

CBPF-NF-006/90

BUSCA DO PLASMA DE QUARK-GLUON EM REAÇÕES DE ÍONS PESADOS*

por

Takeshi KODAMA

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/CNPq
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150
22290 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil

*Seminário apresentado na Reunião de Trabalho em Física de Partículas e Campos, Itatiaia, setembro, 1989.

RESUMO

É feita uma pequena revisão dos recentes resultados das análises e experiências em Reações de Íons Pesados Ultra-relativísticos.

Key words: Plasma de quarks e glúons, Íons Pesados Ultra-relativísticos.

1. Introdução

Os hadrons são estados ligados de seus constituintes, quarks e gluons. Entretanto, sabemos que estes constituintes nunca foram observados de forma isolada. Este fato ressalta a característica fundamental da natureza da interação que governa a dinâmica entre quarks e gluons.

Para fixar as idéias, tomemos o modelo de sacola para hadrons. Neste modelo, as propriedades espectroscópicas dos hadrons são descritas em termos de quarks de valência confinados numa sacola, que por sua vez, determina as condições de contorno para a função de onda dos quarks. A sacola possui também densidade de energia volumétrica B . A estrutura é, assim, análoga à do modelo de camada para núcleos. Só que há uma diferença fundamental entre um núcleo, que é um sistema de nucleons, e um hadron; no caso do núcleo, quando for injetada energia suficiente, é sempre possível arrancar nucleons ou mesmo até desmontar integralmente o núcleo. No entanto, no caso de hadrons, as interações entre quarks, mediadas por gluons, alteram a natureza do próprio vácuo dentro de um hadron e qualquer tentativa de arrancar um quark de um hadron sempre resulta na criação de um outro hadron, não se podendo isolar, em consequência, um quark no espaço livre.

Há mais de uma década que a Cromodinâmica Quântica (QCD) tem conquistado a confiança geral entre a comunidade dos físicos como sendo a teoria correta da interação forte. Várias evidências experimentais e teóricas indicam que esta direção é verdadeira. Entretanto, ainda não é possível descrever, partindo da QCD, de forma independente de modelo, muitos fenômenos interessantes da interação hadrônica, como, por exemplo, o processo de produção múltipla, devido à falta de um método matemático para tratar os aspectos não-perturbativos e não-lineares da QCD.

De acordo com a QCD, quando a matéria hadrônica for comprimida até altíssima densidade (algumas vezes a densidade nuclear) ou aquecida a uma temperatura (kT) acima de cerca de centenas de MeV, os hadrons fundem-se entre si e formam um estado em que os quarks já não são mais confinados num hadron, mas transitam livremente dentro da região de superposição. Este estado é chamado de Plasma de Quarks e Gluons (QGP). Assim, se tal QGP for experimentalmente observado, teremos uma prova direta da teoria da QCD. Os dois estados da matéria, gás hadrônico e o QGP, são duas fases distintas, i.e.,

há transição de fase de um estado para outro. Assim, a observação experimental do QGP em laboratório não só constituirá uma prova mais direta da QCD, como também fornecerá um sítio extremamente útil para estudar as propriedades da matéria através da dinâmica descrita pela QCD, em que os graus de liberdade fundamentais da matéria podem ser explicitados.

Então, em que tipo de experiência o QGP será formado e como observá-lo? Para atingir o estado de QGP, é necessário depositar uma enorme energia para provocar tal transição de fase. Isto pode ser feito através de colisão entre hadrons (proton-proton, por exemplo) a altas energias. Entretanto, para um sistema pequeno como este, não é fácil atingir um equilíbrio térmico da matéria com a temperatura que é necessária para a transição de fase, devido aos processos de dissipação. Do ponto de vista da eficiência da formação do QGP e sua facilidade observacional, é desejável um mecanismo que converta a energia incidente em energia térmica e confine o plasma numa região durante o m'aximo de tempo possível. Esperamos que, nas colisões ultra-relativísticas entre íons pesados, tais condições sejam satisfeitas. Em outras palavras, utilizamos os núcleos como uma panela de pressão para cozinhar os hadrons em uma sopa de quarks e gluons (vide Fig.1). Estas reações serão muito mais 'econômicas' em termos de energia incidente necessária, se comparadas com as de hadron-hadron.

Entretanto, há um preço a pagar. Devido aos muitos graus de liberdade envolvidos no processo, os dados experimentais ficam necessariamente 'sujos', em geral. Assim, é fundamental encontrar uma assinatura experimental da ocorrência do QGP que sobressaia claramente de todos os ruídos.

Há vários candidatos propostos para a assinatura de QGP. Podemos classificar estes candidatos, por conveniência em duas categorias. Uma é investigar o possível efeito do QGP sobre processos fundamentais, e outra, estudar o comportamento das quantidades observáveis a fim de estabelecer uma relação termodinâmica entre elas. Na primeira, classificam-se, por exemplo, a produção de partículas estranhas, a supressão de J/ψ e o espectro de dileptons. Na segunda, podemos citar o gráfico de densidade de energia versus temperatura, o fluxo de energia transversa e de entropia, o estudo de flutuações em espectros de partículas, etc.

No presente momento, há apenas duas facilidades experimentais no mundo para o estudo de reações de íons pesados ultra-relativísticos; uma no CERN e outra no BNL. Em

1986, no CERN, núcleos de ^{16}O e ^{32}S foram acelerados até uma energia de 200 GeV por nucleon, bombardeando vários núcleos-alvo. O acelerador do BNL é capaz de acelerar os núcleos deste faixa de massa até 15 GeV por nucleon. Neste trabalho, relatamos alguns resultados destas experiências e a conclusão das análises feitas até o momento. As fontes de informação desta revisão foram tirados principalmente do Proceedings do Quark-Matter 87, o artigo de resumo da reunião Quark Matter 88 de G.Bertch e os trabalhos apresentados na Reunião de Trabalho Internacional sobre Aspectos Relativísticos da Física Nuclear, realizada no Rio de Janeiro, em agosto de 89¹⁻³.

Além do problema do QGP, as reações de íons pesados ultra-relativísticas também fornecem uma oportunidade extremamente interessante para estudar a dinâmica de um sistema composto a energias relativísticas. Aqui, relatamos um dos tais exemplos que estamos empregando nestes últimos tempos.

2. Espectros de Partículas, Movimentos Coletivos

Uma das condições para a ocorrência do QGP é que haja a termalização da matéria. Acontecendo isto, o plasma deve manifestar-se em alguns aspectos coletivos e nos espectros de partículas emitidas. Como não podemos fazer previsão teórica, a partir de cálculo microscópico da QCD independente do modelo, devemos depender de modelo. Uma possível idéia, mais simples e menos preconceituosa, será a de usar o modelo de cascata intranuclear, em que se supõe que o processo de colisão núcleo-núcleo seja descrito por superposição de colisões entre nucleons independentes. Entretanto, isto não funcionaria, pois em energias bem acima de 1 GeV por nucleon, as colisões sucessivas de um nucleon que atravessa o núcleo-alvo já não são mais independentes, pois uma colisão forma um string (corda), cujo comprimento ultrapassa a distância entre nucleons, antes de fragmentar-se em hadrons finais. Assim, o próximo modelo viável mais simples será a superposição de strings.

Na Introdução, mencionei que, para sistema pequenos como hadron-hadron, a eficiência para converter a energia incidente em energia térmica não é alta. Mas, como estimar a eficiência quantitativamente? Será que os núcleos são realmente eficientes? Às vezes, esta eficiência é referida como *poder de frenagem nuclear*. Quando toda energia incidente for convertida em energia térmica, dizemos que o sistema foi freiado completamente. Em que situação acontece a termalização completa? Para discutir isto, precisamos definir

quantitativamente o grau de termalização . Quando falamos em uma medida de grau de termalização, a primeira idéia que ocorre é a formação de um objeto isotrópico. Entretanto, no processo de colisão relativística, a isotropia não é uma medida apropriada para caracterizar a termalização. Como foi mostrado no modelo de hidrodinâmico de Landau⁴, os gradientes de pressão e de temperatura gerados por efeito da contração de Lorentz do sistema conduz o sistema a expandir-se longitudinalmente. Assim, a melhor medida da termalização do sistema será o grau de perda de memória do canal incidente. Para uma estimativa simples, M. Gyulassy⁵ argumenta com o uso da fórmula empírica do deslocamento médio em rapidez y , $\Delta y(A_T) \simeq 1 + \alpha^{-1}(R_T/\lambda - 1)$ na reação de $pA \rightarrow pX$, onde $\alpha \sim 3 \pm 1$, R_T é o raio do alvo A e $\lambda \sim 2$ é o livre percurso médio elástico. Antes da colisão de dois núcleos, A_P e A_T , com energia incidente E_{lab} por nucleon, os nucleons no projétil e alvo têm a separação em rapidez $\Delta Y = \ln(E_{lab} + p_{lab})/m_n$, onde p_{lab} é o momento incidente e m_n é a massa de repouso do nucleon. Se o processo de colisões nucleon-nucleon misturam a rapidez dos nucleons do projétil e do alvo de tal forma que esta separação inicial de rapidez desapareça, então esperamos que a termalização ocorra. Assim, a condição para ocorrência de termalização completa, ou freiamto completo, será,

$$\Delta Y < \Delta y(A_P) + \Delta y(A_T)$$

Para energia bastante superior à dada pela condição acima, os núcleos se tornam mais transparentes, pois não há tempo para o fluxo de campos de cor materializar-se, convertendo a energia do campo coerente em energia térmica, antes que os núcleos do projétil e do alvo se atravessem. Quando isto ocorre, dizemos que o sistema está no regime de scaling de Bjorken, enquanto que referimos como o regime de freiamto de Landau, quando acontece a termalização completa, antes da passagem dos núcleos. Para colisões centrais de $O + Pb$, o regime de Landau parece estender até $E_{lab} \sim 30 GeV$.

No regime de Landau, podemos estimar a densidade de energia do sistema formado como,

$$\epsilon_0 \sim (E_{lab}/m_n)\epsilon_{n.m}$$

onde $\epsilon_{n.m}$ é a densidade da matéria nuclear. Isto é, a densidade de energia fica multiplicada pelo fator γ de contração de Lorentz. A densidade bariônica também cresce na mesma proporção.

No regime de scaling de Bjorken, a região central de rapidez será constituído de matéria com número bariônico nulo, e matéria rica em barions nas regiões de fragmentação. Neste regime, parte da energia incidente será utilizada para separação em rapidez do alvo e do

projétil, e o crescimento da densidade de energia na região central de rapidez fica bastante lento como função da energia incidente. A estimativa de Bjorken para a densidade de energia é,

$$\epsilon_0 \sim \frac{dE_T}{dy} (\tau_0 S)^{-1}$$

onde E_T é a energia transversa, $\tau_0 \simeq 1 \text{ fm}/c$ é a escala de tempo para que o campo se materialize e S é a área transversal de colisão.

Naturalmente, as estimativas acima citadas são de natureza bastante aproximativa. Algumas análises sobre a energia transversa indicam que os dados do BNL (15 GeV por nucleon) são consistentes com o regime de Landau, podendo ser analisados pelo modelo hidrodinâmico. No entanto, os dados do CERN mostram que cerca de 80 % das energias incidentes vão para o movimento hidrodinâmico. Na Fig.2. mostramos a densidade de energia em função do tamanho do sistema.

Um fato importante a lembrar é que, nas reações entre íons pesados a alta energia, o efeito geométrico do sistema determina uma grande parte do comportamento dos dados. Na Fig.3, mostramos o espectro típico de energia transversa⁶. As análises dos modelos FRITIOF ou VENUS, que essencialmente descrevem o processo como superposição de strings, formados pelas colisões nucleon-nucleon com possíveis colisões hadrônicas posteriores, mostram que este comportamento do espectro pode ser interpretado como superposição das várias contribuições com diferentes valores do parâmetro de impacto. Nestes modelos, não está incluído o efeito de compressão da matéria, ou seja, o efeito de densidade. Assim, para obter uma evidência de movimento coletivo, partindo de dados de espectros inclusivos, precisa-se de uma análise também quantitativa e não apenas qualitativa. É interessante notar que até o efeito de deformação nuclear para alvos deformados se manifesta nos espectros.

Na Fig.4, mostramos o comportamento típico do espectro em função do momento transverso⁶. Como sempre, o espectro é consistente com o de equilíbrio térmico. No entanto, há um excesso de espectro nas regiões de momento transverso pequeno; se interpretarmos este excesso como também tendo origem térmica, teríamos que ter uma componente de fluido com temperatura relativamente baixa, cerca de 50 MeV. A outra possibilidade é associar este excesso com a expansão transversal do sistema. Neste caso, a velocidade associada à expansão será da ordem de $0.8 c$ (ver Fig 5.).

Se admitimos um equilíbrio térmico do sistema, podemos associar o momento trans

-verso médio à informação sobre a pressão do sistema durante a evolução. Uma outra quantidade importante é a densidade de partículas produzidas num intervalo de rapidez, dN/dy , que fornece a medida da entropia. Considerando a expansão hidrodinâmica longitudinal do sistema, a correlação entre $\langle p_T \rangle$ e $1/A dN/dy$ mostraria o comportamento termodinâmico (equação de estado) da matéria. Em situação ideal, $\langle p_T \rangle$ crescerá com $1/A dN/dy$ durante a fase inicial, e estabilizando o crescimento durante a fase mista devido ao aparecimento de bolhas de plasma, e depois que a transição de fase se completa, a curva crescerá novamente. Em situação real, a quantidade $1/A dN/dy$ varia muito pouco com as várias combinações de alvo-projétil e energia incidente, e infelizmente os dados no momento não são conclusivos (Fig.6). Entretanto, G.Bertch argumenta² que a constância do $\langle p_T \rangle$ é indicação de aparecimento de bolhas do QGP, pois uma única fase de gás de hádron teria dificuldade de explicar esta constância.

Na Fig.7, mostramos a recente análise⁷ da experiência E735 do FERMLAB de colisão $p\bar{p}$ à energia $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, que indica o comportamento justamente esperado para acontecimento do QGP.

Outras informações importantes são os estudos de interferometria e intermitência. O primeiro analisa a correlação de momentos relativos o que fornece a medida do tamanho geométrico da área da colisão e o último analisa a correlação da rapidez, o que dá a medida da clusterização da matéria na hora de fragmentação em hádrons. Os ambos são atualmente ativamente investigados, inclusive por grupos brasileiros.

3. Razão K/π , Supressão de J/Ψ

Quanto ao efeito da existência do QGP como fundo para os processos fundamentais, podemos citar dois resultados experimentais inicialmente considerados como sinais de ocorrência do QGP. Um é a produção em excesso de partículas com estranheza, e outra, a supressão da partícula J/Ψ .

Na fase de QGP, formado a partir de matéria bariônica, esperamos uma produção de K^+ em excesso comparada com K^- pela seguinte razão. Suponhamos que um par de quark-antiquark $s - \bar{s}$ seja formado no plasma. O plasma, rico em número bariônico, é basicamente composto de quarks u e d . Assim, quarks \bar{s} terão a facilidade de arranjar

seu parceiro u para formar K^+ , no entanto, quarks s teriam dificuldades para achar os parceiros \bar{u} para formar K^- . Só que, no caso de colisão de íons, a fim de eliminar o efeito de assimetria de carga elétrica no estado inicial, devemos comparar as razões K^+/π^+ e K^-/π^- .

Os rendimentos das partículas com estranheza não nula são obtidos pela análise de *streamer chamber*⁸, inclusive dados para K^0 através de decaimento da partícula Λ . Como mostra a Tab.1, observa-se um enriquecimento do K^+ comparado ao K^- , o que foi considerado como indicação de formação do QGP. No entanto, as análises posteriores mostraram que a situação não é tão simples assim, pois mesmo num gas de hadrons em equilíbrio químico haverá enriquecimento do rendimento de K^+ comparado ao K^- , devido a interação finais. O problema de excesso da razão K^+/π^+ está ainda aberto (ver o artigo do S.Nagamiya⁹).

Quanto à supressão de J/Ψ : o mecanismo de supressão da produção de J/ψ no QGP foi previsto por Matsui e Satz¹⁰, e de fato, foi observado experimentalmente. O argumento de Matsui e Satz é o seguinte: Quando o par de $(c - \bar{c})$ for formado no QGP, devido à existência dos outros quarks e gluons no plasma, a interação entre c e \bar{c} fica efetivamente blindada. Assim, o par decompõe em c e \bar{c} independentes, e cada um deles se incorpora dentro de hadrons charmosos. Conseqüentemente, a taxa de produção de J/Ψ , que é o estado ligado de $c - \bar{c}$ se reduziria quando comparado ao caso em que o QGP não ocorra.

Experimentalmente, a detecção da partícula J/Ψ é feita através de medida de coincidência de par de muons. Um pico na posição de massa invariante correspondente à massa de J/Ψ no espectro de massa dos pares de muons representa a produção de J/Ψ . O fundo deste espectro é oriundo do processo Drell-Yang para produção de muons. Na Fig.8, plotamos os espectros de pares de muons em função da massa invariante $M_{\mu\mu}$ para os processos de colisões periférica e central, onde notamos a supressão no último, sugerindo a formação de QGP na colisão central de acordo com a imagem descrita acima¹¹. Na Fig.9, é mostrada a razão destes rendimentos de J/Ψ em função de momento transversal de J/Ψ . A maior supressão para p_T menores é explicada por maior tempo de permanência do J/Ψ no plasma.

Infelizmente, a história não é tão fácil, outra vez. Vários cálculos¹² sobre o processo da absorção de J/Ψ no meio da matéria hadrônica mostram também que a supressão ocorre sem se introduzir o plasma. A dependência em p_T do espectro do J/Ψ é explicado,

neste caso, pela interação inicial com que os gluons dentro do hadron incidente adquirirão momentos transversos em cada colisão nucleon-nucleon. Enfim, este problema está aberto.

Em conclusão, no presente estado de estudo experimental de colisões de íons pesados relativísticos nos CERN e BNL, possivelmente um estado de matéria de alta densidade (3-5 vezes da matéria nuclear), com temperatura e pressão moderadas, está sendo formado. Este estado deve corresponder um estado de fases mistas com bolhas de QGP. Entretanto, isto tudo ainda não é nada conclusiva.

4. Os núcleos são sistemas relativísticos?

Uma das questões fundamentais no campo da Física Nuclear é saber se o núcleo é um sistema relativístico ou não. Por sistema relativístico, refero-me a um sistema em que as interações entre os constituintes são tão fortes que a intensidade do campo de interação fica na mesma ordem de grandeza da massa de repouso dos constituintes. Na abordagem de Física Nuclear tradicional, isto não é o caso. Nesta imagem, os núcleos são sistemas de nucleons relativamente diluídos. A energia de ligação de um nucleon num núcleo é apenas ordem de 1 % da massa de repouso do nucleon.

Por outro lado, de acordo com a Teoria de Campo Relativístico Nuclear (QHD - Quantum Hadron Dynamics) proposta por Walecka¹³, os núcleos são sistemas relativísticos onde a intensidade dos campos mesônicos, na aproximação de campo médio, se tornam até 50 % de massa de repouso dos nucleons. Se esta conclusão do QHD tem validade também nos processos dinâmicos, o papel dos campos mesônicos ficaria muito mais importante do que na Física Nuclear tradicional. Há várias dúvidas conceituais sobre até que ponto a imagem do QHD poderia ser encarada como real, especialmente quanto ao tratamento do mar de Dirac (vácuo) em termos de hadrons. Inclusive, o recente cálculo feito por B.Serot sobre a contribuição do diagrama de loops indicam que uma reformulação é necessária para interpretação da física que existe por trás do QHD (ver Ref. 16 especialmente as discussões). De qualquer forma, o papel dos campos mesônicos nos processos de reações ultra-relativísticas é certamente fundamental para compreender os mecanismos da reação.

Um fato curioso, no tratamento relativístico de um estado ligado, é que o número de partícula N não é uma quantidade invariante sob transformação de Lorentz. Em out-

ras palavras, dois observadores de diferentes sistemas observam diferentes números de partículas de um mesmo sistema. O que é invariante é a diferença $N - \bar{N}$, onde \bar{N} é o número de antipartículas. Isto mostra que a transformação de Lorentz de uma função de onda de um sistema ligado, calculado num sistema de referência para outro, constitui um problema não trivial. Para ilustrar esta situação, consideremos um estado ligado de N - nucleons, tal como mostrado na Fig.10-a, onde existem muitas bolhas de par de partículas e antipartículas que conectam as linhas de universo dos nucleons. No sistema de repouso, os efeitos destas bolhas ficam incorporados em massas e constantes de acoplamento da interação via renormalização. Quando o sistema for visto de um outro referencial com a velocidade próxima de luz, todas as linhas ficam inclinadas a 45 graus (Fig.10-b) e as bolhas ficam esticadas devido à dilatação de tempo. Assim, dentro de intervalo de tempo ΔT , um observador observará várias bolhas não fechadas, que aparecerão como se fossem partículas e antipartículas reais.

A consideração acima leva-nos a uma conclusão interessante. Num sistema onde seu vácuo é composto de par de partículas e antipartículas dos constituintes, a densidade de partículas que participam num processo de colisão dependerá de energia incidente. Consideremos um processo de colisão dos sistemas cujas distribuições de densidade de partícula tenham superfícies difusas (Fig.11-a). Suponhamos, por simplicidade, que a intensidade da interação seja proporcional à densidade de partículas. Neste caso, a queda de densidade na borda define o valor máximo do parâmetro de impacto, acima do qual o processo de colisão não se realiza. Este é o raio médio efetivo que corresponde à seção de choque geométrica do sistema. A distribuição da matéria além deste raio será transparente para colisão. A altas energias, para que as bolhas de partículas e antipartículas fiquem em ação, a densidade de partículas na borda crescerá efetivamente aumentando a área de interação (Fig.11-b). Em outras palavras, a seção de choque crescerá com a energia incidente.

Este tipo de crescimento da seção de choque é bem conhecido no caso de colisão de proton-proton, e a teoria de Froissart¹⁴ mostra que o crescimento máximo permitido pela condição de unitariedade da matriz S é de $(\ln s)^2$.

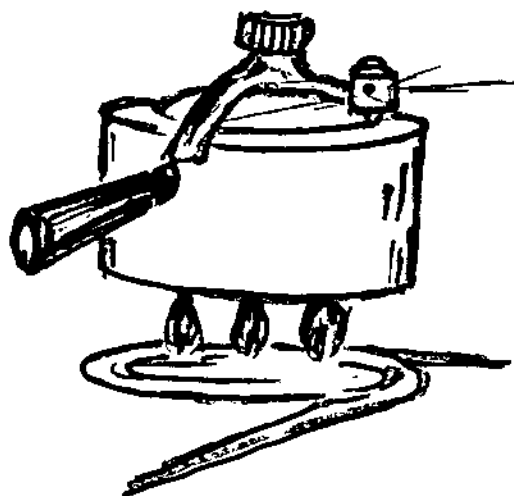
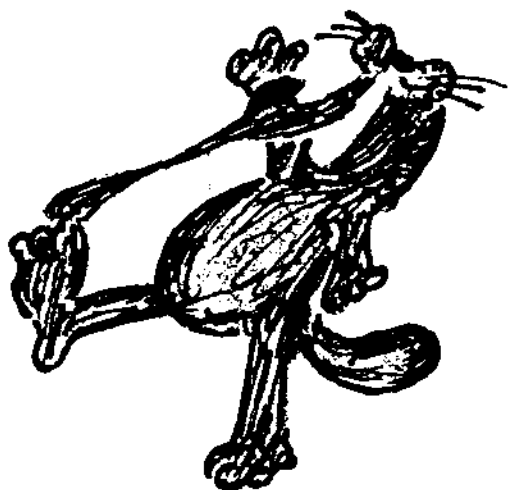
Se o sistema nuclear é um sistema relativístico, onde seu vácuo é enchido de pares virtuais, o crescimento da seção de choque do núcleo deveria acontecer ao contrário da conclusão tirada da visão puramente geométrica. Na Fig 12-a mostramos o cálculo feito por C.E. Aguiar e M.F.Barroso baseado na ideia acima¹⁵. Note-se que os dados experimentais parecem consistentes com este cálculo. Entretanto, chamamos a atenção para o fato de que

a situação ainda não é conclusiva, devido à série de incertezas associadas à determinação dos valores experimentais. De qualquer forma, é interessante investigar mais em detalhe a questão de crescimento dos íons relativísticos (Relativistic Ion Overgrowth - RIO effect, vide Fig. 12-b).

5. Conclusão

As reações de íons pesados à energia ultra-relativística abre um horizonte da Física Nuclear não só para estudar o novo estado de matéria mas também para investigar vários fenômenos oriundos de entrelagos da Relatividade e Mecânica Quântica em sistema ligados onde o Mar de Dirac desempenha o papel fundamental. Na Fig.13 (retirada da palestra de M.C.Nemes¹⁶ na Reunião de Trabalho Internacional sobre Aspectos Relativísticos da Física Nuclear) mostramos o maravilhoso mundo submarino do Mar de Dirac !

As atividades na área de Física Nuclear Relativística estão crescendo no Brasil. É para mim gratificante participar deste desenvolvimento e ter a colaboração de pesquisadores de diferentes Instituições no Brasil. Em particular, agradeço as discussões e cooperações dos colegas: K.C.Chung, S.B.Duarte, E. Medeiros, N.Prado, A.M.Endler, C.E.Aguiar, A. Aleixo, M.F.Barroso, R.Donangelo, R.A.M.S. Nazareth, J.Lopes Neto, D.Galetti, A.Eiras, L.G.F. Filho, Y.Hama, M.C.Nemes, D.Portes, G.Baso e G. Pech.



RHIC
Collider

FIG.1 Uso de panela de pressão nuclear para cozinhar hadrons em sopa de quarks e gluons.

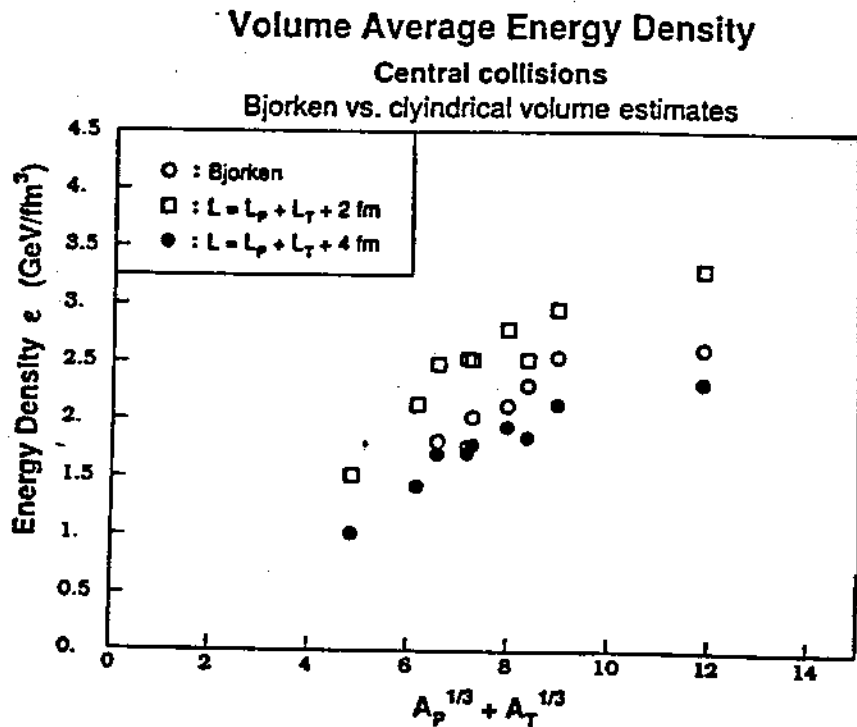


FIG.2 Densidade de energia em reações núcleo-núcleo à energia de 200 GeV/nucleon, em função do tamanho do sistema. A estimativa foi feita de duas maneiras:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{S\tau_0} \frac{dE_T}{dy}, \quad (\text{Bjorken})$$

e

$$\epsilon_0 = \frac{1}{SL} \int dy \frac{1}{\sin\theta_{cm}} \frac{dE_T}{dy}, \quad (\text{cylindrical volume estimate})$$

A figura foi tirada da Ref.6.

-13-

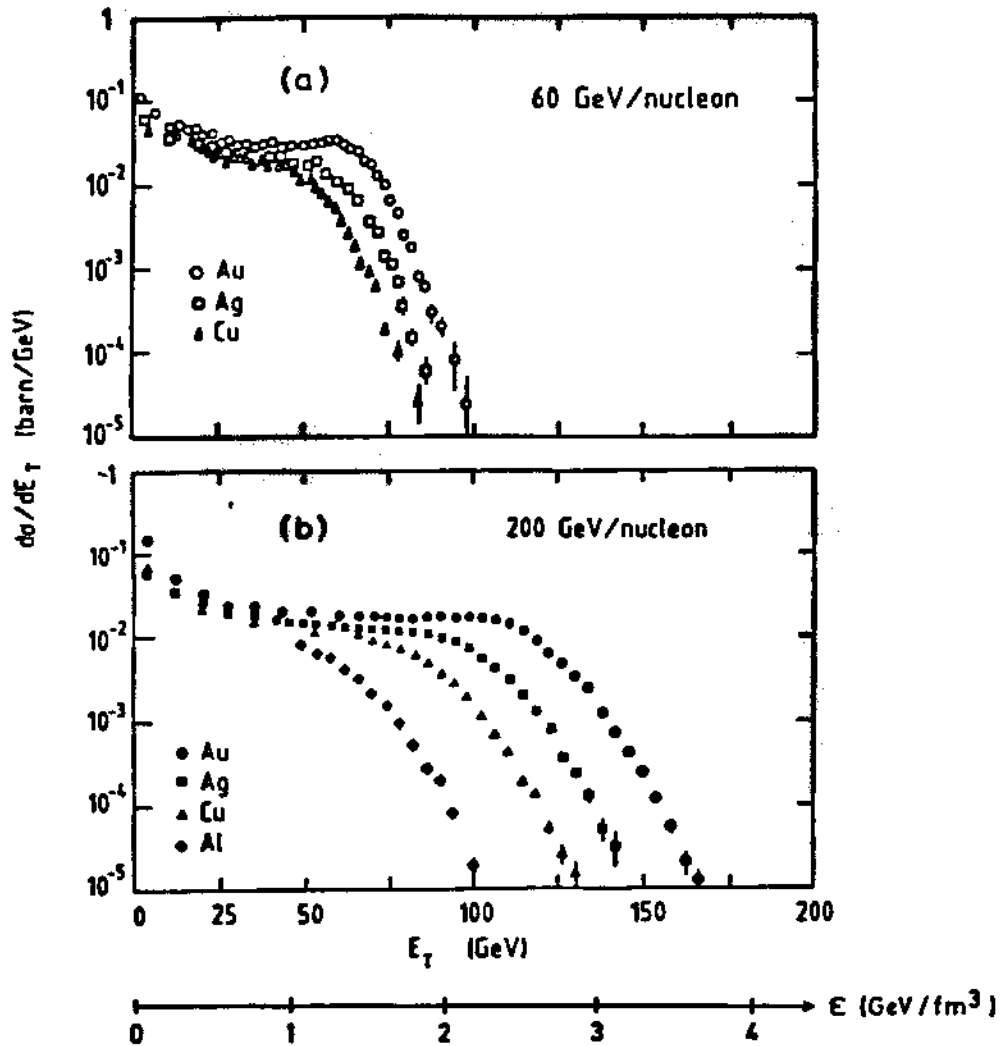


FIG.3 Espectro da energia transversa. A figura foi tirada da Ref. 8.

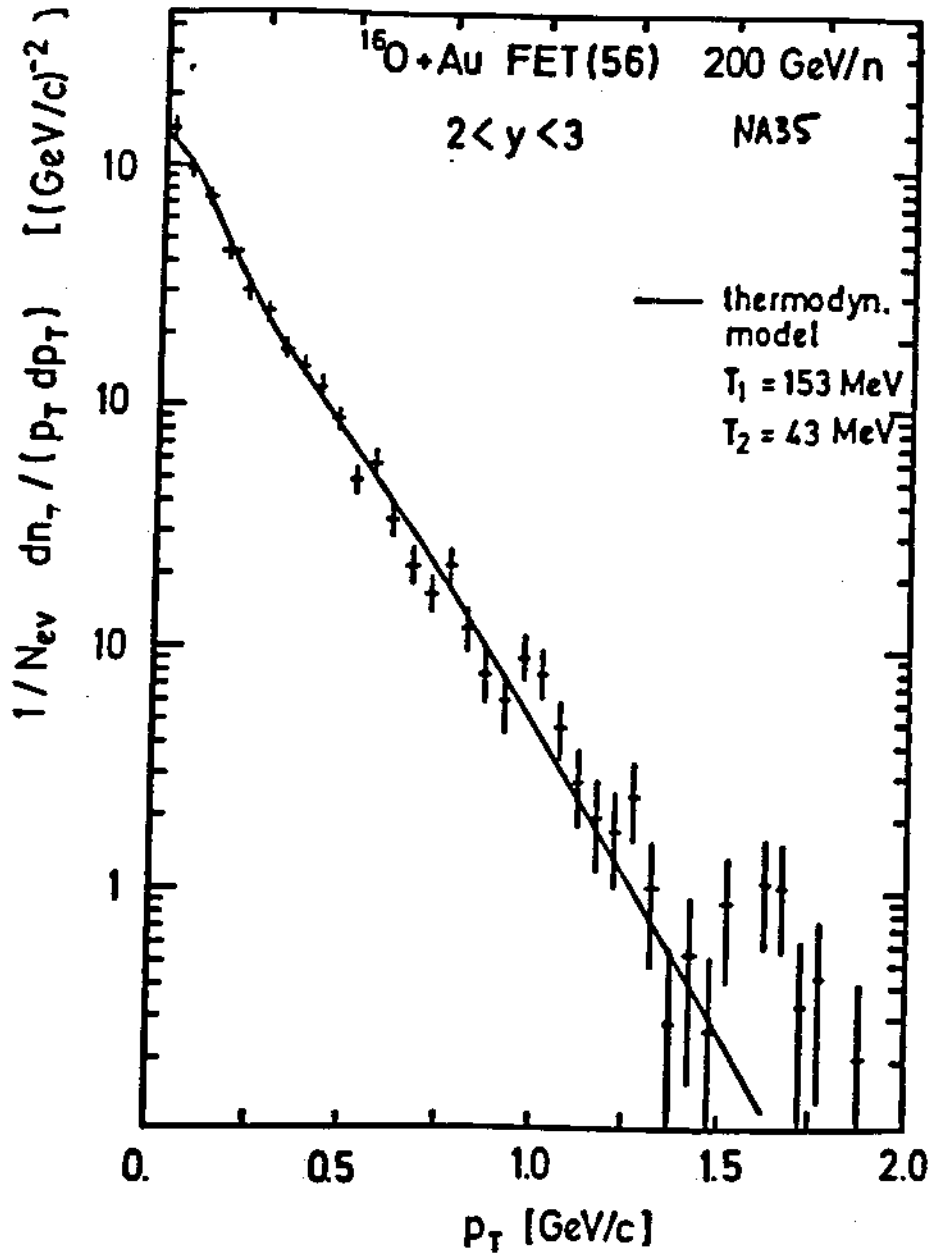


FIG.4 Espectro do momento transverso. Note o comportamento na região de baixo momento. A figura foi tirada da Ref. 8.

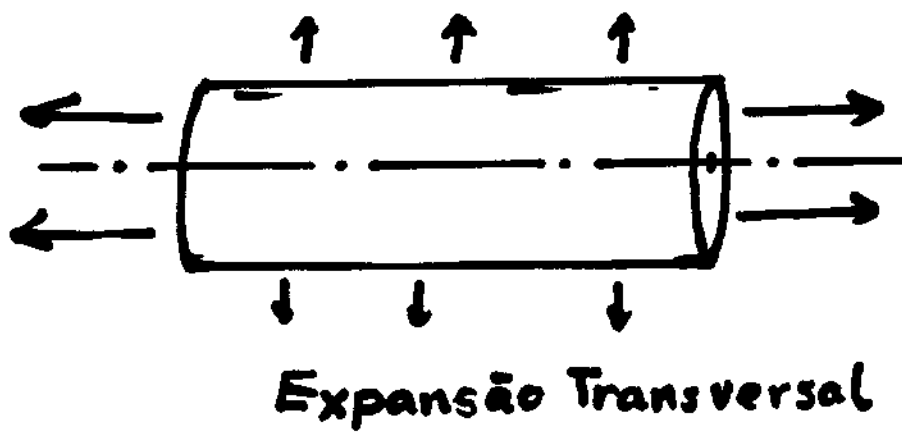


FIG.5 Movimento hidrodinâmico.

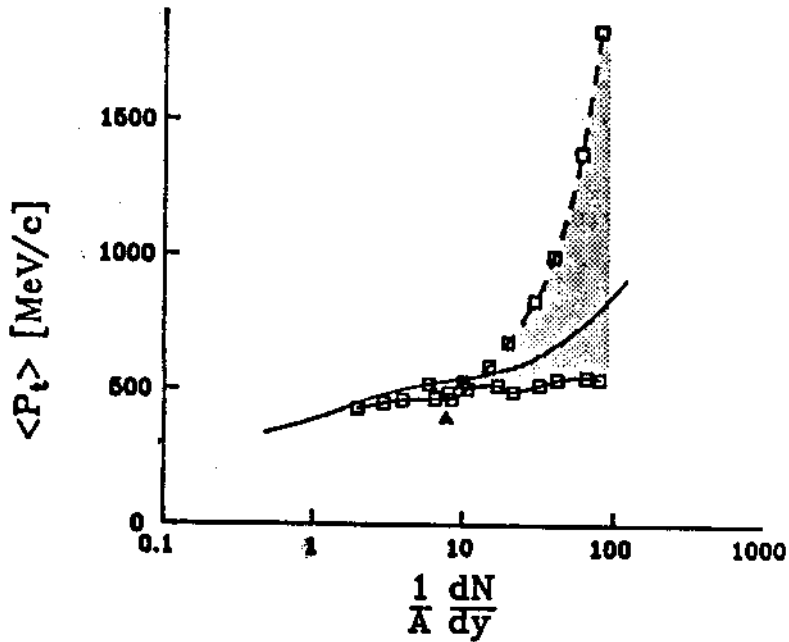


FIG.6 Momento transverso médio em reações de íons pesados em função de densidade de partículas (pions) em rapidez, dN/dy . Os triângulos representam os dados do CERN. A curva sólida é do cálculo hidrodinâmico com transição de fase em $kT = 200 \text{ MeV}$. As caixas são do cálculo de cascata intranuclear com o efeito de compressão.

-17-

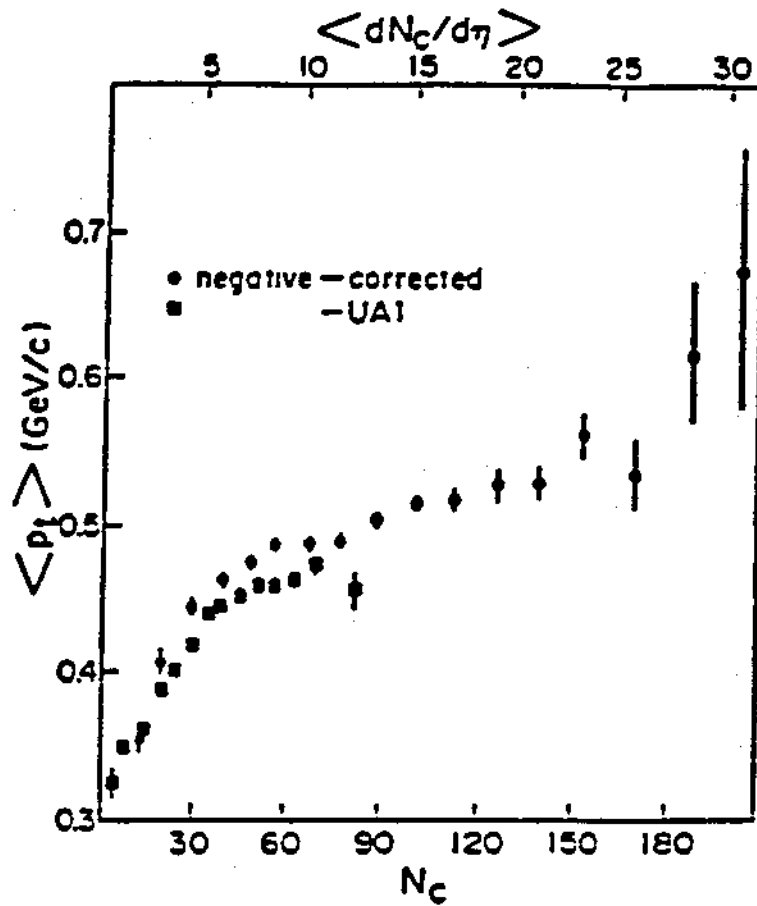


FIG.7 Momento transverso médio na reação de $p-p$ à energia $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$, em função da multiplicidade. A figura foi tirada da Ref. 7.

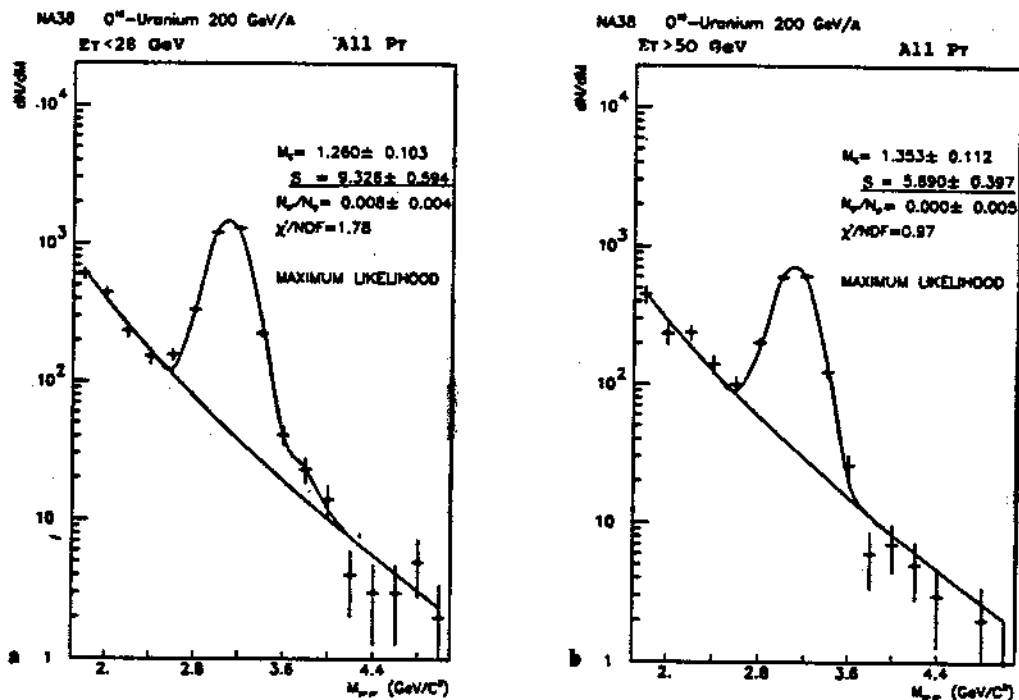


FIG.8 Espectro de dimuons em função da massa invariante $M_{\mu\mu}$. A figura da esquerda corresponde à colisão periférica (baixa energia transversa) e a da direita à colisão central (alta energia transversa). Note a redução de intensidade do pico na colisão central.

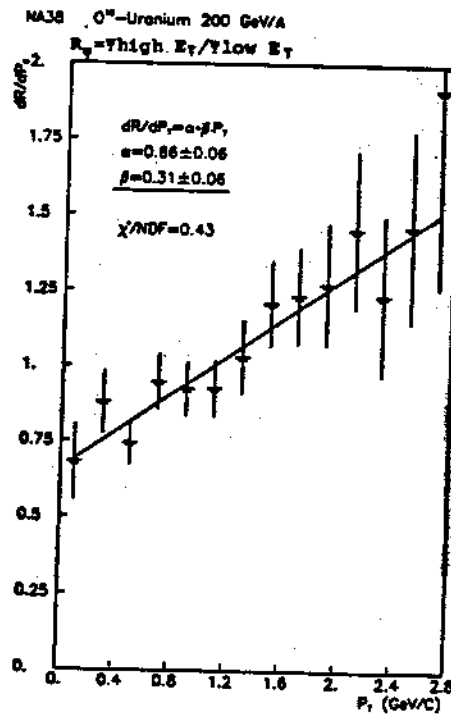


FIG.9 Grau de supressão de J/ψ em função do momento transversal. A supressão fica maior para baixo momento transversal.

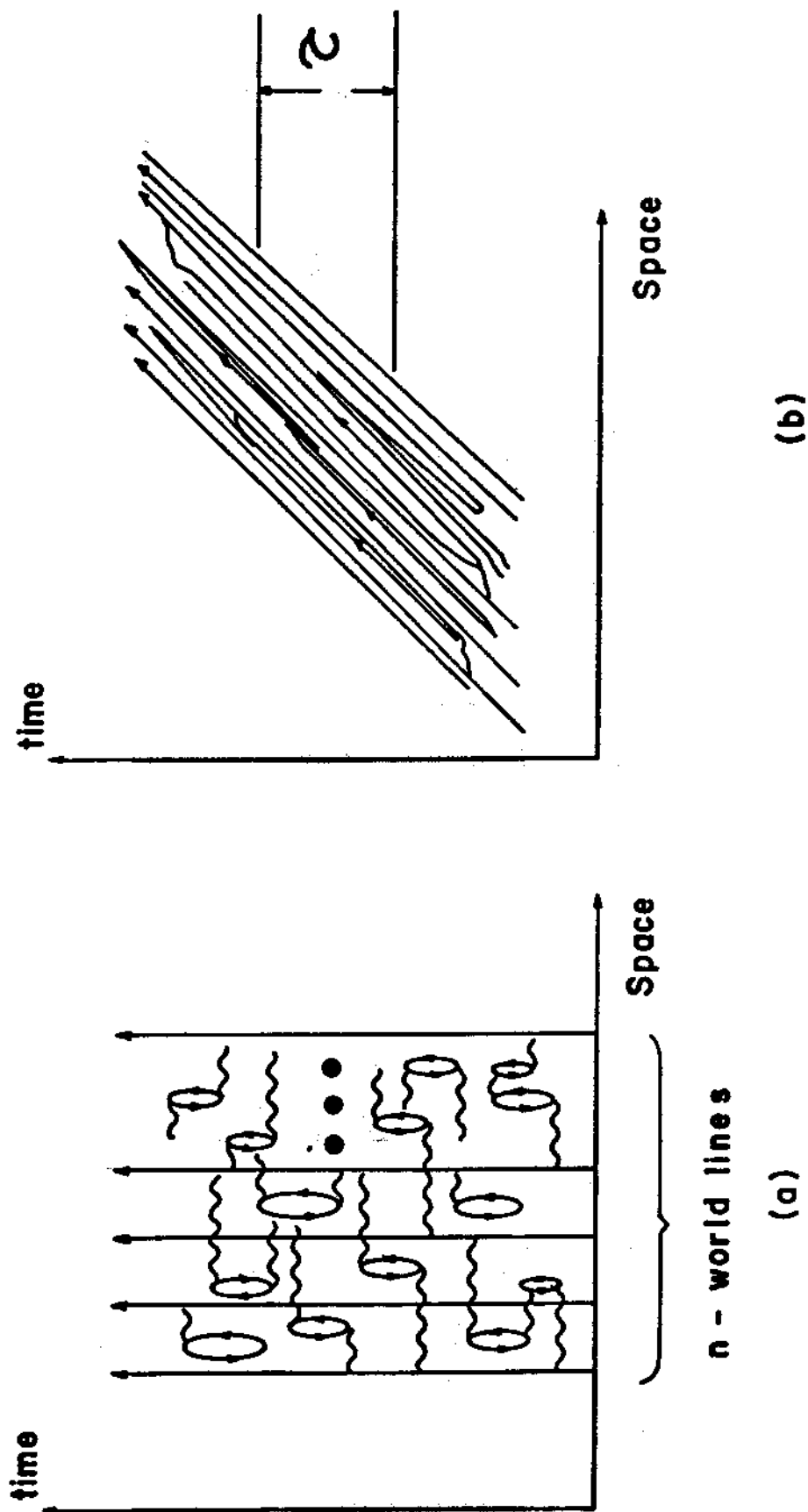


FIG.10 Linhas de universo para nucleons dentro de um núcleo (Fig-a). As linhas de universo ficam inclinadas quando vistas de um sistema de referência com velocidade próxima a da luz (Fig-b). Observe que as bolhas de pares virtuais de partículas-antipartículas ficam esticadas, comportando-se como partículas ou antipartículas reais dentro do intervalo de tempo τ .

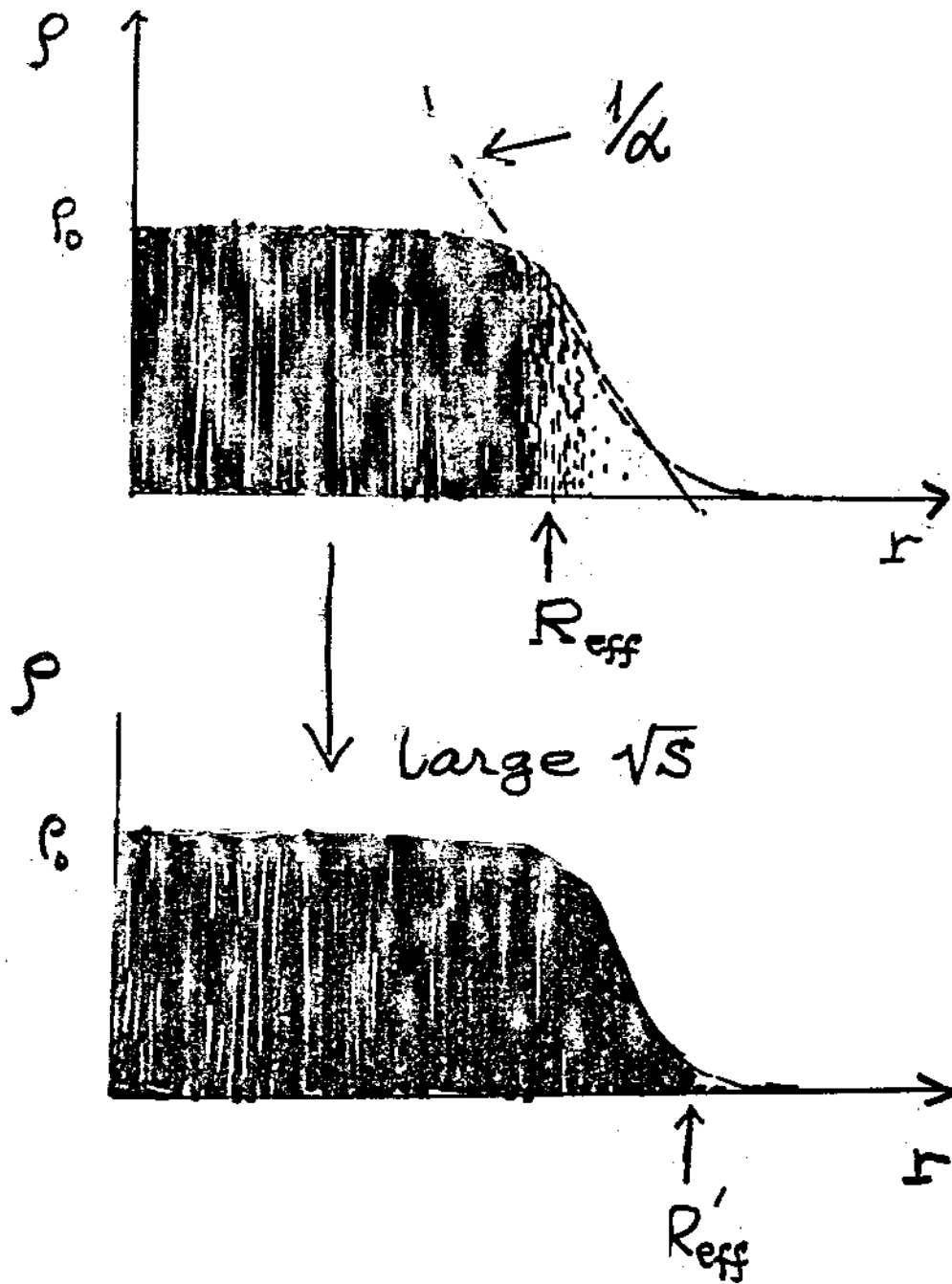


FIG.11 Aumento da opacidade com energia incidente nas bordas de núcleo.

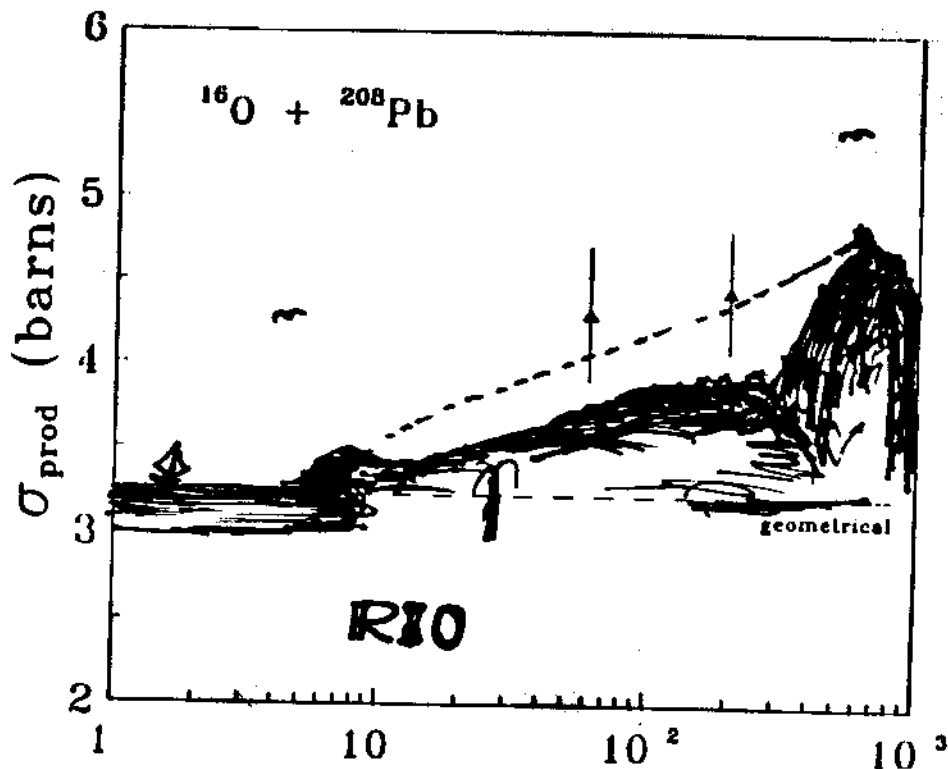
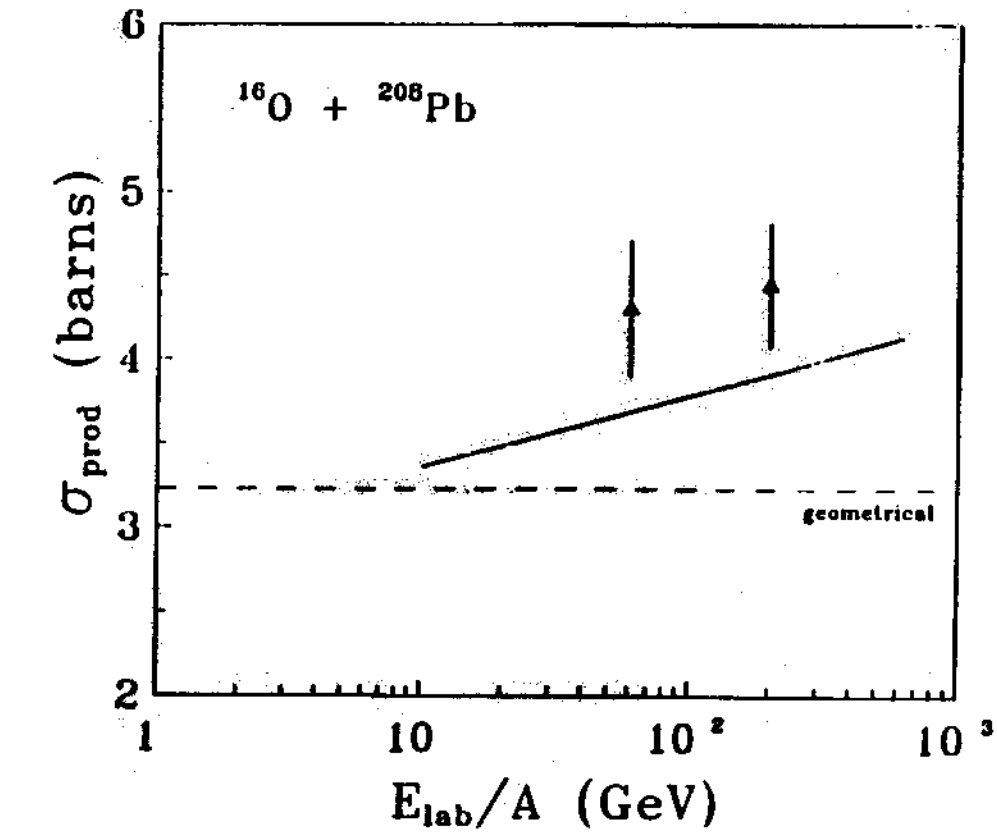


FIG.12 Seção de choque total de produção de partículas na reação $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ em função da energia incidente (Fig-a). Fig-b: O efeito RIO.

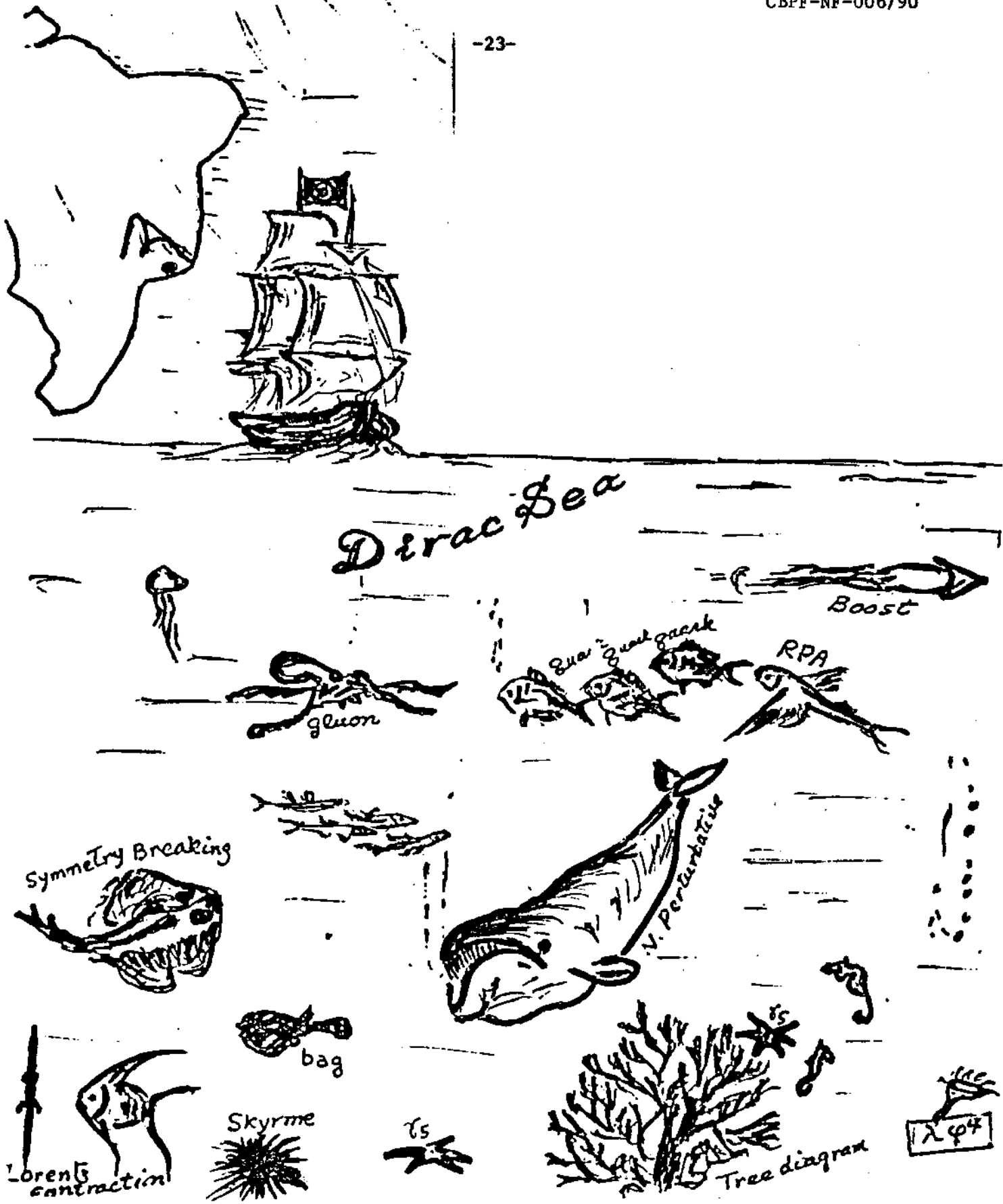


FIG.13 Maravêloso mundo submarino do Mar de Dirac.

Referências

1. *The Proceedings of the Quark Matter 87*, Z. Phys. C **38** (1988)
2. G.Bertch, Comments Nucl. Part. Phys. **19**,91 (1989)
3. *The Proceedings of International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, World Scientific (Singapore), 1990
4. L.D.Landau, No.88, Izv. Akad. Naul. SSSR, Ser Fiz. **17**, 51 (1953)
5. M.Gyulassy, Z.Phys.C **38**, 361 (1989)
6. F.Plasil & WA80 Collaboration, *The Proceedings of International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, op.cit, p105.
7. N.T Porile et al., *The Proceedings of International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, op cit., p1
8. G.Odyniec and NA35 Collaboration, *The Proceedings of International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, op cit., p173.
9. S.Nagamiya, *The Proceedings of International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, op cit., p78.
10. T.Matsui e H.Satz, Phys.Lett. **178B**,416 (1986)
11. A.Bussiere and NA38 Collaboration, Z.Phys.C **38**, 117 (1988)
12. J.Ftácnik, P.Lichard e J.Pisút, Phys.Lett. **B207**, 194 (1988), C.Gerschel e J.Hüfner, Phys.Lett. **B207**, 253 (1988), S.Gavin, M.Gyulassy e A.Jackson, Phys. Lett. **B207**, 257 (1988)
13. B.S.Serot e J.D.Walecka, *Adv. Nucl. Phys.* **11**, 1 (1986)
14. M.Froissart, Phys.Rev.**123**, 1053 (1961)
15. C.E.Aguiar, M.F.Barroso e T.Kodama, preprint, IF-UFRJ, a ser publicado.
16. M.C.Nemes, *The Proceedings of International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, op cit. p225 .