

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации

(27 ноября 2002 г.)

27 ноября 2002 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Ткаля Е.В.** (Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва). *Свойства перехода оптической энергии в ядре  $^{229}\text{Th}$ .*

2. **Сисакян А.Н.** (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.). *Явление термализации в физике адронов.*

Краткие содержания докладов публикуются ниже.

PACS numbers: 23.20.Lv, **23.60.+e**, **27.90.+b**, 32.30.Jc

### Свойства перехода оптической энергии в ядре $^{229}\text{Th}$

Е.В. Ткаля

#### 1. Введение

"Ядерный свет", или  $\gamma$ -излучение ядра в оптическом диапазоне будет, по-видимому, в ближайшие год-два обнаружен экспериментально. Для наблюдения такого явления недостаточно иметь сам объект, а именно, атомное ядро с переходом оптической энергии в спектре возбуждения. Нужны еще определенные "внешние" условия, при которых указанное  $\gamma$ -излучение будет доминирующим каналом распада. Оба необходимых фактора являются весьма нетривиальными и кардинально отличаются от того, что мы обычно имеем в ядерной спектроскопии.

#### 2. Ядро

В спектрах возбуждения атомных ядер близко расположенные, в пределах десятков–сотен электронвольт, уровни встречаются не так уж редко. Однако наблюдать переходы между указанными состояниями практически невозможно из-за крайне малых парциальных ширин

таких процессов. Единственная возможность увидеть "ядерный свет" — найти ядро с низколежащим, с энергией в несколько электронвольт, изомерным состоянием. В настоящее время такое ядро известно. Это  $^{229}\text{Th}$ .

Первые указания на существование низколежащего, с энергией менее 100 эВ, состояния в  $^{229}\text{Th}$  были получены еще в середине 1970-х годов [1]. В течение последующих пятнадцати лет оценка сверху для энергии первого возбужденного уровня постепенно снижалась, пока в начале 1990-х, наконец, не стало ясно, что мы имеем дело с состоянием с рекордно низкой энергией  $E_{is} = 3,5 \pm 1,0$  эВ [2, 3], величина которой соответствует оптическому (!) диапазону.

Следует сразу отметить, что сомнений в существовании данного уровня нет. Он является основанием ротационной полосы с асимптотическими квантовыми числами в модели Нильссона  $K^\pi[Nn_zA] = 3/2^+[631]$ . Остальные уровни полосы известны. Не найден только первый, со спином  $3/2^+$ . Независимое подтверждение существования низколежащего состояния было получено экспериментально в реакции  $^{230}\text{Th}(d, t)^{229}\text{Th}$  [4] с верхней оценкой энергии уровня в 7 кэВ.

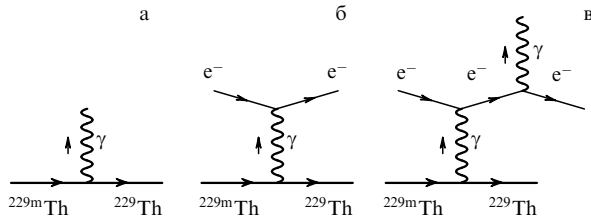
Возможности ядерно-спектроскопических методов измерений в приложении к данной задаче себя исчерпали. Новые идеи о том, как искать столь экзотическое состояние, должны базироваться на понимании каналов распада уровня.

#### 3. Каналы распада уровня $3/2^+(3,5 \pm 1,0$ эВ) в атоме

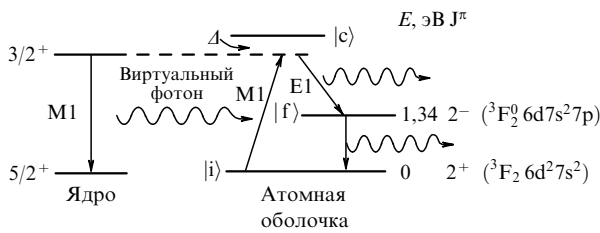
Потенциал ионизации "изолированного" атома тория равен 6,08 эВ. Поэтому возбужденное состояние  $3/2^+(3,5 \pm 1,0$  эВ) не может распадаться в атоме в результате внутренней электронной конверсии гамма-лучей (процесс второго порядка по константе электромагнитного взаимодействия  $e$  на рис. 1).

Остаются либо излучение реального фотона ядром (диаграмма первого порядка на рис. 1), либо распад через атомную оболочку в третьем порядке теории возмущений (см. рис. 1) [5]. Оболочка в этом случае играет роль электронного моста между ядром и фотоном. Отсюда и название процесса — электронный мостик.

Плотность возбужденных состояний атома тория в диапазоне 2,5–4,5 эВ составляет порядка  $10^2$  эВ $^{-1}$ . Спины большего числа состояний известны, а электрон-



**Рис. 1.** Процессы распада низколежащего состояния в тории-229: (а) прямое ядерное излучение; (б) внутренняя электронная конверсия, конверсия на электронах проводимости в металле; (в) прямая диаграмма процесса распада по каналу электронного мостика.



**Рис. 2.** Схема распада низколежащего изомера тория-229 через электронный мостик.

ные конфигурации и термы — нет [6]. Насколько изомерное ядерное состояние окажется близким по энергии к одному из возбужденных атомных уровней и к какому именно, предсказать нельзя. Поэтому все оценки по вероятности распада с участием электронной оболочки атома тория имеют характер оценки по порядку величины.

Вероятность изображенного на рис. 2 неупругого электронного мостика в одноуровневом приближении можно записать в виде

$$W_{\text{ЕВ}} \sim P_{\text{INEET}} \Gamma_{\text{А}}^{\text{rad}}, \quad (1)$$

где  $P_{\text{INEET}}$  — относительная вероятность возбуждения промежуточного атомного уровня при ядерном переходе (так называемый, обратный NEET-процесс [7, 8]), а  $\Gamma_{\text{А}}^{\text{rad}}$  — радиационная ширина атомного перехода из промежуточного в конечное состояние (система единиц  $\hbar = c = 1$ ). Относительная вероятность возбуждения атома при ядерном переходе оценивается из соотношения

$$P_{\text{INEET}} \sim \frac{E_{\text{int}}^2}{\Delta^2}, \quad (2)$$

в котором  $\Delta$  — разность энергий переходов (см. рис. 2), а энергия взаимодействия ядерного  $J_{\text{N}}^{\nu}(\mathbf{r}_{\text{N}})$  и электронного  $j_{\text{e}}^{\mu}(\mathbf{r}_{\text{e}})$  токов во втором порядке теории возмущений для КЭД есть

$$E_{\text{int}} \sim \int d^3 r_{\text{e}} d^3 r_{\text{N}} j_{\text{e}}^{\mu}(\mathbf{r}_{\text{e}}) D_{\mu\nu}(\mathbf{r}_{\text{e}} - \mathbf{r}_{\text{N}}) J_{\text{N}}^{\nu}(\mathbf{r}_{\text{N}}), \quad (3)$$

где  $D_{\mu\nu}(\mathbf{r}_{\text{e}} - \mathbf{r}_{\text{N}})$  — фотонный пропагатор.

Необходимое для численного расчета значение приведенной вероятности ядерного перехода возьмем из работы [9], в которой с учетом кориолисова

смешивания ротационных полос было получено  $B_{\text{W.u.}}(M1; 3/2^+ \rightarrow 5/2^+) = 4,8 \times 10^{-2}$ , где W.u. обозначают единицы Вайскопфа. В этом случае характерная величина энергии взаимодействия  $E_{\text{int}} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  эВ. Типичная ширина атомного перехода  $\Gamma_{\text{А}}^{\text{rad}} \sim 10^{-8}$  эВ. Поэтому, если в качестве  $\Delta$  взять величину, равную обратной средней плотности атомных уровней, т.е.  $10^{-2}$  эВ, то для вероятности распада низколежащего изомера тория по каналу электронного мостика будем иметь  $W_{\text{ЕВ}} \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ . В то же время вероятность прямого ядерного излучения, рассчитанная по обычной формуле

$$\Gamma_{\text{N}}^{\text{rad}}(L; \omega) = \frac{8\pi}{[(2L+1)!!]^2} \frac{L+1}{L} \omega^{2L+1} B(L), \quad (4)$$

не превышает  $2 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  при  $\gamma$ -излучении в вакууме [10]. Таким образом, действительно существует вероятность наблюдения распада изомерного ядерного состояния  $3/2^+(3,5 \pm 1,0)$  эВ по весьма необычному каналу электронного мостика. В эксперименте при этом мы будем иметь два фотона: один излучается собственно при неупругом электронном мостике, а второй — при релаксации атомной оболочки. Показанные на рис. 2 электронные состояния являются вероятными кандидатами на участие в описанном процессе.

Завершая рассмотрение распада изомера в изолированном атоме остановимся кратко на часто задаваемом вопросе: почему процессы более высоких порядков по  $e$  могут преобладать над процессом первого порядка — прямым ядерным излучением? Такая ситуация, заметим, стандартна для ядерной спектроскопии в области низких энергий (до 10 кэВ). Даже для электродипольных ядерных переходов внутренняя электронная конверсия является доминирующим каналом распада ядерных уровней с энергиями в несколько килоэлектронвольт и ниже. Причина проста. В разложении фотонного пропагатора по мультиполям

$$D_{\mu\nu}(\mathbf{r}_{\text{e}} - \mathbf{r}_{\text{N}}) = g_{\mu\nu} \exp \frac{(i\omega|\mathbf{r}_{\text{e}} - \mathbf{r}_{\text{N}}|)}{|\mathbf{r}_{\text{e}} - \mathbf{r}_{\text{N}}|} \sim \sim \omega \sum_{LM} \dots h_L^{(1)}(r_{\text{e}}\omega) \dots j_L(r_{\text{N}}\omega)$$

содержится функция Ханкеля первого рода от электронной переменной  $h_L^{(1)}(r_{\text{e}}\omega)$ . В процессах взаимодействия ядра с атомной оболочкой по крайней мере одно из электронных состояний является связанным состоянием, локализованным на расстояниях меньше боровского радиуса. По указанному масштабу происходит эффективное интегрирование в амплитуде процесса. Вспомним, что энергия перехода тоже мала. В результате аргумент функции Ханкеля всегда удовлетворяет условию  $r_{\text{e}}\omega \ll 1$ , а сама она становится очень большой, так как вблизи нуля имеет вид

$$h_L^{(1)}(r_{\text{e}}\omega) \sim \frac{-i(2L-1)!!}{(r_{\text{e}}\omega)^{L+1}} \gg 1.$$

Это и компенсирует малость, вносимую лишней электрон-фотонной вершиной в амплитуду и далее в вероятность или сечение процесса.

В заключение этого пункта отметим, что торий — химически активный элемент и легко окисляется. Чтобы

"уберечь" его валентные оболочки от химической связи, необходимы специальные меры. Одна из известных и хорошо отработанных технологий — это вмораживание атомов в прозрачную в оптическом диапазоне матрицу из инертного газа. Имеется и ряд других. Поэтому рассмотренный выше процесс экспериментально реализуем.

#### 4. Каналы распада уровня $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$ в конденсированной среде

Этап оптических измерений 1997–1999 гг. [12–16] показал, насколько сложно наблюдать изомерный переход. Эксперименты [12–15] были выполнены по одной схеме. При  $\alpha$ -распаде ядра  $^{233}\text{U}$  низколежащий уровень  $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$  в  $^{229}\text{Th}$  заселяется с вероятностью около 2 %. Используя образец, содержащий 100 мг  $^{233}\text{U}$ , можно ожидать примерно  $7 \times 10^5$  изомерных распадов состояния  $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$  тория-229 в секунду. Такая активность достаточна для оптических измерений.

Во всех упомянутых выше экспериментах работа велась не с "атомарным" торием, а с одним из его химических соединений. Со временем выяснилось, что все, или почти все обнаруженное оптическое излучение с большой вероятностью можно отнести к люминесценции различных химических соединений под действием  $\alpha$ -частиц [14–16, 11]. Поэтому разберем подробнее как происходит распад низколежащего изомера в веществе.

**Распад в металле.** Рассмотрим схему эксперимента, где тонкий слой активного вещества, содержащий одно из химических соединений  $^{233}\text{U}$ , нанесен на подложку. При  $\alpha$ -распаде  $^{233}\text{U}$  дочерние ядра  $^{229}\text{Th}$ , среди которых, напомним, 2 % находятся в изомерном состоянии  $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$ , могут вылететь в вакуум и распасться на стенках камеры (как правило, вне поля видимости оптической системы), а могут затормозиться и распасться в подложке или в веществе самой мишени. Последние два случая представляют наибольший интерес.

Если слой мишени тонок, например, 30–40 Å, как это, вероятно, было в эксперименте [14], то основная часть ядер тория тормозится в веществе подложки, в качестве которой обычно используется благородный металл — платина или золото. При  $\alpha$ -распаде  $^{233}\text{U}$  ядро отдачи  $^{229}\text{Th}$  имеет энергию  $\sim 100 \text{ кэВ}$ . Пробег таких ядер в металлах, согласно данным [17], составляет несколько десятков атомных слоев (около 200 Å). Металл указанной толщины практически прозрачен для видимого оптического излучения и не является препятствием для детектирования фотонов, возникающих при распаде низколежащего изомера  $^{229\text{m}}\text{Th}$ . Вместе с тем в металле возможен еще один канал распада, соответствующий диаграмме второго порядка на рис. 1: девозбуждение изомера через электроны проводимости. Этот процесс аналогичен неупругому рассеянию электронов на ядрах. Он не имеет энергетического порога в металле, так как ядро в данном случае отдает энергию. (Распад изомера в металле можно трактовать и как конверсию на электронах проводимости. Но в отличие от традиционной внутренней конверсии начальное состояние электрона здесь не является связанным атомным состоянием.)

Для качественной оценки вероятности распада  $^{229\text{m}}\text{Th}(3/2^+, 3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$  в так называемом "стандартном" металле [18] используем простейшее приближение свободных электронов [19] (в этой модели электроны

проводимости рассматриваются как газ свободных частиц). Вероятность рассчитывается по формуле

$$W \sim n_e v_e \sigma_{e,e'},$$

в которой  $n_e$  — плотность электронов проводимости,  $v_e$  — их скорость,  $\sigma_{e,e'}$  — сечение процесса.

Пусть энергия начального состояния электрона  $E_i \approx \mathcal{E}_F$ , где  $\mathcal{E}_F$  — энергия Ферми. Соответственно скорость электронов равна скорости Ферми  $v_e \sim v_F = \sqrt{2\mathcal{E}_F/m}$ . При неупругом рассеянии на изомерных ядрах  $^{229\text{m}}\text{Th}$  электроны проводимости приобретают дополнительную энергию  $\omega_N = 3,5 \pm 1,0 \text{ эВ}$ . Если работа выхода электронов из металла меньше  $\omega_N$ , то и после рассеяния они останутся в металле.

Оценка сечения неупругого рассеяния  $\sigma_{e,e'}$  была выполнена в [20] и составляет по порядку величины  $\sigma_{e,e'} \sim 10^{-27} \text{ см}^2$ . Используя далее значения  $n_e \approx 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $\mathcal{E}_F \approx 5,5 \text{ эВ}$  из [18], находим для вероятности  $W \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$  (т.е. время жизни изомера тория в металле составляет  $\sim 10^{-4} \text{ с}$ ).

Полученная вероятность существенно превышает найденную выше оценку в  $10^{-1} - 10 \text{ с}^{-1}$  для вероятности распада низколежащего уровня ядра  $^{229}\text{Th}$  через электронный мостик. Следовательно, процесс конверсии на электронах проводимости действительно может быть доминирующим каналом распада состояния  $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$  в металле.

Интересно отметить, что если в качестве подложки использовать удачно подобранный полуметалл с плотностью электронов проводимости на три-четыре порядка меньше, чем у платины, то излучение оптических фотонов становится уже вполне вероятным.

**Распад ядер отдачи в полупроводнике  $^{233}\text{UO}_2$ .** Очень интересен вопрос о распаде низколежащего изомера  $^{229\text{m}}\text{Th}$ , образовавшегося при  $\alpha$ -распаде  $^{233}\text{U}$  в веществе самой мишени, т.е. в полупроводнике  $^{233}\text{UO}_2$ . Такая ситуация возникает для большого числа ядер отдачи  $^{229}\text{Th}$ , когда толщина мишени превышает длину пробега ядер отдачи. Полупроводник  $^{233}\text{UO}_2$  имеет ширину запрещенной зоны 2,8 эВ [21]. В результате  $\alpha$ -распада  $^{233}\text{U}$  возбужденное ядро  $^{229}\text{Th}$  может в конце пробега расположиться в междоузлии решетки или сесть на место одного из атомов урана, выбив его из занимаемого положения в кристалле. В последнем случае в междоузлии решетки оказывается атом урана.

При всех вариантах первоначальная зонная структура полупроводника  $^{233}\text{UO}_2$  претерпевает возмущение. Как следствие, в его запрещенной зоне появляются дополнительные уровни, которые могут сыграть существенную роль в распаде изомера тория. Энергии ядерного перехода достаточно для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Далее с помощью образовавшихся уровней происходит либо безызлучательная релаксация энергии (в фононы), либо излучение в инфракрасном диапазоне. Вполне вероятно, что излучение видимого диапазона, сопровождающее распад изомера тория в полупроводниковом кристалле  $^{233}\text{UO}_2$ , отсутствует.

**Распад в диэлектрике  $^{229}\text{ThO}_2$ .** Двоокись тория — распространенное и хорошо изученное химическое соединение. Это диэлектрик с шириной запрещенной зоны в 6 эВ и показателем преломления  $n \simeq 2$  для фотонов с энергией 3,1 эВ [22]. Конверсия рассматриваемого ядер-

ного перехода на электронах валентной зоны невозможно: не хватает энергии для перевода электронов в зону проводимости.

Электронный мостик, в принципе, возможен. Но в запрещенной зоне идеального диэлектрика (а именно такой мы здесь и рассматриваем) нет электронных состояний. Поэтому при распаде низколежащего ядерного изомера через электронный мостик в  $^{229}\text{ThO}_2$  роль промежуточных состояний будут играть состояния непрерывного спектра из зоны проводимости. Расстройка между энергиями ядерного и электронного переходов в этом случае превышает 1 эВ. Кроме того, речь может идти только об упругом электронном мостике, т.е. об М1-излучении "во втором" электронном переходе из промежуточного в конечное состояние на рис. 2. Вероятность такого электронного мостика пренебрежимо мала [5].

В результате основным каналом распада низколежащего уровня  $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$  в  $^{229}\text{ThO}_2$  может стать прямое ядерное излучение в оптическом диапазоне, т.е. "ядерный свет". Вероятность распада изолированного ядра в вакууме рассчитывается по формуле (4). Без учета влияния среды  $T_{1/2} = \ln 2 / W_\gamma \simeq 80 \text{ мин} - 8 \text{ час}$  в диапазоне энергий  $\omega = 4,5 - 2,5 \text{ эВ}$ .

Чтобы принять во внимание влияние диэлектрической среды, запишем формулу для вероятности магнитодипольного излучения:

$$W_{\text{м}}^{\text{М1}} = 2\pi \left| \langle \hat{\mu} \cdot \hat{\mathbf{H}}_{\text{м}}^+ \rangle \right|^2 \rho_{\text{м}}(\omega). \quad (5)$$

Здесь  $\hat{\mu}$  — оператор магнитного дипольного момента излучающей системы, а  $\hat{\mathbf{H}}_{\text{м}}^+$  — оператор магнитного поля в среде. Обычно гамильтониан взаимодействия записывают через оператор локального поля. В рассматриваемом случае немагнитного диэлектрика локальное и среднее магнитные поля совпадают. Кроме того, магнитная компонента поля не перенормируется диэлектрической средой по отношению к магнитному полю в вакууме. Поэтому все различие между вероятностями магнитодипольных переходов в среде и в вакууме определяется перенормировкой фазового объема. В веществе  $k^2 = \epsilon \omega^2$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. Поэтому значение  $k^2 dk/d\omega$  увеличивается в среде в  $\epsilon^{3/2}$ , т.е. в  $n^3$  раз [10]. Таким образом, в среде вероятность М1-излучения возрастает в  $n^3$  раз. Соответственно в двуокиси тория наиболее вероятное время жизни состояния  $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$  в  $^{229}\text{ThO}_2$  будет лежать в диапазоне 10 мин – 1 час [10]. (Оговоримся, что эта оценка сделана в предположении, что  $n \simeq 2$  не только при  $\omega = 3,1 \text{ эВ}$ , как в [22], а и во всем энергетическом интервале 2,5–4,5 эВ. Здесь возможно некоторое уточнение численного результата в зависимости от реальной величины  $n$ .)

Проверка влияния неограниченной диэлектрической среды на процесс излучения атома весьма сложна. В этом смысле рассмотренный пример распада уровня  $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$  в  $^{229}\text{ThO}_2$  может быть полезен для экспериментальных исследований.

## 5. Альфа-распад уровня $3/2^+(3,5 \pm 1,0 \text{ эВ})$

Общие закономерности еще одного возможного канала распада первого возбужденного уровня тория-229, а именно,  $\alpha$ -распада, исследованы в работе [23].

Основное состояние ядра  $^{229}\text{Th}$  является основанием ротационной полосы  $5/2^+[633]$  и распадается с периодом

$T_{1/2}^{\text{гр}}(\alpha) = 7880$  лет преимущественно на уровне аналогичной полосы в дочернем ядре  $^{225}\text{Ra}$ . Анализ спектра возбужденных состояний ядра  $^{225}\text{Ra}$ , позволяет сделать вывод, что низколежащий изомерный уровень тория-229 имеет существенно меньшее время жизни относительно  $\alpha$ -распада  $T_{1/2}^{\text{ис}}(\alpha)$  по сравнению с основным состоянием. Действительно, в дочернем ядре  $^{225}\text{Ra}$  уровень  $3/2^+3/2[631]$  (149,96 кэВ), обладающий теми же квантовыми числами, что и изомерное ( $|is\rangle$ ) состояние  $^{229\text{м}}\text{Th}(3/2^+, 3,5 \text{ эВ})$ , лежит на 86,3 кэВ ниже уровня  $5/2^+5/2[633]$  (236,25 кэВ), на который преимущественно идет переход при распаде основного состояния  $^{229}\text{Th}$ . Альфа-частицы больших энергий легче преодолевают кулоновский барьер ядра. Переход  $|is\rangle \rightarrow 3/2^+3/2[631]$  (149,96 кэВ) является облегченным, как и переход  $|gr\rangle \rightarrow 5/2^+5/2[633]$  (236,25 кэВ). Факторы запрета (HF) для облегченных  $\alpha$ -переходов обычно лежат в диапазоне от 1 до 4. Систематизация данных по приведенным ширинам  $\alpha$ -распада нечетных изотопов Rn, Ra, Th, Pu, U и Cm показывает, что для переходов в состояния с теми же квантовыми числами, что и основные состояния распадающихся ядер, приведенные  $\alpha$ -ширины практически одинаковы как для изотопов U и Cm, где не происходит изменения деформации, так и для изотопов Th и Ra, при  $\alpha$ -распаде которых параметр деформации несколько уменьшается. Среди ядер с  $A \geq 221$ , у которых основное состояние обладает квантовыми числами  $3/2^+3/2[631]$ ,  $\alpha$ -распад претерпевают четыре:  $^{225}\text{Th}$ ,  $^{229}\text{U}$ ,  $^{223}\text{Ra}$  и  $^{227}\text{U}$ . Для первых двух известны факторы запрета облегченных  $\alpha$ -переходов: HF = 2,2 для  $^{225}\text{Th}$  и HF = 1,7 для  $^{229}\text{U}$ . Учитывая вышесказанное, в качестве наиболее вероятного значения фактора HF для  $\alpha$ -перехода  $|is\rangle \rightarrow 3/2^+3/2[631]$  (149,96 кэВ) возьмем HF  $\approx 2$ .

Расчет [23] показал, что парциальная вероятность прохождения  $\alpha$ -частицей с энергией  $E_\alpha = 4930 \text{ кэВ}$  и орбитальным моментом  $L = 0$  через потенциальный барьер в переходе  $|is\rangle \rightarrow 3/2^+3/2[631]$  (149,96 кэВ), примерно в 3,7 раз больше, чем для перехода  $|gr\rangle \rightarrow 5/2^+5/2[633]$  (236,25 кэВ).

Для других переходов с изомерного состояния в полосу  $3/2^+[631]$  примерные значения факторов замедления также можно извлечь из данных по  $\alpha$ -распадам  $^{225}\text{Th}$  и  $^{229}\text{U}$ . При этом ошибка в расчете  $T_{1/2}^{\text{ис}}(\alpha)$  будет относительно невелика, так как все уровни рассматриваемой полосы в ядре  $^{225}\text{Ra}$  лежат выше головного и заселяются с меньшей вероятностью из-за большей величины потенциального барьера. Аналогичные оценки были сделаны и для состояний других ротационных полос.

Численный расчет постоянной  $\alpha$ -распада  $\lambda_{\text{ис}}^\alpha$  изомера  $^{229\text{м}}\text{Th}(3/2^+, 3,5 \text{ эВ})$  с факторами запрета, варьируемыми в установленных пределах, дает следующий диапазон значений:  $2 \leq \lambda_{\text{ис}}^\alpha / \lambda_{\text{гр}}^\alpha \leq 4$ , где  $\lambda_{\text{гр}}^\alpha$  — постоянная  $\alpha$ -распада основного состояния  $^{229}\text{Th}$  [23]. Спектр  $\alpha$ -излучения изомерного уровня будет более жестким по сравнению со спектром распада основного состояния [23]. Отметим также, что небольшую, на уровне 1–2 % примесь изомерных ядер  $^{229\text{м}}\text{Th}(3/2^+, 3,5 \text{ эВ})$  можно определить, измеряя в  $\alpha$ -спектре линию с энергией 4930 кэВ.

Отметим один важный для обсуждаемого вопроса результат. Имеются указания [24], что квантовыми числами  $3/2^+3/2[631]$  в спектре  $^{225}\text{Ra}$  обладает уровень с энергией 101,7 кэВ (а не 149,96 кэВ, как считается сейчас).

Если это так, то постоянная  $\alpha$ -распада состояния  $3/2^+(3,5 \pm 1,0$  эВ) вырастет еще в несколько раз и станет больше константы  $\alpha$ -распада основного уровня тория-229 в 8–10 раз.

## 6. Возбуждение уровня $3/2^+(3,5 \pm 1,0)$ эВ

**Эксперимент с синхротронным излучением.** Наиболее последовательный способ определения энергии низколежащего изомера в тории-229 состоит в следующем. Мишень, представляющая собой диэлектрик  $^{229}\text{ThO}_2$ , облучается на пучке синхротронного излучения (СИ) фотонами с энергией 29,19 кэВ. В ядре  $^{229}\text{Th}$  имеется уровень  $5/2^+(29,19$  кэВ), принадлежащий той же ротационной полосе, что и низколежащее состояние  $3/2^+(3,5 \pm 1,0$  эВ). Радиационная ширина перехода из основного состояния в состояние  $5/2^+(29,19$  кэВ) известна ( $\approx 5,6 \times 10^{-9}$  эВ) [11], что позволяет рассчитать сечение возбуждения. Известен также коэффициент ветвления ( $\approx 0,8$ ) для перехода с уровня  $5/2^+(29,19$  кэВ) в искомое низколежащее состояние  $3/2^+(3,5 \pm 1,0$  эВ). Расчет показывает, что на пучке СИ Аргоннской национальной лаборатории в мишени, содержащей 10 мг  $^{229}\text{Th}$ , будет образовываться примерно  $10^7$  изомерных ядер  $^{229m}\text{Th}(3/2^+, 3,5 \pm 1,0$  эВ) в секунду в стандартной геометрии эксперимента. Этого достаточно для измерения энергии оптических фотонов, излучаемых при распаде изомера в диэлектрике.

**Возбуждение лазерным излучением.** После измерения длины волны ядерного перехода описанным выше способом можно будет осуществить возбуждение большого числа ядер  $^{229}\text{Th}$  в изомерное состояние лазерным излучением, настроенным на соответствующую длину волны. Сечение процесса легко оценить из соотношения

$$\sigma_{\gamma}^{(1)} = \frac{\lambda_N^2}{2\pi} \frac{\Gamma_N^{\text{rad}}(\omega_N; \text{gr} \rightarrow \text{is})}{\Delta\omega_L}, \quad (6)$$

где радиационная ширина перехода из основного в низколежащее состояние  $\Gamma_N^{\text{rad}}(\omega_N; \text{gr} \rightarrow \text{is}) \approx 10^{-20}$  эВ [11], а  $\Delta\omega_L$  — ширина лазерного луча. Для лазера с характерной шириной  $\Delta\omega_L/\omega_L \sim 10^{-6}$  сечение возбуждения составит  $10^{-25}$  см<sup>2</sup> [11].

В мишени, содержащей 10 мг  $^{229}\text{Th}$ , на площадке  $0,1 \times 0,1$  см<sup>2</sup> лазером мощностью 1 Вт с относительной шириной линии  $\Delta\omega_L/\omega_L \sim 10^{-6}$  будет возбуждаться  $10^{13} - 10^{14}$  ядер  $^{229}\text{Th}$  в низколежащее состояние  $3/2^+(3,5 \pm 1,0$  эВ) в секунду.

Приведенный способ возбуждения не оптимален. Обратный электронный мостик [25, 8, 26], изображенный на рис. 3, имеет в одноуровневом приближении

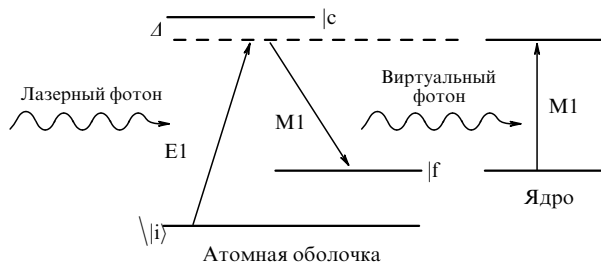


Рис. 3. Схема возбуждения низколежащего изомера тория-229 фотонами в процессе обратного электронного мостика.

сечение

$$\sigma_{\text{IEB}}^{(3)} \sim \frac{\lambda_L^2}{2\pi} \frac{\Gamma_A^{\text{rad}}(\omega_L; i \rightarrow c)}{\Delta\omega_L} P_{\text{NEET}}, \quad (7)$$

где  $P_{\text{NEET}} \approx E_{\text{int}}^2/\Delta^2$  — относительная вероятность возбуждения ядра в атомном переходе,  $\Gamma_A^{\text{rad}}(\omega_L; i \rightarrow c)$  — радиационная ширина атомного перехода из основного состояния в промежуточное на частоте лазерного излучения. При тех же значениях параметров, что и при оценке вероятности распада ядра по каналу электронного мостика, получаем для сечения  $\sigma_{\text{IEB}}^{(3)} \sim 10^{-19} - 10^{-21}$  см<sup>2</sup>. Соответственно скорость возбуждения здесь такова, что возможны создание инверсной заселенности в мишени, наблюдение ускоренного  $\alpha$ -распада ядер тория-229 и другие интересные явления.

Причины столь больших сечений по сравнению с прямым фотовозбуждением очевидны: мультипольный обмен, допускающий возбуждение атома в E1-переходе, а ядра — в процессе NEET уже в M1-переходе, и обсуждавшиеся выше свойства фотонного пропагатора при малых энергиях и наличии связанных электронных состояний. Следует помнить, однако, что эта схема может сработать лишь при определенном стечении обстоятельств: энергия ядерного изомерного уровня должна оказаться близкой к энергии относительно интенсивного атомного M1-перехода; промежуточное и основное атомные состояния должны связываться интенсивным E1-переходом. Но благоприятные обстоятельства могут и не сложиться.

## 7. Заключение

$^{229}\text{Th}$  с необычным для ядер состоянием с энергией  $3,5 \pm 1,0$  эВ может стать объектом ряда интересных исследований на стыке далеких друг от друга разделов физики. Перечислим некоторые из возможностей.

1) Зонд для исследования химического окружения, свойств конденсированных сред и поверхностей. Такие работы ведутся, например, с  $^{235m}\text{U}(1/2^+, 76,8$  эВ). По сравнению с указанным ядром торий имеет ряд преимуществ. Главные из них: распад происходит через валентные электроны, наиболее чувствительные к химическому окружению; есть возможность многократного возбуждения внедренного ядра и повторных измерений.

2) Создание инверсной заселенности в системе ядер посредством высокоэффективного лазерного возбуждения. Ускорение  $\alpha$ -распада ядер тория-229 под действием низкоинтенсивного лазерного излучения через возбуждение состояния  $3/2^+(3,5 \pm 1,0$  эВ).

3) Возбуждение ядерного изомера поверхностными плазмонами [27]. Из-за "концентрации" поверхностных электромагнитных волн в тонком слое плотность потока возрастает на несколько порядков. Негативную роль играет маленький пробег плазмонов с энергиями 2,5–4,5 эВ. В результате данный способ возбуждения может дать выигрыш по сравнению с лазерным возбуждением на 1–2 порядка.

4) "Ядерный свет" — прямое ядерное излучение оптического диапазона в диэлектрике  $^{229}\text{ThO}_2$ . Проверка возможности увеличения вероятности распада в диэлектрической среде в  $n^3$  раз по сравнению с вакуумом. Изучение свойств полости. Высокостабильный ядерный источник света для метрологии.

5) Проверка экспоненциальности закона распада изолированного метастабильного состояния на больших временах. Таких экспериментов было поставлено всего пять, включая первые измерения Резерфорда 1911 г., где экспоненциальность была прослежена до  $27T_{1/2}$ . Сейчас закон проверен до  $45T_{1/2}$ . Сочетание высокоэффективного лазерного возбуждения низколежащего изомера тория-229 с оптимальным сбором оптических фотонов позволит относительно легко преодолеть рубеж  $50T_{1/2}$  [28]. Нужно сказать, что подобные эксперименты крайне сложны и требуют применения самых передовых из имеющихся технологий. В этом смысле они отражают общий уровень научно-технического развития.

6) Замедление  $\gamma$ -распада низколежащего ядерного уровня в диэлектрической матрице  $^{229}\text{ThO}_2$ , находящейся в сферической полости с отражающими стенками, между зеркалами и т.п. Впервые появилась возможность выполнить хорошо известные в атомной физике эксперименты на ядерном переходе.

7) Лазерное охлаждение кристалла  $^{229}\text{ThO}_2$ . Введением примесей можно добиться разделения каналов возбуждения и распада ядерного уровня. Далее, можно возбуждать высокоинтенсивной узкой лазерной линией непосредственно ядро в области прозрачности кристалла и одновременно обеспечить ядерному уровню возможность быстрого распада через примесные состояния в процессе, аналогичном электронному мостику.

Автор приносит глубокую благодарность А.М. Дыхне, С.М. Никитину, В.Д. Озрину и М.В. Субботину за полезные советы и заинтересованное обсуждение многих вопросов, затронутых в настоящей работе. Работа частично поддержана РФФИ (грант 01-02-16199).

## Список литературы

1. Kroger L A, Reich C W *Nucl. Phys. A* **259** 29 (1976)
2. Reich C W, Helmer R G *Phys. Rev. Lett.* **64** 271 (1990)
3. Helmer R G, Reich C W *Phys. Rev. C* **49** 1845 (1994)
4. Burke D G et al. *Phys. Rev. C* **42** R499 (1990)
5. Стрижов В Ф, Ткаля Е В *ЖЭТФ* **99** 697 (1991)
6. Blaise J, Wyart J-F *Tables Internationales de Constantes Sélectionnées Vol. 20 Energy Levels and Atomic Spectra of Actinides* (Paris: Univ. Pierre et Marie Curie, 1992) p. 8
7. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **60** 619 (1994)
8. Tkalya E V et al. *Phys. Scripta* **53** 296 (1996)
9. Дыхне А М, Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **67** 233 (1998)
10. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **71** 449 (2000)
11. Tkalya E V, Zherikhin A N, Zhudov V I *Phys. Rev. C* **61** 064308 (2000)
12. Irwin G M, Kim K H *Phys. Rev. Lett.* **79** 990 (1997)
13. Richardson D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 3206 (1998)
14. Utter S B et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 505 (1999)
15. Shaw R W et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1109 (1999)
16. Young J P, Shaw R W, Webb O F *Inorg. Chem.* **38** 5192 (1999)
17. Буренков А Ф и др. *Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
18. Pippard A B *Rep. Prog. Phys.* **23** 176 (1960)
19. Ашкрофт Н, Мермин Н *Физика твердого тела* (М.: Мир, 1979)
20. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **70** 367 (1999)
21. Ackermann R J, Thorn R J, Winslow G H *J. Opt. Soc. Am.* **49** 1107 (1959)
22. Свиридова А И, Суйковская И В *Оптика и спектроскоп.* **22** 940 (1967)
23. Дыхне А М, Еремин Н В, Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **64** 319 (1996)
24. Gasparro J et al. *Phys. Rev. C* **62** 064305 (2000)
25. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **55** 216 (1992)

26. Ткаля Е В и др. *ЯФ* **59** 817 (1996)
27. Варламов В О и др. *Доклады РАН* **346** 465 (1996)
28. Дыхне А М, Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **67** 521 (1998)

PACS numbers: 12.38.-t, 12.40.Ee, 13.85.Hd

## Явление термализации в физике адронов

А.Н. Сисакян

### 1. Введение

Доклад посвящен описанию неравновесных процессов на примере множественного рождения адронов, в котором переход к термодинамическому равновесию происходит в результате диссипации кинетической энергии сталкивающихся частиц в массы адронов. Динамика этих процессов ограничена необходимостью учитывать связи, ответственные за "невыветание" цветового заряда, и поэтому, вообще говоря, образование термализованного состояния — достаточно редкое явление. Найдено необходимое и достаточное условие корректности описания таких процессов. По своему смыслу оно сходно с условием "ослабления корреляций", которое, по Боголюбову, должно иметь место при приближении системы к равновесию. Физически такая ситуация должна возникать в процессах с очень большой множественностью. Приводятся первые экспериментальные указания, свидетельствующие о возможности наблюдения явления термализации в адронных процессах.

*Термодинамическое описание* привлекательно в первую очередь потому, что оно допускает полное описание сложной системы с использованием лишь ограниченного числа параметров. Обычно используются температура, давление, удельный объем, химический потенциал. В противном случае, когда термодинамическое описание невозможно (например, если система сильно неравновесна), чтобы полностью задать  $n$ -частичную функцию распределения, необходимо знать  $(3n-4)$  независимых параметров.

Строго говоря, понятие температуры — основного термодинамического параметра — приемлемо лишь в случае систем (возможно, подсистем), находящихся в термодинамическом равновесии, для которых характерно однородное распределение энергии по всем степеням свободы. Причем распределение энергии должно выдерживаться с экспоненциальной точностью, а флуктуации в окрестности соответствующего среднего значения энергии (температуры) должны иметь гауссов характер. Иными словами, например, энергетические спектры частиц должны отвечать распределению Больцмана — Гиббса, а флуктуации температуры должны иметь гауссово распределение. Тогда температура — "хороший" параметр.

Можно утверждать, что если в системе существует такой "хороший" параметр, то система находится в энергетическом равновесии в том смысле, что в ней должны отсутствовать макроскопические потоки энергии. Мы будем называть такую систему термализованной. Подробное обсуждение этого вопроса приведено в [1].

Итак, если мы используем температуру, то система находится в тепловом равновесии, таким образом, для ее описания достаточно знать среднюю энергию частиц. Но

при этом надо помнить, что, вообще говоря, в системе может отсутствовать равновесие по другим параметрам.

В природе, как правило, мы не так уж часто встречаем условия полной термализации. Например, термодинамическое описание, вообще говоря, неприменимо к живым биологическим системам, хотя мы и знаем, что температура биологической системы может быть "хорошим" параметром. Ограниченное применение термодинамическое описание имеет и в субатомной физике, в то время как на молекулярном уровне соответствующих примеров достаточно много.

Что же препятствует термализации многочастичной системы? Этот вопрос можно рассмотреть достаточно строго в рамках предложенной  $S$ -матричной интерпретации термодинамики (см. ссылки в [1]). Так, помимо обычной кинетики, термализации могут препятствовать внутренние связи, в результате чего не все степени свободы оказываются равноправными. Природа этих связей в части случаев может быть скрыта в симметрии действия или же гамильтониана. Именно такая ситуация реализуется в физике адронов.

**Функции распределения.** Н.Н. Боголюбов первым обратил внимание на вопрос, каким числом измеримых, так называемых "частичных" функций распределения, можно в действительности обойтись при описании многочастичных систем (см. [2]). А именно, им было отмечено, что для описания всех величин, которые возникают при описании равновесных систем, достаточно задать одночастичную функцию распределения. Это означает, что совершенно достаточно "следить" лишь за одной частицей и можно игнорировать все остальные, чтобы понять термодинамическое состояние системы. Это было началом построения цепочки уравнений ББГКИ (Боголюбова – Борна – Грина – Кирквуда – Ивана).

Фактически та же идея была использована для описания множественного рождения. А именно, было предложено "следить за одной частицей" и игнорировать все остальные. Это так называемый "инклюзивный подход" [3], который в свое время был громадным шагом вперед. Однако нет никакой уверенности, что одночастичных функций распределения достаточно для описания рождения адронов.

Я хотел бы добавить здесь, что наше рассмотрение, в некотором роде, является развитием инклюзивного подхода, когда мы "следим" за группой частиц и игнорируем все остальные. Это обстоятельство в значительной степени упрощает экспериментальные исследования, поскольку позволяет абстрагироваться от ненужных, слишком детальных измерений.

**Явление термализации.** По сути дела, вопрос "Можно ли использовать язык термодинамики для описания процессов множественного рождения?" является альтернативным названием настоящего доклада. Этот вопрос на самом деле требует весьма внимательного рассмотрения, но, тем не менее, сама идея термодинамического описания использовалась многими авторами [4], поскольку неупругое столкновение адронов является процессом диссипации кинетической энергии налетающих частиц. Эта точка зрения интенсивно разрабатывалась Э. Ферми и Л.Д. Ландау, а позже — другими авторами.

**Явление множественного рождения.** Несколько слов об истории физики множественного рождения частиц. Зарождение этого направления исследований следует

отнести к 1927–1930 гг. Именно тогда Д.В. Скобельцын в космических лучах впервые обнаружил ливни частиц высоких энергий. К этим же годам относятся и работы Г.В. Ватагина, в которых он теоретически предсказал возможность возникновения нескольких вторичных частиц при высоких энергиях рождения. Первые прямые наблюдения неупругих процессов относятся к памирской экспедиции Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (В.И. Векслер и др., 1945–1946 гг.).

После открытия в 1947 г. Пауэллом  $\pi$ -мезона стало ясно, что ливни в космических лучах являются результатом взаимодействия частиц высоких энергий (начиная с нескольких ГэВ), в результате которого образуется множество  $\pi$ -мезонов. Изучение множественного рождения в космических лучах было первым шагом и связано с деятельностью ряда наших выдающихся ученых (С.Н. Вернов, В.Л. Гинзбург, Г.Т. Зацепин, А.Е. Чудаков, С.Н. Никольский, Г.Б. Жданов, братья Алиханьян и др.) и, кроме того, таких зарубежных исследователей как Л. Яноши, Д. Морисон, Б. Андерссон и др.

Впоследствии большие программы исследований этих процессов были выполнены как на ускорителях ЦЕРНа, Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (FNAL) — Tevatron, Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) — RHIC, так и в нашей стране — в Серпухове и Дубне.

## 2. О теории множественного рождения

Основным предсказанием обычной статистической модели Ферми – Ландау является предсказание, что система взаимодействующих частиц должна достигать равновесия с окружающей "средой". В рассматриваемых задачах этой "средой" является вакуум. А это означает, что средняя множественность должна быть пропорциональна полной энергии сталкивающихся частиц, т.е. близка к пороговому значению множественности. Однако, как следует из эксперимента, это далеко не так. Данные по средней множественности показывают, что такое поведение далеко от реальности и, по-видимому, полной термализации в адрон-адронных столкновениях не происходит. Дело в том, что, как отмечалось в наших работах, неабелева калибровочная симметрия, управляющая динамикой адронов, должна препятствовать полной термализации [5], по крайней мере, на относительно ранней стадии.

Необходимо отметить также, что, следуя предположениям Э. Ферми и Л.Д. Ландау, термализация должна иметь место, если множественность, в единицах средней множественности, очень велика. Поэтому мы особое внимание уделим очень большой множественности (ОБМ) рожденных частиц.

Представляется важным, и это является *основной целью* развиваемого направления исследований, изучить существование феноменологических указаний на термализацию. При этом предполагается сравнить предсказания статистических моделей с экспериментом. Принципиальным моментом является изучение необходимых и достаточных условий термализации в адронных процессах.

## 3. Феноменология статистического описания

Стоит сказать о том, что все чаще используется статистический подход для описания неупругих столкновений именно тяжелых ионов. *Теоретическая база* была разра-

ботана Ю. Швингером, Л.В. Келдышем и другими авторами. Это позволило нам сформулировать так называемую  $S$ -матричную интерпретацию термодинамики, что, в свою очередь, позволило найти необходимые и достаточные условия термализованности рожденного в ускорительных экспериментах состояния [1, 13]. При определенных ограничениях наша формулировка совпадает с теорией поля в реальном времени и при конечной температуре Швингера–Келдыша [6]. Более детальную связь с термодинамикой наблюдаемых состояний можно было установить, используя формализм функций Вигнера в интерпретации Каррузерса–Захариазена [6]. Следует отметить, что последнее позволяет расширить наш полевой формализм на квантовую статистику конденсированных сред.

К сожалению, в рамках доклада невозможно рассказать о всех методах и статьях. Надо отметить, что большинство из современных статей (1999–2002 гг.) посвящены описанию центрального столкновения тяжелых ионов.

— Так, отмечается, что теоретический анализ рождения вторичных частиц в центральных столкновениях Au–Au при энергиях ускорителя RHIC, основанный на термической модели, находится в хорошем согласии с экспериментом [7].

— Было показано, что усовершенствованная статистическая модель позволяет сделать вывод о том, что можно достигнуть химического равновесия в столкновениях Pb–Pb при энергиях ускорителя SPS [8].

— Применение статистической модели указывает на то, что процесс рождения различных частиц и спектр их импульсов управляются одним параметром [9].

Но, несмотря на этот прогресс в статистическом описании столкновений тяжелых ионов, все же имеет смысл критически подойти к вопросу термализации и попытаться показать количественно, что статистическое описание применимо.

**Структура фазового объема рожденных частиц.** Прежде всего, следует ясно представлять себе картину кинематики множественного рождения. Это позволит найти ту кинематическую область, в которой, скорее всего, надо искать термализованные состояния. Это

полезно также и для определения условий динамики, необходимой для термализации.

Рассмотрим проекцию фазового пространства на плоскость величин продольного ( $p_{||}$ ) и поперечного ( $p_{\perp}$ ) импульсов (рис. 1). Можно выделить следующие области:

— Модели мультипериферического типа относятся к области, называемой "Regge" [10]. Эта кинематика характеризуется малым, не зависящим от исходной энергии и множественности средним значением поперечного импульса (в этой области хорошо работает подход BFKL (Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова)).

— Область применимости пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) (с логарифмическим приближением в основе ее) относится к "глубоко неупругому рассеянию" (deep inelastic scattering, DIS). В этом случае поперечный импульс рожденных адронов значительно больше продольного [11] (подход DGLAP (Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи)).

— Естественно предположить, что "место" термодинамики находится между этими двумя областями — "Regge" и "DIS", поскольку в этом случае поперечный и продольный импульсы рожденных частиц сопоставимы друг с другом и можно ожидать равновесия по этим степеням свободы. Это и есть область очень большой множественности — ОБМ [12] (very high multiplicity — VHM на рис. 1).

По-видимому, конечное состояние неупругого столкновения тяжелых ионов относится к этой промежуточной области.

Для описания области ОБМ была разработана новая теория возмущений [13] — топологическая КХД.

#### 4. Необходимое и достаточное условие термализации

Наш вывод состоит в том, что наличие хорошо определенных термодинамических параметров является необходимым и достаточным условием применимости термодинамического описания. Исходя из этого, можно доказать [14], что если неравенство

$$|K_l(E, n)|^{2/l} \ll K_2(E, n), \quad l = 3, 4, \dots, \quad (1)$$

гарантирующее малость высших центральных моментов

$$K_l(E, n) = \left\langle \prod_{k=1}^l (\varepsilon_k - \langle \varepsilon \rangle) \right\rangle, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_k$  — энергия  $k$ -й частицы, в шкале величины дисперсии энергетического распределения  $K_2(E, n)$  выполняется, то температура будет "хорошим" интегральным параметром, и статистическое описание возможно. Поэтому в первую очередь нужно проверять это неравенство.

Усреднение в (2) проводится по наблюдаемым энергетическим спектрам, когда число рожденных частиц фиксировано. Здесь можно отметить аналогию приведенного выше условия (1) с принципом "ослабления корреляций", который был предложен Н.Н. Боголюбовым для статистической физики. Я хотел бы добавить, что вывод (1) является общим и слабо зависит от динамических деталей.

Можно предложить следующий *сценарий* того, как в адрон-адронных взаимодействиях достигается термализация.

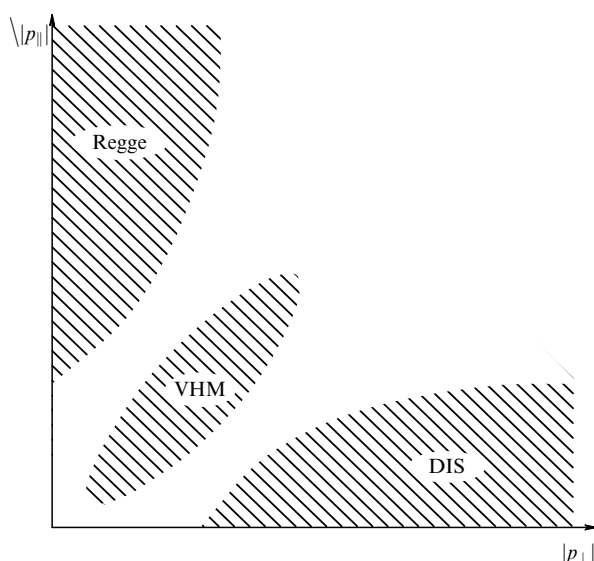


Рис. 1.



зованное состояние с увеличением множественности. В первую очередь следует отметить, что для рождения очень большого числа частиц взаимодействие должно быть центральным. Это позволяет предсказать рост среднего поперечного импульса рожденных частиц с ростом множественности, что подтверждается данными, полученными в эксперименте E735 на ускорителе Tevatron (ФНАЛ). Вышесказанное можно проиллюстрировать в терминах распределения по множественности. Итак, рассмотрим, что может произойти с ростом множественности.

— Мультипериферические модели "работают" до  $n_s \sim \bar{n}(E)^2$ .

— "Жесткие" процессы дают вклад при больших значениях  $n > n_s$ .

— Однако идеологию главного логарифма (leading logarithm approach, LLA) можно применять до такой величины  $n$ , что  $n_s < n < n_h$ .

— В области очень больших множественностей происходит термализация, и все импульсы вторичных частиц сравнимы друг с другом.

— Асимптотическая область является областью "приближения идеального газа", когда импульс частиц значительно меньше их масс.

## 5. Предсказания генераторов событий

**Генератор PYTHIA.** Согласно нашему сценарию, можно выделить три области значений множественности (рис. 2):

— А. Можно заключить, что процессы, учитываемые этим генератором, не могут предсказать даже тенденцию к равновесию. PYTHIA может быть использована лишь в этой области.

— В. Область перехода к термализованному состоянию. ОБМ принадлежит к этой области.

— С. Предельная область термализации:  $(K_3^{2/3}/K_2) \sim 1/n$ .

Как следует из проведенного анализа [15], который отвечает области значений множественности А, можно сделать заключение, что динамические модели, лежащие в основе PYTHIA, не могут предсказывать даже тенденцию к термализации. Это заключение подтверждает наше предсказание, что термализация не может происходить в областях "Regge" и "DIS" (см. рис. 1).

**Генератор HIJING.** Этот генератор предсказывает некоторую тенденцию к термализации. Она объясняется возможностью учета в генераторе явлений кратного перерасеяния. При рассеянии тяжелых ионов термализация

может наступить при меньших значениях множественности, в шкале ее средних значений.

## 6. Что необходимо измерить

— Задача обнаружения явления термализации в неупругих событиях является, по всей вероятности, приоритетной. Для этого необходимо измерить "отношение  $K_3^{2/3}/K_2$ ".

— Это отношение позволит также определить количественно диапазон, где справедлив подход LLA для пертурбативной КХД.

— Важно также изучить отношение средних величин импульсов рожденных частиц  $\langle p_{||} \rangle / \langle p_{\perp} \rangle \rightarrow \pi/4$ . И, таким образом, если наш вывод о том, что при переходе к равновесию взаимодействие становится центральным, верен, тогда это соотношение должно стремиться сверху к  $\pi/4$ .

— В заключение, если "отношение  $K_3^{2/3}/K_2$ " меньше единицы, можно также ввести так называемый "химический потенциал"

$$\mu(E, n) = -\langle \epsilon \rangle \ln \frac{\sigma_n(E)}{\sigma_{\text{tot}}} . \quad (3)$$

Такая интерпретация позволит непосредственно анализировать вклады различных механизмов множественного рождения и наблюдать фазовые переходы.

Планируются следующие эксперименты, в программу которых, в соответствии с нашими предложениями, включено изучение ОБМ и явления термализации.

**Эксперимент "Термализация" (ускоритель U-70, Протвино).** Цель эксперимента:

— определить влияние многочастичных корреляций Бозе–Эйнштейна на явление термализации;

— исследовать роль резонансных возбуждений в процессе установления равновесия по температуре;

— исследовать "хвост" распределения по множественности, чтобы (а) установить применимость S-матричного описания и (б) найти химический потенциал системы.

Исследование процессов с очень большой множественностью при низких энергиях имеет определенные преимущества, так как в силу скейлинга Коба–Нильсона–Олесена (КНО-скейлинг), пусть даже слабо нарушенного, можно подойти достаточно близко к кинематическому порогу, который при энергии 70 ГэВ равен 69 пионов. Таким образом, можно с достаточно высокой вероятностью рожать "холодное" и довольно плотное состояние из пионов.

Эта совершенно новая область исследований, которая будет изучена в Протвино на ускорителе Института физики высоких энергий (эксперимент "Термализация", П.Ф. Ермолов, В.А. Никитин и др.)

**Эксперименты CDF (FNAL), STAR (RHIC) и ATLAS (LHC) <sup>1</sup>.** Цель исследований:

— найти и исследовать свойства термализованного состояния;

— исследовать коллективные явления (типа фазовых переходов) в равновесной системе;

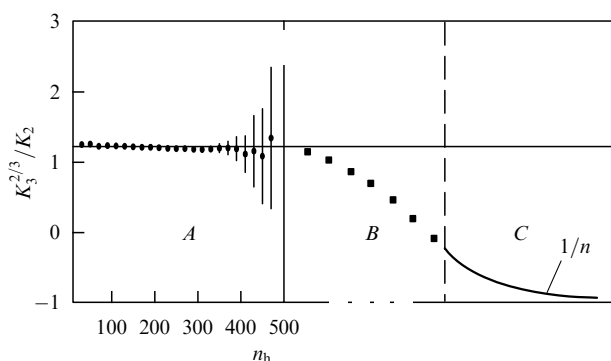


Рис. 2.

<sup>1</sup> В других экспериментах на ускорителях LHC, RHIC и Tevatron также принципиально возможно исследование области ОБМ и явления термализации.

— исследовать область "малых  $x$ " с целью уточнить область применимости квантовой хромодинамики.

В этих исследованиях, в отличие от низкоэнергетического эксперимента в Протвино, желательнее ответить на вопрос о существовании релятивистского (когда импульсы частиц значительно больше их масс) термализованного состояния. Поиск при указанных кинематических условиях позволит избавиться от таких фоновых эффектов, как, например, бозе-эйнштейновские и резонансные корреляции.

Кроме того, определенный интерес представляет исследование КХД в области, когда партоны имеют высокую виртуальность, но малые импульсы. Эта кинематика присуща процессам с очень большими множественностями.

## 7. Анализ экспериментальных данных

В настоящее время мы начали анализ первых данных об отношении  $K_3^{2/3}/K_2$ , полученных в экспериментах STAR и CDF. Имеющиеся результаты предварительны, еще не подтверждены достаточной статистикой, хотя и содержат события с очень высокой, в шкале ее средних значений, множественностью. Можно заметить, однако, некоторую тенденцию к уменьшению отношений  $K_3^{2/3}/K_2$  с ростом множественности.

## 8. Заключение

В заключение мне хотелось бы сказать следующее:

— Имеются определенные указания на существование явления термализации в столкновениях тяжелых ионов.

— Выработка количественных оценок кинематической области ОБМ находится за пределами возможности LLA в пертурбативной КХД. Более того, существующие динамические модели не могут предсказать даже тенденции к равновесию.

— Важно, что найдена  $S$ -матричная интерпретация необходимого и достаточного условия термализации. Это дает нам возможность показать, что термализация должна происходить, по крайней мере, в глубокой асимптотике по множественности.

— Вот почему была предложена новая теория возмущений в сильной связи, т.е. "топологическая КХД". Она описывает возмущения, сохраняющие топологию полей Янга–Миллса. Важно то, что она включает пертурбативную КХД как коротковолновое приближение.

Экспериментальные подходы в физике очень больших множественностей широко обсуждаются с разных точек зрения коллаборациями ATLAS, CDF, STAR и др.

С практической точки зрения создание на основе топологической КХД "быстрого" генератора событий с ОБМ является в настоящее время самой важной задачей. Необходимо также тщательно рассмотреть проблемы триггера и учесть отсутствие достаточного опыта анализа событий с ОБМ.

И в заключение своего доклада я хотел бы сказать, что только с помощью статистического подхода можно дать полное описание неупругого столкновения адронов.

Сформулируем, однако, более общее утверждение: нельзя применять термодинамическое описание лишь на том основании, что мы имеем многочастичную систему. Такие попытки, к сожалению, часто предпринимались в различных областях исследований. Необходимо обратить внимание на методы, позволяющие находить необходимые и достаточные условия термодинамического описания.

## Список литературы

1. Manjavidze J, Sissakian A *Phys. Rep.* **346** 1 (2001)
2. Боголюбов Н Н *Проблемы динамической теории в статистической физике* (М.-Л.: Гостехиздат, 1946)
3. Logunov A A, Mestvirishvili M A, Nguyen Van Hieu *Phys. Lett. B* **25** 611 (1967); Feynman R P *Phys. Rev. Lett.* **23** 1415 (1969); Logunov A A, Mestvirishvili M A, Preprint TH-1707 (Genève: CERN, 1973)
4. Fermi E *Prog. Theor. Phys.* **5** 570 (1950); Ландау Л Д *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **17** 51 (1953); Feinberg E L *Phys. Rep.* **5** 237 (1972); Hagedorn R *Nuovo Cimento* **35** 216 (1965); Андреев И В, Дремин И М *УФН* **122** 37 (1977); Matveev V A, Muradyan R M, Tavkhelidze A N *Lett. Nuovo Cimento* **5** 907 (1972); Bialas A et al. *Nucl. Phys. B* **11** 479 (1969)
5. Manjavidze J, Sissakian A *J. Math. Phys.* **42** 641 (2001)
6. Schwinger J J. *Math. Phys.* **5** 1606 (1964); Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1515 (1964); Niemi A J, Semenoff G W *Ann. Phys. (New York)* **152** 105 (1984); Carruthers P, Zachariasen F *Phys. Rev. D* **13** 950 (1976)
7. Becattini F et al. *Phys. Rev. C* **64** 024901 (2001); Becattini F, Bellucci L, Passaleva G *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **92** 137 (2001); Becattini F *Nucl. Phys. A* **702** 336 (2002); Braun-Munzinger P, Heppe I, Stachel J *Phys. Lett. B* **465** 15 (1999); Heinz U W, Kolb P F, in *Proc. of the 18th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Nassau, Bahamas, Jan. 20–27, 2002* (Eds R Bellwied, J Harris, W Bauer) (Debrecen: EP Systema, 2002) p. 205; hep-ph/0204061
8. Heinz U *Nucl. Phys. A* **661** (Suppl. 999) 140c (1999); Braun-Munzinger P et al. *Phys. Lett. B* **518** 41 (2001); Oeschler H J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **27** 257 (2001); Zhong-Dao Lu, hep-ph/0207029; Baier R et al. *Phys. Lett. B* **539** 46 (2002)
9. Elliott J B et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1194 (2000); Tsallis C, in *Nonextensive Statistical Mechanics and Its Applications* (Lecture Notes in Physics, Vol. 560, Eds S Abe, Y Okamoto) (Berlin: Springer, 2001) p. 3; Kozlov G A *New J. Phys.* **4** 23 (2002); Kharzeev D, in *QCD Perspectives on Hot and Dense Matter: Proc. of the NATO Adv. Study Institute, Cargèse, France, Aug. 6–18, 2001* (NATO Sci. Series, Ser. II, Vol. 87, Eds J-P Blaizot, E Iancu) (Boston: Kluwer Acad. Publ., 2002); hep-ph/0204014; Shuryak E, hep-ph/0205031; Dremin I M, Nechitailo V A, hep-ph/0207068; Alexopoulos T et al. *Phys. Lett. B* **528** 43 (2002); hep-ex/0201030 (2002)
10. Грибов В Н, в сб. *Физика атомного ядра и элементарных частиц: Материалы VIII Зимней школы ЛИЯФ Ч. 2* (Л.: Изд-во ЛИЯФ, 1973) с. 5; Baker M, Ter-Martirosyan K A *Phys. Rep.* **28** 1 (1976); Кураев Е А, Липатов Л Н, Фадин В С *ЖЭТФ* **71** 840 (1976); Липатов Л Н *ЯФ* **20** 181 (1974); Грибов В Н, Липатов Л Н *ЯФ* **15** 781, 1218 (1972)
11. Altarelli G, Parisi G *Nucl. Phys. B* **126** 298 (1977); Андреев И В *Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях* (М.: Наука, 1981)
12. Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G *Phys. Rep.* **100** 1 (1983)
13. Mandjavidze J, Sissakian A *ТМФ* **130** 179 (2002)
14. Mandjavidze J, Sissakian A, in *Bogolyubov Conf. "Problems of Theoretical and Mathematical Physics, Moscow–Dubna–Kyiv, Sept. 27–Oct. 6, 1999; ЭЧАЯ* **31** (7A) 104 (2000)
15. Manjavidze J, Sissakian A, in *31st Intern. Conf. on High Energy Physics: ICHEP02, Amsterdam, July 24–31, 2002*; <http://www.ichep02.nl/Transparencies/QCDS/QCDS-1/qcds-1-4.sissakian.ppt>