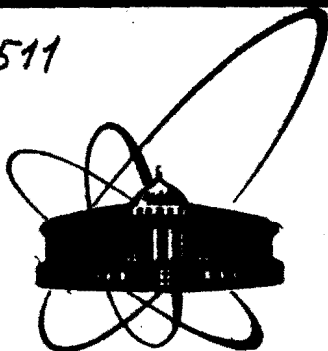


0-511



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-86-312

Э.О.Оконов

ТОРМОЖЕНИЕ И ТЕРМАЛИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
И ПРОБЛЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ КВАРК-ГЛЮОННОЙ  
ПЛАЗМЫ

1986

Необходимым, но отнюдь не достаточным условием получения кварк-глюонной плазмы /"кварк-глюонной плазмы"/ в ядро-ядерных взаимодействиях является термализация ядерного вещества, при которой первоначальная продольная энергия перераспределяется по различным степеням свободы, превращаясь в другие формы энергии - поперечную энергию, в массу образующихся частиц и состояний, в потенциальную энергию сжатия.

Степень термализации зависит от взаимной тормозной способности сталкивающихся ядер и определяется в значительной мере неупругой частью сечений адрон-адронных взаимодействий, то есть последовательными процессами множественного образования частиц, что может привести не только к кинетическому /тепловому/ равновесию, но и к равновесию химическому /по крайней мере, на адронном уровне/.

Основной довод против применимости термодинамического описания ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях состоял в том, что средние пробеги нуклонов и пионов в ядерном веществе  $\lambda \sim 0,5 \div 1,5$  фм/ недостаточно малы по сравнению с размерами даже самых тяжелых ядер для того, чтобы обеспечить достаточное число адронных столкновений, необходимых для установления термодинамического равновесия.

Высказывались также естественные сомнения в том, успеет ли установиться химическое или даже кинетическое равновесие во всей области перекрытия ядер за время их взаимодействия /"взаимопроникновения"/.

Сторонники термодинамического подхода приводили свои контраргументы, указывая на то, что учет возможных дополнительных эффектов, таких, как ударное сжатие <sup>1/1</sup>, образование и взаимодействие нуклоновских изобар <sup>1/2</sup>, двухнуклонный захват пионов, приводит к существенному уменьшению результатов оценки величин  $\lambda$  /до  $0,1 \div 0,2$  фм/. При этом отмечалось также, что термодинамическое равновесие может установиться не во всем объеме взаимодействия, а локально, в пределах небольшого адронного сгустка, возникшего, например, за счет флуктуаций. Как всегда в подобных теоретических спорах, решающее слово остается за экспериментом.

Недавно в ядерных пучках синхрофазотрона и бэвалака были получены первые экспериментальные данные <sup>1/3-5/</sup>, указывающие на термализацию адронного вещества в центральных взаимодействиях релятивистских ядер. Представляет интерес провести сравнительный анализ этих результатов, сопоставив их значимость, а также условия и методы их получения.

Целесообразно рассмотреть имеющиеся данные в порядке увеличения энергии налетающих ядер, использованных в экспериментах.

В обоих берклиевских экспериментах, проведенных в интервале энергий  $E_p = 0,4 \div 1$  А ГэВ, в качестве критерия степени изотропности угловых распределений заряженных продуктов взаимодействия использовалось отношение

$$R = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sum_i |p_{T i}|}{\sum_i |p_{\parallel i}|},$$

где  $p_T$  и  $p_{\parallel}$  — поперечная и продольная компоненты частиц в ЦМ-системе взаимодействующих ядер.

Очевидно, что при изотропном распределении  $R = 1$ , что указывает на торможение /термализацию/, в то время как  $R < 1$  свидетельствует об относительной прозрачности взаимодействующих ядер. В работе <sup>4/</sup> приведены результаты исследования центральных ядерных ( $A_p A_T$ ) столкновений, полученные на бэвалаче с помощью установки "plastic-ball". Из этой работы видно, что величина  $R$  увеличивается с ростом относительного числа заряженных продуктов взаимодействий ( $N_z/Z$ ), которое характеризует степень центральности соударений, и выходит на плато при  $N_z/Z \approx 1$ , приближаясь вплотную к "равновесному значению"  $R = 1$  для NbNb-взаимодействия / $A_{p,T} = 93$ / при  $E_p = 0,4$  А ГэВ. В то же время при больших энергиях / $E_p = 0,65$  А ГэВ/ и /или/ меньших А (CaCa) эта величина оказалась меньше единицы / $R < 1$ /.

Осуществить торможение ядра-снаряда (Ar) при большей энергии / $E_p = 0,77$  А ГэВ/ удалось в другом берклиевском эксперименте <sup>5/</sup>, выполненном на стримерном спектрометре с использованием очень тяжелой мишени (Pb). В зависимости от множественности протонов во взаимодействии ( $M_p$ ) средняя величина  $R$  достигает единицы при  $M_p \sim 40$ , в то время как каскадная модель дает  $R \leq 0,8$ , что указывает на проявление "некаскадных" /коллективных/ процессов.

Следует иметь в виду, что критерий  $R = 1$ , использованный в обоих экспериментах, как отметил соавтор одного из них <sup>6/</sup>, является необходимым, но не достаточным для характеристики изотропного /сферически-симметричного/ распределения. Кроме того, важнейшим условием термализации считается больцмановский характер спектров частиц-продуктов взаимодействия в ЦМ-системе ядер.

Проверка этого условия проводилась в первой из рассмотренных работ <sup>4/</sup> и обнаружила отклонение от ожидаемого экспоненциального характера спектра, что потребовало для удовлетворительного фита введения кроме температуры / $T_0 = 32$  МэВ/ еще одного параметра, так называемой радиальной скорости / $v_r = 0,33$  с/.

В исследованиях, проведенных в ядерных пучках синхрофазотрона / $E_p = 3,67$  А ГэВ/ с помощью стримерного спектрометра СКМ-200 <sup>3/</sup>, при анализе использовался полный набор общепринятых критериев термализации: изотропный /сферически-симметричный/ характер угловых распределений числа образовавшихся частиц и их

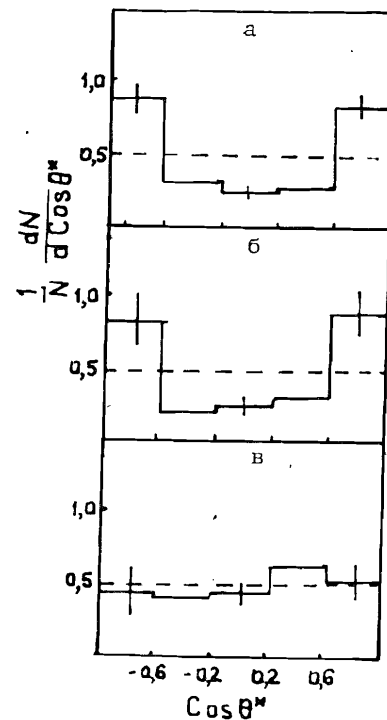


Рис.1. Угловые распределения числа  $\Lambda$ -гиперонов, рожденных в различных взаимодействиях: а/рр- $\Lambda^+$ х / $E_p \sim 5$  ГэВ/, б/нецентральные HeLi-, CC -взаимодействия, в/центральные CC-, CNe-, ONe-взаимодействия.

энергий, соответствие их спектров распределению Максвелла-Больцмана.

Дубненская постановка эксперимента отличалась также большей жесткостью триггера отбора центральных столкновений ядер, который требовал отсутствия среди продуктов взаимодействия фрагментов-спектаторов налетающего ядра, в том числе и нейтронов /в последних облучениях/. Для анализа отбирались события с большим локальным возбуждением, связанным с образованием пары странных частиц /Л и К/ в центральных взаимодействиях ядер /ЦВ/. В качестве объекта сравнения использовались соответствующие характеристики  $\Lambda$ -гиперонов, рожденных в неупругих /нецентральных/ HeLi- и CC-взаимодействиях, которые были зарегистрированы на установке СКМ-200 <sup>7/</sup> и на двухметровой пропановой камере <sup>8/</sup>.

Проанализированные угловые распределения  $dN/d\cos\theta^*$  и  $dE^*/d\cos\theta^*$  для  $\Lambda$ -гиперонов, образовавшихся в центральных взаимодействиях даже сравнительно легких ядер (CC, CNe, ONe), оказались практически изотропными\*, утратили при этом характерную особенность динамики процесса рождения  $\Lambda$ -частиц в NN-взаимодействиях /пики вперед и назад/, которая обусловлена эффектом лидирования барионного дикварка и ярко проявляется в нецентральных HeLi- и CC-столкновениях /см.рис.1/. Энергетический спектр  $\Lambda$ -частиц хорошо фитировался в представлении

$$d^3\sigma/dp^3 \sim \exp(-T^*/T_0),$$

\* Угловые распределения  $\Lambda$ -частиц из ЦВ ядер CСu и СZr близки к изотропным, обнаруживают, однако, некоторую асимметрию, обусловленную вторичными процессами, которая оказывается значительной для еще более тяжелых ядер-мишеней (Fb, Та).

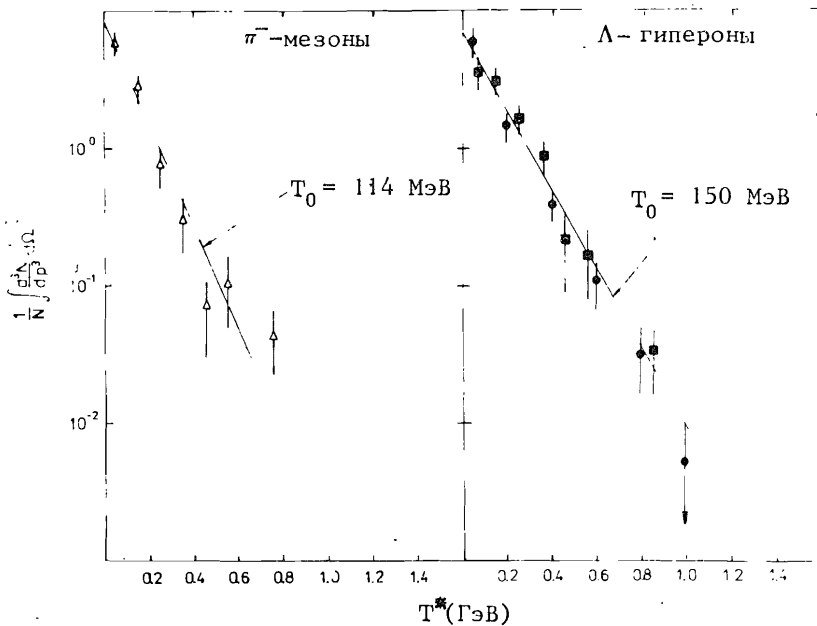


Рис.2. Спектральные характеристики  $\Lambda$ -гиперонов и ассоциативно рожденных  $\pi^-$ -мезонов.

что указывает на его болъцмановский характер /рис.2/. При установленной сферической симметрии угловых распределений определенный по фитированию параметр  $T_0 = 150 \pm 19$  МэВ приобретает физический смысл - это эффективная температура источника /файербола/, образовавшегося в ЦМ-системе сталкивающихся ядер. Эффективная температура может быть найдена также из соотношения, выведенного в болъцмановском приближении:

$$\langle p_T \rangle = \sqrt{\frac{\pi m T_0}{2}} K_{5/2}\left(\frac{m}{T}\right) / K_2\left(\frac{m}{T}\right),$$

где  $\langle p_T \rangle$  - средний поперечный импульс, а  $K_\alpha(x)$  - так называемые функции МакДональда /см., например,<sup>9/</sup>.

Это дает величину  $T_0 = 150 \pm 12$  МэВ, совпадающую с предыдущей оценкой. Таким способом могут быть получены параметры  $T_0$  и для неравновесных распределений: в этом случае они не имеют четкого физического смысла, а характеризуют некоторую усредненную температуру.

В результатах дубненских исследований обращает на себя внимание тот факт, что по мере получения более равномерных распределений с увеличением степени многонуклонности /центральности/  $\Lambda$ -соударений растет также средний поперечный импульс  $\Lambda$ -гиперо-

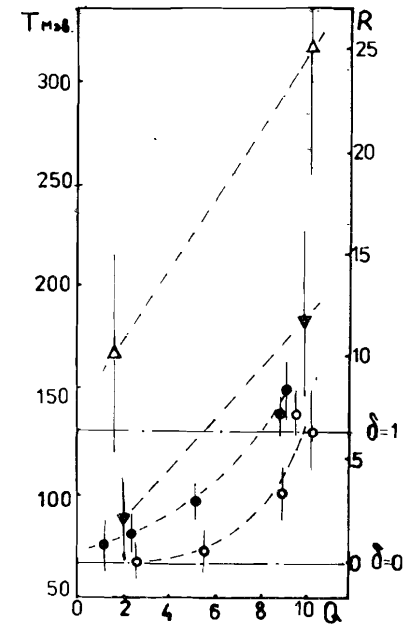


Рис.3. Зависимость от числа провзаимодействовавших протонов ( $Q$ ): а/О - параметра изотропии  $\delta$ ; б/● - температуры  $T_0$ ; в/Δ - относительного выхода кумулятивных  $\Lambda^k$  с  $p^* \geq 1$  ГэВ/с и г/▼ -  $\Lambda^k$  с  $p_T \geq 1$  ГэВ/с.

нов  $\langle p_T \rangle$  и соответствующая ему эффективная температура. Эту закономерность иллюстрирует рис.3, на котором в зависимости от степени центральности /характеризуемой числом провзаимодействовавших протонов  $Q$ / приведены соответствующие значения  $T_0$  и величины

"параметра изотропии"  $\delta = \frac{D_N - D}{D_N - D_0}$ , где  $D, D_0, D_N$  - дисперсии угловых распределений соответственно исследуемого, изотропного и NN(HeLi)-взаимодействий.

Другим примечательным результатом является полученное указание, что угловые распределения  $\pi^-$ -мезонов, сопровождающих рождение "кумулятивных"  $\Lambda^k$ -гиперонов /с  $p^* \geq 1$  ГэВ/с/\*, оказываются в пределах ошибок изотропными, а спектры - болъцмановскими /рис.2/, в то же время значения параметров  $\langle p_T \rangle$  и  $T_0$  также несколько увеличиваются / $\langle p_T \rangle$  с  $234 \pm 4$  МэВ/с/ для "обычных"  $\pi^-$ -мезонов из ЦВ до  $279 \pm 21$  МэВ/с/.

\* Предельное значение величины  $p_T$  ( $p^*$ ) для  $\Lambda$ -гиперона, рожденного в реакции  $NN \rightarrow N\Lambda K$ , составляет  $0,93$  ГэВ/с.

Возникает вопрос, почему в берклиевских экспериментах не удалось достигнуть полного торможения при  $E_p > 0,8$  А ГэВ даже в очень тяжелых ядрах-мишенях (Pb), в то время как при дубненских энергиях  $/E_p = 3,67$  А ГэВ/ в ЦВ сравнительно легких ядер  $/A_{p,T} = 12 \pm 20/$  была получена термализация при образовании  $\Lambda$ -гиперонов, а также при испускании пионов, сопровождающих рождение "кумулятивных"  $\Lambda^k$ -частиц. Возможная причина этого феномена - в особенностях дубненской постановки эксперимента, в котором отбирались и анализировались редкие АА-взаимодействия на уровне сечений  $\sigma \sim /10^{-3} \pm 10^{-4} / \sigma_{in}$  с высокой степенью центральности и большим локальным возбуждением /рождение пары  $\Lambda$  и  $\bar{K}$ /.

Качественную картину процессов, происходящих в таких событиях, можно представить себе следующим образом. В результате очень жесткого соударения ядер в области рождения  $\Lambda$  и  $\bar{K}$  образуется локально термализованный "горячий" сгусток /файербол/, который является источником равномерно распределенных  $\Lambda$ -частиц с большой бозе-эйнштейновской температурой. При более высокой степени возбуждения /рождение "кумулятивных"  $\Lambda^k$ -частиц/ эта термализация распространяется на большую часть зоны перекрытия ядер, что приводит также к изотропному распределению пионов и повышению их бозе-эйнштейновской температуры. Дубненские экспериментальные данные находятся в хорошем количественном согласии с результатами расчетов, сделанных в рамках термодинамической модели  $/10/$  в предположении полного торможения и термализации взаимодействующего ядерного вещества.

Совпадение в пределах ошибок экспериментальных и расчетных значений  $T_0$  в их зависимости от энергии взаимодействующих ядер свидетельствует в пользу такого термодинамического подхода, а соотношение  $T_0(\Lambda) > T_0(\pi)$  отражает значительный вклад пионов от распада  $\Delta$ -резонансов, которые, по предположению модели, находятся в химическом равновесии с остальной пион-нуклонной компонентой.

Следует подчеркнуть, что в рассмотренном экспериментальном подходе, использованном в ядерных пучках синхрофазотрона, удалось достигнуть, как было отмечено в обзорно-аналитической работе  $/11/$ , наибольших /пока!/ температур "разогрева" ядерного вещества, которые ожидаются согласно оценкам  $/12/$  в ядерных пучках ускорителя ЦЕРНа при 200 А ГэВ:

	Эксперимент /синхрофазотрон, ОИЯИ/	Теор. оценки /SPS, ЦЕРН/
$E_{AA}$	3,6 А ГэВ (CC, CNe, ONe)	200 А ГэВ ( $^{16}O$ , $^{16}O$ )
$\langle p_T \rangle$	$590 \pm 40$ МэВ/с	600 МэВ
$T_0$	$150 \pm 12$ МэВ	150 МэВ

Проанализированные экспериментальные данные указывают на возможность получения в АА-взаимодействиях термализованного ядерного вещества /локального сгустка/ при довольно высоких температурах  $/T_0 \sim 150$  МэВ/, что считается необходимым условием для возможного фазового перехода в кварк-глюонную плазму /"кварк-глюонную" /кварк-глюонную/.

На вопрос о том, какие условия являются достаточными для образования "кварк-глюонной" плазмы, теория не может дать пока определенного ответа, несмотря на существенные успехи КХД-термодинамики. Оценки критических параметров для такого фазового перехода, сделанные в разных теоретических работах, дают сильно различающиеся величины, что связано, по-видимому, в первую очередь с отсутствием надежной информации об уравнении состояния адронного /кварк-глюонного/ вещества.

При такой неопределенности теоретических предсказаний они могут служить лишь ориентиром при анализе и планировании экспериментов. Физики ожидают, что ответ на поставленный вопрос будет найден в результате экспериментальных исследований центральных /много-нуклонных/ соударений ядер, в которых могут быть получены наибольшие плотности ( $\rho$ ) и температуры ( $T_0$ ).

На рис. 4 изображены диаграммы фазовых состояний в переменных  $\rho$  и  $T$ , взятые из последних теоретических работ  $/13-15/$ , которые определяют примерную границу между адронной и кварк-глюонной фазами. Для общей ориентировки на этой диаграмме приведена возможная траектория исследованных процессов, в которых уже получена температура  $T_0 \approx 150$  МэВ. Что же касается возможных значений плотности вещества в области перекрытия центрального взаимодействия ядер /при  $A_p = A_T$ /, то их можно оценить из соотношения

$$\rho = \frac{2A}{V/\gamma} + \beta E_p = 2\rho_0 \left(1 + \frac{E_p}{2M_N}\right)^{1/2} + \beta E_p,$$

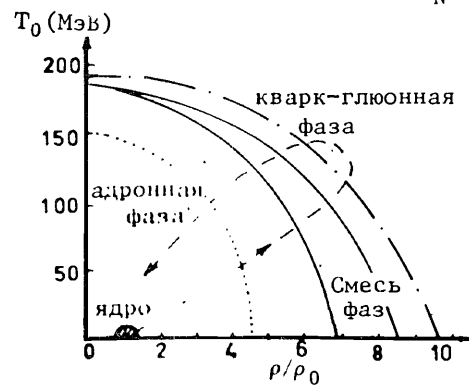


Рис. 4. Ожидаемые границы между адронной и кварк-глюонной фазами: ..... - данные из работы  $/13/$ ; ---- - из  $/14/$ ; - - - - - из  $/15/$ .

где первый член определяется релятивистским фактором сжатия объема взаимодействия  $V$  при нормальной ядерной плотности  $\rho_0 \approx 0,17$  ГэВ/фм $^3$ , а второй связан с ударным сжатием, которое можно считать в достаточно хорошем приближении пропорциональным энергии  $E_p$  с коэффициентом пропорциональности  $\beta$ , зависящим от предполагаемого уравнения состояния  $/1/$ . По этой причине оценки величины  $\rho/\rho_0$  дают большой разброс в ожидаемых значениях  $/\rho/\rho_0 \sim 5 \pm 10/$ , но тем не менее они указывают /см.рис. 4/ на возможность осуществления фазового перехода уже при энергиях синх-

рофазотрона /  $E_p \approx 3-4$  А ГэВ/, что предсказывается в ряде теоретических работ /16-23/.

При этом следует иметь в виду, что в дубненской постановке эксперимента отбирались редкие центральные взаимодействия ядер со значительным локальным возбуждением, в которых сгусток "квагмы" может образоваться в результате флуктуаций. Одним из наиболее вероятных проявлений следов достаточно горячей "квагмы" /с  $T_0 \geq 150$  МэВ/ считается увеличение выхода странных частиц /преимущественно с большими значениями  $p_T$ / в результате образования пар странных кварков в кварк-глюонной (qg) плазме за счет процессов  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$  и  $g\bar{g} \rightarrow s\bar{s}$ , из которых последний дает, по расчетам, доминирующий вклад /24/.

В соответствии с этим предсказанием в дубненском эксперименте наблюдался заметный рост относительного выхода  $\Lambda^k$ -гиперонов с  $p_T \geq 1$  ГэВ/с при увеличении степени центральности /многоуклонности/ АА-соударений, которое приводило также к термализации и увеличению эффективной температуры с  $T_0 \sim 80$  до  $T_0 \sim 150$  МэВ /см. рис. 3/. На этом же рисунке приведены значения относительного выхода общего числа  $\Lambda^k$ -частиц с параметром  $p^* \geq 1$  ГэВ/с, который в отличие от  $p_T$  является параметром, функционально не зависящим от изменения угловых распределений /по  $\cos\theta^*$ /. Следует, однако, иметь в виду, что  $\Lambda^k$ -гипероны с большими значениями  $p^*$  /в ЦМ-системе первичных NN-взаимодействий/ могут возникнуть также за счет вторичных процессов в ядрах  $A_p$  и  $A_T$ , при этом можно ожидать уширения быструх спектров и усиления угловой анизотропии.

Наиболее информативным представляется изучение отношения средней множественности  $\Lambda^k$ -частиц с  $p_T \geq 1$  ГэВ/с к средней множественности  $\pi^-$ -мезонов ( $r_\Delta = \langle n_{\Lambda^k} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$ ), что позволяет исследовать поведение параметра  $\langle n_{\Lambda^k} \rangle$  на фоне таких "тривиальных" факторов его увеличения, как рост числа NN-взаимодействий в центральных соударениях ядер и образование  $\Lambda$ -частиц во вторичных процессах.

В исследованном интервале изменения параметра  $Q$  /25/, характеризующем степень центральности взаимодействующих ядер, отношение  $r_\Delta$  увеличивалось с  $2 \pm 1,4 \cdot 10^{-4}$  до  $25 \pm 8 \cdot 10^{-4}$  /или  $18 \pm 5 \cdot 10^{-4}$  с учетом ЦВ ядер  $CSu$  и  $CZr$ /. Характерно, что соответствующее отношение  $r_{pk} = \langle n_{pk} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$  для кумулятивных протонов с  $p_T (p^*) \geq 1,2 \pm 1,3$  ГэВ/с не обнаруживает подобного роста в центральных /многоуклонных/ соударениях ядер  $CSu$  и  $CSu$  /см. /26, 27/ /.

Естественным проявлением обнаруженных в ЦВ особенностей является увеличение /примерно в 2 раза/ плотности  $\Lambda^k$ -частиц и их поперечных энергий  $\langle E_T \rangle_\Lambda \cdot dN_{\Lambda^k} / dy$  в области средних быстроев / $y \approx y_0 \pm 0,5$ /, что также предсказывается как возможный сигнал фазового перехода в кварк-глюонную плазму /см., например, /28, 29/ /.

Рассмотренные аномальные эффекты согласуются с предположением о том, что в термализованном "разогретом" сгустке адрон-

ного вещества, возникшем в результате локального возбуждения /флуктуации/, произошло образование кварк-глюонной "капли", которая явилась источником  $\Lambda$ -гиперонов с большими значениями  $p_T$ . Эти эффекты, однако, нельзя считать свидетельством обнаружения подобного фазового перехода, пока не будут исчерпаны другие, более простые объяснения и модельные интерпретации. С другой стороны, необходимы дальнейшие статистически более обеспеченные исследования, ближайшие перспективы которых рассмотрены в нашей работе /30/.

Как уже упоминалось, наибольший интерес представляют относительный выход, спектральные /"температурные"/ характеристики  $\Lambda^k$ -гиперонов /с большими значениями  $p_T$ /, а также ассоциативно рожденных пионов. При этом очень важно установить, является ли эта группа  $\Lambda$ -гиперонов избыточной, отличающейся по своему происхождению от остальных частиц адронной фазы.

Для выявления обнаруженных необычных эффектов в центральных /многоуклонных/ столкновениях ядер использовались в качестве объекта сравнения нецентральные HeLi- и  $CSu$ -взаимодействия, которые можно рассматривать как сумму независимых NN-соударений, усредненных по заряду взаимодействующих нуклонов и их ферми-импульсу. Такой сравнительный анализ является более эффективным, чем использованное в ряде работ /31, 32/ сравнение с данными по NN-взаимодействиям. Следует, однако, иметь в виду, что для легких ядер ферми-импульсы ( $p_F$ ) заметно различаются\*. Кроме того, ферми-движение нуклонов в ядре может по-разному влиять на исследуемые характеристики образовавшихся частиц в зависимости от степени центральности столкновения ядер, то есть от параметра их соударения.

От этого параметра зависит вклад вторичных процессов, что также влияет на исследуемые характеристики. Можно ожидать, что при столкновении ядер с  $A_p = A_T$  эффекты вторичных взаимодействий, сравнительно небольшие при периферических /"касательных"/ соударениях, будут сначала расти с увеличением степени перекрытия ядер, а затем уменьшаться за счет "вымывания" нуклонов в первичных взаимодействиях /если они не вовлекаются в коллективные процессы образования фajerбола/.

Отмеченные обстоятельства затрудняют интерпретацию результатов и требуют более тщательного их анализа.

Очень важную дополнительную информацию может дать исследование поляризации образовавшихся частиц, которая для  $\Lambda$ -гиперонов легко определяется экспериментально. Можно ожидать, что эта поляризация ( $\Phi_\Lambda$ ), характерная для NN- и NA-взаимодействий особен-

\* Значения  $p_F$ , полученные для ядер Li, C, Mg из экспериментов по квазиупругому рассеянию, составляют /в МэВ/с / 169, 221, 235 соответственно /33/.

но при больших  $p_T(\Lambda)$ , сильно уменьшится или вовсе исчезнет при достижении условий образования "кваргмы" /34/.

Исследование поляризации  $\Lambda$ -гиперонов, рожденных в АА-взаимодействиях, только начинается. В этой связи следует указать, что имеющиеся попытки /11,34/ истолковать результаты наших исследований поведения величины  $P_\Lambda$  в зависимости от  $p_T$  /3,35/ как обнаружение значимых эффектов являются несостоятельными ввиду недостаточной статистической обеспеченности полученных результатов.

Фундаментальная важность и сложность обсуждаемых проблем требует поиска и исследования других возможных проявлений образования "кваргмы" в АА-соударениях, таких, как подпороговое рождение  $\bar{\Lambda}$ -частиц, повышенный выход более странных гиперонов ( $\Xi, \Omega$ ), а также  $\phi(\bar{s}s)$ -частиц, образование которых в NN-взаимодействиях сильно подавлено. Необходимо также искать экспериментальные возможности изучения "прямых" лептонных пар и  $\gamma$ -квантов, испущенных из "кваргмы", наблюдение которых очень затруднено значительным фоном /процесс Дрэлла-Яна, распады  $\eta, \omega, \rho$ -частиц, продукты распадов пионов и др./.

В заключение следует подчеркнуть, что поиск возможных следов "кваргмы" в экспериментах с жестким отбором редких событий /флуктуаций/ с большим локальным возбуждением представляется весьма привлекательным. На этом пути уже получены экспериментальные результаты, указывающие на возможность осуществления термализации ядерного вещества при значительном его разогреве\*. Обнаружены также эффекты, ожидаемые при образовании кварк-глюонной плазмы, однако их окончательная интерпретация требует более детального рассмотрения.

Достигнутая при этом степень возбуждения, характеризуемая полученными значениями  $\langle r_T \rangle$  и  $T_0$  /см.с.4/, сравнима с той, которая ожидается, по оценкам /12/, в пучках ядер  $^{16}O$  при энергии 200 А ГэВ, что указывает на перспективность такого направления исследований.

Приношу благодарности А.М.Балдину, А.И.Голохвастову, М.И.Горенштейну, Г.М.Зиновьеву, В.К.Лукьянову, В.Л.Любошицу, А.Н.Махлину, М.И.Подгорецкому, Ю.М.Синюкову, Э.Скржипчак, В.Д.Тонееву, С.А.Хорозову - за полезные обсуждения рассмотренных в работе вопросов. Выражаю свою глубокую признательность В.М.Каменковичу, И.Н.Захаровой за интерес и внимание к работе, а также за помощь в оформлении рукописи.

\* В действительности первоначальная температура разогрева, достигнутая в эксперименте /3/, по-видимому, существенно больше измеренной ( $T_0 \approx 150$  МэВ), поскольку она определялась на более поздних стадиях развития процесса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chapline G. et al. Phys.Rev., 1973, D8, p.4302.
2. Hofmann J. et al. Nuov.Cim., 1976, 33A, p.343.
3. Anikina M. et al. Z.Phys., 1984, C25, p.1.
4. Gustafsson H. et al. Phys.Lett., 1984, 142B, p.141.
5. Renfardt R. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.763.
6. Stock R. GSI - 85 - 39, Darmstadt, 1985.
7. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-82-333, Дубна, 1982.
8. Армутлийски Д.А. и др. ОИЯИ, P1-85-320, Дубна, 1985.
9. Hagedorn R. CERN, 71-12, Geneva, 1971.
10. Hagedorn R., Rafelski J. Phys.Lett., 1980, 97B, p.136.
11. Stock R. Phys.Rep., 1986, 135, p.261.
12. Swed R. CERN, EP-84-125, Geneva, 1984.
13. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982.
14. Kapusta J. GSI-85-10, Darmstadt, 1985, p.459.
15. Nagamija S., Gyulassy M. Nucl.Phys., 1984, A418, p.239.
16. Kapusta J. Nucl.Phys., 1978, B148, p.461.
17. Chin S. Phys.Lett., 1978, 78B, p.552.
18. Rafelski J., Hagedorn R. Phys.Lett., 1980, 97B, p.180.
19. Stöcker H. et al. Phys.Lett., 1980, 95B, p.192.
20. Biro T., Zimanayi J. Nucl.Phys., 1981, A395, p.525, Proc.6th Balaton Conf.on Nucl.Phys., 1983, p.495.
21. Rafelski J. Nucl.Phys., 1982, A374, p.489.
22. Kämpfer B. Journ.Phys., 1983, G9, p.1487.
23. Barz H. et al. Preprint KFKJ-84-35, Budapest, 1984.
24. Müller B., Rafelski J. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.1066.
25. Gazdzicki M. et al. JINR, E1-85-949, Dubna, 1985.
26. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, P1-84-551, Дубна, 1984.
27. Аникина М.Х. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.489; ЯФ, 1985, т.41, с.711.
28. Van Hove L. Phys.Lett., 1982, 118B, p.138.
29. Bjorken J. Phys.Rev., 1983, D27, p.419.
30. Газдацкий М., Оконов Э. ОИЯИ, Б1-85-796, Дубна, 1985.
31. Harris J. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.229.
32. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, Д1-82-445, Дубна, 1982.
33. Moniz E. et al. Phys.Rev.Lett., 1971, 26, p.445.
34. Panagioton A. UA/NPPS-85-1. Athens. 1985.
35. Anikina M. et al. JINR, E1-85-578, Dubna, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 мая 1986 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам, аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.

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

Оконов Э.О.

P1-86-312

Торможение и термализация вещества в ядро-ядерных взаимодействиях и проблемы получения кварк-глюонной плазмы

Дается анализ экспериментов, проведенных в Дубне и Беркли, в которых получены данные о торможении /термализации/ вещества в центральных взаимодействиях ядер /ЦВ/. Полученные указания на термализацию в пучках ядер синхротрона /A - 12±20/ при значительно больших энергиях: E = 3,6 А ГэВ /по сравнению с E = 0,8 А ГэВ на бэвалаче/, можно объяснить тем, что в дубненской постановке эксперимента отбирались ЦВ с рождением пар  $\Lambda$  и  $K$ , то есть редких событий с большим локальным возбуждением /флуктуаций/ на уровне сечений  $\sigma \leq 10^{-3} \sigma_{in}$ . С увеличением степени центральности ядерных соударений наблюдался рост бальцмановской температуры образовавшихся  $\Lambda$  /с  $T_0$  80 МэВ до  $T_0$  150 МэВ/. При дальнейшем увеличении локального возбуждения /рождение  $\Lambda^k$ -гиперонов с  $p^* \geq 1$  ГэВ/с/ черты термализации приобретают также характеристики  $\pi^-$ -мезонов, что указывает на распространение термализации на большую часть области взаимодействия ядер. Обсуждаются наблюдавшиеся в этих условиях эффекты повышения относительного выхода  $\Lambda^k$ -частиц и увеличения их плотности в области средних быстрот, предсказываемые как возможные сигналы образования кварк-глюонной плазмы. Рассматриваются некоторые экспериментальные проблемы дальнейшего исследования подобных сигналов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Okonov E.O.

P1-86-312

The Stopping and Thermalization of Matter  
in Nucleus-Nucleus Collisions and Quark-Gluon Plasma Formation Problems

Analysis was performed to examine and to compare the Berkeley and Dubna indications of nuclear matter stopping and thermalization in central nucleus-nucleus collisions. The thermalization obtained in a synchrotron nuclear beam (A-12±20) at much higher energy than that of Bevalac (3,6 А GeV as compared with 0.8 А GeV) can be understood to be due to the Dubna experimental approach in which essentially central collisions with  $\Lambda$  and  $K$ -production, i.e. rare events with high local excitation (fluctuations) at a cross section level of  $\sigma \leq 10^{-3} \sigma_{in}$ , were detected. The Boltzmann temperature of the  $\Lambda$ 's produced was observed to become as high as 150 MeV (from ~80 MeV) with increasing nuclear collision centrality. In the events with even more higher excitation (if cumulative  $\Lambda^k$ -particle with  $p^* \geq 1$  GeV/c was produced)  $\pi^-$ -mesons seem to be thermalized as well. This would be due to the fact that the main part of interacting nuclei were involved in the thermalization process in such events. An increase of  $\Lambda^k$ -particles relative yield and of their density in the midrapidity region observed under these conditions were examined as a predicted signatures of quark-gluon plasma formation. Experimental problems of a further study of such signatures are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory  
of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986