{D}^A , Π^{ij} — через Π^A .

Выражение для энергии (П.12) упрощается и с учетом связи

$$F = 2i \operatorname{cth}(\omega/2T) \operatorname{Im} D^R, \quad \Omega = 2i \operatorname{cth}(\omega/2T) \operatorname{Im} \Pi^R \quad (\text{П. I4})$$

приобретает вид

$$E_{\pi N}^{int} = -\frac{1}{2} \int \frac{d\omega d^3K}{(2\pi)^4} \omega \operatorname{cth} \frac{\omega}{2T} \left\{ \left[2(\omega + \mu_\pi) - \frac{\partial \operatorname{Re} \Pi^R}{\partial \mu_\pi} \right] \operatorname{Im} D^R - \frac{\partial \operatorname{Im} \Pi^R}{\partial \mu_\pi} \operatorname{Re} D^R \right\}. \quad (\text{П. I5})$$

Переход от (П. I5) к (П. 9) для классического пионного поля становится очевидным, если воспользоваться соотношением $\langle \varphi_{\pi N}^2 \rangle = -\operatorname{cth}(\frac{\omega}{2T}) \operatorname{Im} D^R$, следующим из связи (П. I4).

Также можно упростить выражение для термодинамического потенциала:

$$\Omega_{\pi N}^{int} = \frac{1}{2} \int \frac{d\omega d^3K}{(2\pi)^4} \operatorname{cth} \frac{\omega}{2T} \left\{ \operatorname{arctg} \frac{(\operatorname{Re} \Pi^R)^2 + (\operatorname{Im} \Pi^R)^2 - (\omega_{x \text{ vac}})^2 \operatorname{Re} \Pi^R}{\operatorname{Im} \Pi^R (\omega_{x \text{ vac}})^2} + \right. \\ \left. + \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Re} \Pi^R}{\operatorname{Im} \Pi^R} \right\}, \quad \omega_{x \text{ vac}} = \sqrt{m_\pi^2 + K^2}. \quad (\text{П. I6})$$

После этого, пользуясь связями между различными термодинамическими потенциалами, легко восстановить другие характеристики пионной подсистемы, например:

$$F = E - TS, \quad \Omega = -PV, \quad \rho = -\frac{\partial \Omega}{\partial \mu}. \quad (\text{П. I7})$$

Отсюда с учетом (П. I3) для энтропии пионной подсистемы имеем

$$TS(\omega) = (\omega - \mu) f(\omega) - \Omega(\omega), \quad S' = \int \frac{d\omega d^3K}{(2\pi)^4} S'(\omega). \quad (\text{П. I8})$$

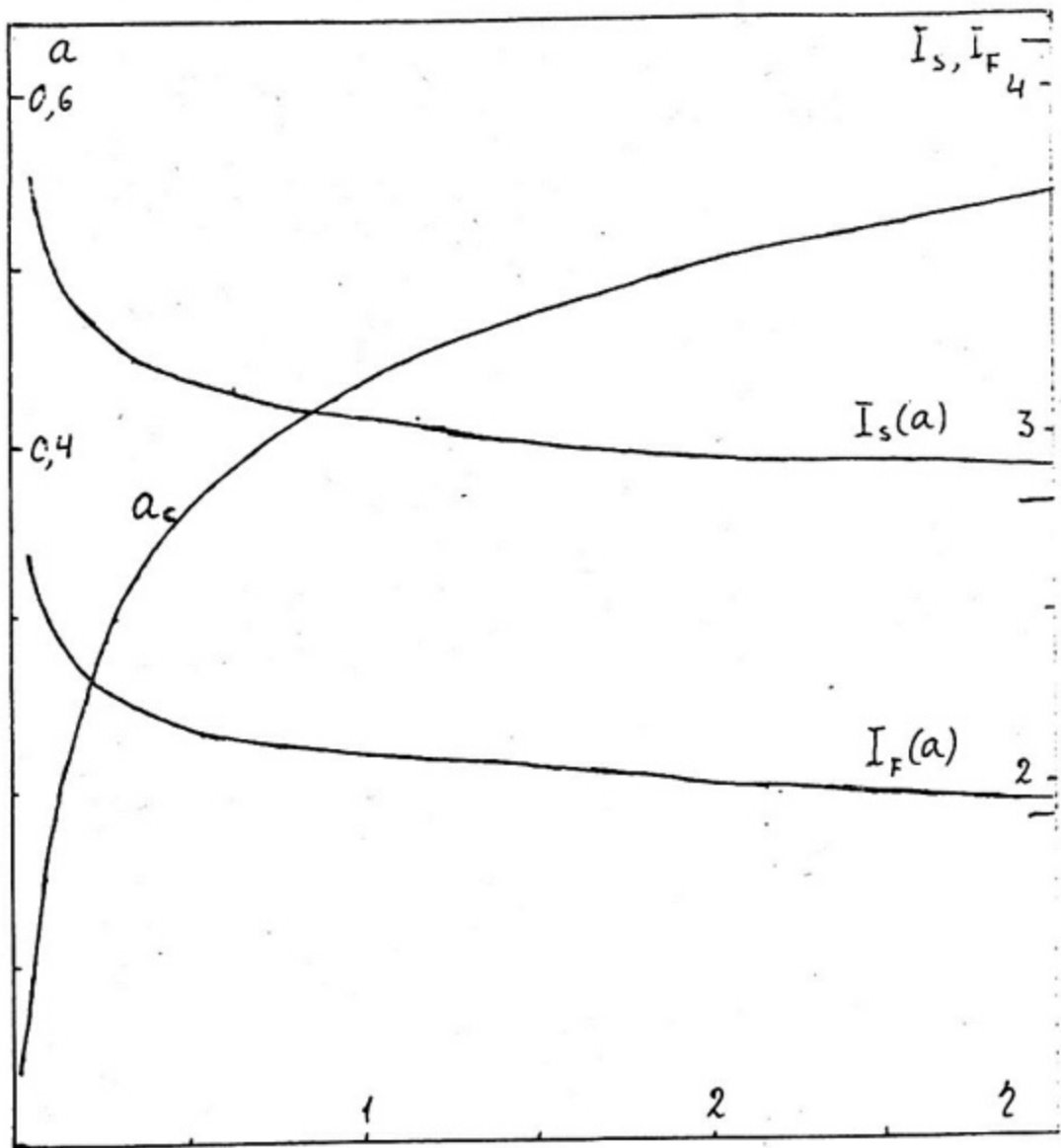


Рис. I. Зависимости $a_c(\eta)$, $a_c = a(\omega_0^2(k_0) = 0)$, $\eta = 2J_1/\sqrt{T}$; $I_s(a)$ и $I_F(a)$, вычисленные соответственно по формулам (20), (27), (29)

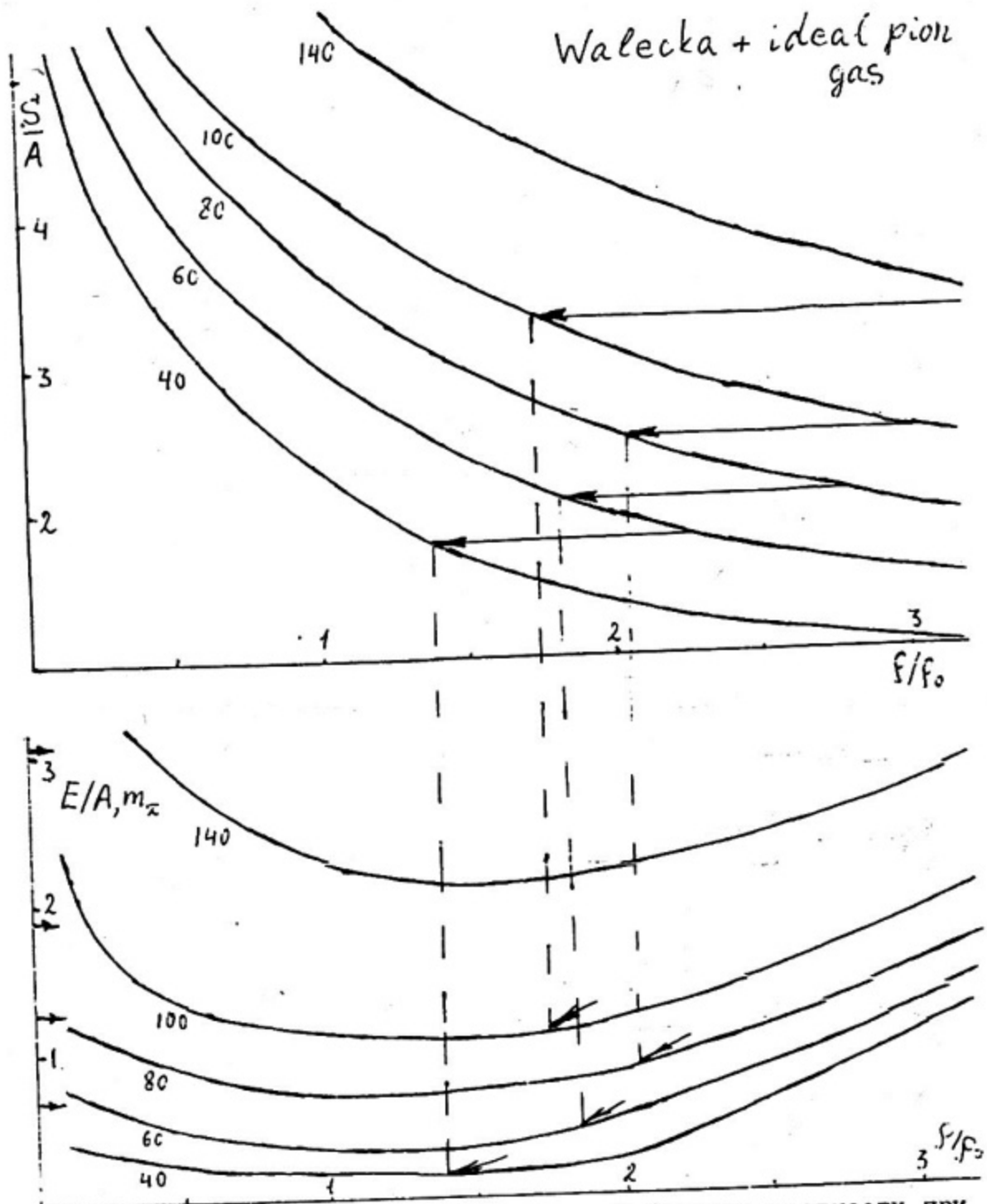


Рис. 2. Энтропия и энергия на нуклон как функции плотности при различных значениях температуры. Нуклоны рассчитываются по модели Валецки, пионы по модели идеального пионного газа. Горизонтальные стрелки (внизу) – энергии столкновения ядер в системе их центра масс. Палонные стрелки обозначают зависимости $T(\rho)$, $E(\rho, T)$ в ходе расширения файрбола. Горизонтальные стрелки (вверху) – сохраняющиеся величины энтропии

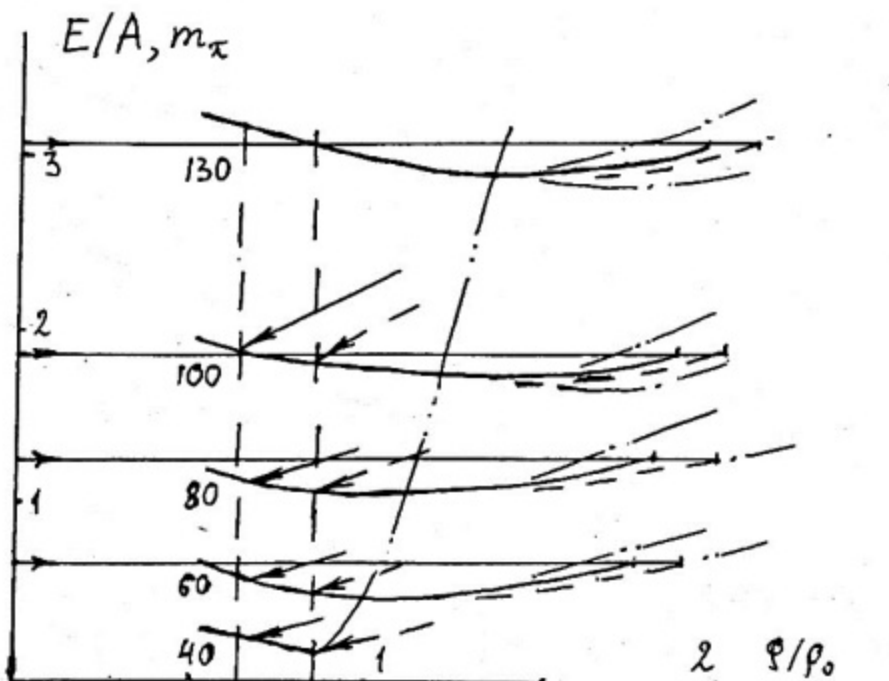
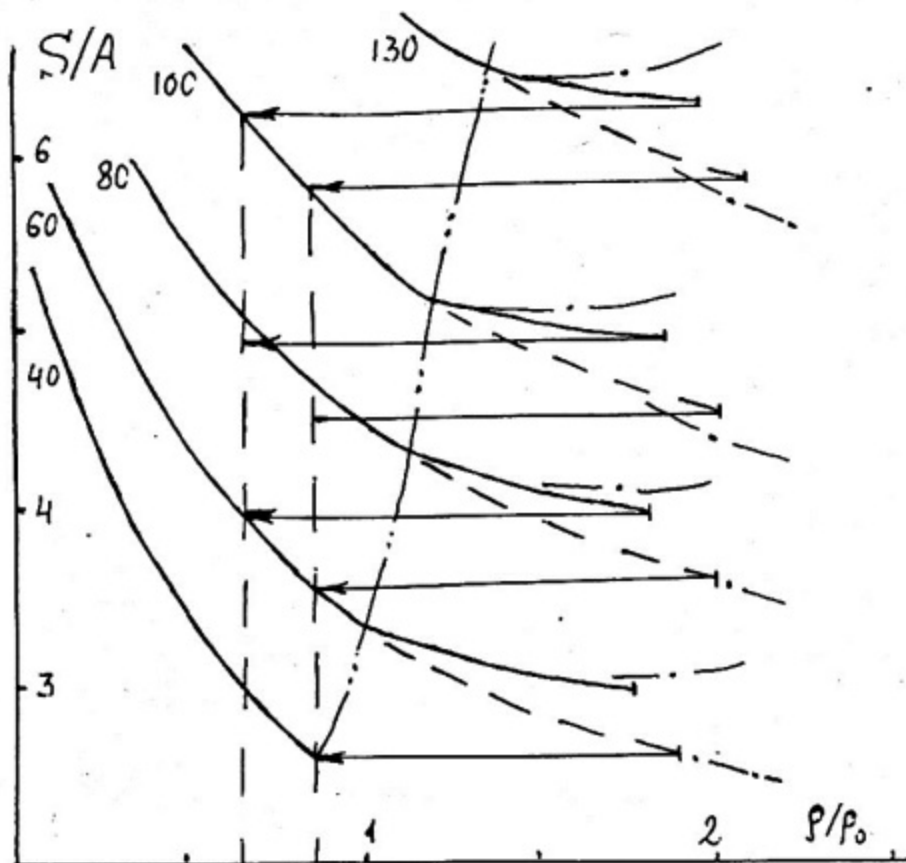


Рис. 3. То же, что на рис.2, но пионы рассчитываются с учетом поляризации и флуктуаций. Сплошные - $\lambda_y \sim 0,3$, штрих-пунктирные - продолжения $\lambda_y = 0$ и $\lambda_y = \infty$ (ниже), штриховые рассчитаны без учета флуктуаций. Штрихпунктир с двумя точками - значения ψ_{i1}

Список литературы

1. Walecka J.; D. - Phys. Lett., 1975, 59B, p.109.
2. Г.Бете. Теория ядерной материи.-М.: Мир, 1974.
3. Friedman B., Pandharipande V. R. - Nucl. Phys., 1981, A361, p.502.
4. Friedman B., Pandharipande V. R., Usmani Q. M. - Nucl. Phys., 1981, A372, p.483.
5. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер.-М.: Наука, 1983.
6. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях.-М.: Наука, 1978.
7. Борзов И.Н., Саперштейн Э.Е. и др.-ЭЧАЯ, 1981, т.12, № 4, с.348; Троицкий М.А. Чекунаев Н.И.-ЯФ, 1981, 33, с.1300.
8. Воскресенский Д.Н., Мишустин И.Н.-Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.486; 1981, 34, с.317; ЯФ, 1982, 35, с.1139.
9. Дюгаев А.М. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с.341, ЖЭТФ, 1982, 83, с.1005, ЯФ, 1983, 38, с.934.
10. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика.-М.: Наука, 1979, т.Х.
11. Воскресенский Д.Н., Сенаторов А.В.-ЯФ, 1987, № 2 (в печати).
12. Schulz H., Voskresensky D.N. Phys. Lett., 1984, 141B, p.37.
13. Воскресенский Д.Н. Сенаторов А.В.-Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.395; ЖЭТФ, 1986, 90, с.1505.
14. Bertsch G., Cugnon J. - Phys. Rev., 1981, C24, p.2514.
15. Kapusta J.I., Strotman D. - Phys. Rev. 1981, C23, p.971, 1282.
Csernai L.P., Barz H.W. - Z.Phys., 1980, A296, p.173.
16. Nagamiya S. et.al. - Phys. Rev., 1981, C24, p.971.
Nagamiya S. - Inv. talk at 3 Intern. Conf. on Ultra Rel. Nucleus-Nucleus Coll., Brookhaven, 1983.
17. Siemens P.J., Kapusta J.I. - Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p.1486.
18. Csernai L.P., Kapusta J.I. - Phys. Rep. 131, 1986, p.223

Содержание

1. Эффективный лагранжиан пион-нуклонной системы.....	3
2. Дополнительный вклад в термодинамические величины ядерной системы, связанный с пионными степенями свободы....	7
3. Модель ядро-ядерного столкновения. Результаты численных расчетов.....	II
4. Приложение. Эффективный пионный лагранжиан в неравновесной ядерной системе.....	16
Список литературы.....	23

Дмитрий Николаевич Воскресенский
Александр Владимирович Сенаторов

Пионные степени свободы в ядро-ядерных столкновениях

Рукопись поступила в издательский отдел 13.10.86

Ответственный за выпуск А.В.Сенаторов

Л. - 63383 Подписано в печать 15/ХII - 1986г. Формат 60x84 1/16

П.л. 1,5 Уч.-изд.л. 1,25 Тираж 130экз.

Изд. №056-86 Заказ 3432

Цена 10 коп.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д.31