

Detecção e Medição da Vida Média dos Múons ao nível do mar

G. A. Alves e B. M. A. Luiz

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rua Xavier Sigaud 150, 22290-180, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

Recebido em 1 de Março, 1998

Este trabalho apresenta, de forma didática, um método de detecção e medição da vida média dos múons, provenientes de raios cósmicos (em sua maioria prótons e núcleos atômicos), que, ao interagirem com o topo da atmosfera, produzem várias partículas, no fenômeno chamado chuva de partículas e, dentre estas, os múons.

This work presents in a didactic form one method to detect and measure the life time of muons, which come from the interactions of cosmic rays (basically composed by protons and atomic nuclei) in the atmosphere, producing a high numbers of particles, including muons, in a phenomenon called particle shower.

I Introdução

O objetivo principal deste trabalho é apresentar ao aluno de graduação diversas técnicas experimentais típicas da física de partículas. Neste sentido, a detecção e medição da vida média dos múons tem um caráter didático importantíssimo, pois é um experimento extremamente simples, que permite introduzir a eletrônica rápida e os detectores de partículas. Esta característica permite que este experimento possa ser amplamente difundido nos Laboratórios de Física Básica e, ao mesmo tempo, abre novas perspectivas para o ensino de conceitos de Física Moderna.

Na Física de Altas Energias estamos preocupados em entender como se comportam as partes microscópicas da matéria, estudando as partículas elementares e suas interações. O estudo destas partículas tem como base, além do Eletromagnetismo duas teorias surgidas no início deste século, a saber: a Teoria da Relatividade Restrita e a Mecânica Quântica. A união destas duas forma a Teoria Quântica de Campos, que descreve as interações fundamentais. O processo de entendimento das partículas elementares vem sempre acompanhado de grande avanço tecnológico, uma vez que quanto menores as escalas de dimensão e tempo, maiores os desafios para estudá-las experimentalmente.

O conceito de partícula elementar teve sua origem na Grécia antiga. Os atomistas gregos, na tentativa de

explicar como a matéria era formada, imaginavam que ao se começar a dividi-la continuamente, chegar-se-ia a um determinado ponto onde essa divisão não seria mais possível. Esta menor parte indivisível é o *átomo* (em grego, sem partes). Contudo, nesta concepção o átomo não é acessível aos sentidos humanos, sendo imutável, não podendo ser criado nem destruído. Com o passar do tempo, esse “modo” de se explicar a constituição da matéria foi esquecido, sendo revivido no nascimento da Química moderna, quando então se associou a idéia de átomo grego aos elementos químicos a partir de resultados empíricos. Surge assim, o *átomo* científico

Hoje em dia é sabido que o átomo da química (elementos químicos) não representa o conceito de átomo grego, uma vez que os elementos químicos são compostos por prótons, neutrons e elétrons. As partículas que atualmente são ditas elementares, são os *quarks* e *léptons*. O chamado Modelo Padrão classifica e descreve essas partículas e suas interações. Note-se que existe uma diferença conceitual entre essas partículas elementares, e o átomo da filosofia grega[1]. As partículas atualmente aceitas como elementares não são imutáveis, podendo ser transmutadas e até aniquiladas, através de suas interações fundamentais.

No modelo padrão, conforme dito, existem dois tipos de partículas elementares, *quarks* e *léptons*. Sua distinção se dá pelo fato dos quarks possuírem carga de cor (a cor é um ente abstrato que representa uma propriedade dos quarks e glúons, onde esta aparece em três variedades), que os fazem sensíveis à interação forte, en-

quanto os léptons, não possuindo cor, não são afetados por esse tipo de interação. Ambas as partículas se agrupam em famílias, ou em gerações (onde os léptons se agrupam com seus respectivos neutrinos, que também são léptons).

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Figura 1: As três gerações de partículas do Modelo Padrão

Percebe-se do esquema da Fig. 1 a existência de uma segunda geração de léptons notadamente o múon (alvo deste trabalho), e seu neutrino. O múon pode ser visto, em uma primeira análise, como um “primo” pesado do elétron, tendo-se o cuidado de não confundí-lo com um estado excitado deste último, pois até onde vai a precisão experimental, os múons são realmente elementares, tal como os elétrons. Em razão de sua massa, o múon tende a decair predominantemente segundo a reação: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Nesta interação além da conservação de energia, momento e carga, tem-se a conservação do chamado número leptônico, (onde os neutrinos têm o mesmo número leptônico de seus pares e os anti-neutrinos o oposto). Segundo o Modelo Padrão, esta reação se dá pelo decaimento do múon em seu neutrino (figura 2), sendo a diferença de energia propagada pelo bóson vetorial virtual (W^-) com a subsequente materialização do par elétron - antineutrino do elétron.

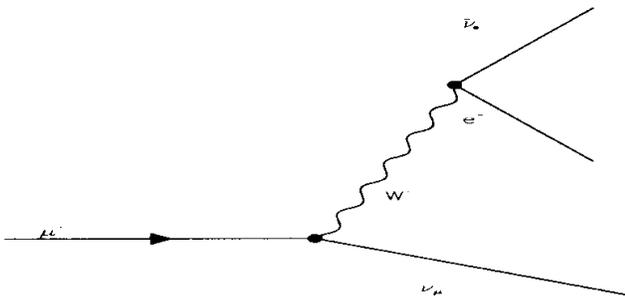


Figura 2. Diagrama de Feynman para o decaimento do múon.

À exceção das partículas da primeira família (fig. 1, coluna mais a esquerda), as demais não se encontram na matéria ordinária (em sua forma estável) sendo, em

geral, produzidas em colisões a altas energias. As principais fontes de produção destas partículas são as colisões de raios cósmicos na atmosfera, e os aceleradores de partículas. Embora as maiores energias observadas até hoje sejam obtidas nos raios cósmicos, somente em aceleradores podemos realizar experiências sob condições controladas. Dentre as partículas produzidas em colisões a altas energias, uma das mais abundantes é o múon, que no caso dos raios cósmicos, resulta do decaimento de partículas mais pesadas produzidas nas sucessivas interações dos raios cósmicos com átomos da atmosfera (fenômeno conhecido como chuva de partículas). A parte hadrônica deste chuva de partículas, decai muito rapidamente (devido às interações fortes), sobrando então para “o resto da viagem” somente a parte leptônica (elétrons, múons, taus, seus respectivos neutrinos e fótons). Contudo, da parte leptônica, basicamente só os múons conseguem chegar no fundo deste “oceano”, pois os taus tem um decaimento quase instantâneo e os elétrons perdem muita energia na interação com a atmosfera (isso ocorre pois a perda de energia por radiação de frenamento¹ de partículas carregadas com a matéria é inversamente proporcional ao quadrado da massa). Os múons, por sua vez, possuem um tempo de vida média suficientemente grande, que os permite chegar ao nível do mar (Na verdade o múon só consegue chegar ao nível do mar devido à contração do espaço, ou a dilatação do tempo, ambos fenômenos previstos por *Einstein* em sua Teoria da Relatividade Especial. Este fato representa portanto uma demonstração dos efeitos desta teoria). Com isso a maior parte das partículas que chegam ao nível do mar são múons.

Para detectar essas partículas deve-se “ter em mãos” um detector de partículas, que associado à eletrônica rápida permite a aquisição de dados experimentais. O detector utilizado neste trabalho é constituído por dois cintiladores (material que quando excitado emite luz) plásticos intercalados por um cintilador líquido, onde se espera o decaimento. Os cintiladores estão acoplados à tubos fotomultiplicadores (tubos à vácuo que transformam os sinais luminosos incidentes em pulsos elétricos amplificados).

A finalidade deste detector é separar os múons que decaem dos que não decaem, através de um arranjo de cintiladores em forma de sanduiche. Este arranjo experimental também proporcionará a medição do tempo de vida média dessa partícula.

¹ A probabilidade de uma partícula de massa M e velocidade v perder energia por frenamento, emitindo um fóton de energia k é dada por: $\frac{d\sigma}{dk} = 5 \frac{2\pi e^2 Z^2}{hc} \left(\frac{mc}{Mv}\right)^2 \frac{r_e^2}{k} \ln \frac{Mv^2 \gamma^2}{k}$, onde m é a massa do elétron, r_e^2 o raio clássico do elétron e Z o número atômico do meio.

II Arranjo Experimental

A montagem experimental funciona da seguinte forma. Se um múon passar pelos três detectores (ver fig. 3), as respectivas fotomultiplicadoras vão captar sinais com uma diferença de tempo que está dentro dos limites estabelecidos como coincidentes (pulsos coincidentes tem um intervalo máximo em torno de 20 ns), ou seja, a eletrônica interpretará que a partícula não decaiu e simplesmente ignorará esse dado. Contudo, se o múon decair (dentro do tambor) irá deixar um sinal no primeiro cintilador² e no tambor durante seu frenamento. Depois disso o múon irá decair no tambor emitindo neutrinos (do múon e do elétron) e um elétron, que deixará também um sinal no tambor (note que os neutrinos não deixam sinais pois eles não tem carga elétrica). A diferença de tempo entre os sinais do tambor será proporcional ao tempo de vida do múon³ que decaiu. O elétron emitido pelo múon não tem energia suficiente para sair do tambor com cintilador; com isso, a característica de um decaimento será um sinal no cintilador-1 e no tambor, seguido de um segundo sinal presente apenas no tambor.

Como foi dito a montagem do detector tem uma finalidade específica. Separar os dados válidos do ruído. Descreve-se a seguir os passos utilizados nesta montagem.

III Montagem do Detector

As fotomultiplicadoras são coladas em seus respectivos cintiladores (usando para isso uma cola especial de *epoxy* com coeficiente de transmissão luminosa apropriado à fotomultiplicadora), depois reveste-se o aparato com material isolante que impede a entrada de luminosidade, pois do contrário os sinais das partículas carregadas seriam totalmente mascarados. Com os cintiladores devidamente encapados foi feita a montagem do detector, em forma de sanduíche, com dois cintiladores plásticos intercalados por um tambor contendo cintilador líquido (ver fig. 3). Nesse tambor, os múons provenientes de raios cósmicos, dentro da faixa de energia apropriada ($E_\mu \sim 100$ MeV[2]), têm grande probabilidade de serem freados e decaírem dentro do líquido.

O objetivo da montagem desse detector em forma de sanduíche é diferenciar os sinais dos múons que apenas passam pelo detector daqueles que realmente decaem em seu interior. Isso é feito acoplando-se o detector a

uma eletrônica especial, denominada eletrônica rápida.

IV Uso da Eletrônica Rápida

Para fazer o tratamento dos sinais provenientes das fotomultiplicadoras, utiliza-se componentes do padrão *NIM* (padrão de eletrônica usado na física nuclear e de altas energias), de forma a realizar as tarefas que são necessárias, filtrando os dados e selecionando os eventos onde o múon decaiu no volume do cintilador líquido; ou seja, a eletrônica rápida irá separar as partículas que decaíram das que não decaíram.

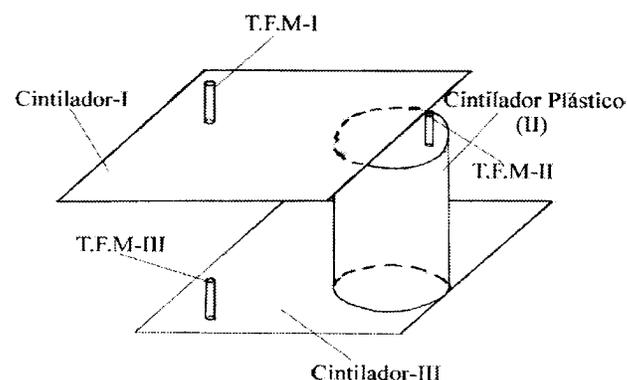


Figura 3. Esquema simplificado da montagem do detector de múons. T.F.M correspondem aos tubos fotomultiplicadores.

A filtragem dos dados é feita utilizando-se o esquema da fig. 4. O sinal passa primeiramente por discriminadores, que selecionam sinais com amplitude maior do que um valor pré-estabelecido. Isso não irá deixar passar os sinais provenientes de fontes “indesejáveis”, como por exemplo, a corrente escura da fotomultiplicadora.⁴ Uma vez feita a discriminação faz-se uma primeira coincidência temporal dupla (entre os sinais do cintilador plástico superior, e o tambor líquido), que ativará tanto o “início” (*start*) no contador *TDC*, como também a abertura de uma janela de tempo (*gate*) de $1.6 \mu\text{s}$, durante a qual se espera o decaimento do múon. Este sinal é vetado no caso da existência de sinal coincidente no terceiro cintilador, pois isto implicaria que o múon atravessou o detector sem decair. Durante o intervalo da janela ($1.6 \mu\text{s}$), a existência de um sinal no tambor produzirá um sinal para o “fim” (*stop*) do contador, contanto que não haja sinal em nenhum dos outros dois cintiladores. O contador *TDC*, referido anteriormente, é um módulo *CAMAC* (que também é um padrão utilizado na física experimental), que transforma o intervalo de tempo “início-fim” em uma

²Não estão sendo considerados aqui os múons provenientes de interações de neutrinos no interior da terra, os quais atingiriam primeiro o cintilador-3.

³Descontado o tempo gasto para atravessar a atmosfera até o detector.

⁴A corrente escura é proveniente da agitação térmica no fotocátodo, esse fenômeno provoca a geração de ruído, ou seja, sinal não proveniente do detector.

contagem digital, de forma que esse dado possa ser armazenado no computador. Este módulo é responsável pela *interface* com o computador.

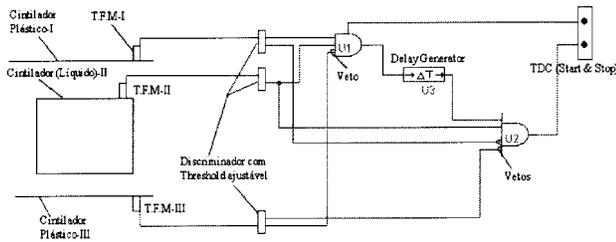


Figura 4. Esquema lógico para seleção de múons que decaem no detector.

Como em todas as montagens experimentais, a existência de um ruído de fundo (*background*, sinais falsos provenientes de ruídos na eletrônica, entre outros) é inevitável. O que se procura fazer é, primeiramente, minimizar o ruído, o que já foi feito através da montagem do esquema de filtragem acima. Além disso, deve-se determinar qual a forma deste fundo, de modo que se possa, utilizando o tratamento estatístico de dados, separá-lo do dado verdadeiro. A determinação da forma do fundo se dá através da tomada de dados do fundo, que consiste na montagem do filtro com uma coincidência tripla, o que possibilita a determinação da passagem de dois múons consecutivos, sem que haja decaimento, responsável pela maior parte do fundo experimental.

A fim de se maximizar a eficiência do detector, as fotomultiplicadoras assim como o módulo *TDC CAMAC* tem que ser calibrados, e os métodos de calibração serão descritos a seguir.

IV.1 - Platoagem dos Tubos Fotomultiplicadores

Há necessidade de se escolher as fotomultiplicadoras mais eficientes, e para isso é feita a platoagem. Esta consiste em um método de determinação da eficiência das fotomultiplicadoras utilizando-se os próprios múons provenientes de raios cósmicos. Isto é feito através de uma montagem com cintiladores em forma de sanduíche, fazendo-se uma coincidência temporal tripla (de seus sinais) a fim de se obter a curva de eficiência da fotomultiplicadora, e daí a região de tensão em que a fotomultiplicadora opera com eficiência máxima. Para se fazer tal coincidência utilizam-se três fotomultiplicadoras, das quais duas serão tomadas como ideais, ou seja, serão aplicadas nelas a voltagem

na qual elas operam com eficiência máxima, segundo as especificações do fabricante. A partir daí varia-se a tensão da terceira fotomultiplicadora a fim de se obter a melhor voltagem de operação. O processo é repetido com outras duas Fotomultiplicadoras, também para obter suas tensões de operação.

IV.2 - Calibração da Eletrônica

Para a determinação do intervalo de tempo, utilizando-se o módulo *TDC CAMAC*, existe a necessidade de se realizar a calibração deste módulo. Isso é feito utilizando-se um gerador de pulsos e atrasos de tempo conhecidos (entre o “início” e o “fim”), gerados por um módulo *NIM* chamado de Gerador de Atrasos⁵. Com isso, além de se obter a relação tempo - contagem, também se testa a linearidade deste módulo. A *interface* com o computador é feita através de um programa em *Pascal*, que gerencia a aquisição de dados e os grava periodicamente.

V Análise dos dados experimentais

A aquisição de dados se processou durante diversos períodos de tempo, com o armazenamento destes dados em arquivos no computador. Do mesmo modo foram obtidos também dados do fundo (*background*), para a análise posterior. Como a aquisição de dados se estendeu por um período razoavelmente prolongado, foi necessário verificar-se que a eficiência do detector se manteve constante. Verificou-se que isso não ocorreu através da análise da razão entre contadores (*scalers*), que registram o número de sinais de início e fim. A partir de uma dada amostra com eficiência padrão aplicaram-se às outras amostras fatores de correção tendo em vista a normalização das amostras, necessária para combiná-las com mesmo “peso” em um histograma.

Concluída a fase de aquisição de dados e dos dados do fundo, observou-se uma considerável flutuação estatística no número de eventos em cada canal do contador *TDC* (cada canal equivale a um intervalo de 11.84 ns). No sentido de minimizar este efeito, foram combinados 4 canais de *TDC* de forma que a resolução desta medida corresponde a ≈ 50 ns.

⁵Poder-se-ia fazer esta calibração também utilizando-se cabos com atrasos pré-determinados.

Em seguida realizou-se a análise de dados, com o auxílio de programas específicos (*CERNLIB*, particularmente o *PAW*), para o tratamento estatístico destes dados. Para isto construiu-se a distribuição em forma de histograma unidimensional do tempo de decaimento dos múons. A seguir é feito o mesmo procedimento para o fundo. Para se separar os dados verdadeiros do fundo pode-se utilizar dois procedimentos: o primeiro consiste em simplesmente fazer uma operação de subtração entre dois histogramas, correspondendo às distribuições de dados e do fundo respectivamente; e o segundo consiste em fazer um ajuste (*fit*) misto incluindo o fundo na função de ajuste.

Optou-se pelo primeiro procedimento, que consiste em ajustar uma função predeterminada à distribuição, já subtraída do fundo, do tempo de decaimento dos múons. A função utilizada foi uma exponencial do tipo $A \times e^{-bt/\tau}$, onde A e b são parâmetros livres e τ corresponde a vida média do muon.

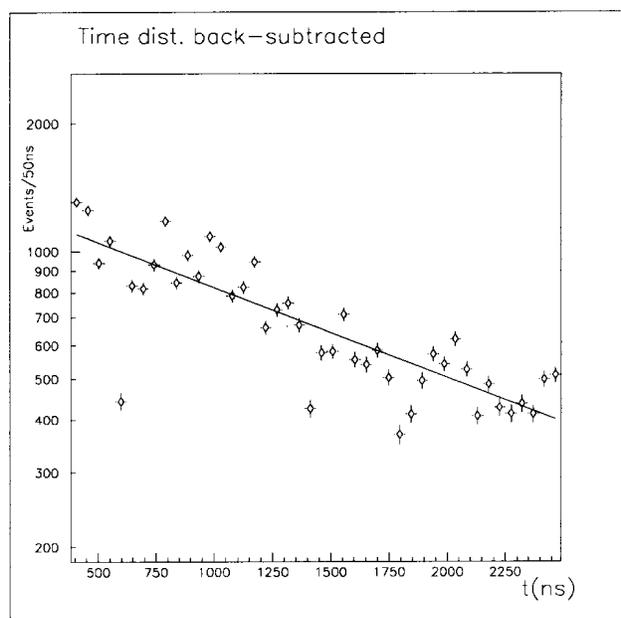


Figura 5. Histograma contendo a distribuição de eventos contra o tempo de decaimento, e o ajuste resultante à função exponencial (ver texto).

Após realizado o ajuste, foi encontrado um valor para a vida média dos múons equivalente a $2.04 \pm 0.04 \pm 0.17 \mu\text{s}$. Sendo que nesta expressão,

o segundo termo corresponde ao erro estatístico, e o terceiro ao erro sistemático, determinado pela variação do intervalo de ajuste.

Foi observado um tempo de vida média para os múons abaixo de seu valor no vácuo ($2.19703 \pm 0.00004 \mu\text{s}$), isso se deve ao fato de que, aproximadamente 50% dos múons negativos sofreram capturas pelos átomos de carbono do cintilador líquido[3].

VI Conclusão

Através de um arranjo experimental simples e didático, utilizando-se cintiladores plásticos intercalados com cintilador líquido, acoplados à eletrônica rápida, obteve-se um resultado satisfatório para o valor do tempo de decaimento do múon.

Também foi observado que este tempo de vida média situa-se abaixo de seu valor no vácuo, resultado consistente com a expectativa de que aproximadamente 50% dos múons negativos sofreram capturas, pelos átomos de carbono do cintilador líquido[3].

Agradecimentos

Agradecemos o apoio dos colegas do LAFEX/CBPF, e em especial aos Professores Francisco Caruso e Ronald Shellard pelas horas dedicadas à revisão deste artigo. B.M.A.L. agradece ao CNPq pela bolsa concedida para a realização deste trabalho.

References

- [1] F. Caruso *Dividindo o Indivisível*, proc. I Escola Internacional de Física de Altas Energias, LISHEP93, F. Caruso e A. Santoro (Eds.), AIAFEX (1994) - pg. 49
- [2] D. Hartill *Lifetime of Cosmic Múons with on-line Data Aquisition on Computer*, proc. III ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, J.C. Anjos, D. Hartill, F. Sauli, M. Sheaff (Eds.), World Scientific (1990) - pg. 347
- [3] R.E. Hall, D.A. Lind and R.A. Ristien, *Am. J. Phys.***38**, 1196 (1976).