

"Estudo da anisotropia da radiação cósmica"

Edmilson José Tonelli Manganote

Orientador : Prof.Dr. Armando Turtelli Jr.

Este exemplar corresponde à redação final da Tese defendida pelo aluno Edmilson José Tonelli Manganote e aprovada pela Comissão Julgadora.

Campinã, 30/VII/87

A Turtelli Jr

Tese submetida ao Instituto de Física 'Gleb Wataghin' como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Ciências.

Agradecimentos

Ao prof. Armando Turtelli Jr. pela orientação e amizade dispensados a mim durante estes anos.

Ao José Augusto Chinellato pelas constantes discussões e pelo inestimável auxílio prestado durante todo este trabalho; em especial pelos cálculos relativos à análise harmônica e quando da confecção dos programas.

Ao José Augusto e a Carola pela amizade e estímulo que sempre me proporcionaram.

Aos demais colegas da Colaboração Torino-Chacaltaya-Campinas que de alguma forma contribuíram para este trabalho.

Às autoridades Brasileiras e Bolivianas pelo auxílio dispensado quanto ao recebimento de dados provenientes de Chacaltaya.

À FAPESP pela concessão de bolsa durante todo este trabalho.

À Marilena pela datilografia deste trabalho.

Finalizando, gostaria de agradecer todos os amigos; em especial ao Peter, a Marcia e ao Edmar que muito me ajudaram em todos os momentos.

Edmilson

RESUMO

Estudamos as variações siderais observadas pelo detetor de chuveiros instalado em Chacaltaya (5220 m.a.n.m., 18°S). Foram analisados aproximadamente dois anos de medidas (1982/84), num total de $\sim 10^8$ dados. A energia média dos eventos está em torno de 10^{13} eV. Determinaram-se os efeitos atmosféricos de 1ª ordem (as variações diárias da pressão atmosférica e da temperatura do ar) e os dados foram corrigidos para os coeficientes obtidos. Os resultados obtidos em primeira harmônica mostraram-se em boa concordância ($A_1 = 0.04\%$ e $\phi_1 = 0$ horas) com os obtidos por outros grupos, a segunda harmônica não foi significativa.

ABSTRACT

In this work we studied the sidereal variation of cosmic rays using the Chacaltaya small air shower array (5220 m.a.s.l., 18°S). We analyzed two years of measurements (1982/84), the total number of events is $\sim 10^8$. The observed mean energy is about 10^{13} eV. First order atmospheric effects (atmospheric pressure and air temperature diurnal variations) were analyzed and the data were corrected by the coefficients obtained. The results for first harmonic ($A_1 = 0.04\%$ e $\phi_1 = 0$ hours) are in good agreement with those obtained by other groups, the second harmonic was not significant.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1 - O estudo da anisotropia	04
CAPÍTULO 2 - O experimento de Chacaltaya	20
CAPÍTULO 3 - Processo de seleção e correção dos dados	35
CAPÍTULO 4 - Análise e discussão dos resultados	51
APÊNDICE 1 - Bursts- γ	63
APÊNDICE 2 - Análise harmônica	74
APÊNDICE 3 - Mínimos quadrados - Ajuste linear	81
APÊNDICE 4 - Programas	87
REFERÊNCIAS	116

PREFÁCIO

O objetivo deste trabalho é realizar um estudo preliminar da anisotropia da radiação cósmica observada pelo detetor de pequenos chuveiros instalado no Monte Chacaltaya (a 5220 m.a.n.m.), Bolívia. Este experimento faz parte da colaboração Torino-Chacaltaya-Campinas, da qual fazem parte o Instituto di Cosmogeofisica di Torino (Torino-Itália), o Instituto de Investigaciones Físicas (subordinado ao Depto. de Física da Universidad Mayor de San Andres, La Paz Bolívia) e o Instituto de Física 'Gleb Wataghin' da Universidade Estadual de Campinas (Campinas-Brasil). O detetor foi projetado e construído no Instituto di Cosmogeofisica di Torino por C. Morello, G. Navarra e A. Turtelli Jr. em 1980/81, estando em funcionamento desde agosto de 1982.

O sistema consiste de quatro grupos de cintiladores plásticos colocados nos vértices de um retângulo, cobrindo uma área de aproximadamente 60m^2 . Possui, ainda, sete sondas que coletam dados acerca dos parâmetros ambientais. O experimento é controlado por um microprocessador INTEL-8086; que gerencia dois programas que visam: 1) registrar variações rápidas da radiação cósmica (que podem estar relacionadas a uma possível componente de alta energia dos bursts-gamas) e 2) coletar dados acerca das variações siderais. A faixa de trabalho em energia está em torno de 10^{13} eV. Sendo o único experimento, localizado no hemisfério Sul (18°S), a realizar medidas nesta faixa de energia. O experimento não registra as direções de chegada dos eventos individuais; os eventos observados são aqueles que chegam dentro de um cone (de abertura em torno de 15°) ao redor

da normal ao plano do detetor. Até agosto deste ano, pretendemos introduzir modificações que nos permitam o registro também das direções de chegada; sendo o principal objetivo a observação de gamas de alta energia provenientes da explosão da supernova de Shelton.

CAPÍTULO 1

O ESTUDO DA ANISOTROPIA

1.1) Introdução.

Hoje temos fortes evidências de que a radiação cósmica, a energias acima de 10^{11} eV, seja anisotrópica. No entanto, estas conclusões vem tomando corpo a apenas 30 anos; ou seja, menos da metade do tempo do nosso convívio com os raios cósmicos cuja descoberta remonta ao início do século. Os problemas da anisotropia e da origem da radiação cósmica estão intimamente ligados; mesmo tendo em conta de que devido aos campos magnéticos tanto interplanetários como galáctico as direções de chegada das partículas no topo da atmosfera pouco ou nada estão relacionadas com as direções de suas fontes.

A energias mais baixas, menores que 10^{10} eV, a observação de raios gama devidos, presumivelmente, a interações das partículas no meio interestelar, foi usada para mostrar que existe um gradiente de raios cósmicos na galáxia^[1,2]. Isto fortificaria a idéia de uma origem galáctica das partículas. A energias acima de 10^{12} eV, onde ambiguidades devidas a um possível campo magnético solar variável são desprezíveis a procura deste gradiente galáctico é feita através do estudo das anisotropias nas direções de chegada da radiação cósmica. A idéia é que se a anisotropia for tão pequena de forma a ser consistente com um "gás" de raios cósmicos em repouso na galáxia, então as partículas seriam muito provavelmente de ori-

gem extragaláctica. Todavia, uma anisotropia significativa e, particularmente, que cresça com a energia indicaria que as partículas originam-se dentro da galáxia.

As medidas de anisotropia, falando de maneira idealizada, deveriam ser feitas fora da região de influência da Terra e, obviamente, se possível também do sol. No entanto, isto é até o momento impossível. Detetores colocados em satélites possuem uma área muito pequena, de forma que a quantidade de eventos não fornece boa estatística. Resta-nos, assim, detetores na Terra que observam as partículas secundárias produzidas nas interações dos primários na alta atmosfera. Para energias até aproximadamente 10^{12} eV utilizam-se detetores subterrâneos de muons; neste tipo de experimento o fundo devido a primários de baixa energia é absorvido na rocha acima do experimento. Com detetores de pequenos chuveiros instalados em montanhas consegue-se analisar energias mais altas ($\sim 10^{13} \div 10^{15}$ eV). Neste caso a informação sobre os chuveiros, individualmente, é muito pequena mas a taxa de eventos é grande, o que fornece uma boa estatística. Para energias mais altas, onde o número de eventos é pequeno, os dados são obtidos através de grandes e complexos sistemas de detecção, que fornecem boas estimativas acerca da direção e da energia dos chuveiros.

A análise nestes experimentos de anisotropia é feita usualmente através do ajuste de senóides - análise harmônica - à taxa de eventos em tempo sideral (ascensão reta), sendo o resultado final a fase e a amplitude da(s) harmônica(s) ajustada(s). O sistema de coordenadas utilizado é o sistema equatorial (α : ascensão reta e δ : declinação) no qual a terra encontra-se no centro. A declinação,

δ , que corresponde à latitude geográfica e a ascensão reta, α , que corresponde ao ângulo azimutal com origem no ponto γ (equinócio vernal). A figura 1.1 apresenta em detalhes o sistema equatorial, note-se que o equador celeste, bem como os pólos norte e sul celestes são prolongamentos de seus correspondentes terrestres^[3]. Estes experimentos estão baseados na Terra utilizando-se, assim, de seu movimento para vasculhar o céu. Esta vantagem é contrabalançada pela dificuldade que existe no trato das influências (modulações espúrias) ocasionadas pelos parâmetros atmosféricos, como comentaremos mais adiante.

1.2) Origem e propagação da radiação cósmica.

Para a radiação cósmica de poucos GeV, observações em gama^[4] são muito favoráveis a uma origem galáctica. Se formos para energias muito mais altas pode ser que os raios cósmicos somente sejam produzidos em situações muito especiais (eventos muito violentos); sendo tais eventos muito raros, pode ser que acima de uma determinada energia a radiação cósmica seja predominantemente de origem extragaláctica. Possíveis fontes extragalácticas incluem radiogaláxias, galáxias Seyfert, quasars e aglomerados^[5,6] de galáxias. Tem-se, também, sugerido que os raios cósmicos, pelo menos num determinado intervalo de energia, poderiam ser de origem cosmológica, isto é, produzidos no big-bang original. No caso de fontes galácticas teríamos explosões de supernovas (para a parte de energia mais alta do espectro), pulsares, remanescentes de supernovas, etc. É interessante notar que a distribuição espacial destas fon

tes se correlaciona com o disco galáctico, ou seja, o número de fontes aumenta em direção ao plano galáctico^[5]. Um forte apoio à origem galáctica tem sido dado pela descoberta de fontes do tipo de Cyg-X3^[6] que emitem gamas de energia muito alta. Recentemente^[7] calculou-se a contribuição de raios gama vindo do plano galáctico para a taxa de contagem de raios cósmicos, utilizando-se uma extra polação do fluxo de gamas medido por satélites conseguiu-se uma boa concordância com a anisotropia observada para energias primárias no intervalo $10^{13} \div 10^{14}$ eV.

De qualquer forma, galácticos ou extragalácticos, os raios cósmicos chegam até nós atravessando os campos interestelares. Quanto aos campos intergalácticos pouco podemos dizer; sua estrutura nos é, ainda, desconhecida e eles podem ou não ser suficientemente fortes para influenciar a trajetória de partículas viajando no meio intergaláctico. Já os campos galácticos tem sua existência bem estabelecida, embora haja muita incerteza acerca dos detalhes; a principal conclusão é que existem campos magnéticos regulares de $2 \div 3 \mu\text{G}$ localmente (algumas centenas de pc) juntamente com campos de magnitude similar mas irregulares nesta escala^[8,10].

Enquanto em alguns casos (partículas neutras, partículas de energia muito alta, fontes próximas, etc) a distribuição direcional da radiação poderia corresponder às direções das fontes individuais, parece provável que os efeitos na propagação sejam de importância capital na maioria das energias consideradas. A propagação é governada pelos campos magnéticos galácticos ou intergalácticos, cuja estrutura, como dissemos, é bem pouco conhecida.

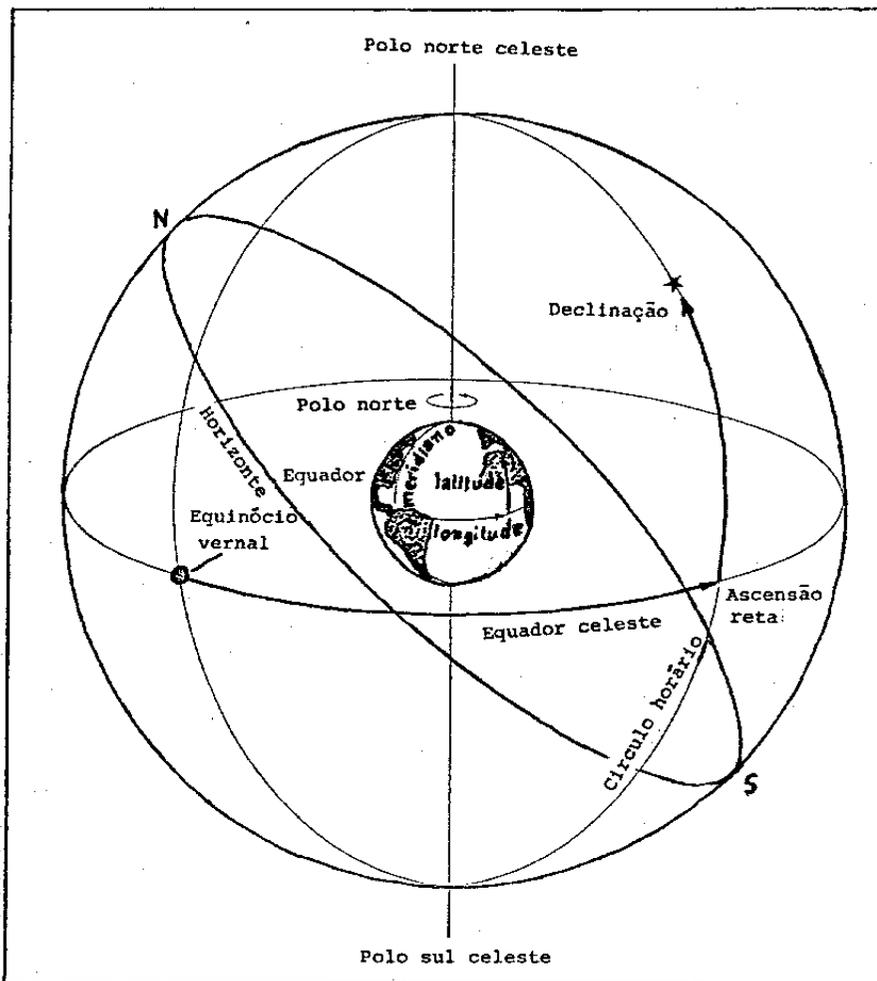


Fig.1.1 : Sistema equatorial de coordenadas, a ascensão reta é medida para leste do equinócio vernal e a declinação corresponde à latitude terrestre. (ver ref.3)

1.3) Influências locais sobre a intensidade da radiação cósmica.

Existem vários efeitos que podem causar o aparecimento de harmônicas espúrias, quando da análise em tempo sideral. A variação diária da pressão atmosférica e da temperatura do ar afetam as contagens podendo, posteriormente, introduzir harmônicas siderais não genuínas. A figura 1.2 mostra o comportamento diário, típico, destes dois parâmetros em Chacaltaya (5220 m.a.n.m.). Estes são os chamados efeitos de 1ª ordem; mas, ao comportamento visto na fig. 1.2 adiciona-se uma modulação anual [11]. Esta também pode introduzir efeitos espúrios na análise harmônica (são os chamados efeitos de 2ª ordem). O tratamento dos dados quanto a este último efeito é, ainda, pouco discutido.

Temos, ainda, o efeito Compton-Getting que pode introduzir uma anisotropia sideral devida a: 1) o movimento orbital da terra ao redor do sol e 2) o movimento do sistema solar dentro da galáxia [12]. A amplitude prevista do vetor de Compton-Getting é:

$$[\vec{n}_{CG}] = (\gamma + 2) \left[\frac{-\vec{V}}{C} \right] \quad (1.1)$$

onde \vec{V} é a velocidade do observador e $\gamma (= 2.6)$ é o expoente no espectro diferencial de energia. O efeito devido ao movimento da Terra em torno do sol foi medido em Norikura e Baksan apresentado boa concordância com a previsão teórica de 0.046% e máximo 6 horas solares (ver tabela 1.1), para aquela latitude. Para o movimento do sistema solar tem-se um efeito da ordem de 0.03% na direção $\alpha = 18h$ e $\delta = 30''$ [12].

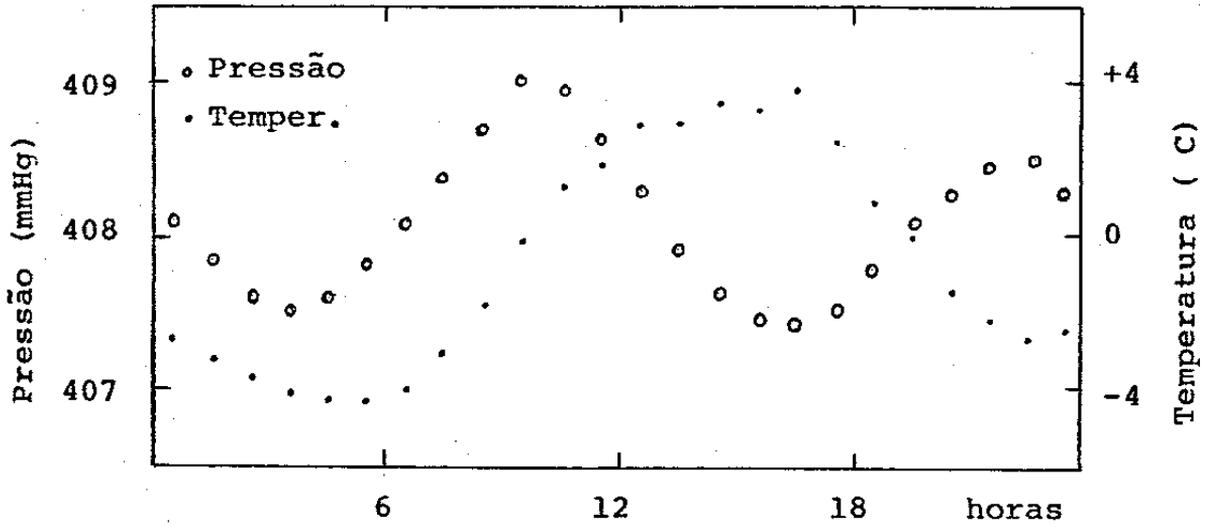


Fig.1.2 : Comportamento diário da pressão atmosférica e da temperatura do ar em Chacaltaya (5220m.a.n.m.).

Análise Harmônica	Norikura (E - W)	Baksan (1980)	Baksan (1981)
Primeira Harmônica	$(0.045 \pm 0.024)\%$ (6.0 ± 2.4) horas	$(0.043 \pm 0.004)\%$ (6.9 ± 0.4) horas	$(0.038 \pm 0.005)\%$ (6.7 ± 0.4) horas
Segunda Harmônica	----- -----	$(0.007 \pm 0.004)\%$ -----	$(0.006 \pm 0.005)\%$ -----

Tabela 1.1 : Análise harmônica em tempo solar. Note-se que esta análise é feita após serem efetuadas as correções em 1ª ordem de pressão atmosférica e temperatura do ar.

Análise Harmônica	Poatina 42° S	Norikura 36° N	Musala 42° N	Baksan 43° N
En. média	10^{12} eV	$2 \cdot 10^{13}$ eV	$6 \cdot 10^{13}$ eV	10^{13} eV
Primeira Harmônica	$(0.05 \pm 0.02)\%$ (1.3 ± 1.9) h	$(0.051 \pm 0.004)\%$ (1.0 ± 0.3) h	$(0.07 \pm 0.02)\%$ (1.7 ± 1.1) h	$(0.057 \pm 0.004)\%$ (1.4 ± 0.3) h
Segunda Harmônica	----- -----	$(0.026 \pm 0.004)\%$ (5.5 ± 0.3) h	$(0.06 \pm 0.02)\%$ (5.0 ± 0.7) h	$(0.019 \pm 0.004)\%$ (6.2 ± 0.4) h

Tabela 1.2 : Resultados de análise harmônica em tempo sideral para energias no intervalo 10^{13} - 10^{14} eV .

1.4) Aspectos estatísticos e métodos de análise.

Os desvios da isotropia são muito pequenos^[5], assim experimentos cuja performance seja altamente estável devem ser utilizados. Somente detetores estacionários em relação à Terra podem cumprir tal requisito. Suas direções de visão mudam com o movimento da Terra, varrendo um cone com declinação constante. É praticamente impossível intercalibrar detetores com precisão suficiente para que intensidades absolutas em diferentes declinações possam ser comparadas. Desta forma, somente as componentes equatoriais da anisotropia podem ser estabelecidas a partir da variação sideral da intensidade. Mesmo um conhecimento muito preciso das variações siderais em todas as declinações seria insuficiente para descrever a estrutura espacial da anisotropia.

O método de análise mais utilizado tem sido o de análise harmônica. Este tipo de análise possui certas limitações^[13] além de não ser uma técnica apropriada para a procura de fontes pontuais ou fontes, cuja abertura angular seja da ordem do erro experimental. É uma análise conveniente por já ser utilizada há muitos anos^[14] cujo manuseio do ponto de vista estatístico é simples^[15] fornecendo informações de fácil compreensão. Consiste, basicamente, em colocarmos a distribuição da radiação em termos de uma função $f(\alpha)$ na forma:

$$f(\alpha) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \{a_n \cos(n\alpha) + b_n \sin(n\alpha)\} \quad (1.2)$$

onde os coeficientes a_n e b_n são dados por:

$$a_n = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N y_i \cos(n\alpha_i) \quad (1.3)$$

$$b_n = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N y_i \sin(n\alpha_i) \quad (1.4)$$

onde y_i e α_i são a contagem e a ascensão reta, respectivamente, do i -ésimo dado. A fase da n -ésima harmônica sendo dada por:

$$\psi_n = \arctg\left(\frac{b_n}{a_n}\right) \quad (1.5)$$

O fato de a aceitação angular dos detetores de anisotropia ser razoavelmente grande produz um efeito "suavizante" reduzindo consideravelmente as amplitudes medidas^[5]; o que faz com que harmônicas de ordem superior à segunda sejam imperceptíveis, isto tendo-se em conta os dados fornecidos pelos experimentos em funcionamento até o presente momento.

1.5) Resumo da situação experimental no intervalo $10^{11} \div 10^{20}$ eV.

Para o intervalo de energia de $10^{11} \div 10^{12}$ eV são utilizados, em geral, os detetores subterrâneos de muons que fornecem uma boa estatística permitindo a detecção de variações tão pequenas quanto 0.01%. No entanto, esta faixa de energia ainda é sujeita à modulações devidas a influência solar. Primeiramente não se tem, como já falamos, um conhecimento preciso do campo magnético local (dentro da cavidade solar); este campo poderia alterar tanto a direção como a amplitude da anisotropia. E, também, partículas de origem

galáctica poderiam ganhar ou perder energia quando no campo elétrico associado ao vento solar em expansão. Existe, ainda, a possibilidade de se observar uma variação sideral, devida ao efeito Compton-Getting solar. Uma fase diferente

também poderia aparecer se a forma da cavidade solar fosse muito diferente de uma configuração esférica.

Os resultados obtidos^[16,20] indicam uma amplitude, em primeira harmônica, entre $0.02 \div 0.07\%$ com uma fase no intervalo $0 \div 3$ h. Nagashima e Mori^[21] revendo os resultados de vários grupos também colocam a existência de uma concordância razoável em segunda harmônica, com fase ao redor de 6 horas. De qualquer forma, esta região está, ainda, sob forte influência de modulações solares fazendo com que a interpretação dos resultados seja algo incerta.

O intervalo de $10^{12} \div 10^{14}$ eV é onde as medidas de anisotropia estão melhor estabelecidas. Na tabela 1.2 vemos os resultados obtidos por vários grupos, e a concordância em amplitude e fase tanto para a primeira como para a segunda harmônica são excelentes. Os resultados do grupo de Musala^[22] para as amplitudes são um pouco maiores que os obtidos pelos grupos de Poatina^[23,24] e Baksan^[26], mas esta diferença não é estatisticamente significativa. É interessante notar que a análise feita em Norikura^[27] utiliza quatro conjuntos de dados no intervalo $(1 \div 4)$ eV; resultando em variações siderais similares para todos os conjuntos, o que indicaria uma fraca dependência com a energia nesta região.

Ainda, se observarmos os resultados obtidos para o intervalo $10^{11} \div 10^{12}$ eV podemos, com o devido cuidado, dizer que existe

uma constância (pelo menos aparente) das amplitude e fase em primeira harmônica para todo o intervalo de $10^{11} \div 10^{14}$ eV. Isto pode indicar que não existem diferenças nos mecanismos que controlam a propagação da radiação cósmica neste intervalo de energia; o que reforçaria a origem galáctica destas partículas.

As figuras 1.3 e 1.4 apresentam um resumo dos dados em amplitude e fase, para primeira e segunda harmônicas por todo o intervalo de $10^{11} \div 10^{20}$ eV. Para o intervalo de $10^{14} \div 10^{17}$ eV temos o trabalho de Linsley e Watson^[28] que analisaram aproximadamente 20 anos de dados coletados independentemente por vários experimentos; a análise mostrou (como pode se ver pelas figuras 1.3 e 1.4) haver um rápido crescimento da amplitude com a energia e também uma mudança de fase. Os dados mais recentes nesta faixa de energia vem dos grupos de Haverah Park^[29] e Akeno^[30]. As amplitudes variam de 0.1 ÷ 1%, quanto às fases sua variação é mais complicada. Com as melhorias na resolução direcional ($< 5^\circ$) pode-se pesquisar com mais cuidado as contribuições das fontes gama de alta energia; em especial, as atenções tem-se voltado para Cyg X-3 e para a nebulosa do Caranguejo^[31]. Neste intervalo de energia temos também o "joelho" do espectro energético (ver fig. 1.5), o que abre possibilidades interessantes. Talvez^[32], um estudo detalhado do comportamento da anisotropia no intervalo $10^{14} \div 10^{17}$ eV traga algumas respostas para este problema.

Para as energias acima de 10^{17} eV os dados provem, na sua maioria, do experimento de Haverah Park^[29]. As amplitudes observadas são maiores que 1% (chegando mesmo a serem superiores a 10%,

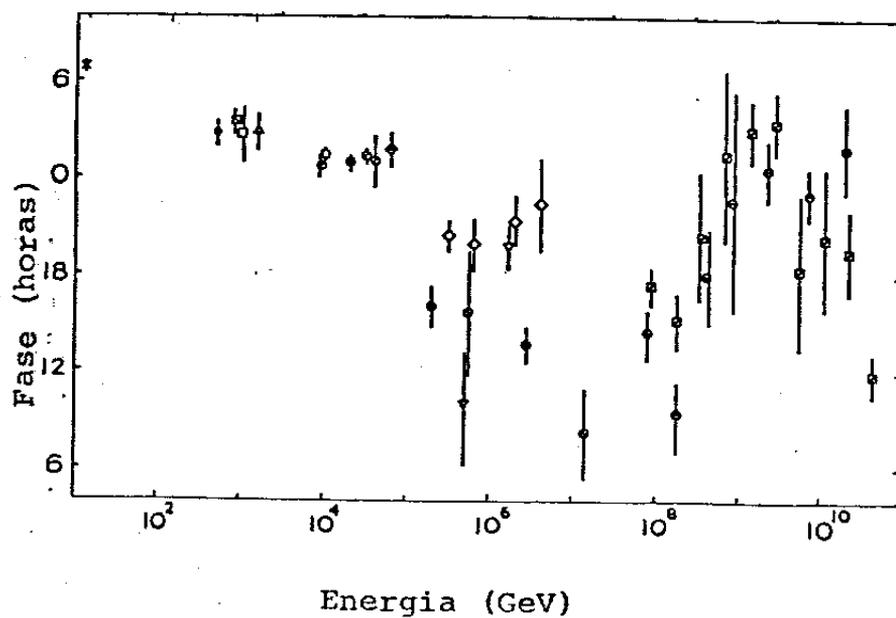
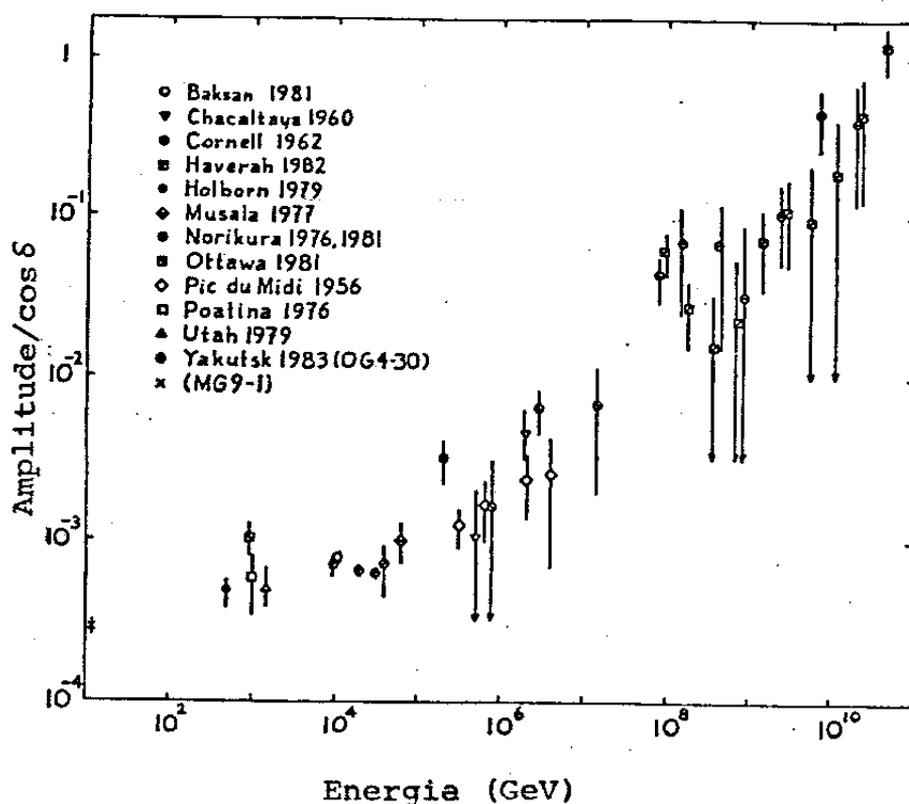


Fig.1.3 : Amplitudes e fases em 19^a harmônica obtidas por vários grupos no intervalo 10^{11} - 10^{20} eV .

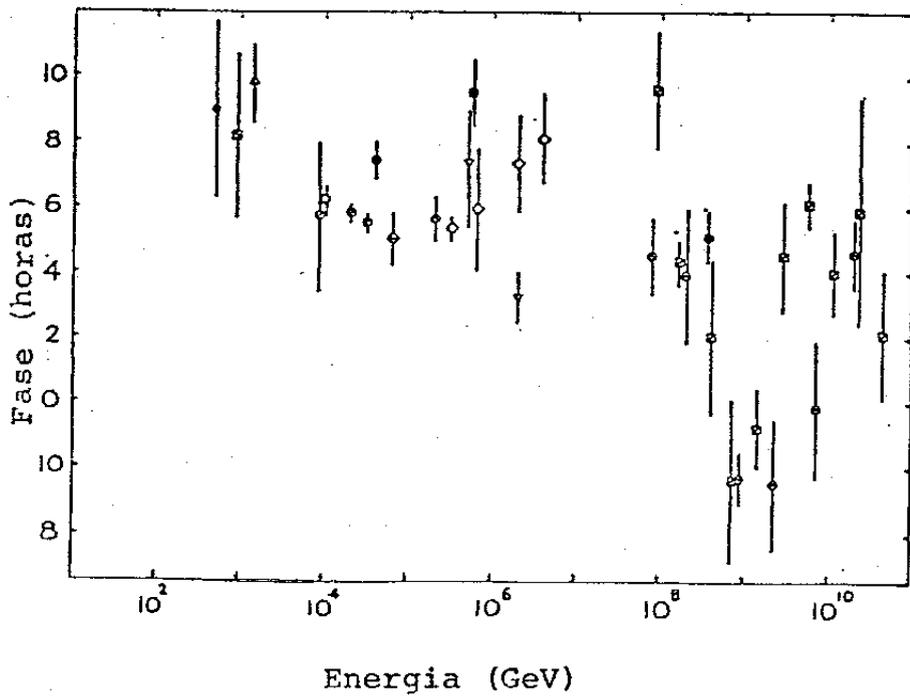
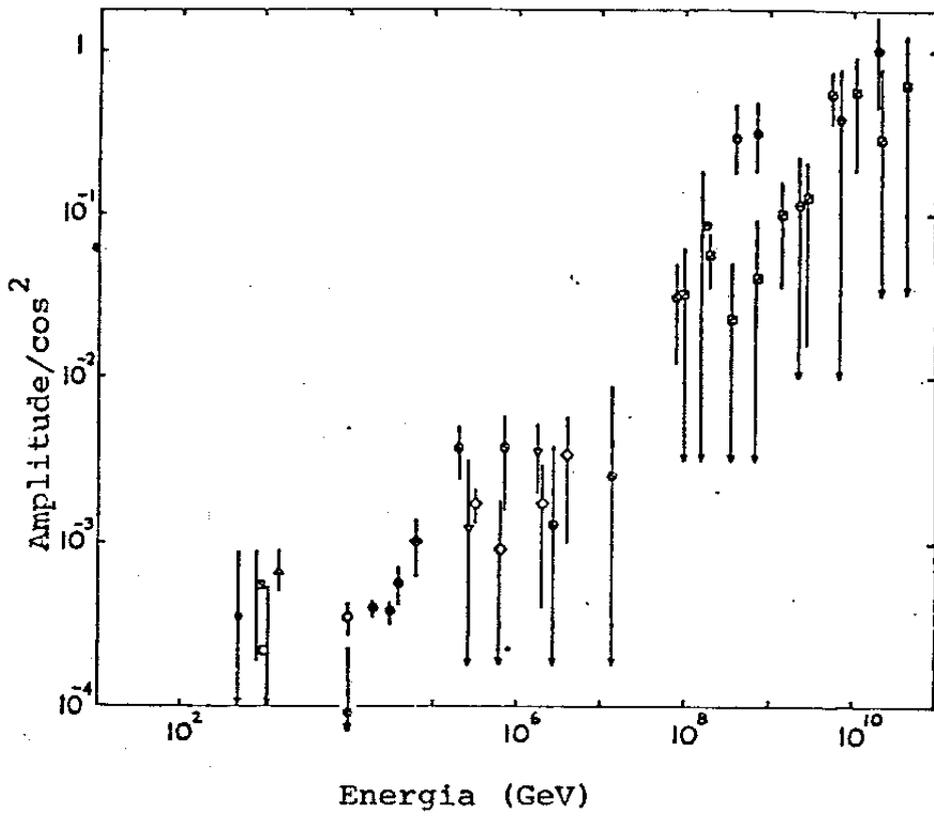


Fig.1.4 : Amplitudes e fases em 2ª harmônica obtidas por vários grupos no intervalo 10^{11} - 10^{20} eV .

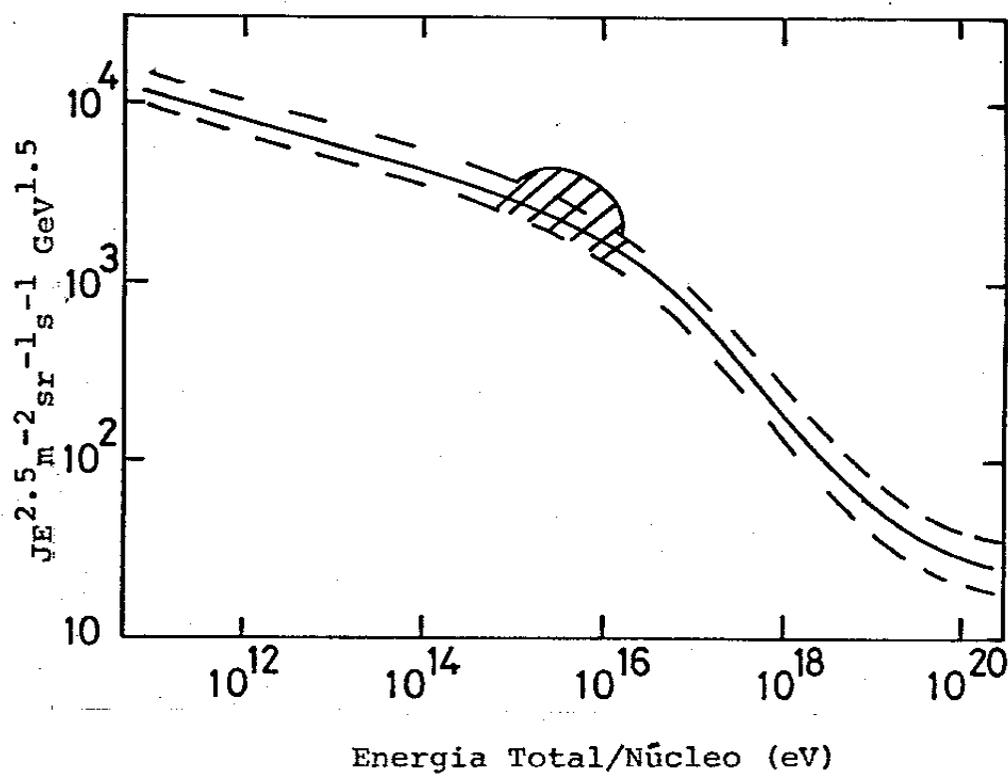


Fig.1.5 : Espectro diferencial de energia dos raios cômicos.

para energias maiores que 10^{18} eV). Em geral possui-se uma boa resolução direcional dos eventos, o que permite uma análise mais detalhada além da análise harmônica tradicional.

Em resumo, das figs. 1.3 e 1.4 vê-se que por todo intervalo de $10^{11} \div 10^{20}$ eV temos a presença definida de uma anisotropia. É verdade, todavia, que para o intervalo $10^{11} \div 10^{12}$ eV, as anisotropias observadas não podem ser classificadas como estatisticamente significativas (dentro do critério $> 3 \sigma$). Para energias superiores a 10^{18} eV o maior problema é a pequena quantidade de dados. Pode-se dizer que as amplitudes crescem com a energia na forma $E^{1/2}$ (o que é razoavelmente observado). No entanto, a questão das fases é mais complicada e não se tem, até o momento, uma explicação convincente acerca das variações observadas ao longo do espectro.

A atenção nos últimos anos^[32] tem-se voltado para as fontes gama de alta energia; como uma possível forma de se explicar as anisotropias observadas. Com já citado^[7], estas fontes podem explicar a anisotropia na faixa de $10^{13} \div 10^{14}$ eV; para as energias mais altas faltam dados. O problema do "joelho" do espectro pode estar relacionado com mudanças na composição da radiação cósmica à $\sim 10^{15}$ eV; por outro lado, estas alterações poderiam também influenciar nas anisotropias observadas. Até 10^{18} eV acredita-se que as partículas sejam de origem galáctica, para energias maiores que 10^{18} eV, é de razoável consenso que a origem seja extragaláctica.

CAPÍTULO 2

O EXPERIMENTO DE CHACALTAYA

2.1) Introdução.

Para partículas com energias primárias inferiores a 10^{11} eV os chuviros resultantes são completamente absorvidos na parte superior da atmosfera. Quando nos encontramos no nível do mar me didas podem ser feitas apenas para energias acima de 10^{15} eV, com um considerável aumento do erro estatístico devido a diminuição do fluxo primário.

Os experimentos que trabalham na faixa de energia de $10^{12} \div 10^{14}$ eV estão a altitudes de no máximo 3000 m.a.n.m., como é o caso de Musala e Plateau Rosa [33]. Quando passamos para a alti tude de Chacaltaya temos um aumento da ordem de 3 vezes nas taxas de contagem [34]; o que significa uma melhora sensível na estatística, a ponto de poder-se obter resultados com igual peso estatístico aos dos experimentos de Baksan [26] e Norikura [27] com apenas 1 ano de medidas.

A escolha de Chacaltaya para instalação do experimento se deve a três pontos básicos:

- 1) à posição geográfica, -18° hemisfério sul, o que possibilita a observação do centro galáctico;
- 2) à altitude que, como já mencionamos, possibilita um aumento sen sível na estatística de chuviros com energias $\geq 10^{13}$ eV e

3) o fácil acesso ao laboratório.

Este detetor faz parte da colaboração entre o Instituto de Investigaciones Físicas (La Paz, Bolívia), o Istituto di Cosmogeofisica di Torino (Torino, Itália) e o Instituto de Física Gleb Wataghin (Campinas, Brasil). Tendo sido planejado e construído por C. Morello, G. Navarra e A. Turtelli Jr. no Istituto di Cosmogeofisica em 1980/1981. O experimento está em funcionamento desde agosto de 1982.

2.2) O detetor.

O experimento é constituído de 4 grupos de 3 cintiladores (cada cintilador com 1 m^2 de área), sendo cada grupo colocado num dos vértices de um retângulo (como podemos ver da fig. 2.1). Cobrindo uma área de aproximadamente 60 m^2 . O cálculo da energia observada foi feito utilizando-se o cálculo Monte Carlo do desenvolvimento de cascatas eletromagnéticas na atmosfera e, na parte de alta energia, o formalismo de Greisen. As figuras 2.2.a e 2.2.b mostram a probabilidade de que tenhamos sinal em apenas 1 cintilador e que tenhamos sinal de 4 cintiladores (1 para cada grupo de cintiladores) em função da distância do eixo do chuveiro ao centro do experimento. As distribuições energéticas dos primários para contagem individual (coincidências quadruplas, triplas e duplas são mostradas nas figuras 2.3.a, 2.3.b, 2.3.c e 2.3.d.

O diagrama de blocos da eletrônica utilizada é mostrada na figura 2.4. Pode-se ver que no multiplexador de controles entram as informações referentes às contagens de cada uma das 12 fo

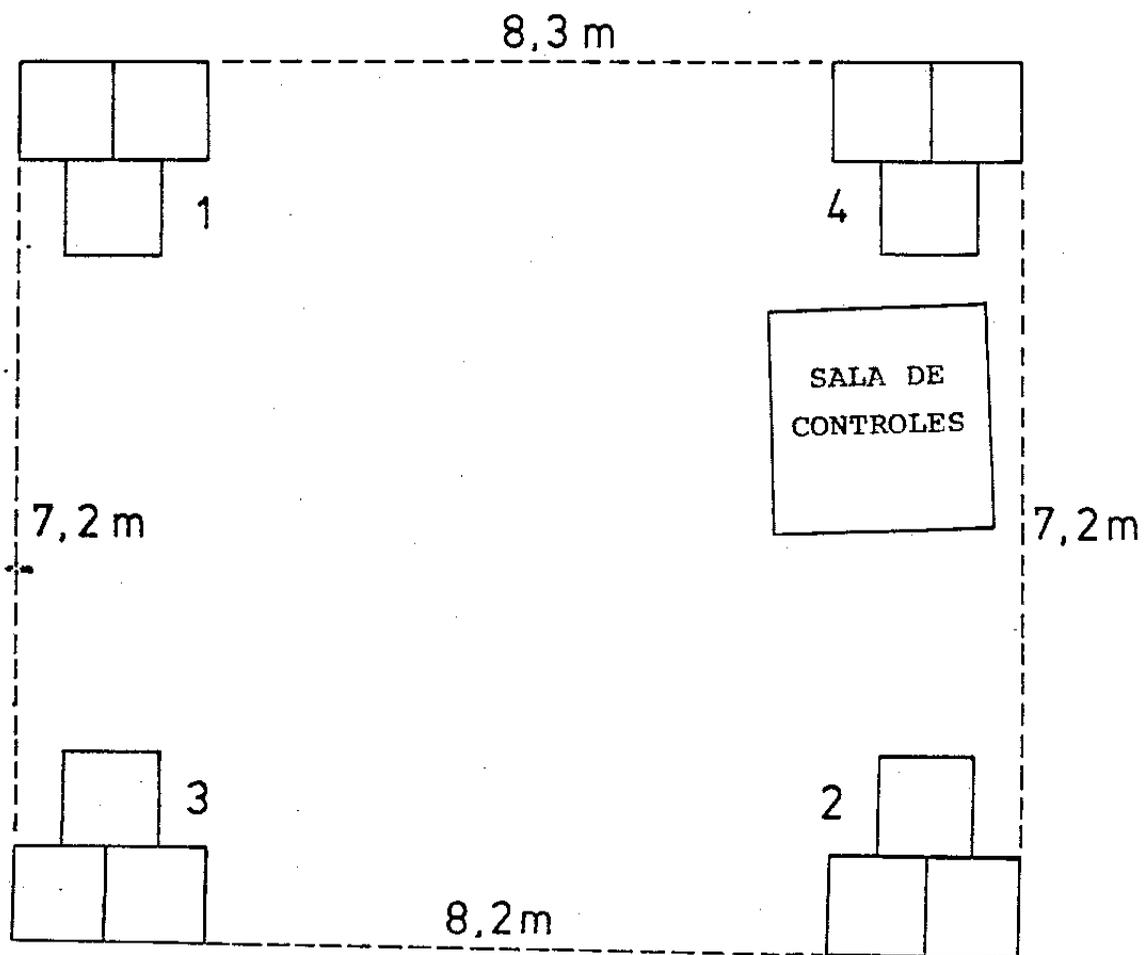
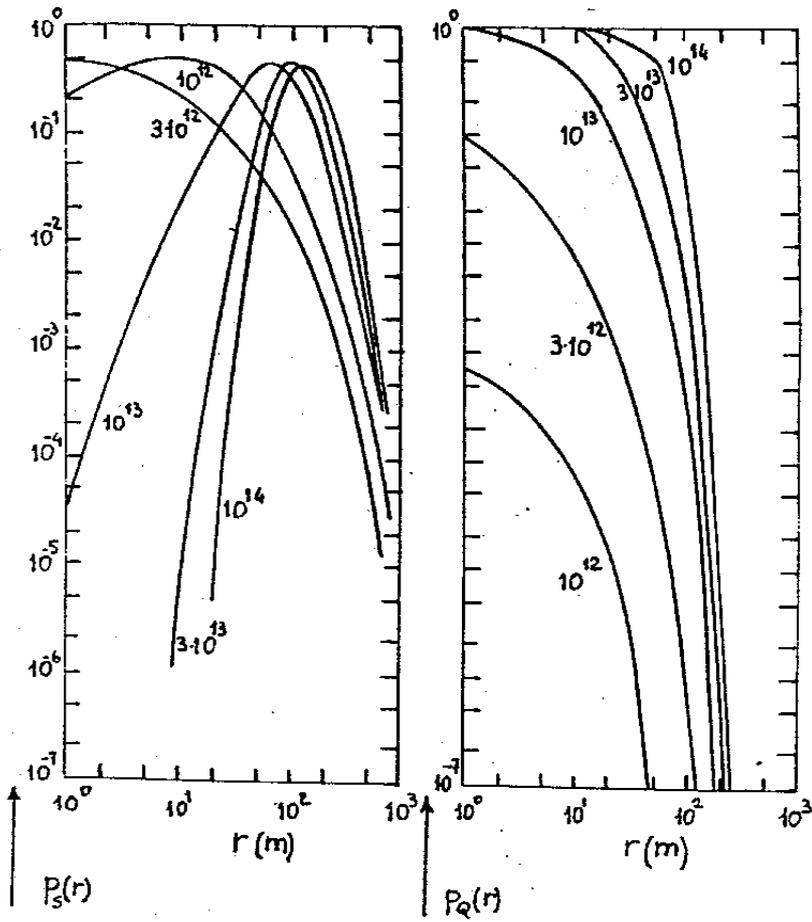


Fig.2.1 : O experimento de Chacaltaya , disposição dos cintiladores .



Figs.2.2a e 2.2b : Probabilidades de que tenhamos sinal em apenas um cintilador ou nos quatro cintiladores .

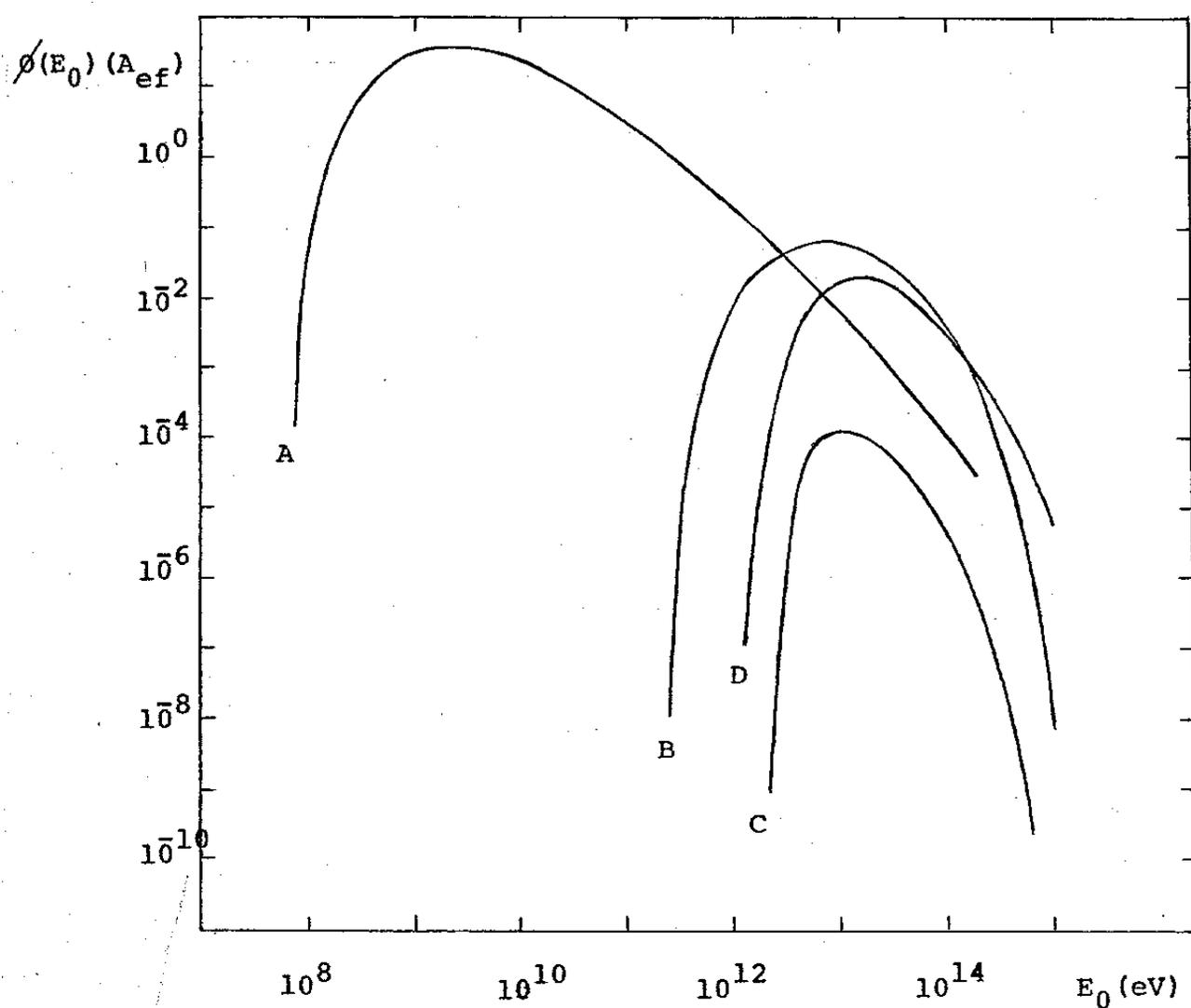


Fig.2.3A : Distribuição de energia dos primários para contagens simples.

2.3B : Distribuição de energia dos primários para coincidências quadruplas.

2.3C : Distribuição de energia dos primários para coincidências triplas.

2.3D : Distribuição de energia dos primários para coincidências duplas.

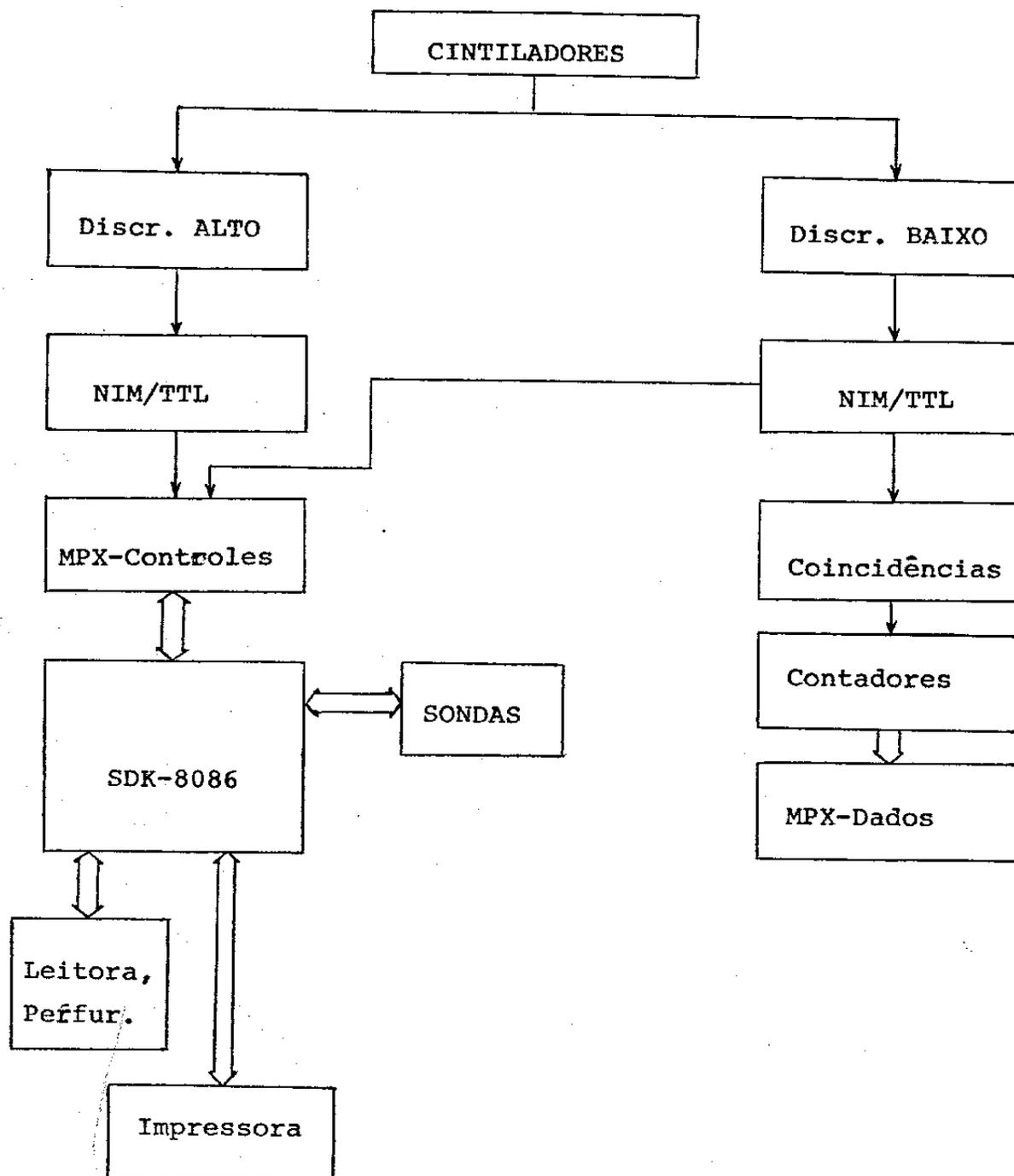


Fig.2.4 : Diagrama de blocos da eletrônica utilizada .

tomultiplicadoras (1 para cada cintilador) com dois limiares de discriminação diferentes e entram, também, as informações provenientes de 7 sondas que monitoram as temperaturas em cada grupo de cintiladores, a temperatura do ar, a temperatura da sala de eletrônica e a pressão atmosférica. Os dados coletados pelo experimento são perfurados em fitas de papel. Estas fitas são posteriormente lidas e decodificadas aqui, em Campinas, sendo gravadas em fita magnética. O sistema é controlado por um microprocessador INTEL 8086.

O experimento foi estruturado para coletar dois tipos de dados: o primeiro visa obter informações acerca de variações muito rápidas da ordem de 1, 10 e 100 ms e o segundo tipo relaciona-se às variações siderais da radiação cósmica, sendo coletados de 3 em e minutos. Estes dois tipos de dados são descritos a seguir.

2.3) Medidas em 1, 10 e 100 ms.

Estas medidas tem como objetivo identificar uma possível componente de alta energia dos chamados "bursts- γ s" ^[35,36], que são transientes breves e intensos de raios gama que chegam à Terra de maneira imprevisível. Até o momento estes transientes foram observados por satélites a energias da ordem de alguns MeV. Assim, é interessante um estudo da possível existência destes "bursts" a energias mais altas. (ver apêndice 1)

As contagens a cada 1, 10 e 100 ms formam os dados tipo TCA, TCB e TCC, respectivamente. A fig. 2.5 mostra a formação destes 3 tipos de dados. Quando uma das contagens exceder um determinado limiar serão impressos os 4 dados anteriores mais os 5 dados subsequentes, isto para os 3 tipos de dados. Desta forma pode se

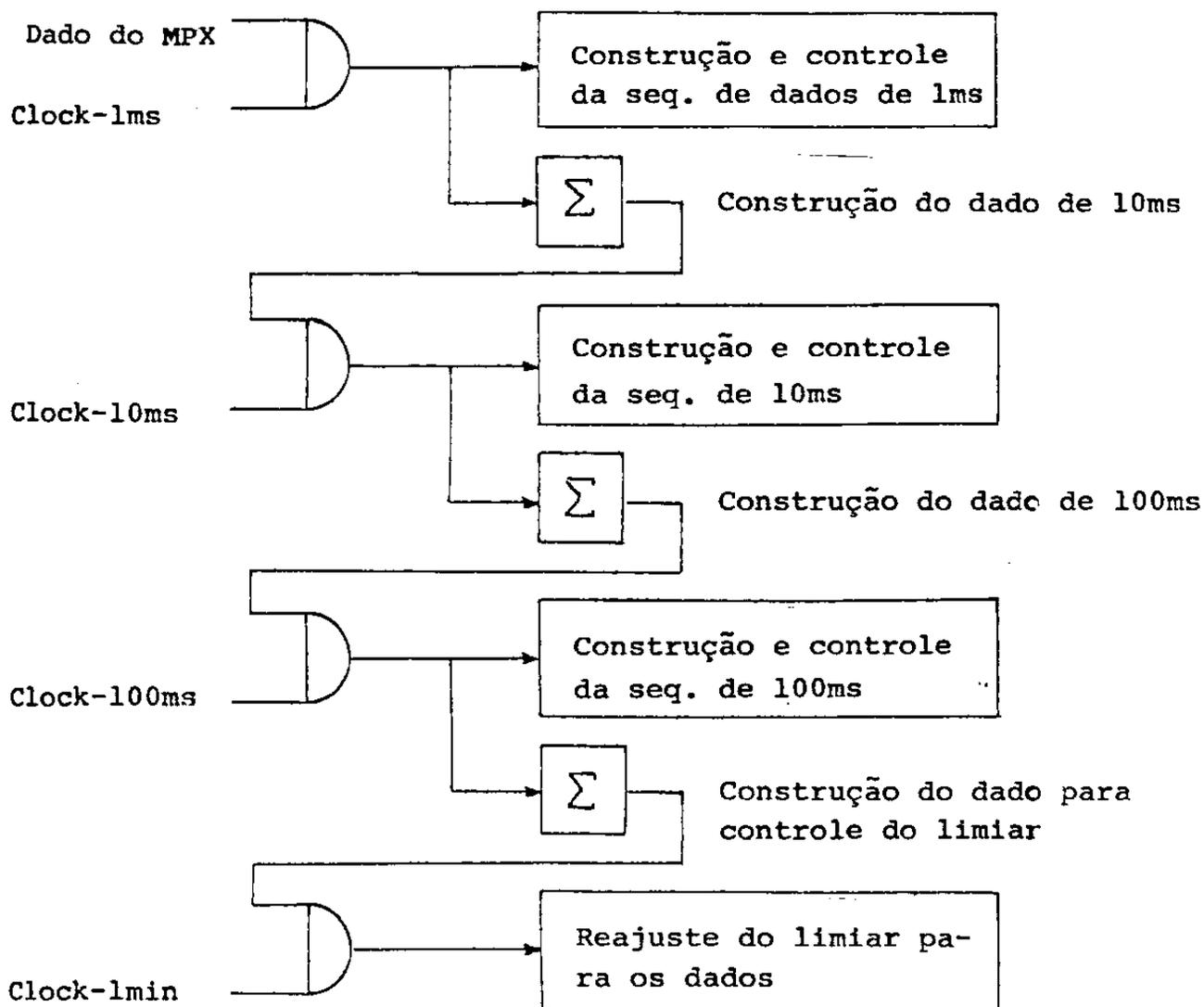


Fig.2.5a : Construção dos dados de tempo curto .

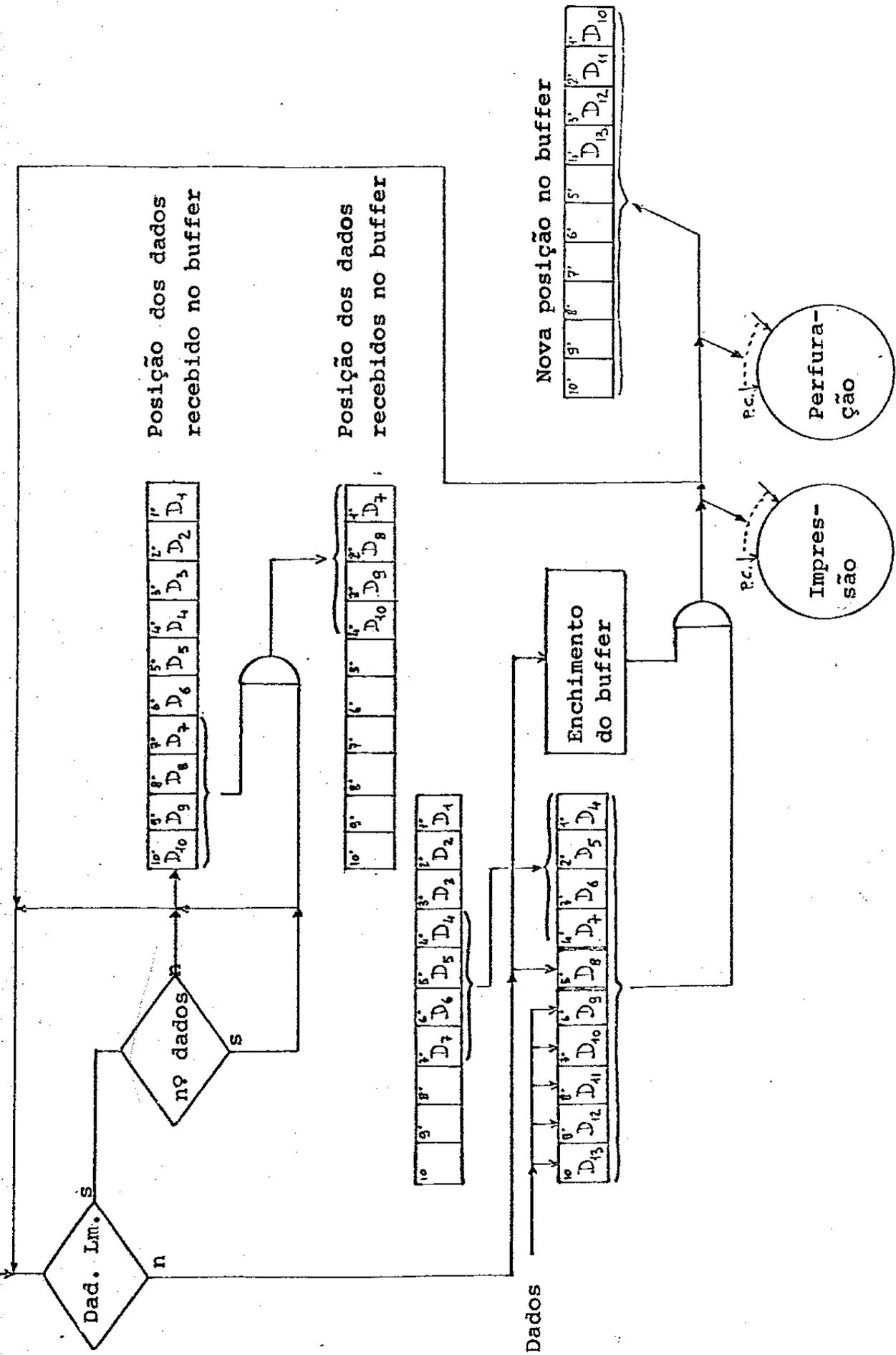


Fig.2.5b : Construção dos dados de tempo curto .

ter uma reconstituição do perfil temporal do evento observado. Para evitar efeitos espúrios, o limiar é corrigido a cada minuto. O formato da linha tipo TC, impressa, é mostrado na fig.2.6 onde identificamos:

1. Indica o início da impressão e perfuração
2. Identifica o programa utilizado (C para tempos curtos, L para tempos longos).
3. Indica o intervalo de tempo da medida (A,B e C) onde se observou o evento.
4. Aparece normalmente como um espaço em branco, quando houver o carater '*' isto indicará a presença de um chuvaeiro junto ao evento.
5. Indica o momento em que se observou o evento.
6. Identifica o segundo em que se observou o evento.
7. Indica o milissegundo em que se observou o evento.
8. Primeiro dado impresso e perfurado (4º precedente ao evento).
9. Evento.
10. Décimo dado impresso e perfurado (5º posterior ao evento).

2.4) Medidas em tempo longo (de 3 em 3 minutos).

Através destas medidas podemos observar as possíveis variações siderais da radiação cósmica. Estes são os dados que utilizaremos para o nosso trabalho de análise. Os dados são coletados, impressos e perfurados, a cada 3 minutos. Cada linha de tempo longo, TL, contém os seguintes dados:

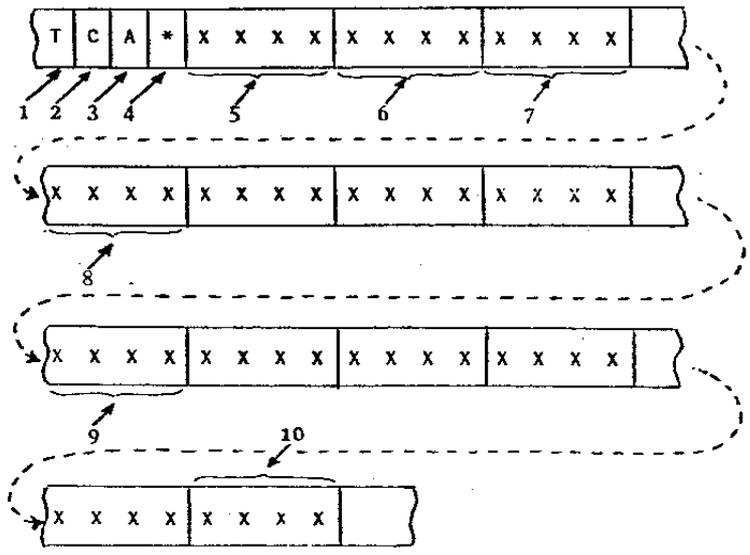
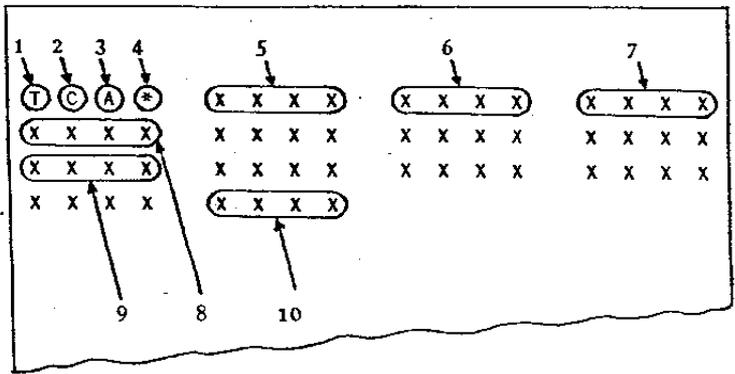


Fig. 2.6 : Formato de uma linha de tempo curto (TC) .

- (i) DADO A: dados de coincidências quadruplas; ou seja, coincidência nos quatro grupos de pelo menos um registro em cada grupo de 3 cintiladores.
- (ii) DADO B: dados de coincidências triplas. Temos pelo menos um sinal em cada grupo de 3 cintiladores, em 3 grupos.
- (iii) DADO C: dados de coincidências duplas, no mínimo um sinal em cada grupo de 3, em 2 grupos.
- (iv) DADO D: dados das contagens individuais de cada fotomultiplicadora, em limiar alto e baixo.
- (v) DADO E: dados relativos aos controles ambientais.

A figura 2.7 mostra o formato de uma linha tipo TL, onde identificamos:

1. Início da impressão e perfuração
2. Identificação do programa utilizado.
3. Momento no qual se realizou a medida.
4. É normalmente um espaço em branco, se houver um caracter '*' temos a presença de um chuveiro (registros em cada um dos cintiladores).
5. Dados A, B, D e C, respectivamente.
6. Se houver '*' significa que o dado está fora do intervalo estabelecido.
7. Identificador do limiar (alto H, baixo L).
8. Identifica o cintilador (1 a 12).
9. Identifica o parâmetro ambiental
10. valor do parâmetro

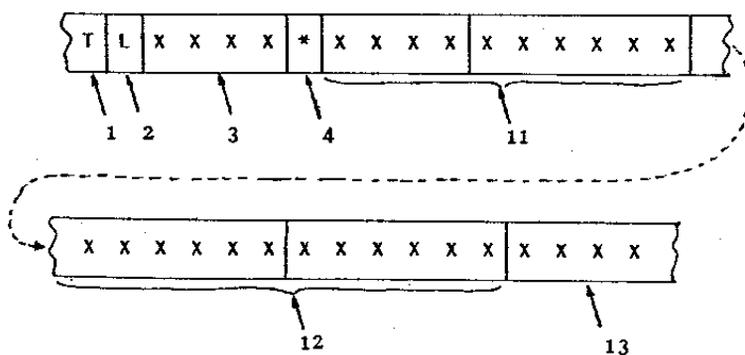
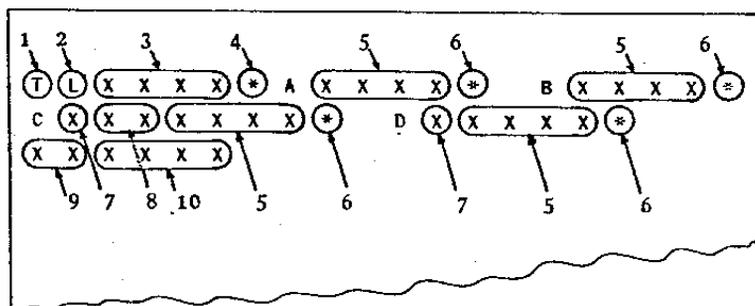


Fig. 2.7 : Formato de uma linha de tempo longo (TL) .

11. DADO A e DADO B
12. DADO D e DADO C
13. DADO E

A figura 2.8 apresenta o formato de um arquivo típico, com a identificação de cada parâmetro ambiental registrado.

O primeiro TL nunca registra nada. A partir do segundo TL temos a sincronização das sondas de controle dos parâmetros ambientais e também das contagens, em limiar alto e baixo, das fotomultiplicadoras individuais (formando um período de 24 TLs ou 1 h e 12 minutos), começando pelo limiar alto da fotomultiplicadora 1, seguindo para o limiar baixo da mesma e assim por diante. Também na figura observamos um erro típico que aparece nos arquivos, uma linha em branco. Mas as correções em relação a estes problemas de formatação serão discutidas no capítulo seguinte.

0305831436		068	3		
				→	Data e horario do início das medidas
				→	Nº da fita
				→	Intervalo entre cada TL
TL0001	0000000000000000000000000000	----	→		Não registra
TL0002	04F5000E5203789A00401E01C3	----	→		Pressão
TCA	0006003300190011000E000C0001006C000C000C000D000C0007				
TCB	00060033001E00670069005D006000EC00550054006500670062				
TCA	0008002E00F6000A000D0008000B0020000B00080009000E0011				
TL0003	072600120D024071004336229F	----	→		Temp. grupo 1
TL0004	052D000E6802Ca190040880282	----	→		Temp. grupo 2
TL0005	0507000E2901C74100406C0271	----	→		Temp. grupo 3
TL0006	04E0000E8600000C00410D02AC	----	→		Tensão-referencia
TL0007	0550000ECC0000000040F60212	----	→		Temp. do ar
TL0008	050E000E93034BAA00412602FA	----	→		Temp. do lab.
TL0009	0560000EA502389E004168026F	----	→		Temp. grupo 4
TL000A		----	→		Reinicia a sequência

Fig.2.8 : Formato de um arquivo típico. O primeiro TL nunca registra nada, na figura estão indicados os controles ambientais a que cada dado se refere . Note-se um erro típico , o aparecimento de uma linha em branco (TL000A) .

CAPÍTULO 3

PROCESSO DE SELEÇÃO E CORREÇÃO DOS DADOS

3.1) Introdução.

Os arquivos que utilizamos chegam da Bolívia em fitas de papel. Estas fitas são lidas e os arquivos, então, são inseridos numa fita magnética. As leitoras que utilizam sistema de agulhas podem, devido a problemas mecânicos, originar dados incorretos (um bit pode ser "levantado"). Problemas na transmissão dos dados originados por interferências diversas ou problemas na perfuração das fitas de papel podem, também, originar dados espúrios. Estes problemas de formato devem ser corrigidos antes dos dados sofrerem qualquer análise.

Com os dados corrigidos ainda teremos de nos preocupar com os efeitos que podem ser introduzidos pelas variações diárias da pressão atmosférica e da temperatura do ar (vide seção 1.3). É importante uma correção dos dados com relação a estes efeitos para que não tenhamos o aparecimento de harmônicas não genuínas quando da análise sideral.

3.2) Seleção e correção dos arquivos.

Além dos problemas já citados alguns arquivos apresentam "degraus" de contagem; ou seja, a contagem média variou muito dentro do arquivo (a duração média de cada arquivo é de 2 dias). No

momento, os arquivos que apresentaram este comportamento não estão sendo considerados para análise. Em princípio, estes arquivos poderiam ser corrigidos fazendo-se uma normalização. A figura 3.1 mostra a contagem (DADO A) em função do tempo para um destes arquivos, note como as contagens caem abruptamente no meio do arquivo.

A fig.2.8 do capítulo anterior mostra o formato de um arquivo, na sua forma tradicional. Na figura temos indicado um erro frequente, a falta de uma linha. Este tipo de erro dessincroniza a leitura das sondas dos controles ambientais e das contagens individuais e das fotomultiplicadoras. Outro problema típico é a falta de um caracter na linha, isto pode ser apenas uma translação da linha como um todo ou realmente a perda de um caracter no último caso a linha não é aproveitável. Existe também a possibilidade de aparecimento de caracteres não hexadecimais no meio da linha. A figura 3.2 apresenta um resumo dos possíveis erros que aparecem nos arquivos. Ainda, alguns arquivos apareceram com as linhas grudadas, não havia distinção entre uma linha e outra como na figura 2.8.

Obviamente é difícil trabalhar com os arquivos nestas condições pois estes erros, quando da decodificação hexadecimal para decimal, podem gerar dados absurdos. A princípio corrigíamos os arquivos "manualmente", mas com o aumento do número de arquivos esta prática tornou-se não operacional. Foi necessário desenvolvermos um software que desse conta de todos os possíveis erros que um arquivo poderia ter. Cada arquivo, então, teve de passar por dois programas. O primeiro tratava da verificação do tamanho das linhas

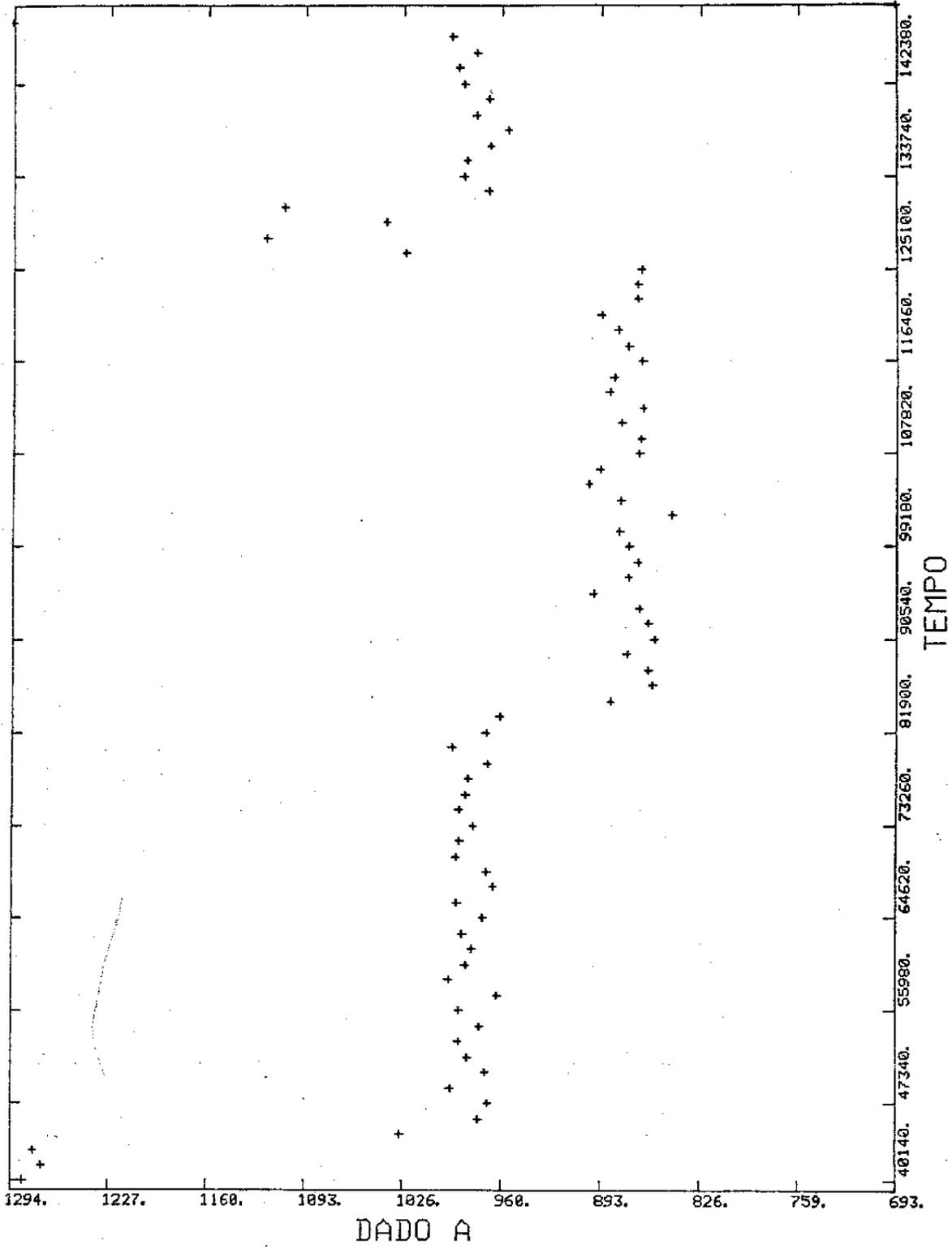


Fig.3.1 : Arquivo apresentando degraus nas contagens

TL0001	04F5000E5203789A00401E01C3	Translação dos caracteres
TL0002	04F6000E5203789A00401E01C3	Linha correta
TL0003	04F6000E5203789A00401E01C	Falta 1 caracter
TL0004	04F6000E5203789A00401E&1C3	Caracter não Hexadecimal
TL0005	04F6000E5203789A00401E01C3	Falta caracter no contador
TL0007	04F6000E5203789A00401E01C3	Falta 1 linha (TL0006)

Fig.3.2 : Exemplos de erros de formato encontrados nos arquivos .

(uma linha TL possui 33 caracteres e uma linha TC, 56 caracteres) e se estas estavam ou não grudadas. Se as linhas não estivessem separadas seria gerado um novo arquivo no formato correto. O segundo programa utilizava estes arquivos já corrigidos e infringia-lhes uma bateria de testes quanto aos erros mostrados na fig. 3.2, corrigindo as linhas quando possível e zerando-as quando não havia maneira de correção. A falta de uma linha era suprida através da introdução de uma linha fantasma, zerada mas com o contador na ordem para que não se perdesse o sincronismo das sondas dos controles ambientais. A figura 3.3 mostra um arquivo com erros e em seguida o mesmo arquivo após as correções feitas pelo programa. O apêndice 4 traz a listagem destes dois programas.

3.3) Seleção e correção dos dados.

Terminados os procedimentos descritos no item anterior, os arquivos estão prontos para entrarem na fase de análise. Esta fase será dividida em duas. A primeira, que discutiremos agora, trata da limpeza e normalização dos dados. A segunda é a análise harmônica, cujos resultados discutiremos no capítulo seguinte.

Mesmo tendo efetuado todas as correções descritas ainda existe a possibilidade de termos dados absurdos decorrentes de problemas na perfuração ou na leitura das fitas de papel. Os dados que nos interessam neste trabalho são os do tipo A, coincidências quadruplas. A primeira condição introduzida é que os dados estejam no intervalo [600, 1400] de contagem, que contém os valores médios de contagem DADO A para os arquivos que temos. Caso o dado não

```

TL000104F5000E5203789A00401E01C3
TL0002 04F5000E5203789A00401E01C3
TL0003 04F5000E5203789A00401E01C
TL0004 04F5000E5203789A004&1E01C3
TL005 04F5000E5203789A00401E01C3
TL0007 04F5000E5203789A00401E01C3

```

Arquivo apresentando erros

```

TL0001 04F5000E5203789A00401E01C3
TL0002 04F5000E5203789A00401E01C3
TL0003 00000000000000000000000000000000
TL0004 00000000000000000000000000000000
TL0005 04F5000E5203789A00401E01C3
TL0006 00000000000000000000000000000000
TL0007 04F5000E5203789A00401E01C3

```

Arquivo após a correção.

Fig.3.3 : Exemplo de correção de um arquivo que apresenta vários tipos de erros .

esteja neste intervalo ele será zerado e excluído da análise final.

Feito isto, calculamos a média das contagens DADO A no arquivo e requeremos que os dados estejam no intervalo [$\langle A \rangle - \sigma_p$, $\langle A \rangle + \sigma_p$]^{*}; caso não estejam serão zerados e excluídos da análise. Então, recalculamos a média e efetuamos novamente esta limpeza. Obviamente, este procedimento é um tanto rigoroso, mas o efeito que queremos medir é muito pequeno ($\sim 10^{-2}\%$) e não podemos nos arriscar que alguns dados espúrios possam gerar resultados finais não genuínos.

Agora, ao longo destes dois anos de medidas (ver figura 3.4) o limiar de discriminação foi alterado quando de troca da fita de papel. Ou seja, cada arquivo aparece com uma contagem média que nada tem haver com o anterior e assim por diante. A figura 3.5 mostra a contagem média por arquivo ao longo do tempo, notem-se os "degraus" que aparecem; obviamente isto não pode (basta observar a variação percentual) estar relacionado com nenhum efeito sideral ou modulação anual devida a parâmetros atmosféricos. Além dessa variação "discreta" (degraus) existe também uma certa "deriva" dos valores médios, como se vê na figura 3.5.

Desta forma é necessário normalizarmos os dados, para que não sejam introduzidas falsas harmônicas quando da análise final. A escolha para o fator de normalização é arbitrária; no caso normalizamos os dados para 1100. Com a limpeza e normalização feitas os dados estão prontos para serem submetidos às correções em relação aos parâmetros atmosféricos.

* σ_p : sigma de poisson = $\sqrt{\langle A \rangle}$

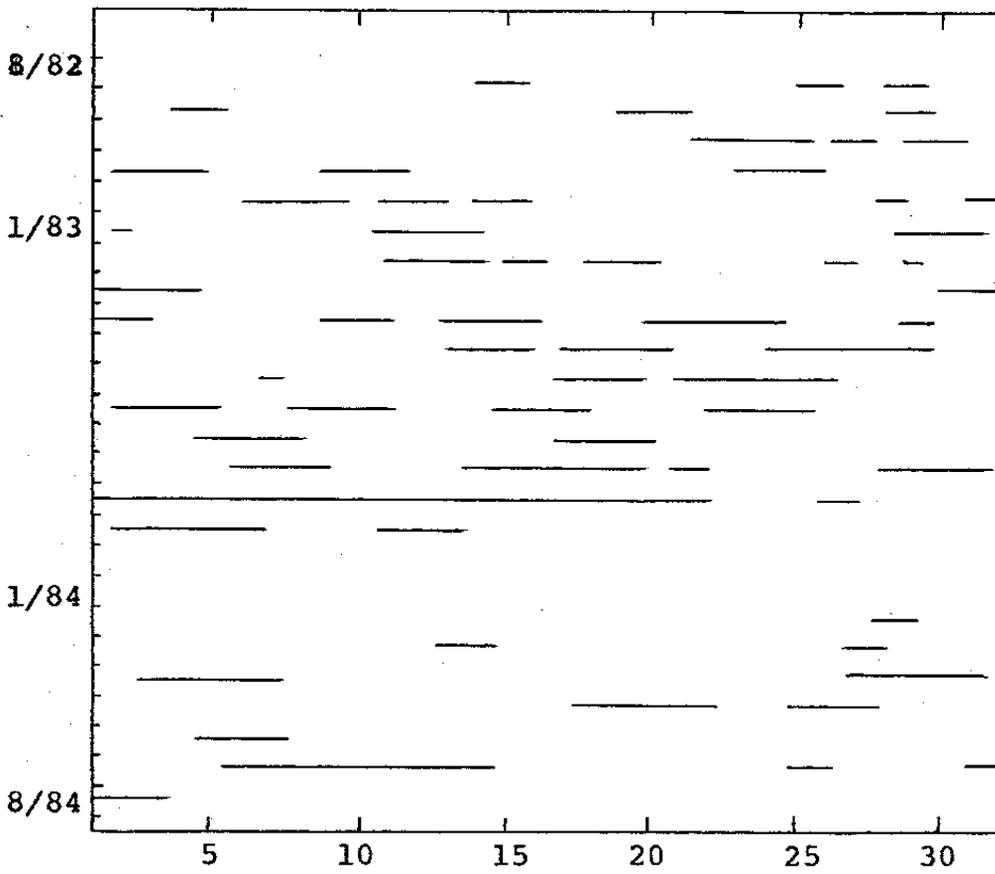


Fig.3.4 : Distribuição dos arquivos durante agosto/82 à agosto/84 .

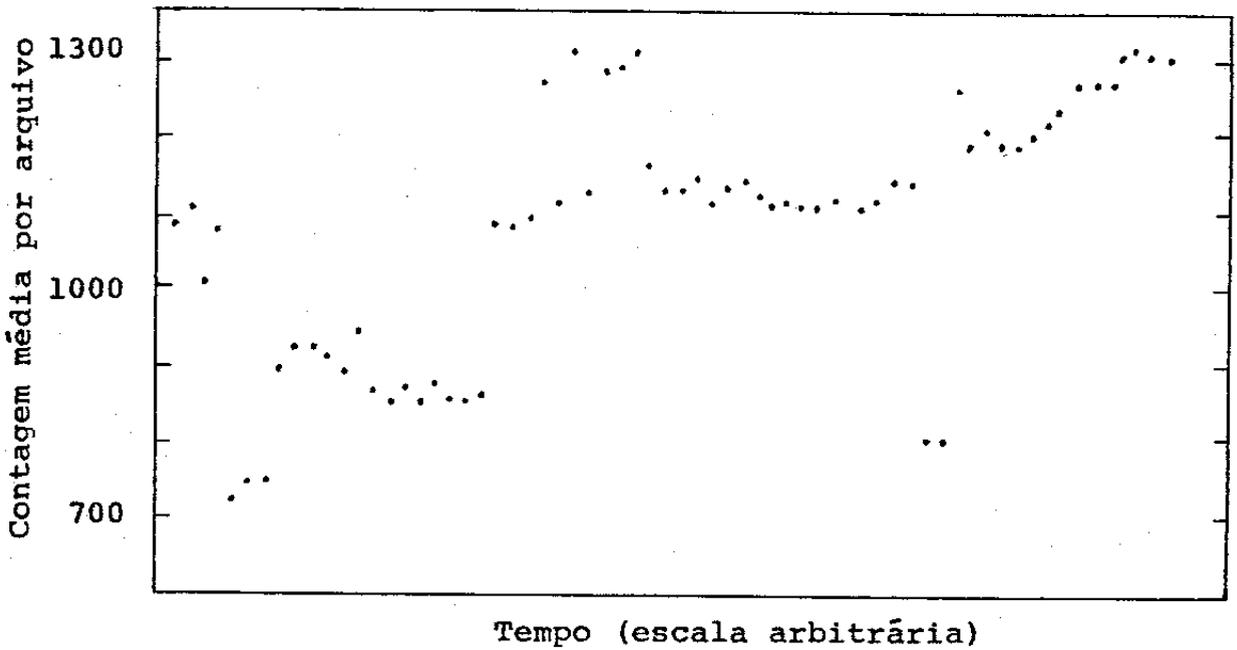


Fig.3.5 : Contagens médias por arquivo (DADO A) em função do tempo . A escala temporal é arbitrária, ao longo de 1982/84 .

3.3) Correção pela pressão atmosférica e pela temperatura do ar.

Como já comentamos (vide seção 1.3 e fig. 1.2) as variações diárias da pressão atmosférica e da temperatura do ar podem introduzir modulações que poderiam zerar harmônicas espúrias quando da análise sideral. Neste trabalho nós nos preocuparemos apenas com estas variações diárias, que são os efeitos de 1ª ordem. As possíveis modulações mensais e anuais (efeitos de 2ª ordem) não serão considerados neste momento.

A pressão atmosférica apresenta um período de 12 horas com o máximo principal em torno de 10 e o máximo secundário em 22 horas, os mínimos ocorrem em 4 e 16 horas. A temperatura do ar tem um período de 24 horas, com máximo ao redor de 12 horas. Essas ondas de pressão estão relacionados com as marés lunares (o mesmo efeito que causa o fenômeno das marés) e com a diferença de radiação térmica recebida do sol entre dia e noite. A pressão e a temperatura não são independentes, a posição dos máximos, bem como a diferença nos períodos, é explicada quando juntamos os dois efeitos citados (marés lunares e diferença dia-noite)^[11].

A variação da pressão atmosférica com a altura aparece na forma:

$$P = P_0 \exp [- Mgh/RT] \quad (3.1)$$

onde M é a massa de 1 mol de ar e T a temperatura a uma altura h . Não existem, aparentemente, deslocamentos dos máximos tanto para a pressão como para a temperatura com relação a altura. O que

se tem bem estabelecido é a presença de uma variação na amplitude e na fase da onda de pressão com a latitude. Isto também se deve a efeitos gravitacionais e à diferença de quantidade de radiação térmica recebida do sol agora em relação a latitude (ver fig.3.6). Como vemos da expressão (3.1) as variações de temperatura tem um efeito crítico sobre a pressão. Deve-se lembrar, contudo, que a quantidade de matéria na atmosfera cai exponencialmente com a altura (ver fig.3.7); ou seja, processos de transmissão e convecção válidos na baixa atmosfera (até ~ 3.5 Km) podem ter sua importância alterada nas camadas mais altas^[39]. Sendo assim, fica difícil estabelecer de forma muito precisa o comportamento esperado das ondas de pressão e de temperatura quando variamos a altura.

O desenvolvimento de um chuveiro até sua detecção depende da quantidade de matéria que ele atravessa. As variações na pressão atmosférica nos dão uma medida das variações na camada de ar acima do detetor. Por outro lado, como já observamos, pressão e temperatura não são parâmetros independentes o que dificulta ainda mais o problema de como corrigir os dados em relação a estes parâmetros. Não é trivial correlacionar contagens com pressão e temperatura ao mesmo tempo. Optamos por tratá-los independentemente (regressão simples), que é o tratamento utilizado normalmente por outros grupos^[26,29]. É bom lembrar, contudo, que isto é uma primeira aproximação; um ulterior trabalho deveria levar em conta a não independência dos parâmetros. Faremos, então, um ajuste tipo reta (ver apêndice 3) da contagem tipo A pela pressão. Os dados serão em seguida corrigidos pelos coeficientes obtidos e um novo ajuste será feito, agora para a temperatura. Ao final teremos dois coeficientes de cor

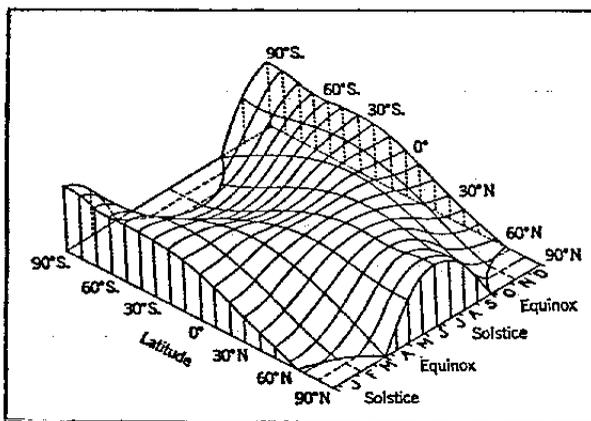


Fig.3.6 : Variação da radiação térmica recebida do sol em função da latitude.

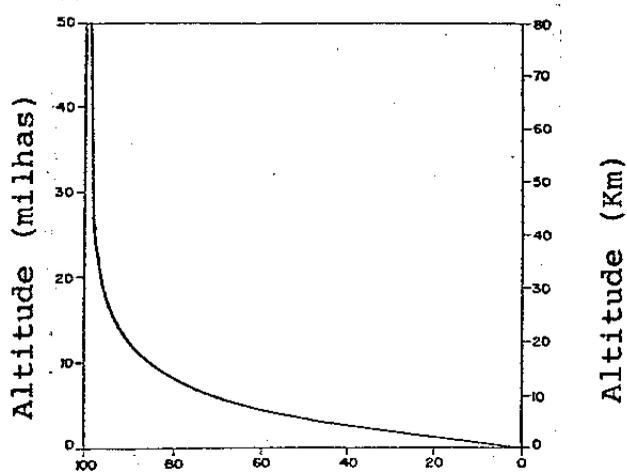


Fig.3.7 : Percentagem da massa total da atmosfera abaixo de uma dada altitude .

reção antes que estes sofram a análise harmônica. Na linha seguida, o efeito da pressão atmosférica sobre as contagens é mais pronunciado do que o da temperatura do ar, por isso correlacionamos os dados primeiramente com a pressão.

Neste momento nos deparamos com um outro problema, a sonda de medida de pressão não funcionou durante a maior parte do tempo das medidas. A solução encontrada foi utilizarmos os dados de pressão e temperatura fornecidos pela superpilha de neutrons, que está instalada próxima ao laboratório. Temos cerca de oito meses de dados tomados a cada hora. Criamos, então, um dia médio de pressão e temperatura (ver fig. 3.8) e utilizando um dia médio de contagens efetuamos as correlações obtendo os seguintes coeficientes:

$$\text{Pressão : } \beta = - 0.11\% / \text{mbar} \quad (3.2)$$

e

$$\text{Temperatura : } \alpha = - 0.02\% / ^\circ\text{C} \quad (3.3)$$

Como podemos ver pela Tabela 3.1, estes coeficientes não concordam com os coeficientes obtidos por outros grupos. Sendo assim, as correlações foram refeitas sem utilizar dias médios (utilizamos os arquivos contidos no intervalo coberto pelos dados da superpilha), mas discrepâncias permaneceram. Optamos, então, por utilizarmos os coeficientes obtidos a partir das correlações com dias médios. As diferenças entre os nossos coeficientes e os de outros grupos ainda não está explicada; pode ser que estejam relacionadas com a altitude e a latitude de Chacaltaya já que, como citamos anteriormente,

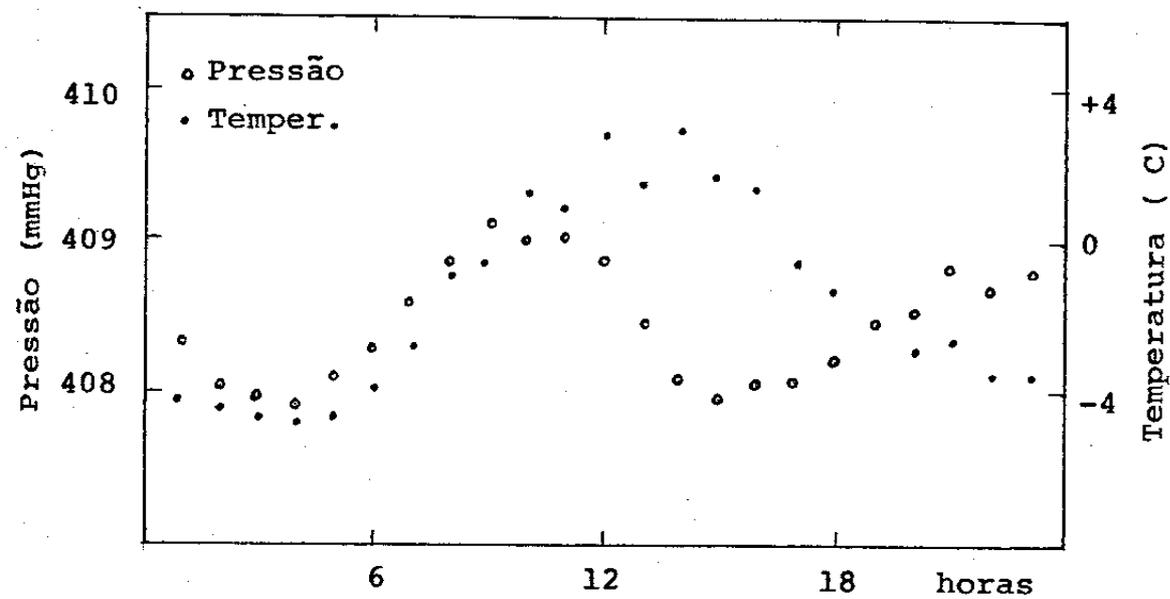


Fig.3.8 : Dia médio de pressão atmosférica e temperatura do ar em Chacaltaya, construído a partir de 8 meses de dados obtidos da superpilha de neutrons .

Estação	En. Prim. (eV)	β (%/mb)	α (%/°C)
Norikura 2770m , 36 N	$2 \cdot 10^{13}$	-0.70 ± 0.02	-0.09 ± 0.03
Musala 2925m , 42 N	$6 \cdot 10^{13}$	-0.68 ± 0.04	-0.21 ± 0.04
Pic-du-Midi 2860m , 41 N	$3-6 \cdot 10^{14}$	-0.76 ± 0.01	-0.11
Yakutsk n.mar , 50 N	10^{14}	-0.75 ± 0.02	-0.21

Tabela 3.1 : Comparação de efeitos atmosféricos .

a latitude tem um efeito bem estabelecido e quanto a altitude o mesmo acontece, embora de maneira mais complexa (os outros experimentos estão a altitudes bem inferiores, ~ 3500 m.a.n.m., enquanto Chacaltaya está a 5220 m.a.n.m.). Note-se ainda, que as medidas de pressão e temperatura estão sendo feitas ao nível do laboratório enquanto o máximo do chuveiro está bem acima; ou seja, efetivamente não se tem uma relação funcional entre as contagens e os parâmetros medidos. Pois os comportamentos da pressão e da temperatura que realmente importam devem ser observados a altitudes superiores a do laboratório.

Para testarmos se os dados ainda possuem alguma forte modulação após terem sido feitas as correções de 1ª ordem para pressão e temperatura utilizamos o método da análise harmônica em tempo antisideral. Este método foi originalmente desenvolvido por Farley e Storey [37] e é amplamente utilizado. O tempo antisideral não possui significado físico, mas se houver alguma modulação nos dados ela aparecerá na forma de harmônicas significativas quando desta análise. os resultados obtidos foram:

$$1^{\text{a}} \text{ harmônica: } A_1 = (0.02 \pm 0.01)\%, \quad \psi_1 = (11 \pm 2) \text{ horas} \quad (3.4)$$

e

$$2^{\text{a}} \text{ harmônica: } A_2 = (0.02 \pm 0.01)\%, \quad \psi_2 = (7 \pm 2) \text{ horas} \quad (3.5)$$

A análise antisideral não apresenta harmônicas significativas; ou seja, os dados estão livres de fortes modulações. Podemos, assim passar para a análise final.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

4.1) Introdução.

Como já mencionamos, o método da análise harmônica é o mais usado pelos grupos que trabalham na área. No nosso caso, por termos uma quantidade muito grande de dados ($\sim 10^5$ dados tipo A) os problemas de processamento (tempo, memória, etc.) tornam-se importantes. Dividimos, então, o dia em intervalos, para os quais calculamos as contagens médias (e desvios correspondentes) e a respectiva ascensão reta (média no intervalo). Os coeficientes da expansão de Fourier (ver apêndice 2) serão dados de maneira análoga aos mostrados na seção 1.4:

$$a_n = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N y_i \cos(n \alpha_i) \quad (4.1)$$

e

$$b_n = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N y_i \sin(n \alpha_i) \quad (4.2)$$

onde y_i e α_i são a contagem e a ascensão reta médias no i -ésimo intervalo respectivamente e N é o número de intervalos. Para o nosso $N = 24$, esta escolha se deve à precisão (abertura angular) do experimento não ser melhor do que 1 hora (15°). Foram utilizados 78 ar

quívos de dados espalhados ao longo de dois anos, agosto/1982 a agosto/1984. Num total de $\sim 10^8$ eventos. Todos estes arquivos passaram pelos processos de seleção e correção descritos no capítulo anterior.

4.2) Análise harmônica solar.

Com os dados corrigidos pela pressão e temperatura efetuamos a análise solar, obtendo:

$$A_1 = (0.04 \pm 0.01)\% , \quad \psi_1 = (8 \pm 1) \text{ horas} \quad (4.3)$$

e

$$A_2 = (0.05 \pm 0.01)\% , \quad \psi_2 = (12 \pm 1) \text{ horas} \quad (4.4)$$

Como se vê, tanto a primeira como a segunda harmônica são significativas; a origem destas harmônicas é intrigante. Um efeito tipo Compton-Getting poderia aparecer em primeira harmônica; mesmo que não tenhamos calculado a amplitude deste efeito para a latitude de Chacaltaya, a fase está razoavelmente próxima, (8 ± 1) horas, da esperada (~ 6 horas).

Para a segunda harmônica a questão pode ser mais complicada. A fase encontra-se ao redor de 12 horas, onde temos o máximo de pressão (~ 10 horas). É de se esperar, caso as correções por pressão e temperatura não estejam sendo suficientes, o aparecimento de uma segunda harmônica. No entanto, a análise antisideral não apresenta harmônicas significativas (ver tabela 4.1, a seguir), o que

Análise	Solar	Antisideral
Primeira Harmônica	$(0.04 \pm 0.01)\%$ $(8 \pm 1)h$	$(0.02 \pm 0.01)\%$ $(11 \pm 2)h$
Segunda Harmônica	$(0.05 \pm 0.01)\%$ $(12 \pm 1)h$	$(0.02 \pm 0.01)\%$ $(7 \pm 2)h$

Tabela 4.1 : Resultados de análise harmônica em tempo solar e antisideral .

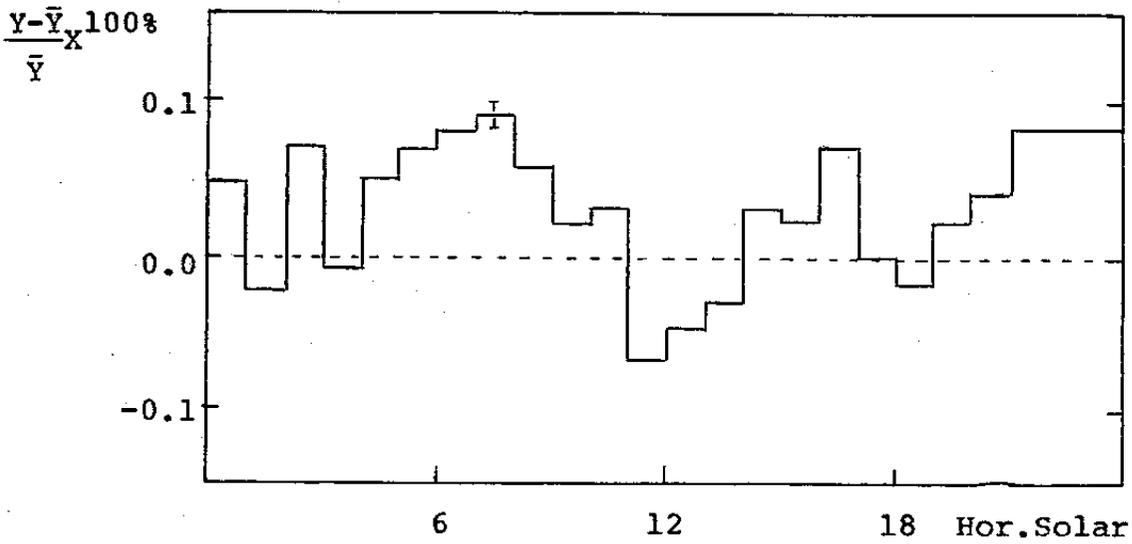


Fig.4.1 : Histograma relativo à análise solar

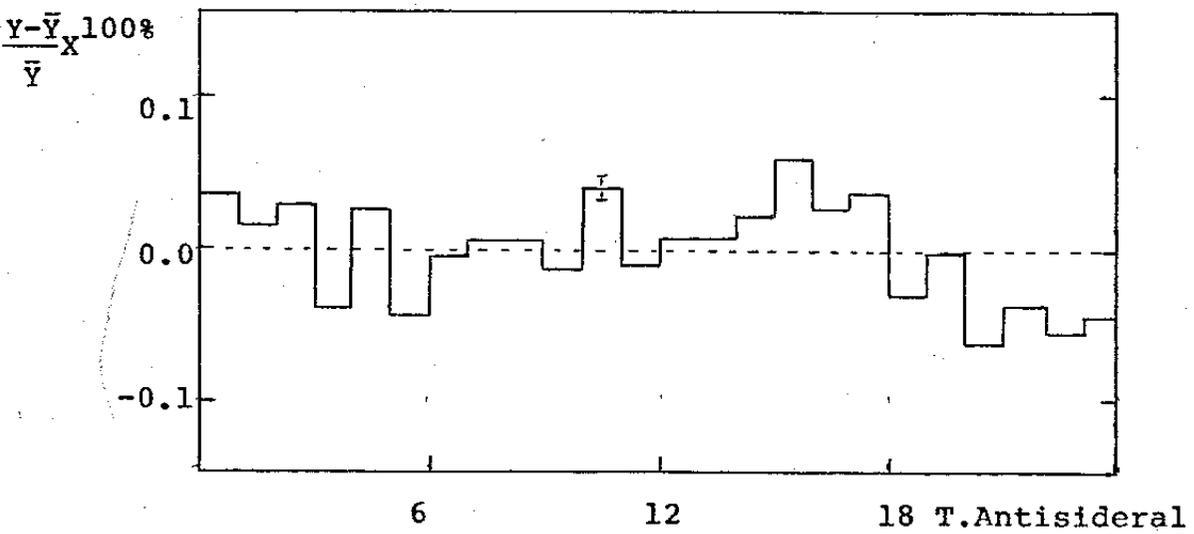


Fig.4.2 : Histograma relativo à análise antisideral .

torna a questão mais complicada.

As variações mensais e anuais da pressão e da temperatura poderiam, embora isso deva ser objeto de maior estudo posteriormente, também introduzir harmônicas espúrias. Tem-se^[40] chamado a atenção, também, para o fato de que os campos magnéticos interplanetários e possíveis assimetrias na cavidade solar, poderiam introduzir anisotropias solares outras que não a devida ao efeito Compton-Getting de movimento da Terra em torno do Sol. Contudo, não se tem ainda nada muito bem estabelecido quanto a esta questão. As figs.4.1 e 4.2 apresentam os histogramas de análise em tempo solar e antisideral.

4.3) Análise harmônica sideral.

Os resultados para primeira e segunda harmônica em tempo sideral foram:

$$A_1 = (0.04 \pm 0.01)\% \quad , \quad \psi_1 = (24 \pm 1) \text{ horas} \quad (4.5)$$

e

$$A_2 = (0.02 \pm 0.01)\% \quad , \quad \psi_2 = (14 \pm 2) \text{ horas} \quad (4.6)$$

Na tabela 4.2 estes resultados são colocados em comparação aos obtidos por outros grupos, a figura 4.3 traz o histograma relativo à análise sideral. Vemos que existe uma boa concordância em 1ª harmônica. Quanto a segunda harmônica nada podemos afirmar com certeza pois ela não tem uma amplitude significativa ($A_2 < 3 \sigma_{A_2}$). De qualquer forma, os grupos de Norikura, Musala e Baksan apresentam

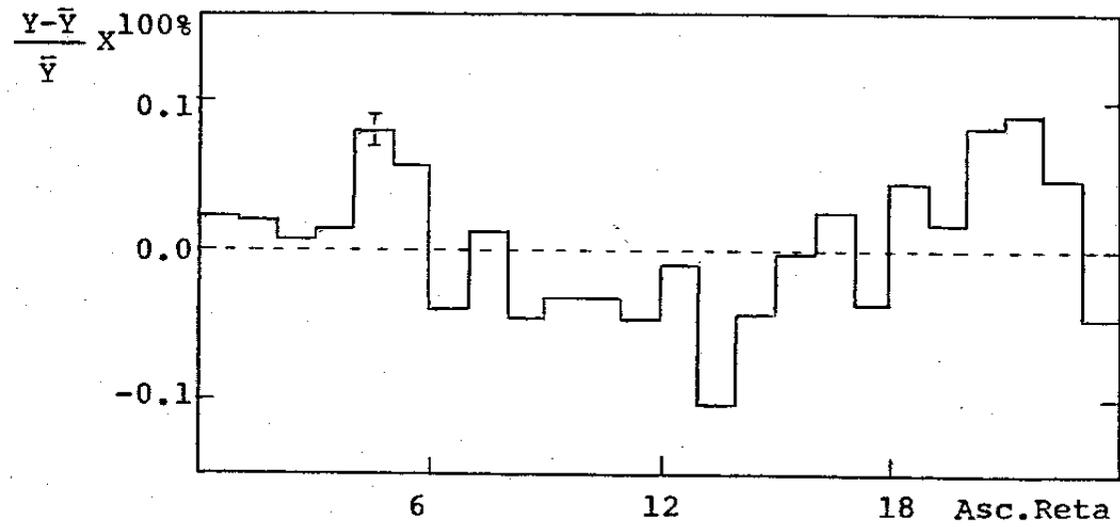


Fig.4.3 : Histograma relativo à análise sideral .

uma segunda harmônica significativa com fase entre $5 \div 6$ horas; os resultados do grupo de Poatina não possuem uma segunda harmônica significativa; o que pode ser devido a uma estatística insuficiente, mas também pode indicar uma diferença norte-sul real. O fato de também não termos observado uma segunda harmônica significativa reforçaria esta idéia.

4.4) Comentários:

Na fig. 4.4 colocamos as direções mais relevantes para possíveis anisotropias. Quando assumimos uma origem galáctica, a direção do campo magnético galáctico (pois as partículas carregadas seguiriam as linhas do campo, pelo menos num certo intervalo de energia) torna-se provável. A fig. 4.4 as direções observadas do campo magnético (B_1 , B_2 , B_3 e B_4), a diferentes distâncias da cavidade solar. Note-se, contudo, que a direção do campo ainda não é bem estabelecida.

Para energias muito mais altas, o centro galáctico (CG) torna-se uma fonte possível juntamente com a direção do plano galáctico^[5]. No caso de uma origem extragaláctica, se os chuveiros são produzidos por prótons chegando das regiões centrais (SGC) do aglomerado local de galáxias, deveríamos observar um máximo nesta direção. Para uma origem universal a energias mais baixas, a velocidade do Sol em relação à radiação de corpo negro (SBB) tornar-se-ia possível, embora a presença dos campos magnéticos galácticos pudesse alterar tal direção. A distribuição de fontes gama de alta energia pode, como já mencionamos^[7], também fornecer possibilidades interessantes (neste caso, a anisotropia observada estaria principalmente ligada à distribuição destas fontes); pois

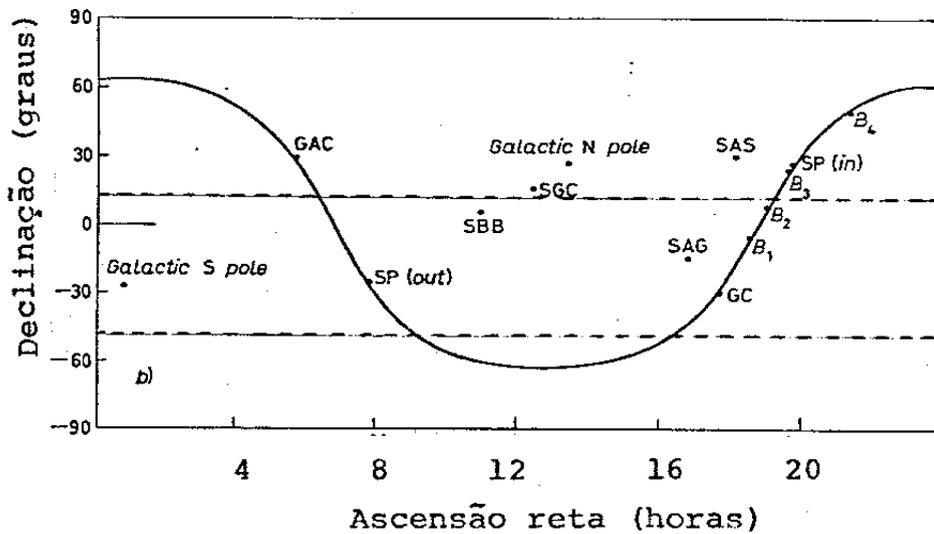


Fig.4.4: Direções prováveis para a anisotropia. A região entre as linhas tracejadas corresponde à região visível ao detetor (supondo uma abertura angular de 30°).

B_1 e B_2 : direções aproximadas do campo magnético local a 200 e 500 pc, respectivamente.

SBB : movimento solar em relação à radiação de corpo negro.

GC : centro galáctico.

SP(out) : direção do braço espiral para fora da galaxia.

SAG : movimento do sol em relação ao gás interestelar.

em se tratando de gamas a presença dos campos e de todos os problemas relativos poderiam ser excluídos.

Outra possibilidade seria supor uma anisotropia que aparece devida à distribuição das direções das partículas com relação às linhas do campo magnético local juntamente com um efeito tipo Compton-Getting, superposto, devido ao movimento do sistema solar com respeito ao meio interestelar local [25]. Uma difusão deste tipo, se fosse anisotrópica [41], produziria uma distribuição na qual harmônicas siderais ímpares seriam idênticas nos hemisférios Norte e Sul enquanto as harmônicas pares seriam opostas (em fase). Até o momento, não existem evidências experimentais suficientes para provar ou não este modelo. A questão principal, neste caso, é que o pouco conhecimento da estrutura do campo magnético local dificulta o cálculo das anisotropias esperadas. O aparecimento de anisotropias em direções que não se correlacionam com aquelas prováveis fortaleceria este modelo e poderia trazer informações acerca da estrutura dos campos interestelares e do movimento do meio interestelar, pelo menos a princípio.

Como podemos ver dos resultados obtidos (tabela 4.2) não existe uma correlação, nesta faixa de energia, com as direções discutidas (ver fig. 4.1). O que, num primeiro momento, apoia o modelo descrito no parágrafo anterior. Note-se que também não apresentamos uma segunda harmônica o que, juntamente com os resultados de Poatina, pode indicar uma diferença entre os dois hemisférios. Mas esta questão ainda é pouco esclarecida, sendo necessário mais dados e se possível em outras latitudes no hemisfério sul. Todavia, a possibilidade desta anisotropia estar ligada com a distribuição de fontes

Análise Harmônica	Poatina 42° S	Norikura 36° N	Musala 42° N	Baksan 43° N	Chacaltaya 18° S
En. média	10 ¹² eV	2.10 ¹³ eV	6.10 ¹³ eV	10 ¹³ eV	10 ¹³ eV
Primeira Harmônica	(0.05 ± 0.02)% (1.3 ± 1.9)h	(0.051 ± 0.004)% (1.0 ± 0.3)h	(0.07 ± 0.02)% (1.7 ± 1.1)h	(0.0057 ± 0.004)% (1.4 ± 0.3)h	(0.04 ± 0.01)% (24 ± 1)h
Segunda Harmônica	-----	(0.026 ± 0.004)% (5.5 ± 0.3)h	(0.06 ± 0.02)% (5.0 ± 0.7)h	(0.019 ± 0.004)% (6.2 ± 0.4)h	(0.02 ± 0.01)% (14 ± 2)h

Tabela 4.2 : Comparação dos resultados de análise sideral .

gama na galáxia, como mostrou o trabalho de Alexeenko e Navarra^[7], não deixa de ser mais simples e atraente. De qualquer forma, mesmo que essa possibilidade seja fortalecida através de resultados de experimentos (em termos de chuueiros originados por gamas) baseados na superfície terrestre, não se exclui o modelo anterior pois uma possível contribuição das partículas carregadas para a anisotropia poderia advir de um modelo desse tipo, na faixa de energia de 10^{12} ; $\pm 10^{14}$ eV. A parte esta edéia, o fato de a primeira harmônica permanerer razoavelmente constante por todo este intervalo pode indicar que existe uma certa constância nos mecanismos de propagação e fontes que regulam o fluxo de radiação. Quanto a segunda harmônica, o grupo de Norikura^[27] observou um aumento na amplitude com a energia, uma possível explicação poderia vir da interação do fluxo primário com o campo magnético interplanetário; esta interação "suavizaria" a segunda harmônica mais eficazmente do que a primeira e esta diferença aumentaria com a diminuição da energia primária.

Concluindo, nossa análise obteve resultados que em primeira harmônica apresentam boa concordância com os resultados apresentados por outros grupos. O que indica que a primeira harmônica de fato não depende da latitude. Note-se que até agora, nessa faixa de energia, havia poucos dados no hemisfério sul.

Nossa segunda harmônica não concorda com a obtida no hemisfério norte e em altitudes menores. Essa dependência com a latitude das harmônicas de ordem superior, parece sugerir a existência de efeitos de segunda ordem de pressão. Como já foi salientado antes, a pressão é medida diretamente sobre o detetor, mas não sabemos como essa medida reflete a variação da quantidade de matéria que a ra

dição eletromagnética atravessa até chegar ao detetor. Tal efeito é minimizado em altitudes menores devido à maior densidade do ar. A existência da segunda harmônica não deve ser encarada como definitiva. Um trabalho posterior deve dar conta das questões surgidas quando da análise em tempo solar para que efeitos de 2ª ordem dos parâmetros atmosféricos e do tipo Compton-Getting possam ser retirados. Estas correções e a utilização de um maior número de dados poderão, futuramente, fornecer novas informações.

Estão em curso agora (maio de 1987) os trabalhos para melhorar a resolução angular do detetor, através de medidas precisas (resolução ~ 1 ms) da diferença de tempo de chegada da frente do chuveiro nos quatro grupos de cintiladores. Pretende-se ter o sistema funcionando nessa nova configuração até o início de agosto, a tempo de identificar os gamas provenientes da supernova de Shelton.

APÊNDICE 1

BURSTS-GAMMA

A.1) Introdução.

São chamados de bursts- γ os aumentos extremamente rápidos e intensos do fluxo de radiação gama que chega a Terra. Eles foram observados pela primeira vez pelos satélites Vela, lançados pelos EEUU para detetar eventuais explosões nucleares na atmosfera, proibidas pelo tratado de 1963. A início pensou-se em relacionar estes bursts com a radiação advinda das erupções solares ou mesmo de efeitos puramente instrumentais. Quando outros satélites foram lançados levando detetores gama de alta resolução, de maneira inquestionável verificou-se que se tratava de um novo fenômeno; e das suas direções de chegada pudemos excluir de imediato os corpos pertencentes ao sistema solar.

A.2) Fenomenologia.

A.2.1) Propriedades temporais.

A duração de um burst pode variar de 0.05 s a mais de 100 s. Mazets e Golenetskii^[42] utilizando dados obtidos pelo experimento Konus a bordo das sondas tipo Venera, propuseram a divisão (por duração) em 4 grandes classes:

- (i) Pulsos duplos e simples de duração média (ver figuras A.1.1 e A.1.2).

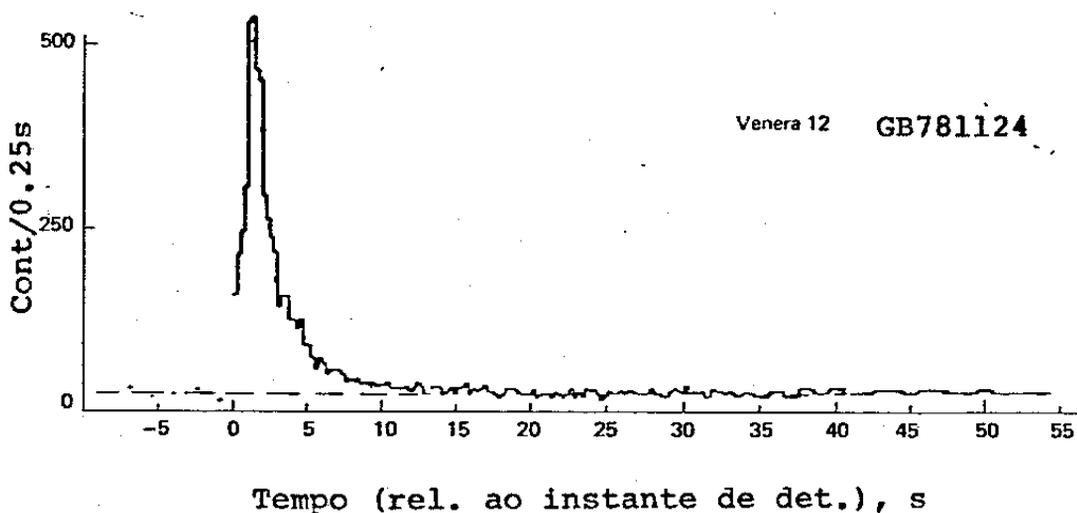


Fig.A.1.1 : Pulso simples de média duração .

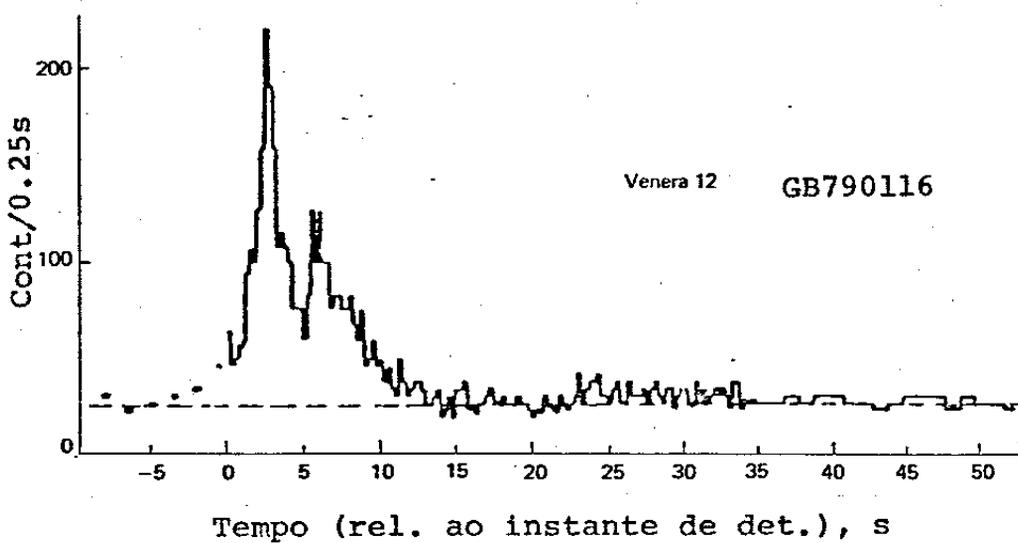


Fig.A.1.2 : Pulso duplo de média duração .

(ii) Bursts complexos (ver figura A.1.3).

(iii) Bursts duplos (ver figura A.1.4).

(iv) Bursts curtos (ver figura A.1.5).

O evento que possui, em todos os sentidos, as características mais espetaculares é o de 5 de março de 1979 (GB790305). Suas características são apresentadas nas figuras A.1.6 e A.1.7, o pulso inicial é pelo menos 10 vezes superior ao de qualquer outro evento observado na região com energia maior que 100 KeV.

A.2.2) Características espectrais.

A presença ou ausência de linhas de emissão no espectro de um objeto que emita gamas coloca restrições para os processos pelos quais os gamas são produzidos e escapam da fonte. A maioria dos bursts não apresenta linhas; contudo, linhas foram observadas em alguns eventos. O caso mais notável é o burst GB790305, durante o pulso inicial uma linha significativa apareceu em torno de 420 KeV; esta linha foi observada em 6 outros bursts vistos pelo experimento Konus^[42]. Também observou-se^[43] uma linha estreita a uma energia de 740 KeV no burst GB781119. Linhas de absorção foram observadas no intervalo de energia de 40 - 60 KeV no espectro de cerca de 20 bursts registrados pelo experimento KONUS.

A.2.3) Distribuição espacial dos bursts- γ .

A figura A.1.8 mostra a posição de 84 bursts em coordenadas galácticas. Aparentemente os bursts são distribuídos de maneira mais ou menos uniforme por toda a esfera celeste. Até o presen-

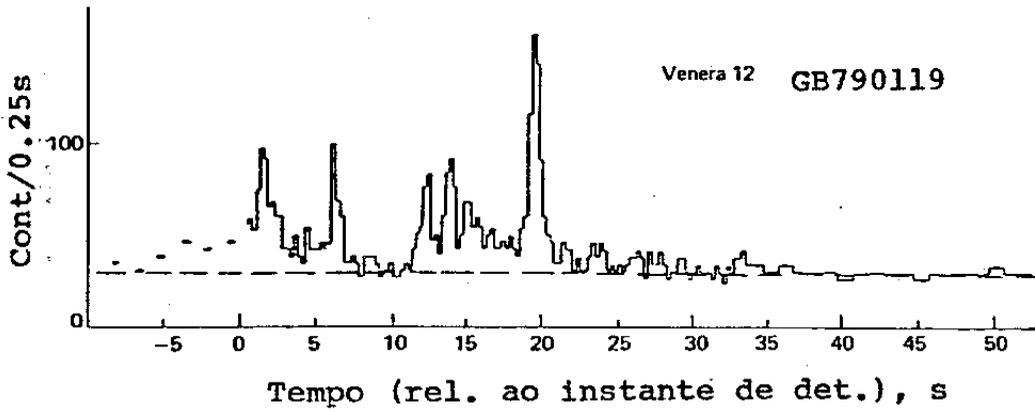


Fig.A.1.3 : Burst complexo .

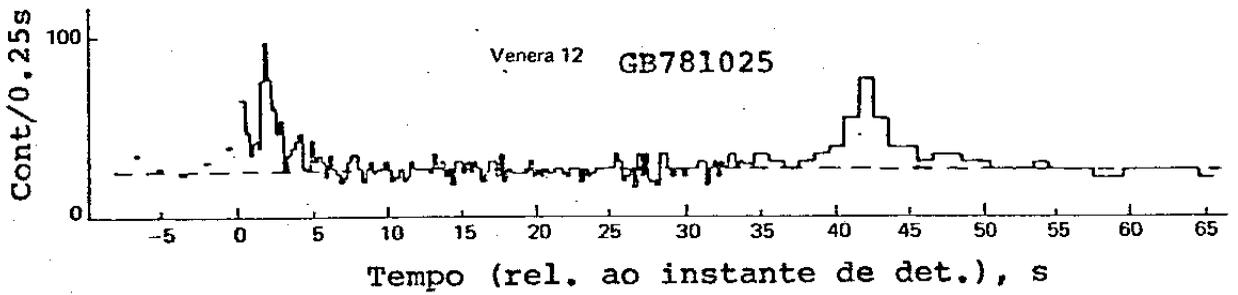


Fig.A.1.4 : Pulso duplo .

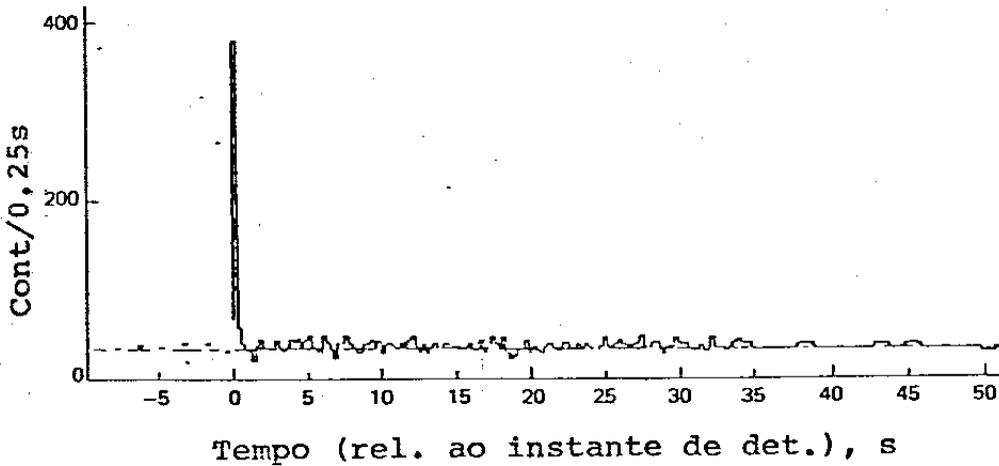


Fig.A.1.5 : Pulso muito curto .

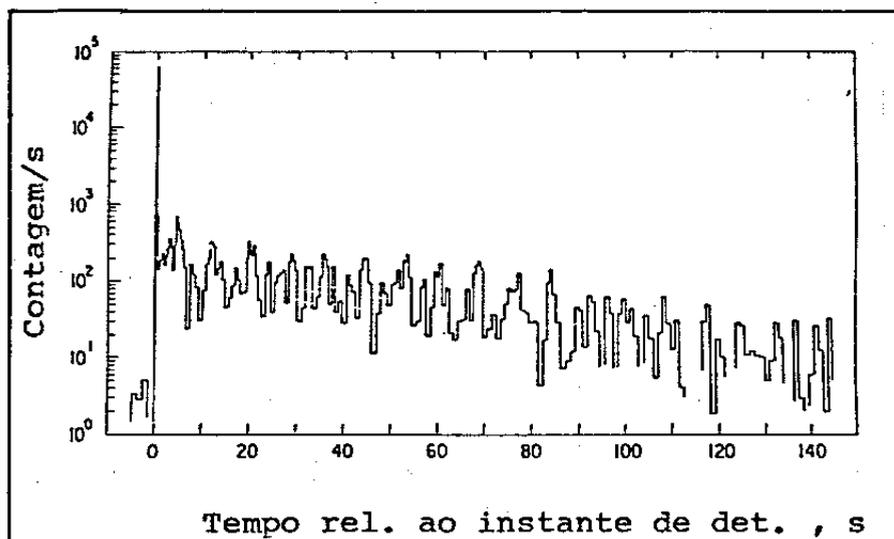


Fig.A.1.6 : Perfil temporal do burst de 5 de março de 1979. Observado simultaneamente pelo Helios 2, PVO e pelas Venera 11 e 12 e mais 6 outros satélites e em órbita terrestre .

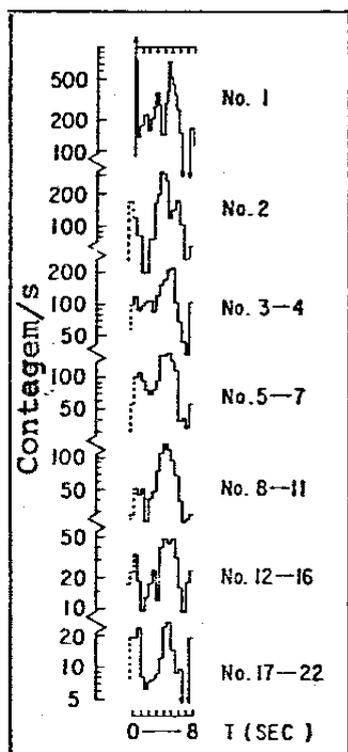


Fig.A.1.7 : Os primeiros 22 ciclos do burst GB790305, na fase de decaimento.

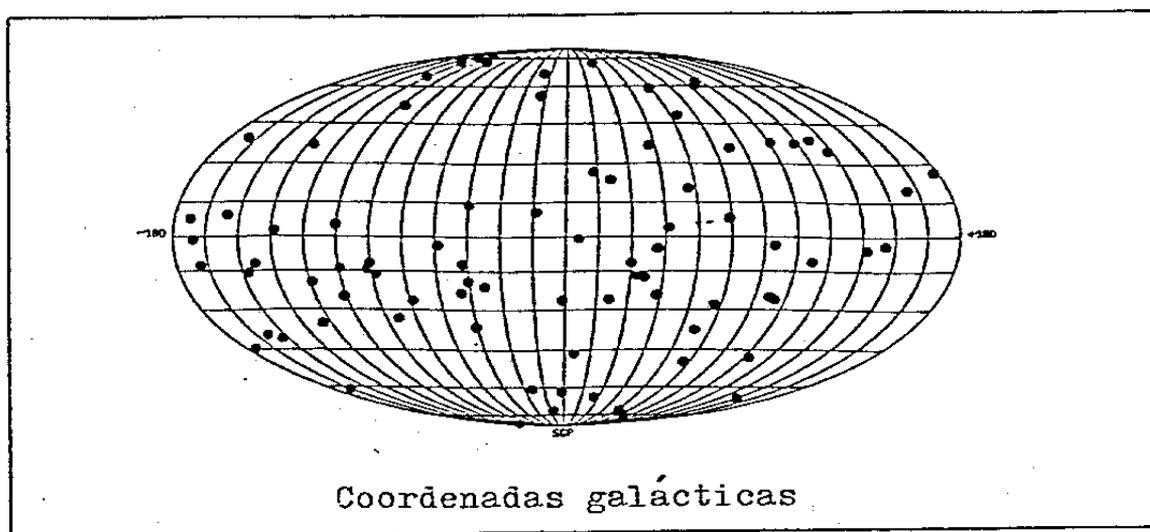


Fig.A.1.8 : Distribuição de 84 bursts na esfera celeste, note-se a aparente isotropia da distribuição.

te nenhum desvio significativo de uma distribuição isotrópica foi observado. As tentativas de correlacionar os bursts de posição bem determinada com objetos astronômicos conhecidos também foi infrutífera (as regiões vasculhadas apresentam, em geral, estrelas da sequência principal); a única exceção é o burst GB790305 que coincide com o resto de uma supernova, N 49, situada na Grande Nuvem de Magalhães (distante aproximadamente 55 Kpc do Sol).

A.3) Modelos [35,36]

É consenso que os bursts- γ são produzidos em estrelas de neutrons. Atualmente, temos três modelos mais aceitos: explosões termonucleares, acreção de matéria e terremotos em estrêlas de neutrons.

A.3.1) Terremotos estelares.

Este modelo foi originalmente proposto para explicar o burst GB790305. A idéia base é que a energia seja fornecida por um minicolaso do núcleo da estrêla de neutrons e que o mecanismo de radiação dá-se por um modelo de congelamento sincrotron de e^+ - e^- e aniquilação. Um colapso do tipo acima poderia facilmente suprir as necessidades energéticas do burst, mesmo se a fonte esteja na Grande Nuvem de Magalhães como parece ser o caso do de 5 de março de 1979.

A.3.2) Acreção de matéria.

Nestes modelos a energia é liberada pela queda de matéria na superfície de uma estrela de neutrons. Este mecanismo seria, a

princípio, muito eficaz. Um objeto, por exemplo um cometa ou asteroide, de massa $\sim 10^{18}$ g, liberaria 10^{38} ergs. Energia, esta, que daria conta da maioria dos bursts observados. A queda de um objeto deste tipo é pouco provável, mas existem modelos que falam de um disco de matéria, proveniente, talvez, de uma estrela companheira que está se desmanchando. Este disco circundaria a estrela de neutrons e instabilidades dariam com que matéria deste disco caísse sobre a estrela liberando energia.

A.3.3) Modelo termonuclear.

A energia neste caso é fornecida pela explosão termonuclear de uma camada de matéria lentamente acrescida à superfície de uma estrela de neutrons. Este processo pode ocorrer se a matéria acrescida se confinar a uma área pequena da estrela; nos modelos propostos a matéria seria acrescida sobre os polos ($\sim 1\text{Km}^2$). As figs. A.1.9, A.1.10 e A.1.11 apresentam um esquema geral dos três modelos descritos.

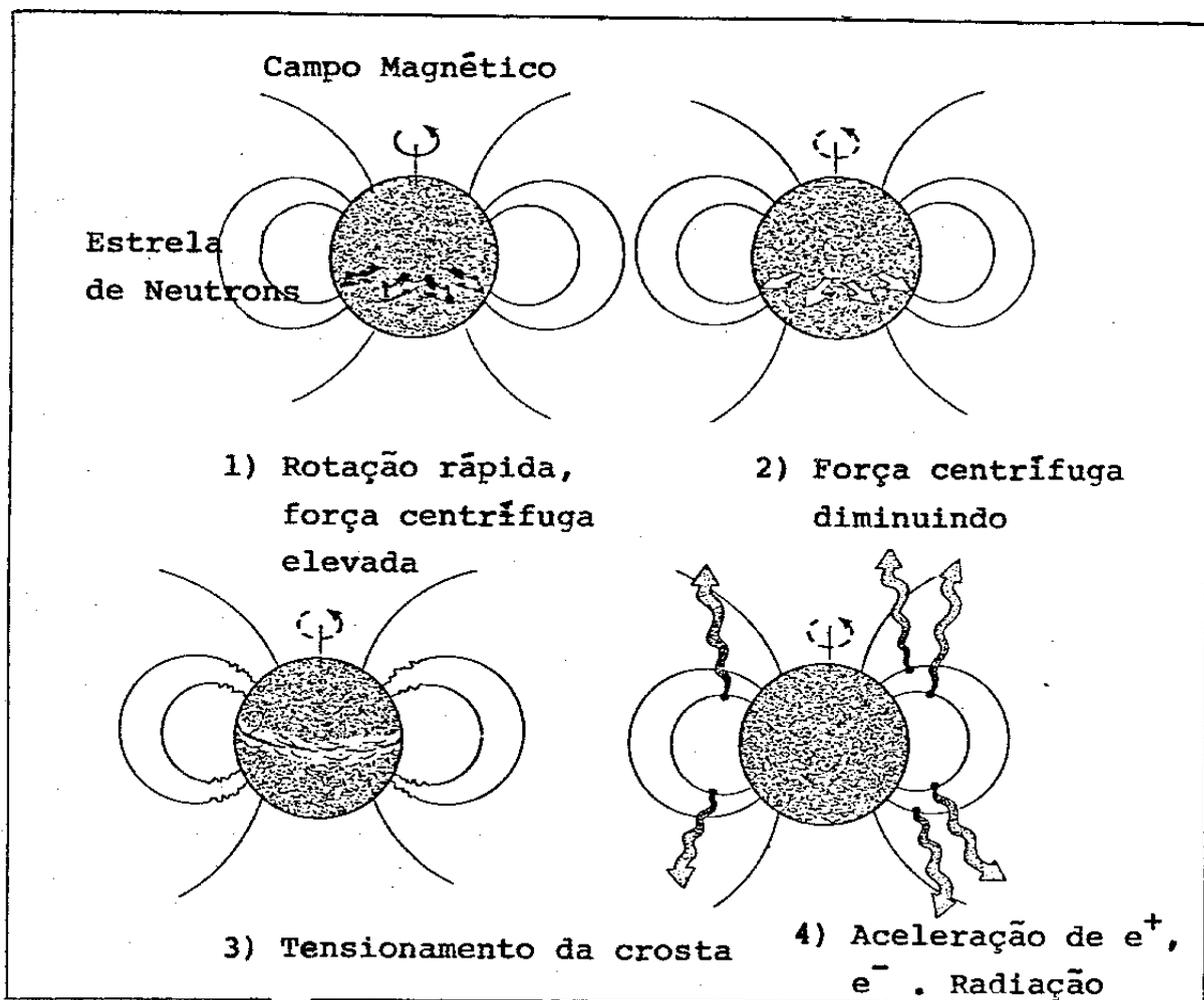
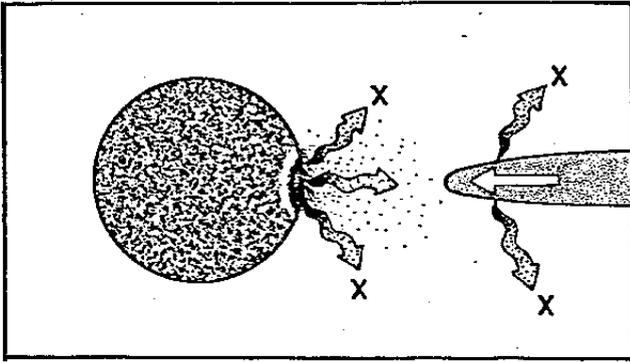
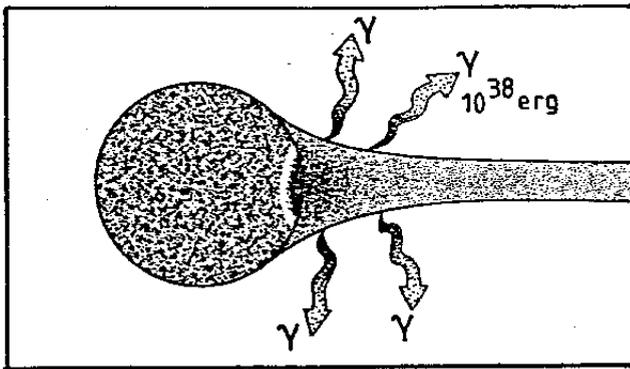


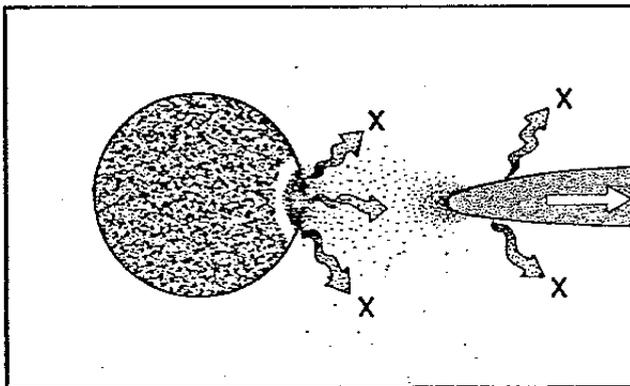
Fig.A.1.9 : Terremotos em estrelas de neutrons. Reajustes internos provocam perturbações no campo magnético, depois da reconexão das linhas do campo os eletrons da magnetosfera são acelerados e emitem a radiação do burst .



1) Acreção de matéria do disco .



2) Instabilidade, Burst- γ .



3) Retorno à situação estável .

Fig.A.1.10 : Resumo do mecanismo de instabilidade de um disco de acreção ao redor de uma estrela de neutrons .

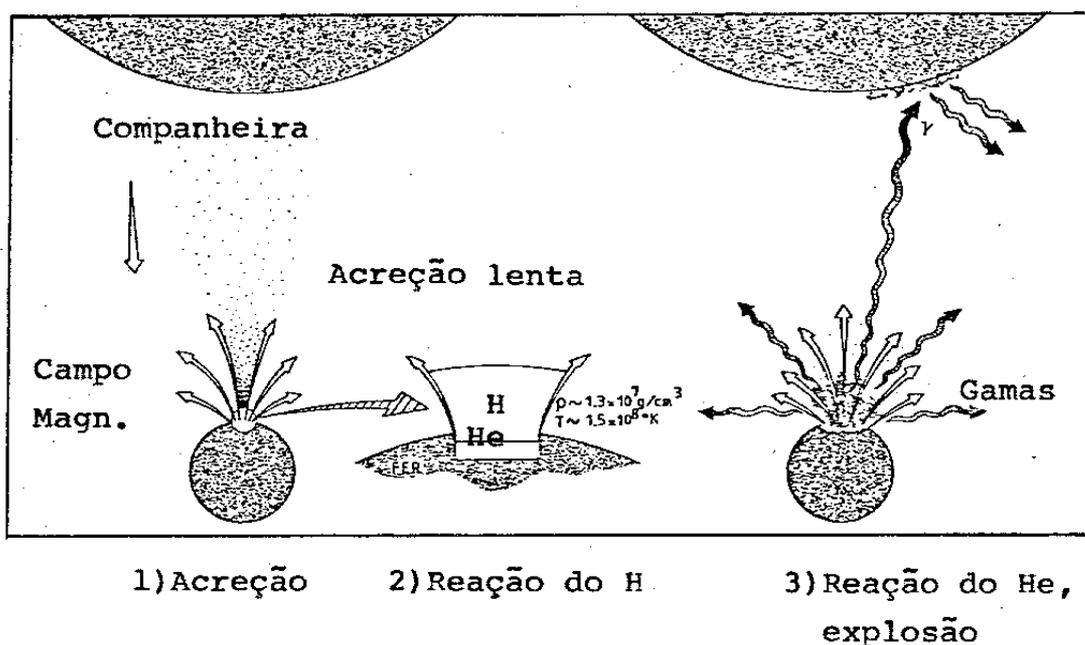


Fig.A.1.11 : Modelo Termonuclear - A matéria proveniente de uma companheira é acrecida aos pólos da estrela de neutrons. Quando a densidade de matéria acrecida chegar ao ponto crítico haverá uma explosão de hélio e uma emissão em gamas :

APÊNDICE 2

ANÁLISE HARMÔNICA

$$\text{Seja, } f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} (a_n \cos(n \alpha x) + b_n \text{sen}(n \alpha x)) \quad (1)$$

que pode ser escrita na forma:

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n \alpha x) + b_n \text{sen}(n \alpha x)) \quad (2)$$

ou ainda,

$$f(x) = a_0 \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (a'_n \cos(n \alpha x) + b'_n \text{sen}(n \alpha x)) \right\} \quad (3)$$

$$\text{onde } a_n = a_0 a'_n \quad (4)$$

Considerando que:

$$0 \leq x \leq L \quad \text{e} \quad \alpha = 2\pi/L$$

Integrando (3), teremos:

$$A = \int_0^L f(x) dx = \int_0^L a_0 dx + \sum_{n=1}^{\infty} \{ a_0 a'_n \int_0^L \cos(n \alpha x) dx + \\ + a_0 b'_n \int_0^L \text{sen}(n \alpha x) \} dx = a_0 L \quad , \quad \text{logo: } a_0 = \frac{A}{L} \quad (5)$$

Os momentos de 1ª ordem para $\cos(m \alpha x)$ e $\sin(m \alpha x)$ serão dados por:

$$\mu_1 \cos(m \alpha x) = \frac{\int_0^L f(x) \cos(m \alpha x) dx}{\int_0^L f(x) dx} \quad (6)$$

$$= \frac{1}{A} \int_0^L \cos(m \alpha x) \cdot \frac{A}{L} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} a'_n \cos(n \alpha x) + \sum_{n=1}^{\infty} b'_n \sin(n \alpha x) \right\} dx$$

agora,

$$\int_0^L \cos(m \alpha x) dx = 0 ; \int_0^L \cos(m \alpha x) \sin(n \alpha x) dx = 0 \quad e$$

$$\int_0^L \cos(m \alpha x) \cos(n \alpha x) dx = 0 \quad (7)$$

Restando,

$$\int_0^L \cos(m \alpha x) \cos(m \alpha x) dx = \frac{1}{m \alpha} \int_0^{2\pi m} \cos^2 \theta d\theta \quad (8)$$

onde fizemos $\theta = m \alpha x$, logo $x = L \rightarrow \theta = 2\pi m$

Utilizando a relação (8) acima teremos para (6) o seguinte:

$$\begin{aligned} (6) &= \left\{ \frac{1}{m \alpha} \left\{ \frac{\theta}{2} + \frac{\sin 2\theta}{4} \right\} \right\} \Bigg|_0^{2\pi m} \cdot \frac{A}{L} \cdot \frac{1}{A} \cdot a'_m = \\ &= \left(\frac{1}{m \alpha} \cdot \frac{2\pi m}{2} \right) \frac{a'_m}{L} = \left(\frac{\pi}{\alpha} \right) \frac{a'_m}{L} = \left(\frac{L\pi}{2\pi} \right) \frac{a'_m}{L} = \frac{a'_m}{2} \quad (9) \end{aligned}$$

ou seja,

$$a'_m = 2\mu_1 \cdot \cos(\max) \quad (10)$$

de maneira análoga podemos escrever que:

$$b'_m = 2\mu_1 \cdot \text{sen}(\max) \quad (11)$$

No caso discreto teremos:

$$\mu_1 \cos(\max) = \frac{\sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \cos(\max x_i) \cdot \Delta x}{\sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \Delta x} \quad (12.1)$$

$$\mu_1 \text{sen}(\max) = \frac{\sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \text{sen}(\max x_i) \cdot \Delta x}{\sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \Delta x} \quad (12.2)$$

onde, v_i é a contagem média no intervalo, x_i o ponto médio no intervalo e $\Delta x = L/NI$ (NI é o nº de intervalos).

Desta forma,

$$a'_m = 2 \frac{\sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \cos(\max x_i)}{\sum_{i=1}^{NI} v_i} \quad \text{e} \quad b'_m = 2 \frac{\sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \text{sen}(\max x_i)}{\sum_{i=1}^{NI} v_i} \quad (13)$$

Introduzindo estes termos em $f(x)$ teremos:

$$f(x) = a_0 \left\{ 1 + \frac{2}{\sum_{i=1}^{NI} v_i} \left[\sum_{n=1}^{NI} \left(\left(\sum_{i=1}^{NI} v_i \cos(nax_i) \right) \cos(nax) + \left(\sum_{i=1}^{NI} v_i \sin(nax_i) \right) \sin(nax) \right) \right] \right\} \quad (14)$$

ou ainda,

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{NI} \{ a_0 a'_n \cos(nax) + a_0 b'_n \sin(nax) \} \quad (15)$$

agora,

$$a_n = a_0 a'_n = \frac{A}{L} \cdot 2 \frac{\sum_{i=1}^{NI} v_i \cos(nax_i)}{\sum_{i=1}^{NI} v_i}$$

$$b_n = a_0 b'_n = \frac{A}{L} \cdot 2 \frac{\sum_{i=1}^{NI} v_i \sin(nax_i)}{\sum_{i=1}^{NI} v_i}$$

Contudo, $A = \int_0^L f(x) dx$

que no caso discreto vale:

$$A = \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \Delta x = \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \frac{L}{NI} \quad (17)$$

logo,

$$a_n = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \frac{L}{NI} \cdot 2 \frac{1}{NI} \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \cos(nax_i)$$

e

$$b_n = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \frac{L}{NI} \cdot 2 \frac{1}{NI} \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \sin(nax_i)$$

portanto,

$$a_n = \frac{2}{NI} \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \cos(nax_i) \quad e \quad b_n = \frac{2}{NI} \sum_{i=1}^{NI} v_i \cdot \sin(nax_i) \quad (18)$$

com a_0 dado por:

$$a_0 = \frac{\sum_{i=1}^{NI} v_i}{NI} \quad (19)$$

Os erros em a_n e b_n serão dados por:

$$\sigma_{a_n}^2 = \sum_{i=1}^{NI} \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial v_i} \right)^2 \cdot \sigma_{v_i}^2 \quad (20.1)$$

e

$$\sigma_{b_n}^2 = \sum_{i=1}^{NI} \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial v_i} \right)^2 \sigma_{v_i}^2 \quad (20.2)$$

onde,

$$\phi_1 = a_n(x_i, v_i, \alpha, NI) \quad (21.1)$$

$$\phi_2 = b_n(x_i, v_i, \alpha, NI) \quad (21.2)$$

assim,

$$\sigma_{a_n}^2 = \sum_{i=1}^{NI} \left\{ \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{2}{NI} \sum_{i=1}^{NI} v_i \cos(\alpha x_i) \right] \right\}^2 \sigma_{v_i}^2$$

$$\therefore \sigma_{a_n}^2 = \left(\frac{2}{NI} \right)^2 \sum_{i=1}^{NI} \cos^2(\alpha x_i) \sigma_{v_i}^2 \quad (22)$$

da mesma forma:

$$\sigma_{b_n}^2 = \sum_{i=1}^{NI} \left\{ \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{2}{NI} \sum_{i=1}^{NI} v_i \sin(\alpha x_i) \right] \right\}^2 \sigma_{v_i}^2$$

$$\therefore \sigma_{b_n}^2 = \left(\frac{2}{NI} \right)^2 \sum_{i=1}^{NI} \sin^2(\alpha x_i) \sigma_{v_i}^2 \quad (23)$$

Em termos de amplitudes e fases teremos a expressão (2)

escrita na forma:

$$f(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(nax) + b_n \sin(nax)] =$$

$$= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(nax + \phi_n) \quad (24)$$

onde,

$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (25.1)$$

e

$$\phi_n = \text{arc tg} \left(\frac{b_n}{a_n} \right) \quad (25.2)$$

os desvios em A_n e ϕ_n serão dados por:

$$\sigma_{A_n}^2 = a_n^2 \sigma_{a_n}^2 + b_n^2 \sigma_{b_n}^2 \quad (26)$$

e

$$\sigma_{\phi_n}^2 = \left\{ \frac{1}{1 + \left(\frac{b_n}{a_n}\right)^2} \cdot \left(-\frac{b_n}{a_n^2}\right) \right\}^2 \sigma_{a_n}^2 + \left\{ \frac{1}{1 + \left(\frac{b_n}{a_n}\right)^2} \cdot \frac{1}{a_n} \right\}^2 \sigma_{b_n}^2 \quad (27)$$

utilizando-se a propagação de erros usual.

Se quisermos em termos percentuais, ou seja:

$$f(x) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{A_0} \cos(nax + \phi_n) \quad (28)$$

teremos,

$$A_n^* = \frac{A_n}{A_0}$$

e

$$\sigma_{A_n^*}^2 = (A_n^*)^2 \left\{ \left(\frac{\sigma_{a_n}}{a_n}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{A_0}}{A_0}\right)^2 \right\} \quad (29)$$

APÊNDICE 3

MÍNIMOS QUADRADOS - AJUSTE LINEAR

Sejam n medidas y_1, y_2, \dots, y_n , de forma que

$$\bar{y}_i = y(x_i; a_x, \dots, a_v) \quad (1)$$

sendo que a cada y_i temos associado um σ_i .

O método dos mínimos quadrados segue da suposição que ca da medida y_i é membro de uma população Gaussiana.

Assim, a função frequência será:

$$f(y_i; x_i; a_\lambda) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} [y_i - \bar{y}(x_i; a_\lambda)]^2 \right\} \quad (2)$$

a função verossimilhança será; então:

$$L(y_1, \dots, y_n; x_1, \dots, x_n; a_\lambda) = \prod_{i=1}^n f(y_i; x_i; a_\lambda) \quad (3)$$

Procuramos, então, os estimadores a_λ^* que maximizem esta função, ou seu log, W :

$$W - \log L = - \sum_i^n \log (\sigma_i \sqrt{2\pi}) - \frac{1}{2} \sum_i^n [y_i - \bar{y}(x_i, a_\lambda)]^2 \quad (4)$$

Os σ_i são fixos, . . . , deve-se procurar os a_λ^* que minimizem

$$M = \sum_{i=1}^n \frac{[y_i - \bar{y}(x_i; a_\lambda)]^2}{\sigma_i^2} \quad (5)$$

o que é feito resolvendo-se, simultaneamente, as equações

$$\frac{\partial M}{\partial a_\lambda} = 0 \quad \text{para } \lambda = 1, \dots, v \quad (6)$$

Ajuste para reta:

$$y_i = a + bx_i \quad (7)$$

usando, para cada y_i um dado σ_i .

Façamos, então:

peso = $w_i = \left(\frac{\sigma}{\sigma_i}\right)^2$ para que $\sum_i w_i = 1$, teremos que

$$\sum_i \left(\frac{\sigma}{\sigma_i}\right)^2 = 1 \quad , \quad \text{ou seja,} \quad \sigma^2 = \frac{1}{\sum_i \left(\frac{1}{\sigma_i^2}\right)} \quad (8)$$

Multiplicando (5) por σ^2 e considerando (8) teremos:

$$Q = M\sigma^2 = \sum_{i=1}^n w_i (y_i - (a + bx_i))^2 \quad (9)$$

Derivemos, então, a expressão (9) em relação a a e b

e requeiramos que as derivadas sejam nulas, assim:

$$\begin{cases} -2 \sum w_i (y_i - (a + bx_i)) = 0 \\ -2 \sum w_i x_i (y_i - (a + bx_i)) = 0 \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} \sum w_i y_i = \sum w_i (a + bx_i) = a \sum w_i + b \sum x_i w_i \\ \sum w_i x_i y_i = \sum w_i x_i (a + bx_i) = a \sum w_i x_i + b \sum w_i x_i^2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \sum w_i y_i = a + b \sum x_i w_i \\ \sum w_i x_i y_i = a \sum w_i x_i + b \sum w_i x_i^2 \end{cases}$$

Chamemos: $\bar{x} = \sum x_i w_i$, $\bar{y} = \sum y_i w_i$, $\overline{xy} = \sum x_i y_i w_i$,

$$\bar{x}^2 = \sum x_i^2 w_i ; \quad \text{assim,}$$

$$\bar{y} = a + b\bar{x} \quad \overline{xy} = a\bar{x} + b\bar{x}^2 \quad (11)$$

$$\overline{xy} = a\bar{x} + b\bar{x}^2$$

Subtraindo uma equação da outra, teremos:

$$\overline{xy} - \bar{x}\bar{y} = b(\bar{x}^2 - \bar{x}^2)$$

ou seja,

$$b = \frac{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}{\bar{x}^2 - \bar{x}^2} \quad (12)$$

Escrevendo (11) na forma:

$$\overline{x^2} \bar{y} = \overline{x^2} a + \overline{x^2} b \bar{x}$$

$$\bar{x} \overline{xy} = a \overline{x^2} + \bar{x} b \overline{x^2} \quad ; \text{ teremos, assim:}$$

$$a = \frac{\overline{x^2} \bar{y} - \bar{x} \overline{xy}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (13)$$

ou,

$$a = \frac{\overline{x^2} \bar{y} - \bar{x} \overline{xy}}{\Delta^2} \quad \text{e} \quad b = \frac{\overline{xy} - \bar{x} \bar{y}}{\Delta^2} \quad (14)$$

$$\text{com } \Delta^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2$$

Cálculos dos erros:

Consideramos não haver erros em x_i ; portanto, os erros em

a e b serão calculados a partir dos erros em y_i .

Seja,

$$a = f(y_i, x_i) \text{ e } b = G(y_i, x_i)$$

assim,

$$\sigma_a^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial y_1} \right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y_2} \right)^2 \sigma_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial y_1} \right) \left(\frac{\partial f}{\partial y_2} \right) \sigma_{12}^2 + \dots$$

(15)

$$\sigma_{ij} = 0 \text{ se } i \neq j \quad , \text{ logo}$$

$$\sigma_a^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial y_i} \right)^2 \sigma_i^2 \quad (16)$$

onde y' significa calculado no(s) ponto(s) médio(s).

Assim,

$$\begin{aligned} \sigma_a^2 &= \sum_i \left\{ \frac{\partial}{\partial y_i} \left[\frac{\bar{x}^2 \bar{y} - \bar{x} \bar{x} \bar{y}}{\Delta^2} \right] \right\}^2 \sigma_i^2 = \\ &= \sum_i \frac{1}{\Delta^4} (\bar{x}^2 w_i - \bar{x} x_i w_i)^2 \sigma_i^2 = \\ &= \frac{1}{\Delta^4} \sum_i (\bar{x}^2 - \bar{x} x_i)^2 w_i^2 \sigma_i^2 = \\ &= \frac{1}{\Delta^4} \sum_i [(\bar{x}^2)^2 - 2\bar{x} x_i \bar{x}^2 + \bar{x}^2 x_i^2] w_i^2 \sigma_i^2 = \\ &= \frac{1}{\Delta^4} \sigma^2 \left\{ \sum_i (\bar{x}^2)^2 w_i - \sum_i 2\bar{x} x_i w_i \bar{x}^2 + \sum_i \bar{x}^2 x_i^2 w_i \right\} = \\ &= \frac{1}{\Delta^4} \sigma^2 \{ (\bar{x}^2)^2 - 2\bar{x} \bar{x}^2 \bar{x} + \bar{x}^2 \bar{x}^2 \} = \\ &= \frac{1}{\Delta^4} \sigma^2 \{ (\bar{x}^2)^2 - (\bar{x})^2 \bar{x}^2 \} = \frac{\sigma^2}{\Delta^4} \bar{x}^2 (\bar{x}^2 - \bar{x}^2) \\ \therefore \sigma_a^2 &= \bar{x}^2 \frac{\sigma^2}{\Delta^2} \quad (17) \end{aligned}$$

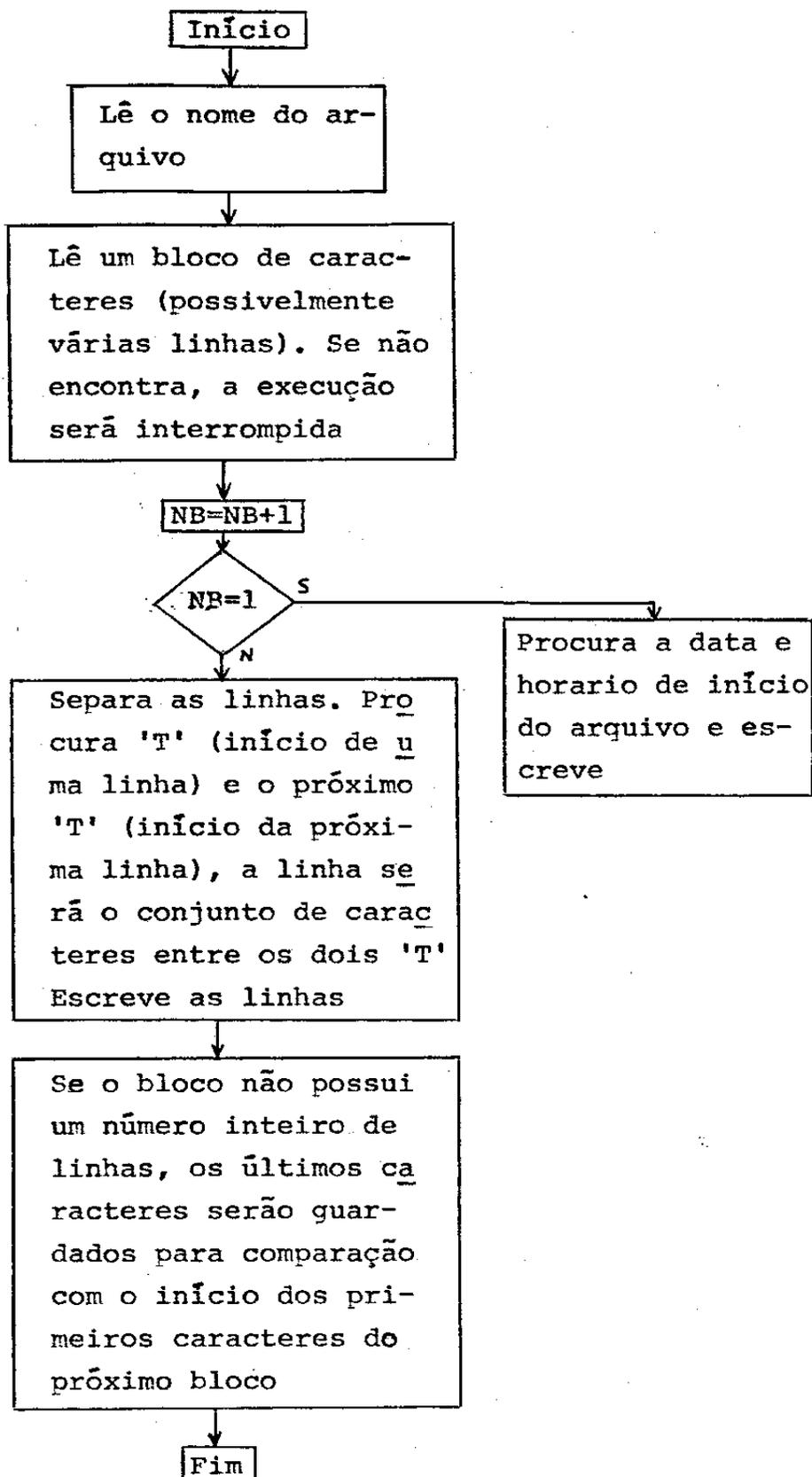
De maneira análoga:

$$\begin{aligned}
 \sigma_b^2 &= \sum_i \frac{a}{a y_i} \left(\frac{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}{\Delta} \right)^2 \sigma_i^2 = \\
 &= \frac{1}{\Delta^4} \sum_i \{x_i w_i - \bar{x} w_i\}^2 \sigma_i^2 = \\
 &= \frac{1}{\Delta^4} \sum_i (x_i^2 w_i^2 - 2\bar{x} x_i w_i^2 + \bar{x}^2 w_i^2) \sigma_i^2 = \\
 &= \frac{1}{\Delta^4} \sum_i \{x_i^2 w_i^2 \sigma_i^2 - 2\bar{x} x_i w_i^2 \sigma_i^2 + \bar{x}^2 w_i^2 \sigma_i^2\} = \\
 &= \frac{\sigma^2}{\Delta^4} \{\bar{x}^2 - 2\bar{x} \bar{x} + \bar{x}^2\} = \frac{\sigma^2}{\Delta^4} \{\bar{x}^2 - \bar{x}^2\} = \frac{\sigma^2 \Delta^2}{\Delta^4} \\
 \therefore \sigma_b^2 &= \frac{\sigma^2}{\Delta}
 \end{aligned}$$

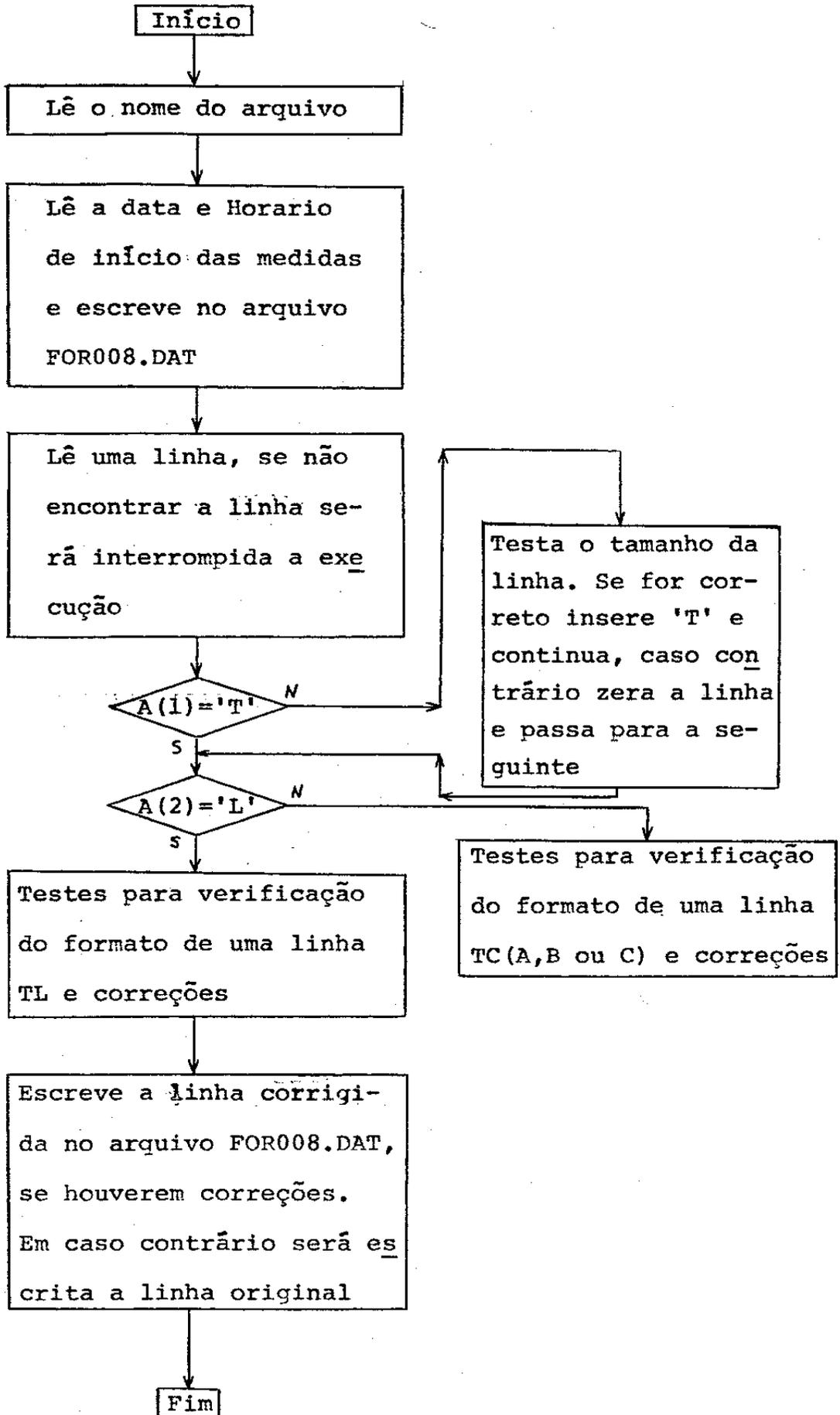
Apêndice 4

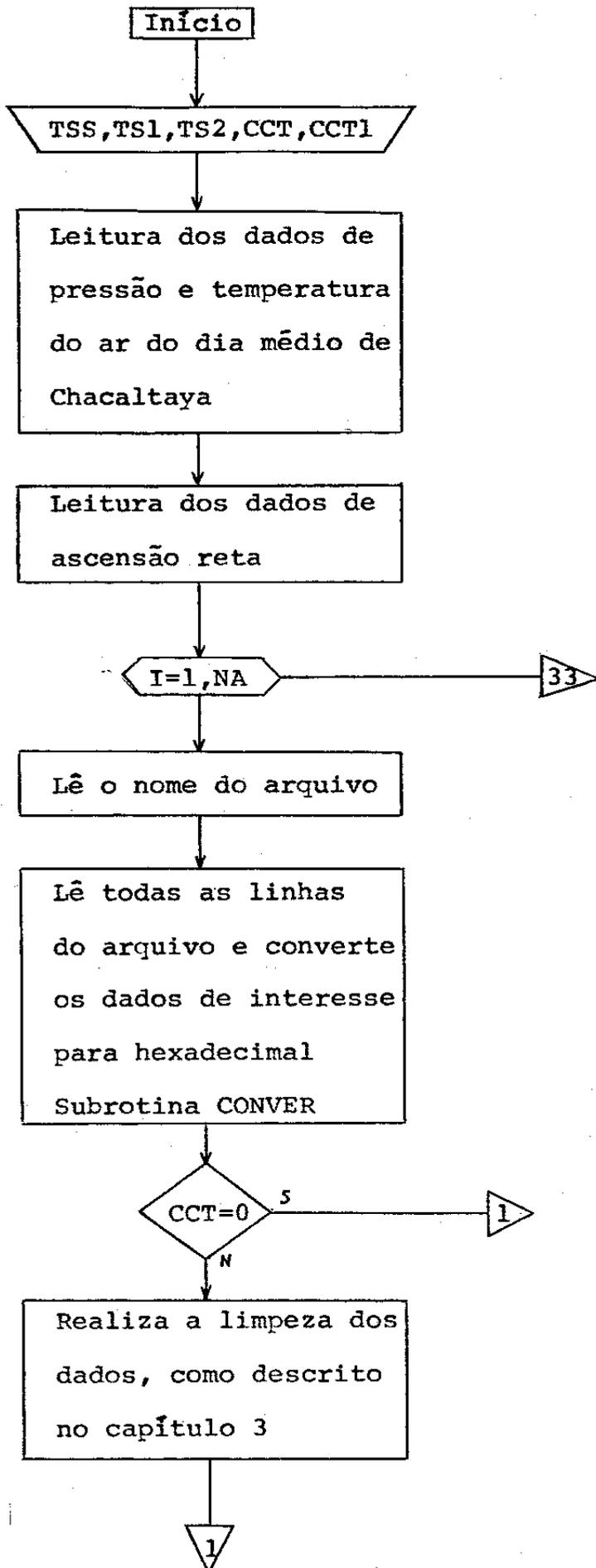
Programas utilizados

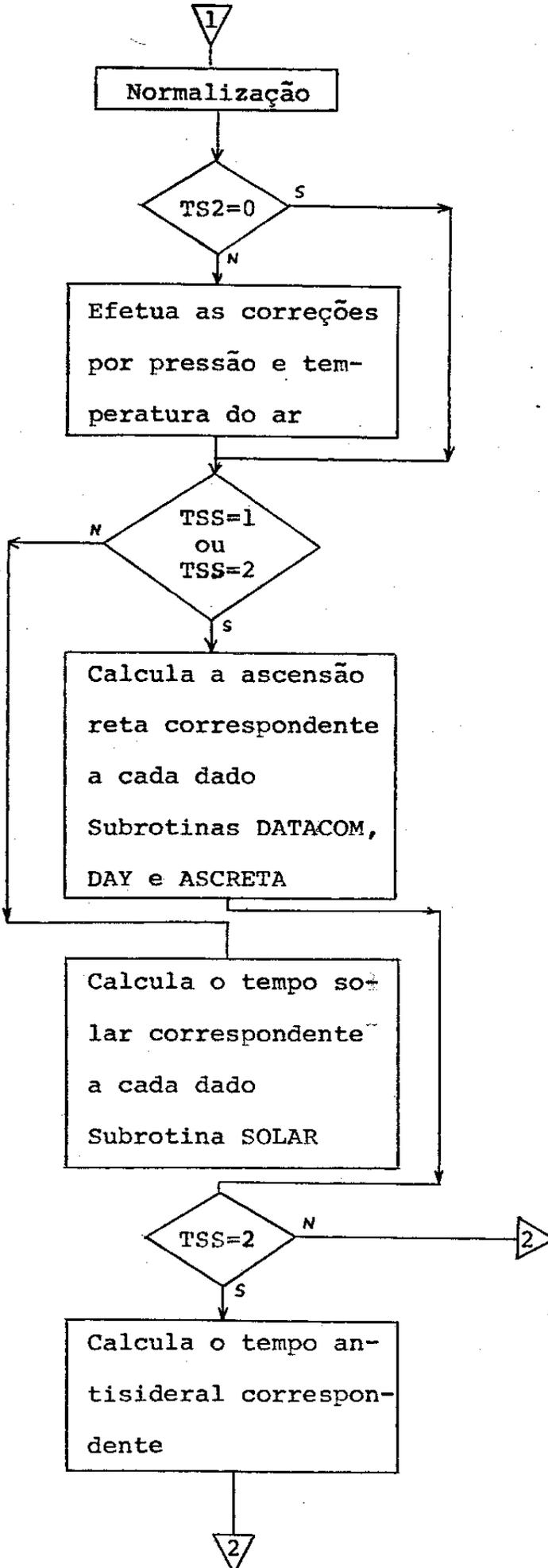
- 1) SDMART1.FOR - Para separar possíveis linhas grudadas nos arquivos
- 2) COMANCHI3.FOR - Para correção de erros de formato nos arquivos
- 3) HARM.FOR - Programa de análise harmônica
- 4) SUBAN1.FOR - Subrotinas utilizadas pelo programa HARM.FOR

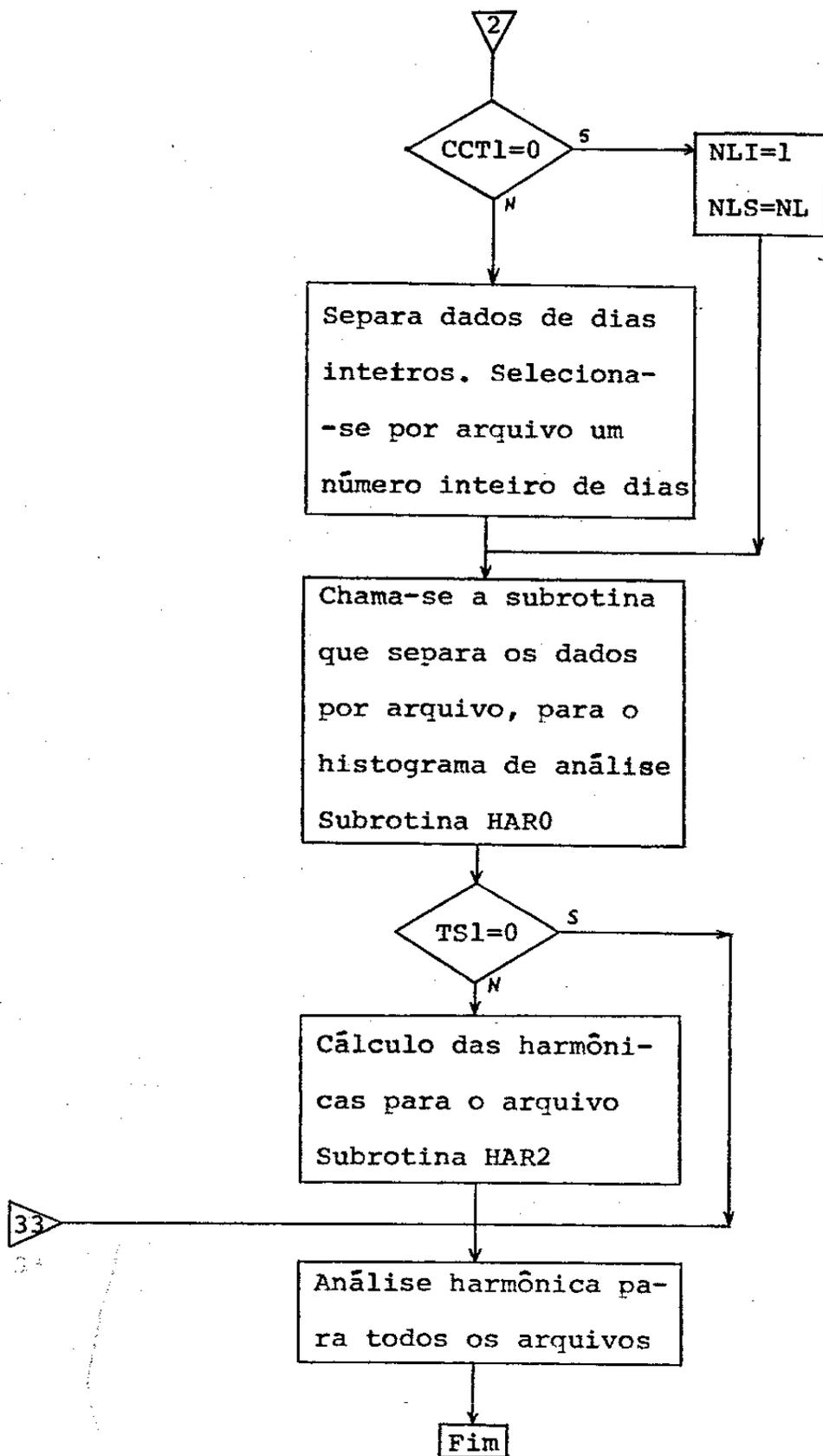
Programa SDMART1.FOR

Programa COMANCHI3.FOR



Programa HARM.FOR





Subrotinas de análise :

1) SUBROTINA CONVER(A,HIM,AML,AML1,AL,BL,DL,NL)

Entradas : A(I), I=1,56 - Linha TL

HIM - Horário de início das medidas, em segundos.

NL - Nº da linha TL.

Saídas : AML(NL) - Tempo, em segundos, transcorrido desde o início das medidas até a linha NL.

AML1(NL) - Tempo, em segundos, apartir da hora zero do dia de início das medidas.

AL(NL) - DADO A (coincidências quadruplas).

BL(NL) - DADO B (coincidências triplas).

DL(NL) - DADO C (coincidências duplas).

2) SUBROTINA SOLAR(NL,AML,AML1,ALFA,ALFA1)

Entradas : NL,AML(NL),AML1(NL) - Como definidos anteriormente

Saídas : ALFA(NL) - Hora solar da linha NL.

ALFA1(NL) - Idêntico a AML1(NL).

3) SUBROTINA DATACOM(DIA,HIM,MES,ANO,NL,AML,HORA,MIN,SEG,H,MI,S,NDIA,NMES,NANO)

Entradas : NL,AML(NL),HIM - Como definidos anteriormente.

DIA,MES,ANO,HORA,MIN,SEG - Dia,mes,ano,horas,minutos em que se iniciaram as medidas do arquivo.

Saídas : H,MI,S - Horas,minutos e segundos em que se encontra a linha NL.

NDIA,NMES,NANO - Dia,mes,ano em que se encontra a
linha NL.

4) SUBROTINA DAY(DIA,MES,ANO,NDIA,NMES,NANO)

Quando a subrotina DATACOM observa que a linha TL analisada não se encontra mais no dia de início do arquivo temos a chamada da subrotina DAY, onde determinan-se o dia, mes, ano corretos. As entradas são : DIA, MES, ANO, NDIA,NMES, NANO. As saídas são : NDIA, NMES, NANO; permanecendo as definições anteriores.

5) SUBROTINA ASCRETA(DIA,MES,ANO,HIM,NDIA,NMES,NANO,TZ,H,MI,S,
NL,ALFA,ALFA1)

Entradas : DIA,MES,ANO,HIM,NDIA,NMES,NANO,H,MI,S,NL -

Como definidos anteriormente.

TZ(NDIA,NMES,NANO) -- Tempo sideral em Greenwich
à zero horas.

Saídas : ALFA(NL) - Ascensão reta correspondente à linha NL.

ALFA1(NL) - Ascensão reta integrada (não leva em conta mudanças de dias) da linha NL.

6) SUBROTINA HARO(ALFA,AG,NLI,NLS,NI,NK,SK,SIK2N,AB,NEA,AI,DINT,
AM)

Entradas : ALFA(1:NL) - Tempo solar, sideral ou antisideral dependendo da escolha de análise, para as NL linhas.

AG(1:NL) - DADOS A,B ou C dependendo da escolha, para as NL linhas.

NEA - N° do arquivo.

NLI,NLS - Linhas inicial e final para a análise
(caso queira-se análise de dias inteiros defini-se o horário inicial e final através de NLI,NLS).

NI - N° de intervalos.

AI - Intervalo inicial.

DINT - Incremento para determinação dos intervalos posteriores.

Saídas : SK(NEA,IBIN) - Soma dos dados para o arquivo NEA no intervalo IBIN.

NK(NEA,IBIN) - N° de pontos do intervalo IBIN, no arquivo NEA.

AM(IBIN) - Média dos dados no intervalo IBIN.

SIK2N(NEA,IBIN) - Somatória de dados do tipo :
 $(AG(I) - AM(IBIN)) * (AG(I) - AM(IBIN))$
para posterior determinação da var
riância do intervalo IBIN no arqui
vo NEA.

AB(IBIN) - Ascensão reta correspondente ao intervalo IBIN.

7) SUBROTINA HAR2(NI,NK,SK,SIK2N,NL,VAR,NEA,TI,AB,FIL,ISIZ,A0;
ANI,BNI,SIGANI,SIGBNI,XME)

Entradas : NI,NK,SK,SIK2N,AB - Como definidos anteriormente.

NL - N° de linhas TL no arquivo (n° de dados).

FIL(I),I=1,ISIZ - Variável que guarda o nome do arquivo analisado.

Saídas : XME(IBIN) - Média dos dados no intervalo IBIN.

A0,ANI(N),SIGANI(N),BNI(N),SIGBNI(N) - $a_0, a_n,$
 $\sigma_{a_n}, b_n, \sigma_{b_n}$ respectivamente.

OBS : Esta subrotina faz análise harmônica de arquivos individuais.

8) SUBROTINA HAR1 (NI,NK,SK,SIK2N,NL,AN,BN,SIGAN,SIGBN,XME,VAR,NA,TI,AB,NEA,A0)

Entradas : NI,NK,SK,SIK2N,NL,TI - Como definidos anteriormente.

NA=NEA - N° de arquivos.

Saídas : XME(IBIN) - Média dos dados (para todos os arquivos) no intervalo IBIN.

VAR(IBIN) - Variância correspondente do intervalo IBIN.

A0,AN(N),SIGAN(N),BN(N),SIGBN(N) - $a_0, a_n, \sigma_{a_n},$
 b_n, σ_{b_n} respectivamente.

OBS : Esta subrotina calcula os coeficientes da análise harmônica apartir de um histograma construido utilizando-se todos os arquivos.

PROGRAMA SMART1.FOR
 SEPARA LINHAS GRUDADAS NOS ARQUIVOS
 DE CACALTAYA

```
CHARACTER A*1000,B*1000
BYTE BUFFER,FILE1(30)
WRITE(5,98)
FORMAT(' DE O NOME DO ARQUIVO :',5)
ACCEPT 99,ISIZ,(FILE1(1),1=*,ISIZ)
FORMAT(0,<ISIZ>A1)
FILE1(ISIZ+1)=0.
OPEN(UNIT=4,FILE=FILE1,STATUS='OLD')
NB=0
NB=NB+1
```

LEITURA DE UM BLOCO DE LINHAS

```
READ(4,200,END=200)IRECSIZ,A
FORMAT(0,A<IRECSIZ+1>)
```

SE NB=1 PROCURA A DATA E HORARIO DE INICIO
 DAS MEDIDAS

```
IF(NB.EQ.1)THEN
  DO 2 I=1,100
  IF(A(I:10).NE.'I')GO TO 1
  WRITE(5,201)A(1:(I=1))
  J=10
  GO TO 50
  CONTINUE
  WRITE(9,202)
  GO TO 2000
ENDIF
```

COM NR,NE,1 O PROGRAMA SEPARA AS LINHAS PROCURANDO
 O 'I' INICIAL DE CADA LINHA, O PONTO FINAL DA LINHA
 SERA O 'I' DE INICIO DA PROXIMA LINHA, CASO O BLOCO
 NAO TENHA UM NO. INTEIRO DE LINHAS, O ULTIMO PEDACO
 DE LINHA DO BLOCO SERA GUARDADO PARA COMPARACAO COM
 O PROXIMO BLOCO.

```
J=1
FORMAT(1X,A<(I=1)>)
FORMAT(1X,'ERRO NA DATA')
IF(A(J:J).NE.'I')THEN
  IF(NB.EQ.1)THEN
    WRITE(5,203)
    GO TO 2000
  ENDIF
  DO 4 II=J+1,56
  IF(A(II:II).NE.'I')GO TO 2
  NCAR=NBB+(II-1)=J+1
  WRITE(8,204)B(NI:NBB),A(J:II-1)
  NI=II
  J=II
  GO TO 51
  CONTINUE
  WRITE(9,205)NB
  GO TO 2000
```

```

ELSE
  NI=J
ENDIF
FORMAT(1X,'PROBLEMA COM TI. BLOCO!')
NN=NBB+(II-1-J)+1
FORMAT(1X,A<NBB>,A<(II-1)>)
FORMAT(1X,'NAO ENCONTRA CONTINUACAO # BLOCO ',3X,I8)
DO 3 I=J+1,IRECSTZ
IF(A(I:I),NE,'T!')GO TO 3
NS=I-1
NCE=NS-NI+1
WRITE(8,206)A(NI:NS)
FORMAT(1X,A<NCE>)
NI=I
CONTINUE
B(NI:IRECSTZ)=A(NI:IRECSTZ)
NBB=IRECSTZ-NI+1
GO TO 100

AS LINHAS SEPARADAS SERAO ESCRITAS NUM NOVO ARQUIVO
FORNOB.DAT E O PROGRAMA INTERROMPERA A EXECUCAO QUAN-
DO NAO ENCONTRAR UM NOVO BLOCO DE LINHAS

TYPE *,'FIM DO ARQUIVO'
CALL EXIT
END

```

PROGRAMA COMANCHI3 FOR
 PARA CORREÇÃO DE PROBLEMAS DE FORMATO NOS
 ARQUIVOS DE CHACALTAYA

```

SUBROUTINE HEXDEC(A,AML1)
  INTEGER*2 A(56)
  DIMENSION B(56)
  INTEGER AML1
  C1=10
  C2=256
  C12=C1+C2
  DO 13 I=3,5
  B(I)*A(I)-8240
  DO 14 I=3,5
  IF(B(I).LT.17) GO TO 14
  IF(B(I).GT.22) GO TO 14
  B(I)*B(I)=7
  CONTINUE
  AML1=B(6)+B(5)*C1+B(4)*C2+B(3)*C12
  RETURN
END

```

```

SUBROUTINE HD(A,IN,IF,IND)
  INTEGER*2 A(56)
  IND=0
  DO 3700 I=IN,IF
  IF((A(I).GE.8240).AND.(A(I).LE.8249)) GO TO 3700
  IF((A(I).GE.8257).AND.(A(I).LE.8262)) GO TO 3700
  IND=IND+1
  CONTINUE
  RETURN
END

```

PROGRAMA PRINCIPAL

```

DIMENSION C(56)
  INTEGER*2 A(56),D(56)
  INTEGER AML1,AML2,AML3
  BYTE BUFFER,FILI(30)
  WRITE(2,500)
  FORMAT(1X,'SDE NOME DO ARQUIVO PARA LER:')
  READ(5,501)ISIZ1,(FILI(I),I=1,ISIZ1)
  FORMAT(0,'<ISIZ1>A1)
  FILI(ISIZ1+1)=0
  OPEN(UNIT=10,FILE=FILI,STATUS='OLD')
  READ(10,1005)D
  WRITE(8,1000)D
  FORMAT(56A1)
  AML1=0
  READ(10,1000,END=2000)A
  FORMAT(1X,56A1)
  IF(A(1).EQ.'T') GO TO 22
  IF(A(1).EQ.'L')THEN
    IF(A(33).EQ.' ')THEN
      DO 333 K=2,33
      K1=33-K+2
      A(K1)=A(K1+1)
      A(1)=A(1)
      GO TO 22

```

```

ENDIF
A(1)='IT'
A(2)='L'
DO 334 K=7,33
A(K)=' '
AML1=AML0+1
GO TO 1500

```

```

ENDIF
IF(A(1).EQ.'C')THEN
  IF((A(2).EQ.'A').OR.(A(2).EQ.'B').OR.(A(2).EQ.'C'))THEN
    DO 335 K=2,33
      K1=(33-K)+2
      A(K1)=A(K1-1)
      A(1)='IT'
      GO TO 32
    ENDIF
  ENDIF

```

```

  IF((A(55).EQ.' ').AND.(A(56).EQ.' '))THEN
    DO 336 K=3,56
      K1=56-K+3
      A(K1)=A(K1-2)
      A(1)='T'
      A(2)='C'
      GO TO 22
    ENDIF
  ENDIF

```

```

ENDIF
GO TO 1
ANALISE DE A(2)=A(1) JA F 'IT'
IF(A(2).EQ.'L') GO TO 33
IF(A(2).EQ.'C')THEN
  IF((A(3).NE.'A').AND.(A(3).NE.'B').AND.(A(3).NE.'C'))THEN
    IF(A(33).EQ.' ')THEN
      A(2)='L'
      GO TO 33
    ENDIF
  GO TO 1
ENDIF

```

```

  GO TO 1
ENDIF
GO TO 45

```

```

ENDIF
IF((A(2).EQ.'A').OR.(A(2).EQ.'B'))THEN
  IF((A(7).EQ.' ').OR.(A(7).EQ.'*'))THEN
    A(2)='L'
    GO TO 33
  ENDIF

```

```

  IF((A(6).EQ.' ').OR.(A(6).EQ.'*'))THEN
    IF(A(33).EQ.' ')THEN
      A(2)='I'
      DO 337 K=7,33
        K1=(33-K)+7
        A(K1)=A(K1-1)
        A(2)='I'
        AML1=AML0+1
        GO TO 88
      ENDIF
    GO TO 600
  ENDIF

```

```

  IF(A(56).NE.' ')GO TO 1
  IF(A(55).EQ.' ')GO TO 1
  DO 339 K=3,56
    K1=56-K+3
    A(K1)=A(K1-1)

```

```

      A(2)='C'
      GO TO 45
ENDIF
IF((A(7).EQ.' ') .OR. (A(7).EQ.'*')) THEN
  A(2)='I'
  GO TO 33
ENDIF
IF((A(6).EQ.' ') .OR. (A(6).EQ.'*')) THEN
  IF(A(33).EQ.' ') THEN
    DO 346 K=7,33
      K1=(33-K)+7
      A(K1)=A(K1-1)
      A(2)='L'
      AML1=AML0+1
      GO TO 86
    ENDIF
    GO TO 600
  ENDIF
ENDIF
IF((A(5).EQ.' ') .OR. (A(5).EQ.'*')) GO TO 600
IF(A(34).EQ.' ') GO TO 600
GO TO 1
ANALISE A(3) DE TL
IF(((A(6).EQ.' ') .OR. (A(6).EQ.'*')) .AND. (A(33).EQ.' ')) GO TO 2
IF(A(3).EQ.'0') THEN
  IF((A(7).NE.' ') .AND. (A(7).NE.'*')) THEN
    IF(A(33).NE.' ') GO TO 200
    DO 341 K=7,33
      K1=33-K+7
      A(K1)=A(K1-1)
      GO TO 44
    ENDIF
    IF((A(34).EQ.' ') .AND. (A(33).NE.' ')) GO TO 44
    A(7)=' '
    GO TO 601
  ENDIF
  IF((A(7).EQ.' ') .OR. (A(7).EQ.'*')) THEN
    IF(A(33).NE.' ') THEN
      A(3)='0'
      GO TO 44
    ENDIF
    GO TO 601
  ENDIF
  IF((A(6).NE.' ') .AND. (A(6).NE.'*')) GO TO 601
  IF(A(33).NE.' ') GO TO 601
  DO 342 K=4,33
    K1=33-K+4
    A(K1)=A(K1-1)
    A(2)='0'
  ANALISE DE A(4) TL
  ITL=ITL+1
  IF((A(7).EQ.' ') .OR. (A(7).EQ.'*')) THEN
    CALL HD(A,4,6,IND)
    TYPE 477,IND
    IF(IND.EQ.0) THEN
      CALL HEXDEC(A,AML1)
      TYPE 478,AML1
      IF((AMI1.NE.(AML0+1)) .AND. (AML1.EQ.(AML0+2))) THEN
        C(1)='IT'
        C(2)='LI'
        AMI2=AML0+1

```

```

WRITE(B,131)C(1),C(2),AML2
FORMAT(1X,A1,A1,Z4)
ENDIF
IF((AM1.NE.(AML0+1)).AND.(AML1.NE.(AML0+2)))THEN
  AM10=AML0+1
  WRITE(B,1001)A
  GO TO 1
ENDIF
CALL HD(A,8,33,IND)
IF(IND.EQ.0) GO TO 1500
ENDIF
TYPE 470
FORMAT(' VAI PARA 603')
GO TO 603
ENDIF
FORMAT(1X,'IND= ',I5)
FORMAT(1X,' AML1 = ',I10)
IF((A(6).EQ.' ') .OR. (A(6).EQ.'*'))THEN
  II=33
  IJ=7
  GO TO 201
ENDIF
IF((A(5).EQ.' ') .OR. (A(5).EQ.'*'))THEN
  II=32
  IJ=5
  GO TO 201
ENDIF
IF((A(4).EQ.' ') .OR. (A(4).EQ.'*'))THEN
  II=31
  IJ=4
ENDIF
A(7)=1
GO TO 601
FORMAT(1X,'LINHA NAO EM SEQUENCIA ',I,/,1X,33A1)
IF(A(II).NE.' ') GO TO 602
DO 343 K=IJ,II
  K1=II-K+IJ
  A(K1)=A(K1-1)
  AML1=AML0+1
  CALL HD(A,IJ+1,II,IND)
  IF(IND.EQ.' ') GO TO 603
GO TO 1500
ANALISE DE A(4) DE TC
IF(A(4).EQ.' ')THEN
  IF(A(55).NE.' ')THEN
    CALL HD(A,5,55,IND)
    IF(IND.EQ.0) GO TO 1600
  ENDIF
  GO TO 1
ENDIF
IF(A(55).EQ.' ')THEN
  CALL HD(A,4,55,IND)
  IF(IND.EQ.0)THEN
    DO 344 K=5,55
      K1=55-K+5
      A(K)=A(K-1)
      A(4)=1
    GO TO 1600
  ENDIF
ENDIF
ENDIF

```

```
GO TO 1
VER SE DADOS A,B,C,D,E DE TL SAO HEXADECIMAIS
CALL HD(A,B,33,IND)
IF(IND.EQ.0) GO TO 1500
GO TO 603
A(2)=IL
AML1=AML0+1
DO 338 K=B,33
A(K)=IO
WRITE(8,1002)(A(1),A(2),AML1,(A(I),I=7,33))
FORMAT(IX,A1,A1,Z4.2ZA1)
AML0=AML1
GO TO 1
WRITE(8,1003)A
FORMAT(IX,56A1)
GO TO 1
TYPE 54,ITL
FORMAT(IX,'NO. DE TL =',I6)
TYPE*, 'FIM DO ARQUIVO'
STOP
END
```

PROGRAMA PARA ANALISE HARMONICA
INDIVIDUAL OU PARA MUITOS ARQUIVOS

```

DIMENSION NK(200,200),NTOT(200),IDIA(2000),IMES(2000)
1,HLI(3500),IAND(2000),IHSI(2000),IMSI(2000),ISSI(2000)
REAL*8 AG(3500),SK(200,200),SIK2N(200,200),AB(200),AN(24)
1,PP(200,200),BN(24),SIGAN(24),SIGBN(24),XME(200),VAR(200)
1,AL(3500),BL(3500),DL(3500),TST(24),ALFA(3000),ALFA1(3500)
1,AM(3500),AML1(3500),IT!(24),DELTA,HIM,FMR,LA,H,MI,S,S!
REAL*8 TI,MOLAR(3500),ITR(24),ISR(24),MOLAR1(3500),DIF
1,HORAS(3500),SAGX,PESCE,ANI(24),BNI(24),SIGANI(24)
1,SIG2(24),ST1,AI,BI,DINT,ANG,BNG,PSP(300),SIGBNI(24)
REAL*8 PRES(3500),SIGM,NDIF,AFI,AFP,TEM(3500)
REAL*8 A,AM(200),SIGMAA,B,SIGMAB,R,SIGMAY(3500)
REAL*4 TZ(32,13,5)
INTEGER TSS,CCT1,CCT,TS2,TS1
BYTE BUFFER,FIL(36)
INTEGER*2 AA(56)
INTEGER DIA,ANO,HORA
NIP24

```

```

AI=0.00
DINT=360.00
OPEN(UNIT=1,FILE='M.OUT',STATUS='NEW')
OPEN(UNIT=20,FILE='PRETEM.DAT',STATUS='OLD')
OPEN(UNIT=9,FILE='PONTES.DAT',STATUS='OLD')
OPEN(UNIT=10,FILE='EPHE1.DAT',STATUS='OLD')
TYPE +,' AN.SIDERAL(1),AN.SOLAR(0),AN.ANTISID.(2) '
ACCEPT 3000,TSS
FORMAT(I4)
TYPE +,' QUER ANALISE POR ARQUIVO ? SIM(1),NAO(0) '
ACCEPT 3000,TS1
TYPE +,' QUER CORR. POR PRES. E TEMP.DO AR ? SIM(1),NAO(0) '
ACCEPT 3000,TS2
TYPE +,' QUER LIMPEZA DOS DADOS ? SIM(1),NAO(0) '
ACCEPT 3000,CCT
TYPE +,' QUER SOMENTE ANALISE DE DIAS INTEIROS ? S(1),N(0) '
ACCEPT 3000,CCT1

```

LEITURA DOS DADOS DE PRESSAO E TEMPERATURA

```

READ(20,22,END=667),(ITT(ID),PSP(ID),TST(ID),ID=1,24)
FORMAT(F5.1,F8.2,F7.2)

```

LEITURA DOS DADOS DE ASCENCAO RETA

```

NTEM=872
READ(10,300,END=444)(IDIA(KK),IMES(KK),IAND(KK),IHSI(KK)
1,IHSI(KK),ISSI(KK),KK=1,NTEM)
FORMAT(4(3I2,1X,3I2,1X))
DO 91 KK=1,NTEM
IAND(KK)=IAND(KK)+81
TZ(IDIA(KK),IMES(KK),IAND(KK))=IHSI(KK)+60,+60,+IHSI(KK)
1+60.+FLOAT(ISSI(KK))
READ(9,100)NA
FORMAT(I5)

```

ANALISE DOS ARQUIVOS

```

DO 1 II=1,NA

```

```

INLI=0
INLS=0
IC=0
NL=0
READ(9,101,END=113)ISIZ,(FIL(K),K=1,ISIZ)
FORMAT(0,<ISIZ>A1)
FIL(ISIZ+1)=0.
OPEN(UNIT=12,FILE=FIL,STATUS='OLD')
READ(12,102)DIA,MES,ANO,HORA,MIN
FORMAT(1X,5I2)
HIM=HORA+60.D0+60.D0+MIN+60.D0
DO 2 J1=1,6000
READ(12,103,END=450)(AA(I),I=1,56)
FORMAT(1X,56A1)
IF(AA(2).EQ.'L')THEN
NL=NL+1
CALL CONVER(AA,HIM,AML,AML1,AL,BL,DL,NL)
IF(NL.EQ.1)GO TO 112
ENDIF
CONTINUE
TYPE 1,680,ISIZ,(FIL(LL),LL=1,ISIZ),NL
FORMAT(3X,0,<ISIZ>A1,3X,'NL :',I8)
WRITE(1,1099)ISIZ,'FIL(L1),L1=1,ISIZ)
FORMAT(/,3X,'ARQUIVO :',0,<ISIZ>A1,/)

RETIRAR DADOS ABSURDOS E NORMALIZAR(1100)

```

```

I0=0
SAGX=0.D0
DO 4100 IDA=1,NL
AG(IDA)=AL(IDA)
IF((AG(IDA).GT.1400.D0).OR.(AG(IDA).LT.600.D0))AG(IDA)=0.D0
IF(AG(IDA).EQ.0.D0)I0=I0+1
SAGX=SAGX+AG(IDA)
CONTINUE
SAGX=SAGX/(NL-I0)
IF(CCT.EQ.0)GO TO 4101

```

LIMPEZA DOS DADOS

```

DO 4150 IDA=1,NL
IF(AG(IDA).EQ.0.D0)GO TO 4150
SIGN=(AG(IDA)-SAGX)/(AG(IDA)+SAGX)
PESCE=PESCE+SIGN
CONTINUE
PESCE=DSQRT(PESCE/(NL-I0-1))
DO 4200 IDA=1,NL
IF((AG(IDA).GT.(SAGX+PESCE)).OR.(AG(IDA).LT.
1(SAGX-PESCE)))AG(IDA)=0.D0
CONTINUE
SAGX=0.D0
I0=0
PESCE=0.D0
DO 4300 IDA=1,NL
IF(AG(IDA).EQ.0.D0)I0=I0+1
SAGX=SAGX+AG(IDA)
CONTINUE
SAGX=SAGX/(NL-I0)
DIF=1100.D0-SAGX
DO 4500 IDA=1,NL

```

```

IF(AG(IDA).EQ.0.D0)GO TO 4500
AG(IDA)=AG(IDA)+DIF
CONTINUE

```

CALCULO DOS DADOS DE PRESSAO E TEMP.DO AR
POR INTERPOLACAO

```

IF(TS2.EQ.0)GO TO 3020
DO 2001 J1=1,NL
CALL SOLAR(J1,AML,AML1,MOLAR,MOLAR1)
CONTINUE
DO 116 JZ=1,NL
HORAS(JZ)=MOLAR(JZ)/3600.D0
DO 117 IX=1,24
IF(AG(JZ).EQ.0.D0)GO TO 116
IF((HORAS(JZ).GT.ITT(IX)).AND.(HORAS(JZ).LE.ITT(IX+1)))THEN
  ANG=(PSP(IX+1)-PSP(IX))/(ITT(IX+1)-ITT(IX))
  BNG=(TST(IX+1)-TST(IX))/(ITT(IX+1)-ITT(IX))
  TEM(JZ)=BNG*(HORAS(JZ)-ITT(IX))+TST(IX)
  PRES(JZ)=ANG*(HORAS(JZ)-ITT(IX))+PSP(IX)
  AG(JZ)=AG(JZ)+0.94*0.100+1.700*PRES(JZ)
  AG(JZ)=AG(JZ)+0.1300+0.200*TEM(JZ)
ENDIF
CONTINUE
CONTINUE

```

```

IF((TSS.EQ.1).OR.(TSS.EQ.2))THEN
  DO 3 J1=1,NL
  AML(J1)=AML(J1)/180.D0
  CALL DATACDM(DTA,HIM,MES,ANO,J1,AML,HORA,MIN,SEG,H,MI,
  1S,NDIA,NMES,NANO)
  CALL ASCRETA(DTA,MES,ANO,HIM,NDIA,NMES,NANO,TZ,H,MI,S,
#J1,ALFA,ALFA1)
  CONTINUE

```

```

ELSE
  DO 4 J2=1,NL
  CALL SOLAR(J2,AML,AML1,ALFA,ALFA1)
  CONTINUE

```

```

ENDIF
IF(TSS.EQ.2)THEN
DO 576 IG3=1,NL
DELTA=ALFA(IG3)-MOLAR(IG3)
IF(DELTA.LT.0.D0)DELTA=DELTA+86400.D0
ALFA(IG3)=MOLAR(IG3)-DELTA
IF(ALFA(IG3).LT.0.D0)ALFA(IG3)=ALFA(IG3)+86400.D0
CONTINUE

```

```

ENDIF
IF((ALFA1(NL)-ALFA1(1)).LT.86400.D0)GO TO 1
IF(UCT1.EQ.0)THEN
  NLT=1
  NLS=NL
  GO TO 4701

```

```

ENDIF

```

ANALISE DE DIAS INTEROS

```

AFI=64800.D0
NDIF=ALFA1(NL)-AFI
AFF=AFI+INT(NDIF/86400.D0)*86400.D0

```

```

IF(TSS.EQ.1)THEN
    AFF=AFI+INT(NDIF/86160.00)+86160.00
ELSE
    IF(TSS.EQ.2)THEN
        AFF=AFI+INT(NDIF/86640.00)+86640.00
    ENDIF
ENDIF
DO 4700 IDA=1,NL
    IF(INLI.EQ.1)GO TO 4702
    IF(ALFA1(IDA).GE.AFI)THEN
        NLI=IDA
        INI=1
    ENDIF
    IF(INLS.EQ.1)GO TO 4700
    IF(ALFA1(IDA).GE.AFF)THEN
        NLS=IDA
        INIS=1
    ENDIF
CONTINUE
TYPE *,NLI,NLS
IF((NLS=NLI).LT.480)GO TO 1

CALL HAR0(ALFA,AG,NLI,NLS,NI,NK,SK,SIK2N,AB,NEA,AI,DINT,AM)
IF(TS1.EQ.0)GO TO 1
CALL HAR2(ND,NK,SK,SIK2N,NL,VAR,NEA,TI,
1AB,FIL,ISIZ,AD,ANT,RNI,SIGANI,SIGBNI,XME)
CONTINUE
CALL HAR1(NI,NK,SK,SIK2N,NL,AN,BN,SIGAN,SIGBN,XME,VAR
1,NA,TI,AB,NEA,AD)
CALL EXIT
END

```

AQUI ESTAO CONTIDAS TODAS AS SUBROTINAS
NECESSARIAS PARA A ANALISE HARMONICA ,
UTILIZANDO O PROGRAMA HARM.FOR

```

SUBROUTINE CONVER(AA,HIM,AML,AML1,AL,BL,DL,NL)
REAL*8 AL(3500),BL(3500),DL(3500)
INTEGER*2 AA(56)
REAL*8 AML(3500),C1,C2,C3,C4,AML1(3500),HIM
C1=16.D0
C2=256.D0
C3=C1+C2
C4=C2+C2
DO 400 I=1,56
IF(AA(I).EQ.8224)AA(I)=8240
AA(I)=AA(I)-8240
IF(AA(I).LT.17)GO TO 400
IF(AA(I).GT.22)GO TO 400
AA(I)=AA(I)*7
CONTINUE
AML(NL)=AA(6)+AA(5)*16.D0+AA(4)*256.D0+AA(3)*16.D0*256.D0
AL(NL)=AA(11)+AA(10)*C1+AA(9)*C2+AA(8)*C3
BL(NL)=AA(17)+AA(16)*C1+AA(15)*C2+AA(14)*C3
DL(NL)=AA(23)+AA(22)*C1+AA(21)*C2+AA(20)*C3
AML(NL)=(AML(NL)*3.D0)+60.D0
AML1(NL)=HIM+AML(NL)
RETURN
END
SUBROUTINE SOLAR(J2,AML,AML1,ALFA,ALFA1)
REAL*8 ALFA(3500),ALFA1(3500),AML(3500),AML1(3500)
ALFA(J2)=AML(J2)
NDI=INT(ALFA(J2)/85400.D0)
ALFA(J2)=ALFA(J2)-(NDI*85400.D0)
ALFA1(J2)=AML1(J2)
RETURN
END
SUBROUTINE DATACON(DIA,HIM,MES,ANO,J,AML,HORA,OMIN,SEG
L,H,MI,S,NDIA,NMES,NANO)
REAL*8 AML(3500),ST,HIM,H,S,MI
INTEGER DIA,MES,ANO
ST=HIM+AML(J)*780.D0
H=INT(ST/3600.D0)
IF(H=24)100,102,102
R=ST/3600.-INT(ST/3600.)
MI=INT(R*60.D0)
S=ST-MI*60.D0-H*3600.D0
IF(S.EQ.60.)THEN
MI=MI+1.D0
S=0.D0
ENDIF
IF(RD.EQ.0.)THEN
NDIA=DIA
NMES=MES
NANO=ANO
ENDIF
GO TO 98
II=INT(H/24)
RD=1.
RD=1. RARO DIREITO = MUDOU DIA
ST=ST-(24.D0*3600.D0)*II

```

```

I1=DIA
I2=MES
I3=ANO
DO 10 JM=1,I1
CALL DAY(I1,I2,I3,I4,I5,I6)
I1=I4
I2=I5
I3=I6
CONTINUE
NDIA=I4
NMES=I5
NANO=I6
GO TO 99
RD=0.
RETURN
END
SUBROUTINE DAY(DIA,MES,ANO,NDIA,NMES,NANO)
INTEGER DIA,MES,ANO
IF(MES.LT.7)THEN
  IF((MES.EQ.1).OR.(MES.EQ.3).OR.(MES.EQ.5))THEN
    IF(DIA.EQ.31)THEN
      NDIA=1
      NMES=MES+1
      NANO=ANO
      GO TO 2000
    ENDIF
    IF(DIA.EQ.30)THEN
      NDIA=DIA+1
      NMES=MES
      NANO=ANO
      GO TO 2000
    ENDIF
  ENDIF
  IF((MES.EQ.2).AND.(DIA.EQ.28))THEN
    AC=ANO+.25
    RE=AC*INT(AC)
    IF(RE.EQ.0)THEN
      NDIA=DIA+1
      NMES=MES
      NANO=ANO
      GO TO 2000
    ENDIF
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NANO=ANO
    GO TO 2000
  ENDIF
  IF((MES.EQ.2).AND.(DIA.EQ.29))THEN
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NANO=ANO
    GO TO 3000
  ENDIF
  IF(DIA.EQ.30)THEN
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NANO=ANO
    GO TO 2000
  ENDIF
ENDIF
ENDIF

```

```

IF((MES.EQ.9).OR.(MES.EQ.11))THEN
  IF(DIA.EQ.30)THEN
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NANO=AND
    GO TO 2400
  ENDIF

```

```

ENDIF
IF((MES.EQ.12).AND.(DIA.EQ.31))THEN
  NDIA=1
  NMES=1
  NANO=AND+1
  GO TO 2000

```

```

ENDIF
IF((MES.EQ.7).OR.(MES.EQ.8).OR.(MES.EQ.10))THEN
  IF(DIA.EQ.31)THEN
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NANO=AND
    GO TO 2000
  ENDIF

```

```

ENDIF
NDIA=DIA+1
NANO=AND
NMES=MES
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE ASCRETA(DIA,MES,AND,HIM,NDIA,NMES,NANO,TZ,H,MI,
#8,J,ALFA,ALFA1)
REAL*8 ALFA(3500),ALFA1(3500),H,MI,S
#8,ST1,LA,HIM,ALF
REAL*4 TZ(32,13,5)
INTEGER DIA,MES,AND
ST1=H*60.00+MI*60.00+S
FMR=1.002737900
LA=4.00+60.00+60.00+32.00+60.00+32.00
NANO=NANO*81
ALFA(J)=TZ(NDIA,NMES,NANO)+FMR*(ST1+4.00+60.00+60.00)+LA
IC=AND*81
IF(J.EQ.1)THEN
  ALFTZ(DIA,MES,IC)+FMR*HIM=LA
  IF(ALF.GE.86400.00)ALF=ALF-86400.00
  ALFA1(1)=ALF+180.00+FMR
ELSE
  ALFA1(J)=(J-1)+180.00+FMR+ALFA1(1)
ENDIF

```

```

IF(ALFA(J).GE.86400.00)ALFA(J)=ALFA(J)-86400.00
IF(ALFA(J).LT.0.00)ALFA(J)=ALFA(J)+86400.00
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE HAR0(ALFA,AG,NLI,NLS,NI,NK,SK,SIK2N
#8,AB,NEA,AI,DINT,AM)
DIMENSION NK(200,200)
REAL*8 TK(20),AG(3500),SK(200,200)
#8,AM(200),SIK2N(200,200),AB(200),PP(200,200)
REAL*8 ALFA(3500),DINT,SV,ALFA1(3500),AI,BI
PI=3.141592700
DO 813 IQ=NLI,NLS
ALFA(IQ)=(ALFA(IQ)+15.00)/3500.00
CONTINUE

```

```

TI=DIINT/NT
NEA=NEA+1
AI=0.00
BI=AI+TI
DO 1000 IBIN=1,NI
DO 1001 IP=NLI,NLS
IF(AG(IP).EQ.0.00)GO TO 1001
IF((ALFA(IP).GE.AI).AND.(ALFA(IP).LT.BI))THEN
    SK(NEA,IBIN)=SK(NEA,IBIN)+AG(IP)
    NK(NEA,IBIN)=NK(NEA,IBIN)+1
    PP(NK(NEA,IBIN),IBIN)=AG(IP)
ENDIF
CONTINUE
AB(IBIN)=(BI-AI)/2.00+AI
AB(IBIN)=AB(IBIN)*(2.00+PI)/360.00
AI=AI+TI
BI=BI+TI
CONTINUE
DO 402 IBIN=1,NI
IF(NK(NEA,IBIN).EQ.0)THEN
    AM(IBIN)=0.00
    GO TO 402
ENDIF
AN(IBIN)=SK(NEA,IBIN)/NK(NEA,IBIN)
CONTINUE
DO 403 IBIN=1,NI
SV=0.00
DO 404 KL=1,NK(NEA,IBIN)
IF(NK(NEA,IBIN).EQ.0)THEN
    SIK2N(NEA,IBIN)=0.00
    GO TO 403
ENDIF
SV=SV+(PP(KL,IBIN)-AM(IBIN))*(PP(KL,IBIN)-AM(IBIN))
CONTINUE
SIK2N(NEA,IBIN)=SV
CONTINUE
RETURN
END
SUBROUTINE HARI(NI,NK,SK,SIK2N,NL,AN,BN,SIGAN,SIGBN,XME
1,VAR,NA,TI,AB,NEA,AN)
ANALISE HARMONICA DE NEA ARQUIVOS
DIMENSION NK(200,200),NTOT(200)
REAL*8 AG(3600),SK(200,200),SIK2N(200,200),XM,VM1, SXME,
18VAR0,DEL,AN0,BN0,SIGAN0,SIGBN0,ANC,X1,X2,Y1,Y2,PI1
1,PI2,AN(24),BN(24),SIGAN(24),SIGBN(24),XME(200),A1,
18A2,PI,SB2,DES1,DES2,SIGFI1,SIGFI2,VAR(200),TEM(24),
1PRE(24),AB(200)
TYPE *,NEA
ANC=FLOAT(NI)
PI=3.141592700
DO 1010 IBIN=1,NI
DO 1020 IAR=1,NEA
XM=XM+SK(IAR,IBIN)
NTOT(IBIN)=NTOT(IBIN)+NK(IAR,IBIN)
VM1=VM1+SIK2N(IAR,IBIN)
CONTINUE
IF(NTOT(IBIN).EQ.0)THEN
    XME(IBIN)=0.00
    VAR(IBIN)=0.00

```

```

VM=0.00
VM1=0.00
SVAR0=0.00
GO TO 1010

ENDIF
XME(IBIN)=XM/NTOT(IBIN)
SXME=SXME+XME(IBIN)
DO 1030 IEO=1,NEA
IF(NK(IEO,IBIN).EQ.0)GO TO 1030
DEL=SK(IEO,IBIN)/NK(IEO,IBIN)*XME(IBIN)
SVAR0=SVAR0+DEL*DEL*NK(IEO,IBIN)
CONTINUE
VAR(IBIN)=(VM1+SVAR0)/(NTOT(IBIN)*NTOT(IBIN))
XM=0.00
VM1=0.00
SVAR0=0.00
CONTINUE
DO 1080 IS2=1,24
DO 1050 IBIN=1,NI
AN0=AN0+DCOS(IS2*AB(IBIN))*XME(IBIN)
BN0=BN0+DSIN(IS2*AB(IBIN))*XME(IBIN)
SIGAN0=SIGAN0+DCOS(IS2*AB(IBIN))*DCOS(IS2*AB(IBIN))*
IVAR(IBIN)
SIGBN0=SIGBN0+DSIN(IS2*AB(IBIN))*DSIN(IS2*AB(IBIN))*
IVAR(IBIN)
CONTINUE
AN(IS2)=(AN0*2.00)/ANC
BN(IS2)=(BN0*2.00)/ANC
SIGAN(IS2)=(2.00/ANC)*DSQRT(SIGAN0)
SIGBN(IS2)=(2.00/ANC)*DSQRT(SIGBN0)
AN0=0.00
BN0=0.00
SIGAN0=0.00
SIGBN0=0.00
CONTINUE
WRITE(31,41)
FORMAT(/,6X,'DADOS REFERENTES A ANALISE POR INTERVALO',/,
15X,'NTOT',7X,'AB',7X,'XME',7X,'IVAR')
DO 666 M1=1,NI
AB(M1)=(AB(M1)+360.00)/(2.00+PI)
CONTINUE
WRITE(31,42)(NTOT(IS),AB(IS),XME(IS),VAR(IS),IS=1,NI)
FORMAT(6X,15,3F10,2)
AG=SXME/NI
WRITE(7,200)AG
FORMAT(3X,'ANALISE HARMONICA POR INTERVALO',/,
11A0=1,F15.5,/,3X,'NI',
117X,'AN',10X,'SIGMA AN',10X,'BN',10X,'SIGMA BN')
WRITE(7,201)(I,AN(I),SIGAN(I),BN(I),SIGBN(I),I=1,10)
FORMAT(2X,12,9X,F11.2,4X,F11.2,4X,F11.2,4X,F11.2)
SIGA0=DSQRT(AG)
X1=AN(1)
Y1=BN(1)
X2=AN(2)
Y2=BN(2)
FI1=ATAN2D(Y1,X1)/15.00
FI2=ATAN2D(Y2,X2)/15.00
IF(Y1.LT.0.00)FI1=24.00+FI1
IF(Y2.LT.0.00)FI2=24.00+FI2
A1=DSQRT(AN(1)*AN(1)+BN(1)*BN(1))

```

```

SIGA1=DSQRT(AN(1)*AN(1)+SIGAN(1)*SIGAN(1)+
+BN(1)*BN(1)+SIGBN(1)*SIGBN(1))
SIGA1=SIGA1/A1
A2=DSQRT(AN(2)*AN(2)+BN(2)*BN(2))
SIGA2=DSQRT(AN(2)*AN(2)+SIGAN(2)*SIGAN(2)+
+BN(2)*BN(2)+SIGBN(2)*SIGBN(2))
SIGA2=SIGA2/A2
AM1=(A1/A0)*100, D0
AM2=(A2/A0)*100, D0
SIGTA1=(A1/A0)*DSQRT((SIGA1/A1)*(SIGA1/A1)+
+1*(SIGA0/A0)*(SIGA0/A0))
SIGTA2=(A2/A0)*DSQRT((SIGA2/A2)*(SIGA2/A2)+
+1*(SIGA0/A0)*(SIGA0/A0))
SIGTA1=SIGTA1*100, D0
SIGTA2=SIGTA2*100, D0
SA1=SIGAN(1)*SIGAN(1)
SB1=SIGBN(1)*SIGBN(1)
SA2=SIGAN(2)*SIGAN(2)
SB2=SIGBN(2)*SIGBN(2)
DES1=(1, D0/(1, D0+(BN(1)/AN(1))*(BN(1)/AN(1))))**2
DES2=(1, D0/(1, D0+(BN(2)/AN(2))*(BN(2)/AN(2))))**2
SIGFI1=(DES1*(BN(1)/(AN(1)+AN(1))))**2*SA1+
+1*(DES1*((1, D0/AN(1))**2))*SB1
SIGFI1=DSQRT(SIGFI1)*3, 8D0
SIGFI2=(DES2*(BN(2)/(AN(2)+AN(2))))**2*SA2+
+1*(DES2*((1, D0/AN(2))**2))*SB2
SIGFI2=DSQRT(SIGFI2)*3, 8D0
WRITE(7, 50000)
FORMAT(//, 3X, 'AMPLITUDES E FASES', //)
WRITE(7, 51000) AM1, SIGTA1, FI1, SIGFI1
FORMAT(3X, 'A1=(1, F14, 6, 1X, '!' + '!', 1X, F6, 4, 1)%',
15X, 'FI1=(1, F5, 2, 1X, '!' + '!', 1X, F5, 2, 1)HORAS', /)
WRITE(7, 52000) AM2, SIGTA2, FI2, SIGFI2
FORMAT(3X, 'A2=(1, F14, 6, 1X, '!' + '!', 1X, F6, 4, 1)%',
15X, 'FI2=(1, F5, 2, 1X, '!' + '!', 1X, F5, 2, 1)HORAS', /)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE HAR2(NI, NK, SK, SIK2N, NL, VAR, NEA, TI, AB, FIL,
#ISIZ, A0, ANI, BNI, SIGANI, SIGBNI, XME)
BYTE BUFFER, FIL(30)
DIMENSION NK(200, 200)
REAL*8 SK(200, 200), SIGAN0, SIK2N(200, 200), ANI(24), BNI(24),
#SIGANI(24), SXME, AN0, BN0, SIGBNI(24), VAR(200), AB(200), XME(200)
#, A0, SIGBN0, SUM

```

```

BNC=FLOAT(NI)
DO 2010 IBIN=1, NI
XME(IBIN)=SK(NEA, IBIN)/NK(NEA, IBIN)
SXME=SXME+XME(IBIN)
VAR(IBIN)=(SIK2N(NEA, IBIN)/NK(NEA, IBIN))/NK(NEA, IBIN)
DO 2040 ICH=1, 24
DO 2050 IBIN=1, NI
AN0=AN0+COS(ICH*AB(IBIN))*XME(IBIN)
BN0=BN0+SIN(ICH*AB(IBIN))*XME(IBIN)
SIGAN0=SIGAN0+COS(ICH*AB(IBIN))*COS(ICH*AB(IBIN))*VAR(IBIN)
SIGBN0=SIGBN0+SIN(ICH*AB(IBIN))*SIN(ICH*AB(IBIN))*VAR(IBIN)
CONTINUE
ANI(ICH)=AN0*(2, D0/BNC)
BNI(ICH)=BN0*(2, D0/BNC)
SIGANI(ICH)=(2, D0/BNC)*DSQRT(SIGAN0)

```

SIGBNI(I)= (2.00/RNC)*DSQRT(SIGBNO)

AN0=0.00

BN0=0.00

SIGANO=0.00

SIGBNO=0.00

CONTINUE

WRITE(30,2500)(FIL(IT),IT=1,ISIZ)

WRITE(30,51)

FORMAT(/,6X,'DADOS REFERENTES A ANALISE POR ARQUIVO',//,

19X,'NTOT',7X,'XME',7X,'VAR')

WRITE(30,52)(NK(NEA,IS),XME(IS),VAR(IS),IS=1,24)

FORMAT(3X,15,2F10.5)

AO= SXME/NI

WRITE(8,2500)(FIL(I),I=1,ISIZ)

FORMAT(/,3X,'ARQUIVO :',2X,0,<ISIZ>A1,//)

WRITE(8,2643)AO

FORMAT(/,5X,'AN =',F9.2)

WRITE(8,2501)(I,ANI(I),SIGANI(I),BNI(I),SIGBNI(I),I=1,10)

FORMAT(3X,'N',17X,'AN',10X,'SIGMA AN',10X,'BN',10X,'SIGMA

EN',/,2X,12,9X,F11.2,4X,F11.2,4X,F11.2,4X,F11.2))

SXME=0.00

SNC=0.00

SUM=0.00

RETURN

END

SUBROUTINE LINFIT(X,Y,SIGMA,II,NPTS,MODE,A,SIGMAA,B,SIGMAB,R)

DOUBLE PRECISION SUM,SUMX,SUMY,SUMY2,SUMX2,SUMXY

DOUBLE PRECISION XT,YI,WEIGHT,DELTA,VARNCE

DOUBLE PRECISION X(3500),Y(3500),SIGMA(3500)

SOMAS ACUMULADAS (COM PESO)

SUM=0.00

SUMX=0.00

SUMY=0.00

SUMX2=0.00

SUMY2=0.00

SUMXY=0.00

DO 50 I=II,NPTS

IF(Y(I).EQ.0.00)GO TO 50

XI=X(I)

YI=Y(I)

SIGMA(I)=DSQRT(YI)

IF(MODE)31,30,38

IF(YI)34,36,32

WEIGHT=1.00/YI

GO TO 41

WEIGHT=1.00/(-YI)

GO TO 41

WEIGHT=1.00

GO TO 41

WEIGHT=1.00/(SIGMA(I)**2)

SUM=SUM+WEIGHT

SUMX=SUMX+WEIGHT*XI

SUMY=SUMY+WEIGHT*YI

SUMX2=SUMX2+WEIGHT*XI*XI

SUMY2=SUMY2+WEIGHT*YI*YI

SUMXY=SUMXY+WEIGHT*XI*YI

CONTINUE

CALCULO DOS COEFICIENTES E DESVIOS

```

DELTA=SUM*SUMX2-SUMX*SUMX
A=(SUMX2*SUMY-SUMX*SUMXY)/DELTA
B=(SUMXY*SUM-SUMX*SUMY)/DELTA
IF(MODE)62,64,62
VARNCE=1.00
GO TO 67
C=NPTS-2
VARNCE=(SUMY2+A*A*SUM+B*B*SUMX2-2.00*(A*SUMY+B*SUMXY-
1A*B*SUMX))/C
SIGMAA=DSQRT(VARNCE*SUMX2/DELTA)
SIGMAB=DSQRT(VARNCE*SUM/DELTA)
R=(SUM*SUMXY-SUMX*SUMY)/DSQRT(DELTA*(SUM*SUMY2-SUMY*SUMY))
RETURN
END

```

REFERÊNCIAS

- 1) D.Dopps et al., Mont.Not.Roy.Astr.Soc., 171, 569 (1975)
- 2) A.W.Strong et al., Mont.Not.Roy.Astr.Soc., 182, 751 (1978)
- 3) L.W.Fredrick e R.H.Baker, "An Introduction to Astronomy",
D.Van Nostrand Co., Litton Educational Publishing Inc. (1974)
- 4) A.W.Strong et al., Proc.of the XII ESLAB, 167, Frascati (1977)
- 5) P.Kiraly et al., Riv.Nuovo Cimento, 2, n^o 7, 1 (1979) ✓
- 6) G.Battistoni et al., Proc. of the XIX ICRC, 1, 62, La Jolla (1985)
- 7) V.V.Alexeenko e G.Navarra, Lett.Nuovo Cimento, 42, n^o 7, 1 (1985)
- 8) R.S.Ellis e D.J.Axon, Astrophys.Sp.Sci., 54, 425 (1978)
- 9) A.W.Wolfendale, Proc. of the XV ICRC, rapp.papers, Plovdiv (1977)
- 10) C.Heiles, Ann.Rev.Astr.Astrophys., 14, 1 (1976)
- 11) J.T.Houghton, "The Physics of Atmospheres", Cambridge University
Press (1986)
- 12) A.H.Compton e I.A.Getting, Phys.Rev., 47, 817 (1935)
- 13) J.Linsley, Proc.of the XIV ICRC, Munique, 592 (1975)
- 14) A.L.Hodson, Proc. Phys. Soc., A64, 1061 (1951)
- 15) J.Linsley, Phys. Rev.Lett., 34, 1530 (1975)
- 16) R.G.Marsden et al., Nature, 260, 491 (1976)
- 17) A.G.Fenton, Proc.of the Int.Cosm.Rays Symp., 308, Toquio (1976)

- 18) J.E.Humble e A.G.Fenton, proc. of the XV ICRC, late papers, Plovdiv (1977)
- 19) M.Ichinose e K.Murakami, Proc. of the Int.Cosm. Rays Symp., 291, Tóquio (1976)
- 20) M.Ichinose , Proc. of the XV ICRC, 2, 160, Plovdiv (1977)
- 21) K.Nagashima e S.Mori, Proc. of the Int.Cosm. Rays Symp.,326, Toquio (1976)
- 22) T.Gombosi et al., Proc. of the XIV ICRC, 2,586, Munique (1975)
- 23) A.G.Fenton et al., Proc. of the XV ICRC, late papers,Plovdiv (1977)
- 24) A.G.Fenton e K.B.Fenton, Proc. of the Int.Cosm. Rays Symp., 313, Tóquio (1976)
- 25) K.Nagashima et al, Proc.of the XV ICRC, 2,154, Plovdiv (1977)
- 26) V.V.Alexeenko et al, Proc. of the XVII ICRC, 2 , 146, Paris (1981)
- 27) S.Sakakibara et al., Proc. of the Int.Cosm.Rays Symp., 316, Toquio (1976)
- 28) J.Linsley e A.A.Watson, Proc. of the XV ICRC, 12, 203, Plovdiv (1977)
- 29) D.M.Edge et al., J.Phys. G, 4, 133 (1978)
Lloyd-Evans, PhD Thesis, University of Leeds
J.Lapikens et al., Proc.of the XVI ICRC,8, 19, Kyoto (1979)
- 30) T.Hara et al., Proc. of the XVII ICRC, 9,179, Paris (1981)

- 31) N.Nagashida et al., Proc.of the XVII ICRC,9, 9, Paris (1981)
- 32) Proceedings of the XIX ICRC, OG sessions, 1, La Jolla (1985)
- 33) P.Vallania, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Torino
- 34) M.Sella, tesi di Laurea, Università degli Studi di Torino
- 35) F.Verter, Phys.Reports, 81, n° 4, 293 (1982)
- 36) J.M.Hameury, Ann. Phys.Fr., 10, 369 (1985)
- 37) F.J.M.Farley e J.R.Storey, proc. Phys.Soc., A67, 996 (1954)
- 38) R.M.Jacklyn, Nuovo Cimento, 30, 4508 (1963)
- 39) R.G.Barry e R.J.Chorley, "Atmosphere, Weather and Climate",
University Paperback, Butler e Tanner Ltd., Londres (1968)
- 40) J.Kota, Proc. of the XIX ICRC, 9,275, La Jolla (1985)
- 41) J.Kota e A.J.Somogyi, Proc. of the XV ICRC, late papers, Plovdiv
(1977)
- 42) E.P.Mazets et al., Nature, 297, 378 (1981)
- 43) B.J.Teegarden e T.L.Cline, Ap.J.,236, L67 (1980)