Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.12, стр.950 - 954

О СВОЙСТВАХ ГОРЯЧЕГО АДРОННОГО ВАКУУМА

А.М.Дюгаев

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН
142432 Черноголовка Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 28 октября 1993 г.

Для нуклонов, так же как и для электронов в полупроводниках при высоких температурах, происходит размытие энергетической щели, разделяющей нуклонные и антинуклонные состояния. Эффект связан с перестройкой спектра нуклонов в плотной среде тепловых пионов. Уравнение состояния адронного вакуума имеет точку окончания, то есть существует предельная температура T_k, выше которой адронный вакуум не существует даже как метастабильный. Дана оценка для температуры деконфаймента.

1. Согласно существующим теоретическим представлениям, при высоких температурах T происходит деконфаймент – фазовый переход газа адронов в газ кварков и глюонов [1]. Оценка температуры деконфаймента T_c дана в модели мешков [2] в предположении, что из-за большой разности масс нуклонов M и пионов m $(m \ll M)$ для $m < T < M$ плотность нуклон-антинуклонных пар экспоненциально мала. Это давало основания не учитывать влияние нуклонов на фазовый переход и интерпретировать деконфаймент как фазовый переход плотного газа пионов в газ кварков. В предлагаемой работе показано, что такой подход требует уточнения, так как при $T > m$ происходит уменьшение щели $2M$, разделяющей нуклонные и антинуклонные состояния. Это приводит к резкому температурному росту плотности нуклонов n и антинуклонов $\bar{n}$. Рассматривается адронный вакуум, для которого $n = \bar{n}$. Плотности n и $\bar{n}$ определяются значением эффективной массы нуклона M^*, зависящей от T. Для $T > m$ ниже получены зависимости n и M^* от T:

$$n \approx T_k^3 \exp\left[-\frac{M^*}{T}\right], \qquad M^* = M\left(1 - \frac{T^2}{T_k^2}\right) \tag{1}$$

и дана оценка сверху для температуры T_k (выбрана пионная система единиц: $\hbar = c = m = 1$) :

$$T_k^2 < \frac{M(10)^{1/2}}{2\pi g} \equiv T_{k0}^2, \tag{2}$$

где g – константа пион-нуклонного взаимодействия: $g \cong 1$. При $T \gg T_k$ адронная фаза вакуума не может существовать даже как метастабильная, то есть T_k имеет смысл температуры абсолютной неустойчивости адронного вакуума. Деконфаймент происходит при заведомо более низкой температуре T_c, поэтому приведенная оценка (2) дает ограничение и на T_c : $T_c < T_k <$ 250 МэВ.

Следует отметить, что из-за малости времени столкновения тяжелых ионов деконфаймент является существенно неравновесным фазовым переходом. Для эксперимента представляет интерес определение не температуры равновесного деконфаймента T_c, а именно температуры абсолютной неустойчивости адронного вещества T_k. Быстрый перегрев адронов до $T > T_k > T_c$ приводит к деконфайменту, минуя долгую стадию образования крупных зародышей кварковой фазы. При этом переход имеет характер теплового взрыва, точнее, пробоя адронного вакуума.

Сильное увеличение плотности нуклон-антинуклонных пар при $T > m$ приводит к интересной возможности диагностировать горячее адронное вещество не в момент его разлета [3], а на ранних стадиях столкновения ядер, путем измерения спектров проникающих частиц [4], то есть фотонов и лептонов, образующихся в результате аннигиляции этих пар. Такие аннигиляционные частицы являются предвестниками деконфаймента, они несут информацию о зависимости параметра M^* от энергии столкновения ядер и о температуре ядерного вещества (1).

2. Суть рассматриваемого явления удобно разъяснить, обратившись к аналогичной задаче о спектре электронов и дырок в полупроводниках при высоких T. В результате учета электрон-фононного взаимодействия появляются хвосты электронной плотности состояний глубоко в запрещенной зоне и четкая при $T = 0$ щель в спектре размывается с ростом T [5]. Аналогия здесь полная: электроны→нуклоны, дырки→антинуклоны, фононы→пионы. Нуклон, как частица со спектром $E_p^2 = M^2+P^2$, является элементарным возбуждением на фоне нулевых колебаний пионного поля, то есть на фоне холодного вакуума. При $T = 0$ существует газ реальных тепловых пионов, которые тяжелый нуклон может поглощать, существенно не изменив своего импульса P, так как $M \gg m$. Энергия же нуклона E при каждом таком акте поглощения меняется сильно на величину $\sim T$, что приводит к его сходу с массовой поверхности $E = E_p$. Иначе говоря, нуклон на фоне горячего вакуума уже не характеризуется хорошо определенным спектром E_p. Однако такие его грубые характеристики, как плотность состояний $\rho(\omega)$ и средние числа заполнения n_p, можно корректно определить и при $T \neq 0$, связав их с запаздывающей нуклонной функцией Грина $G^R(\omega)$ [6]:

$$G^R(\omega) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho(\epsilon)d\epsilon}{\omega - \epsilon + i\gamma}, \quad n_p = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho(\omega)d\omega}{\exp[(\omega + E_p)/T] + 1}; \tag{3}$$

интегрированием по p определяется плотность нуклонов n:

$$n = 4\int n_p \frac{d^3p}{(2\pi)^3}, \qquad n_0 = 4\left(\frac{MT}{2\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{M}{T}\right), \tag{4}$$

где n_0 – значение n при $T < M$, найденное без учета пион-нуклонного взаимодействия, когда $\rho(\omega) = \pi\delta(\omega)$. Учесть это взаимодействие можно на основе хорошо развитой диаграммной техники для аналогичной задачи о влиянии тепловых фононов на электроны в металлах и полупроводниках. В качестве пионной функции Грина выступает величина $D(k,\omega)$, аналог фононной функции [6]:

$$D(k,\omega) = g^2 \frac{(\vec{\sigma}_1\mathbf{k})(\vec{\sigma}_2\mathbf{k})(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)}{\omega^2 - \omega_k^2}, \tag{5}$$

σ и τ-матрицы спина и изоспина нуклонов, а ω_k – спектр пионов: $\omega_k^2 = 1 + k^2$. Диаграммная техника, развитая для учета электрон-фононного взаимодействия [6], в данном случае существенно упрощается, так как можно пренебречь отдачей нуклона при излучении и поглощении пиона ($M \gg m$). Из-за этого нуклонная функция Грина G^R фактически зависит от одной переменной $\omega \equiv E - E_p$, а не от E и p по отдельности:

$$G^R(\omega) = \frac{1}{\omega - \Sigma^R(\omega) + i\gamma}, \tag{6}$$

$$\Sigma^R(\omega) = \frac{3g^2}{4\pi^2} \int\limits_1 \frac{(\epsilon^2 - 1)^{3/2} d\epsilon}{\exp(\epsilon/T) - 1} [G^R(\omega + \epsilon) + G^R(\omega - \epsilon)].$$

Выражение (6) применимо в линейном приближении, когда плотность нуклон-антинуклонных пар мала и не нужно учитывать перенормировку спектра пионов в нуклонном поле [7]. Кроме этого, в (6) учтен вклад в Σ^R только от диаграмм без пересечения пионных линий. Обоснование этого приближения дано в работе [8]. Дело в том, что вершина излучения пиона нуклоном содержит фактор $(\vec{\sigma}\mathbf{k})\vec{\tau}$ (5), где σ и τ – матрицы спина и изоспина. Как результат некоммутативности этих матриц, каждая диаграмма с пересечением пионных линий в $3 \times 3 = 9$ раз меньше соответствующей ей диаграммы без их пересечений. В (6) не учтено также наличие Δ резонанса в амплитуде пион-нуклонного рассеяния. Все указанные эффекты анализировались. Выяснилось, что их учет приводит только к уменьшению значения T_k (2) и только увеличивает приведенные ниже значения $\rho(\omega)$ (8), (13) в глубине запрещенной зоны.

Соотношение (6) является замкнутым нелинейным уравнением для функции $\Sigma^R(\omega)$. Через его решение определяется плотность состояний $\rho(\omega)$:

$$\rho(\omega) = \frac{\gamma(\omega)}{[\omega - \mathrm{Re}\Sigma(\omega)]^2 + \gamma^2(\omega)}, \qquad \gamma = \mathrm{Im}\Sigma. \tag{7}$$

3. Решение уравнения (6) можно найти в пределе низких, $T < 1$ и высоких, $T > 1$, температур. Для низких T плотность пионного газа экспоненциально мала и можно пренебречь $\mathrm{Re}\Sigma$ рядом с ω в (7). При этом глубокий хвост плотности состояний удовлетворяет правилу Урбаха [5]:

$$\rho(\omega) = \pi \frac{\lambda^2}{6\omega^2} \varphi(|\omega|) \exp\left[-\frac{|\omega|}{T}\right], \qquad \lambda \equiv \frac{3g}{2\pi}, \qquad |\omega| \gg 1. \tag{8}$$

Для предэкспоненты φ из (6) следует уравнение

$$\varphi(\omega) = \omega^3 + \frac{\lambda^2}{6} \int\limits_0^\omega (\omega - \epsilon)^3 \frac{\varphi(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon^2}, \qquad \omega > 0, \tag{9}$$

решение которого дается степенным рядом

$$\varphi = \omega^3 \left(1 + \lambda^2 \frac{\omega^2}{5!} + \lambda^4 \frac{\omega^4 3!}{5!7!} + \ldots\right). \tag{10}$$

Подстановка (8), (10) в (3), (4) определяет плотность нуклонов n:

$$n(T) = n_0(T) \left(1 + \frac{\lambda^2 M^2}{2!3!} + \frac{\lambda^4 M^4}{4!5!} + \frac{\lambda^6 M^6}{6!7!} + \ldots\right). \tag{11}$$

При $T \to 0$ плотность нуклонов n не переходит в $n_0(T)$, поэтому газовое выражение для $n_0(T)$ не имеет области применимости. Разложение (11) идет по большому буквенному параметру $M^2 \gg 1$. Глубокий хвост нуклонной плотности состояний $\rho(\omega)$ возникает уже в первом порядке теории возмущений по константе пион-нуклонного взаимодействия g^2. Аналогичный эффект есть и в твердом теле: уже в первом порядке по электрон-фотонному взаимодействию появляется глубокий хвост электронной плотности состояний в запрещенной зоне полупроводников. Однако из-за малости постоянной тонкой структуры $\alpha = 1/137$ этот эффект незаметен на фоне конкурирующих многофононных эффектов.

4. При высоких, $T > 1$, температурах характерные в (6) $\omega \approx T^2$ больше, чем $\epsilon \approx T$, поэтому применимо статическое приближение и уравнение для G становится алгебраическим:

$$G^{-1}(\omega) = \omega - V_0^2 G(\omega),$$

$$V_0^2(T) = \frac{2}{3}\lambda^2 \int\limits_0^\infty \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\omega/T) - 1} = g^2 \frac{\pi^2 T^4}{10}. \tag{12}$$

Следовательно, при $T > 1$ роль газа пионов эквивалентна длинноволновому спин-изоспиновому случайному потенциалу. Через решение уравнения (12) определяются функции $\rho(\omega)$ и $n(T)$:

$$\rho(\omega) = \frac{1}{V_0}\left(1 - \frac{\omega^2}{4V_0^2}\right)^{1/2},$$

$$n(T) = n_0(T)\frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{T}{V_0}\right)^{3/2} \exp\frac{2V_0}{T}. \tag{13}$$

Грубая оценка для T_k (2) отвечает занулению ширины запрещенной зоны для нуклонной плотности состояний $\rho(\omega)$: $M = 2V_0(T_{k0})$. Когда ширина этой зоны становится порядка T: $T - T_{k0} \approx T_{k0}^2/M$, плотность нуклон-антинуклонных пар настолько велика, что необходимо учитывать смягчение спектра пионов в поле этих пар [7]. Задача становится существенно нелинейной, так как из-за перенормировки спектра пионов происходит еще больший рост плотности $n(T)$, то есть рождение адронов носит лавинообразный характер. На основе техники, развитой в [6, 7], можно найти изменение спектра пионов в поле нуклонов путем вычисления поляризационного оператора пионов. Это изменение для существенных для нас k сводится к замене ω_k в (5) на $\tilde{\omega}_k$:

$$\tilde{\omega}_k^2 = 1 + (1 - \nu)k^2, \qquad \nu = \frac{4g^2 n(T)}{V_0(n, T)}. \tag{14}$$

При этом зависимость плотности нуклонов от T при $T > 1$ дается той же формулой (13) с заменой параметра $V_0(T)$ (12) на $V_0(T, n)$:

$$V_0(n, T) = \frac{V_0(T)}{(1 - \nu)^{5/4}}. \tag{15}$$

Анализ соотношений (13), (15) с учетом (12), (14) показывает, что уравнение состояния адронного вакуума, то есть зависимость $n = n(T)$ для плотности нуклон-антинуклонных пар существует только при $T < T_k$. Значение T_k близко к T_{k0} (2):

$$T_k \simeq T_{k0}\left(1 - \frac{T_{k0}}{M}\ln\frac{T_{k0}}{m}\right). \tag{16}$$

При $T = T_k$ производная $n(T)$ по T обращается в бесконечность. Следовательно, $T = T_k$ является граничной температурой уравнения состояния адронного вакуума. Приведем предельные значения параметров n_k и ν_k (14) в точке T_k:

$$n_k = n(T_k) = \frac{T_k}{10g^2}, \qquad \nu_k = \nu(T_k) = \frac{8}{10}\frac{T_k}{M}. \tag{17}$$

В силу неравенства $T_k < M$ (2) из (17) следует малость перенормировки спектра пионов в нуклонном поле (14) вплоть до особой точки $T = T_k$.

Итак, для адронного вакуума существует предельная температура T_k, выше которой не существует уравнения состояния $n = n(T)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-2687).

---

1. И.Л.Розенталь, Ю.А.Тарасов, УФН **163**, 29 (1993).
2. О.Д.Чернавская, Д.С.Чернавский, УФН **154**, 497 (1988).
3. Л.Д.Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 51 (1953).
4. Е.Л.Фейнберг, Изв. АН СССР, сер.физ. **26**, 622 (1962).
5. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
6. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962.
7. А.Б.Мигдал, Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
8. А.М.Дюгаев, ЯФ **38**, 1131 (1983).